

Institut für Biomedizinische Optik
der Universität zu Lübeck

Direktor:
Prof. Dr. phil. nat. Reginald Birngruber

**Analyse von Ablationsdynamik und akustischem Signal
bei der gepulsten IR-Ablation biologischer Gewebe
im Hinblick auf eine Online-Ablationskontrolle**

Inauguraldissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der Universität zu Lübeck
– Aus der Technisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät –

Vorgelegt von
Ingo Apitz
aus Lübeck

Lübeck 2006



Ingo Apitz

1. Berichterstatter:	Prof. Dr. A. Vogel
2. Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. E. Konecny
Tag der mündlichen Prüfung:	17.4.2007
Zum Druck genehmigt, Lübeck den	17.4.2007

gez. Prof. Dr. rer. nat. E. Hartmann

- Dekan der Technisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät -

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Theoretischer Hintergrund	10
2.1	Eigenschaften der verwendeten Proben	10
2.1.1	Aufbau von weichem Gewebe	10
2.1.2	Mechanische Eigenschaften von Gewebe	12
2.1.3	Absorptionseigenschaften von Gewebe	14
2.1.4	Absorptionseigenschaften von Wasser.....	15
2.2	Kinetik der Phasenübergänge.....	17
2.2.1	Einfluss der Wärmeleitung.....	17
2.2.2	Phasendiagramme.....	17
2.2.3	Oberflächenverdampfung.....	20
2.2.4	Normales Kochen.....	21
2.2.5	Phasenexplosion	22
2.2.6	Modifikation der Phasenübergänge durch die Gewebematrix	26
2.2.7	Dampfexplosion und photothermische Dissoziation der Gewebematrix	27
2.3	Rückstoßinduzierter Materialauswurf	28
2.4	Schallerzeugung und Schallausbreitung.....	29
2.4.1	Schallabstrahlung unterhalb der Ablationsschwelle	29
2.4.2	Stoßwellenentstehung in Luft.....	29
2.4.3	Erfassung der Stoßwelle durch einen akustischen Sensor	34
2.4.4	Einfache Modelle der Stoßwellenausbreitung.....	35
2.4.5	Gemeinsame Betrachtung der Ausbreitung von Stoßwelle und Ablationswolke	37
2.4.6	Reflektion der Stoßwelle an der Probenoberfläche.....	39
2.4.7	Stoßwellenentstehung in Wasser.....	41
2.5	Bisherige Modelle zur Infrarot-Photoablation	42
2.5.1	Explosionsmodell	42
2.5.2	Gleichgewichtsmodelle	43
2.5.2.1	Gleichgewichts-Basismodell	43
2.5.2.2	Thermodynamisches Gleichgewichts-Modell.....	44
2.5.2.3	Thermomechanisches Gleichgewichts-Modell.	46
2.5.3	Thermomechanisches Mikroexplosionsmodell.....	48
3	Experimentelle Methoden	50
3.1	Laser- und Applikationssysteme	50
3.1.1	Freilaufender Er:YAG-Laser.....	50
3.1.2	Applikationssystem für freilaufende Er:YAG Laserpulse	52
3.1.3	Gütegeschalteter Er:YAG Laser.....	53

3.1.4	Applikationssystem für gütegeschaltete Er:YAG Laserpulse.....	54
3.2	Untersuchte Proben	55
3.2.1	Wasser	55
3.2.2	Leber.....	56
3.2.3	Haut	56
3.3	Fotografische Aufnahmeverfahren.....	57
3.3.1	Das Prinzip der Raumfrequenzfilterung.....	58
3.3.2	Hellfeld-Verfahren	60
3.3.3	Hellfeldverfahren mit diffuser Beleuchtung	61
3.3.4	Dunkelfeld-Verfahren	62
3.3.5	Hoffman-Kontrastverfahren	64
3.3.6	Fotografie in Aufsicht	66
3.3.7	Empfindlichkeitsvergleich der Schlierenverfahren.....	67
3.4	Optische Deflektometrie	70
3.5	Akustische Messtechnik.....	73
3.5.1	Schallmessungen in Luft	73
3.5.2	Analyse der Signalparameter	74
3.5.2.1	Akustische Energie.....	74
3.5.2.2	Median der akustischen Energie	75
3.5.2.3	Fourieranalyse	75
4	Primärer Materialauswurf	76
4.1	Kurzzeitfotografische Darstellung der Ablationsdynamik mit freilaufenden Laserpulsen.....	76
4.1.1	Ablation von Wasser bei Bestrahlungen von 2,0 – 100 J/cm ²	77
4.1.2	Ablation von Leber bei einer Bestrahlung von 4,6 – 100 J/cm ²	87
4.1.3	Ablation von Haut bei Bestrahlungen von 4,6 – 100 J/cm ²	91
4.2	Diskussion der Ablationsdynamik mit freilaufenden Laserpulsen	97
4.2.1	Subablative Phase.....	97
4.2.2	Oberflächenverdampfung.....	98
4.2.3	Primärer Materialauswurf	99
4.2.3.1	Einsetzen der Phasenexplosion	99
4.2.3.2	Ablationsdynamik nach Beginn der Phasenexplosion	100
4.2.4	Einfluss der Gewebematrix	101
4.2.5	Dynamik der Ablationswolke.....	103
4.2.6	Ausbreitung der Partikel.....	105
4.2.7	Druckwellenabstrahlung.....	106
4.2.8	Rückstoßinduzierter Materialauswurf	108

4.2.9	Zusammenfassung der Ablationsdynamik mit freilaufenden Er:YAG Laserpulsen.....	109
4.3	Kurzzeitfotografische Darstellung der Ablationsdynamik bei QS-Pulsen.....	112
4.3.1	Ablation von Wasser bei Bestrahlungen von 0,12 – 5,40 J/cm ²	112
4.3.2	Ablation von Leber mit Bestrahlungen von 1,40 J/cm ² und 5,40 J/cm ²	150
4.3.3	Ablation von Haut mit Bestrahlungen von 1,40 und 5,40 J/cm ²	160
4.4	Diskussion der Ablationsdynamik mit gütegeschalteten Laserpulsen	170
4.4.1	Primärer Materialauswurf	170
4.4.1.1	Phasenübergänge bei Wasser	170
4.4.1.2	Phasenübergänge bei Gewebe.....	174
4.4.1.3	Ursprung hoher Energiedichten	175
4.4.2	Dynamik der Ablationswolke.....	176
4.4.2.1	Anfängliche Ausbreitung der Ablationswolke.....	177
4.4.2.2	Entstehung der inneren Stoßwelle und Interaktion mit der Ablationswolke.....	184
4.4.2.3	Einsetzen der Ringwirbelbildung.....	187
4.4.3	Rückstoßinduzierte Effekte	190
4.4.4	Bestimmung des Stoßwellendrucks in Luft und des Rückstoßdrucks ..	192
4.4.5	Zusammenfassung der Ablationsdynamik mit gütegeschalteten Laserpulsen	194
5	Rückstoßinduzierter Materialauswurf.....	198
5.1	Darstellung der Rückstoßdynamik mit freilaufenden Laserpulsen.....	198
5.1.1	Rückstoßdynamik bei einer Bestrahlung von 2,0 J/cm ²	198
5.1.2	Rückstoßdynamik bei einer Bestrahlung von 4,6 J/cm ²	200
5.1.3	Rückstoßdynamik bei einer Bestrahlung von 20 J/cm ²	201
5.1.4	Rückstoß bei einer Bestrahlung von 100 J/cm ²	203
5.2	Darstellung der Rückstoßdynamik mit gütegeschalteten Laserpulsen.....	205
5.2.1	Rückstoß bei einer Bestrahlung von 0,24 J/cm ²	205
5.2.2	Rückstoß bei einer Bestrahlung von 0,48 J/cm ²	206
5.2.3	Rückstoßdynamik bei einer Bestrahlung von 0,6 J/cm ²	207
5.2.4	Rückstoßdynamik bei einer Bestrahlung von 1,40 J/cm ²	209
5.2.5	Rückstoßdynamik bei einer Bestrahlung von 5,40 J/cm.....	210
5.3	Diskussion des rückstoßinduzierten Materialauswurfs	215
5.3.1	Rückstoßdynamik bei gütegeschalteten Laserpulsen.....	215
5.3.2	Rückstoßdynamik mit freilaufenden Laserpulsen.....	219
6	Photoakustische Messungen durch Deflektometrie	222
6.1	Vergleich der Deflektometriesignale mit der fotografischen Darstellung.....	222
6.2	Darstellung der Messergebnisse.....	225

6.3	Diskussion der photoakustischen Messungen	242
6.3.1	Ausbildung von Stoßfront und Kontaktfront	242
6.3.2	Dichtevariation in der Ablationswolke	243
6.3.3	Ausbreitung der inneren Stoßwelle	244
6.3.4	Nichtlineare Schallausbreitung während der Expansion der Ablationswolke.....	244
6.3.5	Schlussfolgerung für die Online-Materialdifferenzierung	245
7	Akustische Messungen	247
7.1	Akustische Messungen in Luft.....	247
7.1.1	Darstellung der akustischen Signale	247
7.1.2	Abstandsabhängigkeit der Signale	250
7.1.3	Diskussion	253
7.2	Akustische Materialdetektion mit QS-Pulsen	255
7.2.1	Signalformen	255
7.2.2	Integralanalyse der akustischen Energie	259
7.2.3	FFT-Analyse der akustischen Energie	262
7.2.4	Diskussion	264
8	In-vivo Erprobung der Detektion verbrannter Hautschichten mit freilaufenden Er:YAG Laserpulsen	266
8.1	Frühere Untersuchungen der Schichtdetektion mit FR-Pulsen	266
8.2	Klinische Erprobung der Schichtdetektion im Rahmen der Lasernekrektomie	267
8.2.1	Behandeltes Hautareal.....	267
8.2.2	Messung der akustischen Signale.....	269
8.2.3	Analyse der akustischen Signale	270
8.2.3.1	Ablation mit einer Bestrahlung von 6 J/cm ²	270
8.2.3.2	Ablation mit einer Bestrahlung von 17 J/cm ²	272
8.2.4	Histologische Analyse der Ablationsorte.....	274
8.3	Diskussion	274
9	Zusammenfassung und Ausblick	276
10	Literaturverzeichnis	279
11	Danksagung.....	290
12	Lebenslauf	291
13	Publikationsliste.....	293

1 Einleitung

Die Infrarot-Photoablation mit gepulsten Lasern ermöglicht es, biologische Gewebe mit hoher Präzision abzutragen. Durch die gezielte Energiedeposition in einer geringen Schichtdicke ist es möglich, das Gewebe selektiv abzutragen. Eine mögliche klinische Anwendung dieser Technik ist die Lasernekrektomie, bei der nach einer Verbrennung gezielt die oberen nekrotischen Hautschichten bis zum Erreichen des tiefer gelegenen vitalen Gewebes entfernt werden [1]. Um die Selektivität der Photoablation optimal auszunutzen und mit einer hohen Arbeitsgeschwindigkeit kombinieren zu können, ist es erforderlich, das Verfahren dahingehend zu automatisieren, dass die Ablation beim Erreichen des vitalen Gewebes selbsttätig gestoppt wird. Eine vielversprechende Umsetzung dieses Konzeptes ist die Entwicklung einer akustischen Online-Kontrolle, bei der das Schallsignal des Ablationsprozesses auf seine materialspezifischen Eigenschaften hin untersucht wird. Bei früheren Untersuchungen von Nahen [2] war es möglich, auf diese Weise bei der Ablation mit freilaufenden Er:YAG Laserpulsen und geringer Bestrahlung zwischen verbrannten und vitalen Hautschichten zu unterscheiden.

Die hier vorliegende Arbeit baut in weiten Teilen auf diesen Erkenntnissen auf, erweitert die Analyse aber wesentlich hin zur Verwendung von freilaufenden Laserpulsen mit hoher Bestrahlung und vor allem gütegeschalteten Pulsen. Der verwendete Er:YAG Laser bietet aufgrund der geringen optischen Eindringtiefe im Gewebe von nur $0,8 \mu\text{m}$ unter Normalbedingungen gute Voraussetzungen für eine selektive Abtragung unterschiedlicher Schichten [3]. Die Energie des Laserpulses wird dabei primär in dem im Gewebe enthaltenen Wasser absorbiert.

Während freilaufende Laserpulse sich von Puls zu Puls ändernde Abfolgen von Intensitätsspitzen („Spiking“) aufweisen, welche das akustische Signal stark beeinflussen, sind gütegeschaltete Laserpulse viel reproduzierbarer. Es besteht daher die Hoffnung, dass die akustischen Signale bei der Ablation eine höhere Materialspezifität aufweisen und somit eine noch präzisere Detektion der Schichtübergänge ermöglichen. Es wirkt sich allerdings bei gütegeschalteten Pulsen nachteilig aus, dass aufgrund der kürzeren Pulsdauer sehr viel höhere Energiedichten in der Probe erreicht werden. Dies hat zur Folge, dass Drucktransienten mit deutlich größeren Amplituden abgestrahlt werden, so dass durch Effekte der nichtlinearen Schallausbreitung in einem gewissen Abstand eine Vereinheitlichung des Schallsignals erfolgt. Die nichtlineare Schallausbreitung wirkt sich daher bei gütegeschalteten Laserpulsen erschwerend auf die Detektion unterschiedlicher Schichten aus.

Von größter Bedeutung für das Verständnis des Schallsignals ist die detaillierte Kenntnis der zugrunde liegenden Ablationsdynamik. Es hat sich gezeigt, dass keines der existierenden Modelle zur Infrarot-Photoablation in der Lage ist, die komplexen Vorgänge und insbesondere die unterschiedlichen Phasen bei der Ablation mit Er:YAG Laserpul-

sen zu erklären. Das oftmals für die Modellierung einer Ablation mit gütegeschalteten Laserpulsen herangezogene Explosionsmodell geht fälschlicher Weise von einem einmaligen Phasenübergang nach dem Ende des Laserpulses aus [4-6]. Die existierenden Gleichgewichtsmodelle betrachten den Ablationsvorgang während des Laserpulses und modellieren diesen als Verdampfung oder normales Kochen, z. T. im Widerspruch zu den gewählten Randbedingungen [7-11]. Die Möglichkeit einer Überhitzung der Flüssigkeit wird nicht betrachtet. Insbesondere ist keines der Modelle in der Lage, den Auswurf von Wassertröpfchen oder Gewebepartikeln in der beobachteten Form zu erklären, noch wird der Einfluss der Gewebematrix korrekt mit einbezogen. Als Weiterentwicklung berücksichtigt das thermomechanische Mikroexplosionsmodell von Majaron [12] erstmals auch die elastischen und mechanischen Eigenschaften des abladierten Gewebes sowie die Möglichkeit einer Überhitzung des Gewebewassers. Es erklärt allerdings nur die Vorgänge bis zum Einsetzen des Phasenüberganges und berücksichtigt damit ebenfalls nicht die unterschiedlichen Phasen der Ablation. Der bei Wasser auftretende Auswurf von Wassertropfen ohne den Einfluss einer Gewebematrix kann ebenso wenig erklärt werden wie das Erreichen der beobachteten extrem hohen Energiedichten.

Aufgrund der Unzulänglichkeiten der existierenden Modelle und der großen Bedeutung des grundlegenden Verständnisses der Ablationsdynamik für die Analyse des akustischen Signals befasst sich der größte Teil dieser Arbeit mit der Untersuchung eben dieser Dynamik. Als Probenmaterial wurde Wasser, Leber und Haut verwendet. Wasser ist der Hauptabsorber der verwendeten Wellenlänge im Gewebe und bietet die Möglichkeit, die Ablationsdynamik losgelöst vom Einfluss einer Gewebematrix zu untersuchen. Leber und Haut weisen eine sehr unterschiedliche mechanische Festigkeit auf und dienen dazu, den Einfluss der Gewebematrix zu untersuchen. Die Experimente haben ergeben, dass der primäre Ablationsmechanismus bei der Verwendung von Er:YAG Laserpulsen eine Phasenexplosion ist. Bei hinreichend hohen Bestrahlungen können aber noch weit höhere Energiedichten erreicht werden, in deren Folge eine vollständige Verdampfung der Probe, bzw. eine vollständige thermische Zersetzung des Gewebes erfolgt. Eine weitere wichtige und neue Erkenntnis ist, dass bei hohen Bestrahlungen durch den Rückstoß der primären Ablationsprodukte bei Wasser und weichem Gewebe ein sehr massiver und lang andauernder rückstoßinduzierter Materialauswurf erfolgt, der die Ablationseffizienz erhöht, die Selektivität der Abtragung jedoch stark herabsetzt. Damit ist es gelungen, das Wissen über die Gewebeablation mit gepulsten Er:YAG Laserpulsen beträchtlich zu erweitern.

Die theoretischen Grundlagen der Arbeit inklusive einer Diskussion der unterschiedlichen Modelle zur Infrarot-Photoablation werden in Kapitel 2 dargestellt. Kapitel 3 befasst sich mit den verwendeten experimentellen Methoden. Zur Untersuchung der Ablationsdynamik wurden unterschiedliche kurzzeitfotografische Schlierentechniken eingesetzt, die es ermöglichen, den gesamten Vorgang mit hoher Zeitauflösung und einer Belichtungszeit von wenigen Nanosekunden darzustellen. Kapitel 4 umfasst die Darstellung und Diskussion des primären Materialauswurfs bei der Ablation mit freilaufenden und gütegeschalteten Laserpulsen, wohingegen Kapitel 5 sich mit dem rückstoßindu-

zierten Materialauswurf befasst. Darüber hinaus wurde für die Untersuchungen das optoakustische Verfahren der optischen Deflektometrie eingesetzt (Kapitel 6), bei dem durch die Ablenkung eines parallel zur Probenoberfläche geführten Laserstrahls Brechungsindexgradienten, wie sie unter anderem in der abgestrahlten Stoßwelle auftreten, mit hoher Zeitauflösung und in geringem Messabstand erfasst werden können. Die vorausgegangenen Untersuchungen münden in der Analyse des akustischen Signals in Kapitel 7 und in der Darstellung der Erprobung der akustischen Online-Kontrolle unter OP-Bedingungen in Kapitel 8.

2 Theoretischer Hintergrund

In diesem Kapitel werden zunächst in Abschnitt 2.1 die Eigenschaften der verwendeten Proben dargestellt, die durch ihr Absorptionsvermögen und ihre mechanische Festigkeit die Ablationsdynamik sowie das Schallsignal beeinflussen. Der Abtrag des Gewebes basiert auf einem Phasenübergang des Gewebewassers, das durch die absorbierte Laserpulsenergie erhitzt wird. Die unterschiedlichen Ausprägungen dieses Überganges werden in Abschnitt 2.2 dargestellt. Die expandierenden Ablationsbestandteile erzeugen unterschiedliche Stoßwellen, deren Entstehung und Ausbreitung in Abschnitt 2.4 behandelt wird. Abschließend liefert Abschnitt 2.5 einen Überblick über die existierenden Modelle der Infrarot-Photoablation.

Die Darstellung in diesem Kapitel folgt in weiten Teilen der Abhandlung von Vogel und Venugopalan, die in unter dem Titel „Mechanisms of pulsed laser ablation of biological tissues“ in der Zeitschrift *Chemical Review* veröffentlicht wurden [13].

2.1 Eigenschaften der verwendeten Proben

Der Ablauf der Infrarot-Photoablation mit gepulster Laserstrahlung ist in hohem Maße von den Eigenschaften der verwendeten Probe abhängig. Die optische Eindringtiefe für die verwendete Wellenlänge bestimmt zusammen mit der Wärmeleitfähigkeit die Energieverteilung im Material. Die deponierte Energie führt zu einer Erwärmung des Materials und bei hinreichend hoher Energiedichte zu einem Phasenübergang des Gewebewassers, dessen Auswirkungen auf die Probe insbesondere durch die mechanische Festigkeit der Gewebematrix beeinflusst werden.

2.1.1 Aufbau von weichem Gewebe

Die Zellen in weichem biologischem Gewebe sind in eine Interzellulärsubstanz eingebettet, in die sogenannte extrazelluläre Matrix (EZM). Die Hauptaufgabe der EZM ist es, die Struktur des Gewebes aufrecht zu erhalten und ihm die nötige mechanische Festigkeit zu verleihen. Damit beeinflusst sie sowohl den Verdampfungsprozess während der Laserablation als auch den Materialabtrag an sich und ist für den Ablauf des Abtragungsvorganges von großer Bedeutung.

Die extrazelluläre Matrix ist eine komplex zusammengesetzte Struktur mit den Hauptbestandteilen Wasser, Kollagen, Elastin, Glykosaminoglykane, Glykoproteine und Zelladhäsionsproteinen [14-16]. In Abhängigkeit vom Gewebetyp und dessen mechanischen Eigenschaften unterscheiden sich sowohl der Anteil der EZM als auch deren Struktur und Zusammensetzung. Weiches Gewebe wie Leber besteht zum größten Teil aus Zellen und hat nur einen geringen Anteil an EZM, deren Hauptbestandteil zellanhafte Proteine wie Fibronectin sind [14]. Im Gegensatz dazu haben mechanisch feste Gewebe wie z. B. Sehnen nur einen geringen Zellanteil und bestehen fast vollständig aus EZM mit einer Struktur aus größtenteils parallel verlaufenden Kollagenfasern [15].

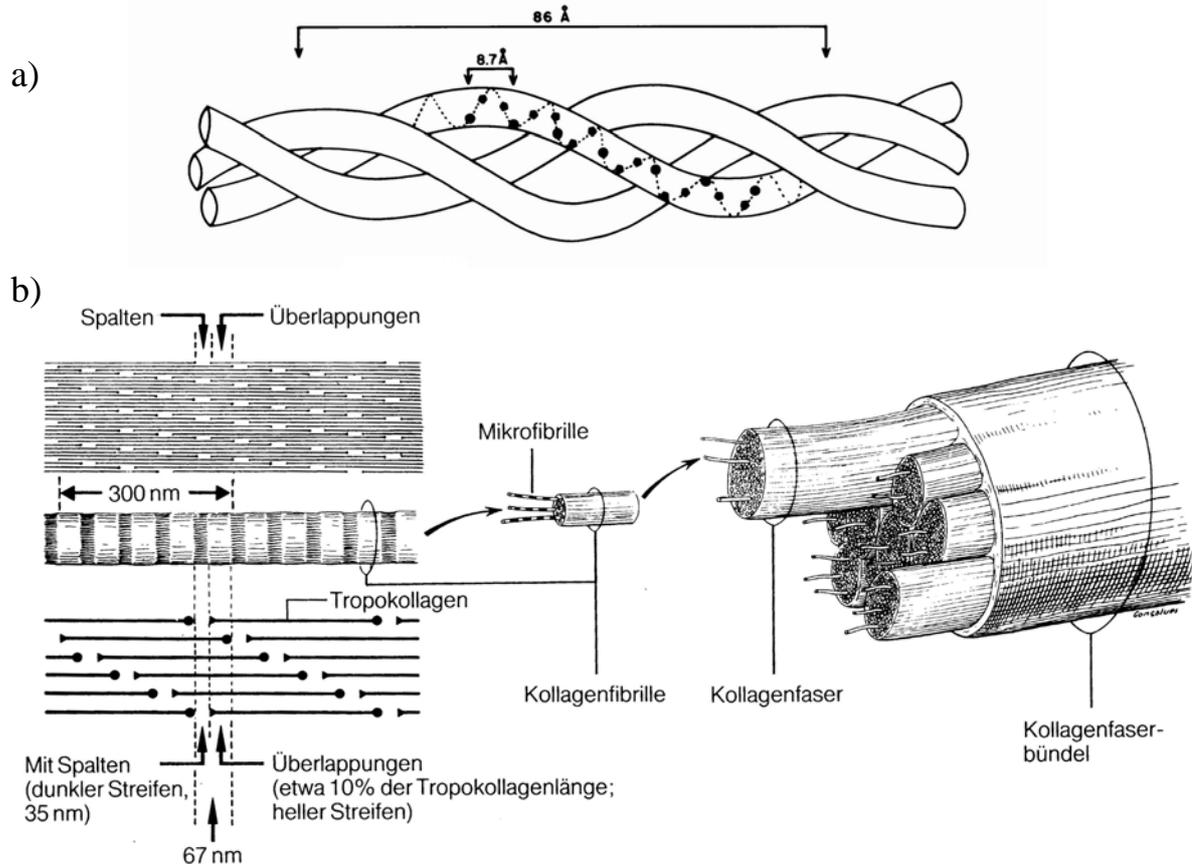


Abbildung 2.1. a) Schematische Zeichnung des Tropokollagenmoleküls. Quelle: [17] b) Räumlicher Aufbau von Kollagen von der molekularen bis zur Gewebeebene. Die Staffelung der Tropokollagenmoleküle in den Kollagenfibrillen erzeugt die Bandstruktur, die auf der elektronenmikroskopischen Aufnahme in Abbildung 2.2 sichtbar ist. Quelle:[18]

Der komplexe Aufbau der Kollagenfasern ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die Grundstruktur besteht aus drei spiralförmig umeinander gewundenen Polypeptid- α -Ketten, die zusammen das Molekül Tropokollagen bilden. Die helikale Periodenlänge beträgt dabei 8,6 nm, das gesamte Molekül hat eine Länge von 290 nm und einen Durchmesser von 1,51 nm [17, 19]. Die aneinandergereihten und in mehreren Schichten aufeinander liegenden Tropokollagenmoleküle formen als nächste Strukturstufe die Mikrofibrillen mit einem Durchmesser von 20-200 nm. Dabei sind die Spalträume zwischen den aufeinander folgenden Molekülen von Reihe zu Reihe jeweils um $\frac{1}{4}$ der Moleküllänge verschoben und erzeugen so periodische Strukturen im Abstand von etwa 67 nm. Die Mikrofibrillen bilden wiederum Kollagenfibrillen (Durchmesser 300-500 nm) und diese setzen sich zu Kollagenfasern zusammen, deren Durchmesser je nach Anzahl der enthaltenen Fibrillen von 1 bis 20 μm variiert [18]. Die Fibrillen innerhalb der Kollagenfasern bestehen zum größten Teil aus Wasser, Proteoglykanen und Glykoproteinen. Letztere sind stark hydrophil und können bis zum 1000fachen ihres eigenen Volumens an Wasser binden [15, 20]. Dies hat zur Folge, dass in Gewebe mit einem hohen Anteil an extrazellulärer Matrix nahezu das gesamte Wasser im Gewebe in der Grundsubstanz zwischen den Kollagenfibrillen enthalten ist.

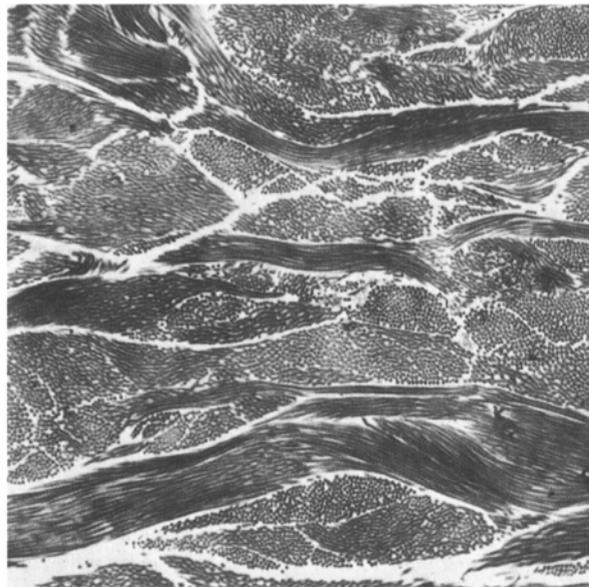


Abbildung 2.2. Elektronenmikroskopische Aufnahme menschlicher Haut (Dermis). Die Kollagenfasern sind sowohl longitudinal als auch transversal orientiert und festigen das Gewebe somit in beiden Zugrichtungen Quelle: [21].

Abbildung 2.2 zeigt eine elektronenmikroskopische Aufnahme menschlicher Haut, auf der deutlich die einzelnen Kollagenfasern sichtbar sind. Die Fasern sind sowohl in der Abbildungsebene als auch senkrecht hierzu angeordnet und geben damit dem Gewebe in beiden Richtungen Halt. Andere Gewebetypen wie z. B. Sehnen, die nur in einer Zugrichtung belastet werden, weisen lediglich in dieser Orientierung eine Faserstruktur auf. Die Anordnung der Kollagenfasern beeinflusst somit ebenso wie deren Zusammensetzung die mechanischen Eigenschaften des Gewebes.

2.1.2 Mechanische Eigenschaften von Gewebe

Die mechanischen Eigenschaften des bestrahlten Gewebes beeinflussen in hohem Maße den Ablauf der Ablationsdynamik. Abbildung 2.3 zeigt den Zusammenhang zwischen der querschnittsbezogenen Zugspannung und der Ausdehnung des Gewebes, der bei allen Gewebetypen einen nichtlinearen Verlauf aufweist. Dabei ist die für große Ausdehnungen aufzubringende Zugspannung überproportional größer als für kleine Ausdehnungen. Dies ist darin begründet, dass bei kleinen Ausdehnungen nicht die Kollagenfasern selber ausgedehnt werden, sondern zunächst die Fasern aus ihrer gekräuselten Anordnung heraus in eine parallele Anordnung gestreckt werden. Erst dann werden die Kollagenfasern selber belastet, so dass für eine darüber hinaus gehende Ausdehnung entsprechend mehr Kraft aufzuwenden ist, bis schließlich die maximale Belastungsgrenze erreicht ist und das Gewebe aufreißt.

Die Festigkeit des Gewebes wird in erster Linie durch den Kollagenanteil bestimmt. Sehnen haben einen extrem hohen Kollagenanteil und weisen dementsprechend eine sehr hohe Festigkeit auf. Die Reißfestigkeitsgrenze wird erst bei einer Zugspannung von über 100 MPa erreicht, was allerdings einer Ausdehnung von lediglich 10 % entspricht. Die niedrige Ausdehnungsgrenze sowie die weniger ausgeprägte Nichtlinearität der Kennlinie kommt nicht nur

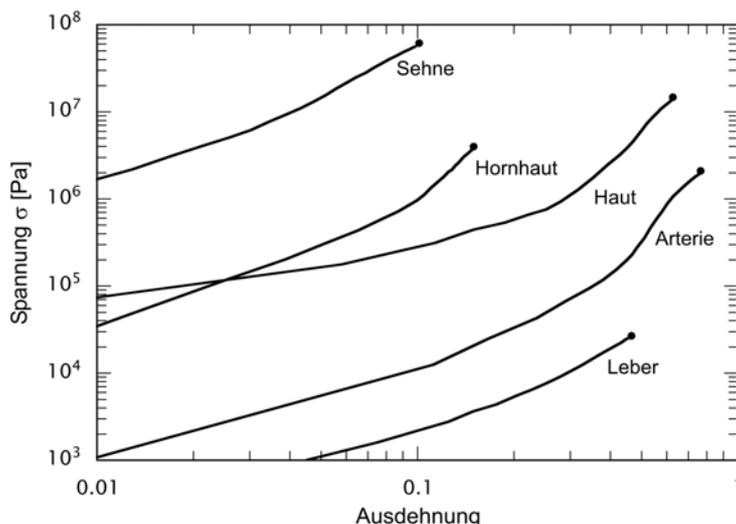


Abbildung 2.3. Zusammenhang zwischen Zug und Ausdehnung bei unterschiedlichen biologischen Gewebetypen. Der Endpunkt der Kurven markiert jeweils den Spannungswert, bei dem das Gewebe aufreißt. Quelle: [13]

durch den Anteil des Kollagens selber zustande, sondern auch durch die Anordnung der Fasern. Diese sind bereits in der Ausgangskonfiguration der bevorzugten Belastungsrichtung entsprechend parallel angeordnet, so dass bei einer Ausdehnung von Anfang an die Kollagenfasern selber gestreckt werden. Haut hat einen ähnlich hohen Kollagenanteil (25-33%) wie Sehnen, die Fasern sind aber gekräuselt angeordnet und werden bei einer Belastung zunächst in die Länge gezogen, so dass das Material elastischer ist und erst bei einer sehr viel größeren Ausdehnung von etwa 60% aufreißt, gleichzeitig aber ebenfalls eine hohe Belastungsgrenze von etwa 10 MPa aufweist. Im Gegensatz dazu ist Leber ein sehr weiches Gewebe mit einem hohen Zellanteil und einem entsprechend geringen Anteil an extrazellulärer Matrix und Kollagen. Die maximale Belastungsgrenze wird bereits bei einer Zugspannung von 23 kPa und einer Ausdehnung von 40 % erreicht [22, 23].

Bei der Betrachtung des Zusammenhanges zwischen Zugspannung und Ausdehnung des Gewebes müssen insbesondere in bezug auf die Gewebeabtragung mit gepulsten Lasern einige Besonderheiten berücksichtigt werden. Zum einen werden die angegebenen Zugspannungen oftmals auf den undeformierten Querschnitt bezogen, obgleich sich dieser bei Belastung deutlich verringert. Hieraus resultiert eine zu geringe Angabe der maximalen Belastungsgrenze [16]. Eine weitere Abweichung ergibt sich daraus, dass für die Datenerfassung die Belastung des Gewebes oftmals unter quasi-statischen Bedingungen erfasst wird, typischerweise im Bereich von etwa 10^3 s^{-1} . Bei der Ablation mit gepulsten Lasern treten die Belastungen allerdings in wesentlich kürzerer Zeit von 10^5 - 10^7 s^{-1} auf. Durchgeführte Studien, die den Einfluss der Belastungsdauer auf die Ausdehnung des Gewebes im Zeitbereich von 0,3-170 s^{-1} untersucht haben [24-26], zeigen, dass sich zwar nicht die Ausdehnungsgrenze, wohl aber die maximale Belastungsgrenze bei kurzer Belastungsdauer proportional zum Logarithmus der Zugrate erhöht. Obgleich diese Untersuchungen nicht bis hinab zu sehr kurzen Belastungsdauern durchgeführt wurden, wie sie beim Einsatz gepulster Laser auftreten, legen sie nahe, dass die realen Belastungsgrenzen bei der Ablation mit gepulster Laserstrahlung deutlich höher sein können als unter quasi-statischen Bedingungen.

2.1.3 Absorptionseigenschaften von Gewebe

Die Absorptionseigenschaften von Gewebe entstehen durch die Energieniveaus der enthaltenen Biomoleküle, wobei sowohl Rotations- als auch Vibrationsniveaus einen Beitrag leisten [27]. Sofern der Einfluss der Streuung gegenüber der Absorption vernachlässigt werden kann, wird die Bestrahlungsstärke $I(z)$ ($[I] = \text{W}/\text{cm}^2$) in der Tiefe z durch das Lambert-Beer-Gesetz angegeben:

$$I(z) = I_0 e^{-\mu_a z} \quad (2.1)$$

I_0 ist der Wert der Bestrahlungsstärke an der Probenoberfläche. Der Koeffizient μ_a wird als Absorptionskoeffizient bezeichnet und gibt die Stärke des Absorptionsvermögens an. Die Bestrahlungsstärke $I(z)$ nimmt dabei in einer Tiefe $z = 1/\mu_a$ auf den Bruchteil $1/e$ des Wertes an der Probenoberfläche ab. Diese Strecke bezeichnet man als optische Eindringtiefe.

Neben dem Absorptionsvermögen muss auch das Streuvermögen im Gewebe berücksichtigt werden. Streuung tritt durch die unterschiedlichen Brechungsindizes der Gewebekomponenten auf, ist aber selbst bei einem hohen Anteil von Streuzentren nur dann von Bedeutung, wenn die räumliche Größe der n -Variationen im Bereich der verwendeten eingestrahlten Wellenlänge liegt oder größer ist [28, 29]. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Wellenlänge des Er:YAG Lasers beträgt $2,94 \mu\text{m}$ und liegt damit in einem Bereich, in dem Streuung im Gewebe nur noch eine sehr geringe Rolle spielt und deshalb bei allen weiteren Betrachtungen vernachlässigt werden kann [30, 31]. In Wellenlängenbereichen, bei denen starke Streuung im Gewebe auftritt, insbesondere im Bereich zwischen 700 und 1100 nm ist die Energiedeposition im Gewebe nicht mehr durch das Lambert-Beer-Gesetz gegeben, sondern muss durch kompliziertere Betrachtungen wie z.B. Monte-Carlo Simulationen bestimmt werden [32].

Abbildung 2.4 zeigt die Absorptionskurven der wichtigsten Absorber im Gewebe. Der UV-Bereich entspricht Photonenenergien zwischen $3,1$ und $6,5 \text{ eV}$, wodurch Übergänge zwischen den molekularen Orbitalen $n \rightarrow \sigma^*$ und $\pi \rightarrow \pi^*$ induziert werden. Proteine, DNS und Melanin sind hier die dominierenden Absorber, wobei die Proteine die stärkste Absorption mit einem Maximum bei $\lambda = 190 \text{ nm}$ aufweisen. Dies ist auf die in allen Proteinen enthaltene Peptidverbindung ($\text{O}=\text{C}-\text{N}-\text{H}$) zurückzuführen, bei der die Photonenenergie dem Übergang den Energieniveaus $n \rightarrow \sigma^*$ entspricht [33, 34]. Wasser weist im UV-Bereich keine signifikante Absorption auf, allerdings eine sehr starke im Bereich des Vakuum-UV bei einer Wellenlänge von $\lambda < 170 \text{ nm}$ [35, 36].

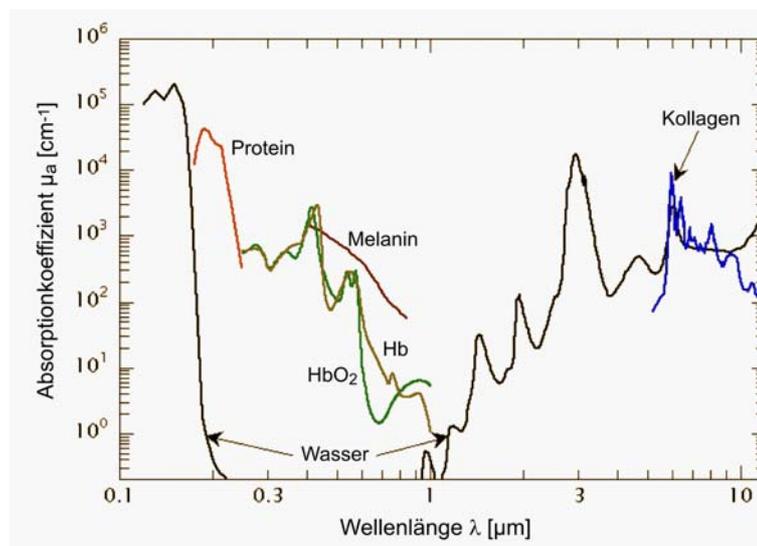


Abbildung 2.4. Spektres Absorptionsvermögen der wichtigsten Absorber im Gewebe im Wellenlängenbereich von 100 nm bis 10 µm. Quelle: [13]

Im Bereich der sichtbaren Strahlung ($\lambda = 400 - 780 \text{ nm}$) sind Melanin und der rote Blutfarbstoff Hämoglobin die Hauptabsorber, wobei letzterer sowohl in isolierter (Hb) als auch in sauerstoffangereicherter Form (HbO₂) im Gewebe vorliegt. Obgleich Hb und HbO₂ bereits im UV-Bereich absorbieren, ist ihr Einfluss im Vergleich zu anderen Komponenten erst im sichtbaren Bereich von Bedeutung. Der Einfluss von Melanin zeigt sich insbesondere bei pigmentiertem Gewebe wie Haut und Haaren.

Der wichtigste Absorber im infraroten Spektralbereich ($\lambda = 780 \text{ nm} - 15 \text{ µm}$) ist Wasser, dessen Absorption bei einer Wellenlänge von 900 nm einsetzt. Im nahen Infrarotbereich unterhalb von 1000 nm spielt auch das Hämoglobin noch eine Rolle, während Kollagen im fernen Infrarot oberhalb von 5 µm eine hohe Absorption aufweist. Die Absorptionseigenschaften von Wasser sind für die IR-Photoablation von besonderer Bedeutung und werden separat im nächsten Abschnitt behandelt.

2.1.4 Absorptionseigenschaften von Wasser

Die präzise Abtragung von Gewebe mit gepulsten Infrarot-Lasern basiert auf dem hohen Absorptionsvermögen des Gewebewassers in diesem Spektralbereich. Das Absorptionsmaximum stimmt dabei mit der Wellenlänge des Er:YAG Lasers überein, der für die Untersuchungen in dieser Arbeit verwendet wurde. Bei dieser Wellenlänge beträgt der Absorptionskoeffizient bei geringer Lichtintensität $\mu_a = 12000 \text{ cm}^{-1}$, was einer optischen Eindringtiefe von 0,83 µm entspricht [3].

Das Absorptionsspektrum von Wasser wird durch die drei Vibrationsniveaus des Wassermoleküls und deren Kombination bestimmt ($\nu = 1/\lambda$): $\nu_1 = 3657 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda = 2,73 \text{ µm}$, symmetrische Dehnung), $\nu_2 = 1595 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda = 6,27 \text{ µm}$, symmetrische Biegung) und $\nu_3 = 3756 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda = 2,66 \text{ µm}$, asymmetrische Dehnung) [37]. Die Valenzschwingungen ν_1 und ν_2 der freien Wassermoleküle werden in flüssigem Wasser zusätzlich durch die Bindung der Wasserstoff-

atome an die Sauerstoffatome benachbarter Moleküle modifiziert. Diese Wasserstoffbindungen führen zu einer Verschiebung der genannten Niveaus um bis zu 10 % hin zu längeren Wellenlängen [38]. Darüber hinaus bewirkt die Wechselwirkung zwischen den Molekülen eine Zunahme der Absorption um einen Faktor ~ 10 gegenüber einem freien Molekül [39].

Die Wechselwirkung der Infrarotlaserstrahlung mit dem Gewebe führt zur Anregung der genannten Schwingungszustände. Dabei wandelt sich die Vibrationsenergie innerhalb von weniger als 1 ns in Wärmeenergie um [38], so dass die Thermalisierung verglichen mit den in dieser Arbeit betrachteten Laserpulsdauern von 80 ns und 200 μ s als instantan betrachtet werden kann.

Das Absorptionsspektrum von Wasser wird durch jeden Prozess modifiziert, der die Wasserstoffbindungen beeinträchtigt, und ist somit auch abhängig von der verwendeten Bestrahlung bei der Laserablation. Bei einer Temperaturerhöhung kommt es aufgrund der veränderten Länge und Stärke der OH-Bindungen zu einer Schwächung der Wasserstoffbindungen zwischen benachbarten Molekülen. Hieraus resultiert eine Verschiebung der Absorptionsbanden hin zu kürzeren Wellenlängen, die im Bereich um $\lambda = 3 \mu$ m besonders ausgeprägt ist [40, 41]. Die Erwärmung des Gewebewassers durch die Absorption der Laserpulsenergie bewirkt aus diesem Grund eine Schwächung des Absorptionskoeffizienten während der Laserpulsdauer und damit auch eine erhöhte optische Eindringtiefe im Gewebe [42, 43].

Die auftretende Erwärmung während der Photoablation und damit die Verschiebung der Absorptionsbanden ist abhängig von der verwendeten Laserwellenlänge und dem Wert der Bestrahlung Φ ($[\Phi] = \text{J}/\text{cm}^2$) [44, 45]. Der daraus resultierenden Anstieg der optischen Eindringtiefe ist in Abbildung 2.5 für die Wellenlänge $\lambda = 2,94 \mu$ m des Er:YAG Lasers dargestellt. Bei einer Bestrahlung von $5 \text{ J}/\text{cm}^2$ erhöht sich die Eindringtiefe gegenüber $0,8 \mu$ m bei Raumtemperatur auf etwa $4,5 \mu$ m, was einem Anstieg um einen Faktor 5,6 entspricht. Dieser Effekt wird als Ausbleichen von Wasser bezeichnet und vergrößert bei hohen Bestrahlungs-

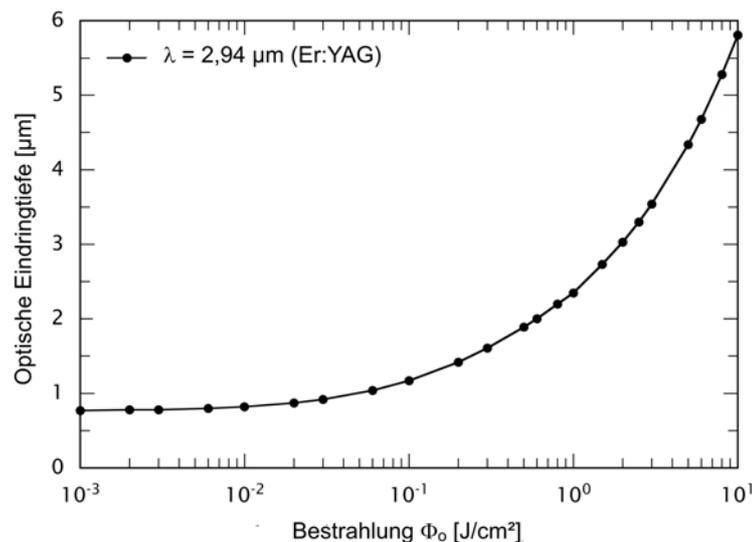


Abbildung 2.5. Abhängigkeit der optischen Eindringtiefe bei der Wellenlänge $\lambda = 2,94 \mu$ m von der Bestrahlung. Der Effekt wird als Ausbleichen von Wasser bezeichnet und sollte ab einem Bestrahlungswert von etwa $100 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ berücksichtigt werden. Quelle: [13]

werten deutlich das Volumen, in dem die Energie des Lasers deponiert wird. Dies muss bei der Bestimmung von volumetrischen Energie- und Leistungsdichten zwingend berücksichtigt werden.

2.2 Kinetik der Phasenübergänge

Der Abtrag von Gewebe bei der Infrarot-Photoablation basiert auf der Erhitzung des Gewebewassers durch die absorbierte Laserpulsenergie und dem anschließenden Übergang von der flüssigen in die gasförmige Phase. Dieses Kapitel beschreibt die unterschiedlichen Formen dieses Phasenübergangs, sowie dessen Abhängigkeit von der Rate der Energiedeposition, der Energieabfuhr durch einzelne Prozesse und von den mechanischen Eigenschaften der Probe.

2.2.1 Einfluss der Wärmeleitung

Erfolgt die Energiedeposition über einen hinreichend langen Zeitraum hinweg, so beeinflusst die Wärmeleitung das in der Probe entstehende Temperaturprofil. Wie in Abschnitt 2.1.4 dargestellt wurde, beträgt die optische Eindringtiefe im Gewebe und damit auch die Dicke der primär erwärmten Schicht für $\lambda = 2,94 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit von der verwendeten Bestrahlung $0,8 - 4,5 \mu\text{m}$. Der Einfluss der Wärmeleitung auf die Energiedeposition lässt sich durch die Betrachtung der thermischen Relaxationszeit τ_t abschätzen, die angibt, nach welcher Zeit sich ein Temperaturgefälle aufgrund von thermischer Diffusion abgebaut hat. Sie ist definiert als:

$$\tau_t = \frac{1}{\mu_a^2 \kappa} \quad (2.2)$$

In dieser Formel bezeichnet μ_a die optische Eindringtiefe und κ die Temperaturleitfähigkeit des Materials, die für Wasser $\kappa = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ beträgt [46].

Unter Verwendung der minimalen optischen Eindringtiefe von $0,83 \mu\text{m}$ (Abschnitt 2.1.4) ergibt sich eine thermische Relaxationszeit von $4,9 \mu\text{s}$. Ist diese Zeit länger als die Laserpulsdauer, so bezeichnet man dies als Ablation unter thermischem Einschluss, so dass der Einfluss der Wärmeleitung vernachlässigt werden kann. Für gütegeschaltete Laserpulse mit einer Dauer von 80 ns ist diese Bedingung erfüllt, nicht aber für freilaufende Laserpulse mit einer Dauer von $200 \mu\text{s}$, die für die Untersuchungen in dieser Arbeit ebenfalls verwendet wurden. Zu Beginn der freilaufenden Laserpulse treten Intensitätsspitzen mit einer Dauer von etwa $1 \mu\text{s}$ auf, deren Auswirkung auf das Gewebe ebenfalls untersucht wurde und bei denen wiederum die Bedingung des thermischen Einschlusses erfüllt ist (Abschnitt 1.1.1).

2.2.2 Phasendiagramme

Abbildung 2.6 zeigt die Projektion des dreidimensionalen Phasendiagramms in die Ebene des Drucks p und der Temperatur T . Die Verbindungslinie A-C wird als Sättigungsdampfdruckkurve oder Binodale bezeichnet und kennzeichnet den Zustand des thermodynamischen

Gleichgewichts zwischen flüssiger und gasförmiger Phase. Die Dampfdruckkurve wird in differentieller Form durch die Clausius-Clapeyronschen Gleichung definiert [47, 48]:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\Lambda}{\left(\frac{V_G}{\nu} - \frac{V_{Fl}}{\nu}\right)T} \quad (2.3)$$

Hierbei bezeichnet Λ die molare Verdampfungswärme, T die Temperatur sowie V_G/ν und V_{Fl}/ν die Molvolumina der gasförmigen bzw. flüssigen Phase.

Die Kurve B-C begrenzt die Stabilitätsbereiche der flüssigen Phase und wird als Spinodale bezeichnet. Überhitzte Flüssigkeit verliert beim Erreichen dieser Grenze aufgrund von statistischen Dichtefluktuationen ihre Stabilität und geht in den gasförmigen Zustand über. Für die Betrachtung der Ablation mit Infrarotlaserpulsen ist insbesondere die Annäherung der überhitzten Flüssigkeit an diese Flüssigkeitsspinodale B-C von Bedeutung. Die Stabilitätsgrenze wird durch die lokalen Minima der van-der-Waals-Gleichung definiert [47-50]:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_p = 0 \quad (2.4)$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T = 0 \quad (2.5)$$

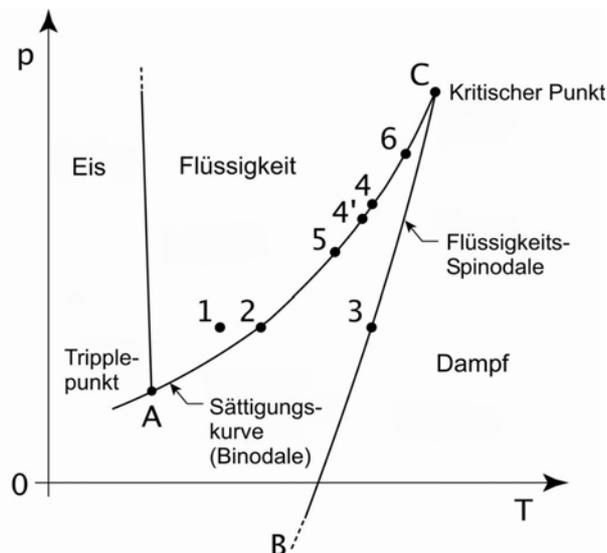


Abbildung 2.6. Projektion des Phasendiagramms in die p-T-Ebene. Die Sättigungskurve (Binodale) kennzeichnet das thermodynamische Gleichgewicht von flüssiger und dampfförmiger Phase, während die Flüssigkeitsspinodale die Stabilitätsgrenze für die überhitzte Flüssigkeit darstellt. Die nummerierten Punkte markieren Zustände, die für die Diskussion der Phasenübergänge von besonderem Interesse sind. Insbesondere kennzeichnet Punkt 1 die Startbedingungen bei Normaldruck und Raumtemperatur, Punkt 2 die Siedetemperatur bei Normaldruck, Punkt 3 die spinodale Grenze bei Normaldruck und Punkt 4 die Gleichgewichtsbedingungen bei der spinodalen Temperatur. Die Bedeutung der übrigen Punkte wird im Text diskutiert. Quelle: [13]

Die Spinodale schneidet die Binodale im kritischen Punkt C. Jenseits dieses Punktes, der für Wasser bei $T_k = 374,14^\circ\text{C}$ und $p_k = 22,09\text{ MPa}$ liegt, ist keine Unterscheidung zwischen gasförmiger und flüssiger Phase mehr möglich.

Abbildung 2.7 zeigt die Projektion des Phasendiagramms in die Ebene des Drucks p und des spezifischen Volumens V mit den eingezeichneten Gleichgewichts- und van-der-Waals Isothermen. Analog zur Darstellung des p - T -Diagramms sind die Bereiche der gasförmigen, flüssigen und gemischten Phase sowie als gestrichelte Linie die jeweiligen Spinodalen gekennzeichnet. In den beiden dargestellten Diagrammen sind mehrere Punkte (1-6) hervorgehoben, die für die folgende Diskussion der Phasenübergänge eine besondere Bedeutung haben. Punkt 1 bezeichnet die Umgebungsbedingungen, wie sie vor dem Einwirken des Lasers vorliegen: $T_1 = 25^\circ\text{C}$ und $p_1 = 101\text{ kPa}$. Punkt 2 entspricht der Siedetemperatur bei Atmosphärendruck, es ist demnach $T_2 = 100^\circ\text{C}$ und $p_2 = p_1 = 101\text{ kPa}$. Die Temperatur auf der Spinodalen bei Punkt 3 bei unverändertem Druck $p_3 = 101\text{ kPa}$ beträgt $T_3 = 305^\circ\text{C}$ [48]. Punkt 4 liegt wiederum auf der Binodalen und entspricht dem Dampfdruck $p_4 = 9,2\text{ MPa}$ der spinodalen Temperatur $T_4 = 305^\circ\text{C}$. Die Punkte 4', 5 und 5' liegen im p - T -Diagramm auf der Binodalen und entsprechend im p - V -Diagramm im Bereich des Sättigungsgebietes. Sie alle haben dieselbe spezifische Enthalpie wie Flüssigkeit unter Normdruck am spinodalen Limit, die spezifischen Volumina sind jedoch unterschiedlich. Der Punkt 6 in Abbildung 2.6 entspricht dem Druck, bei dem das angenommene Gewebe bei Kochen unter mechanischem Einfluss aufreißt. Das in Abbildung 2.6 gezeigte p - T Phasendiagramm ist qualitativer Natur und dient der Diskussion der einzelnen Effekte. Die Darstellung in Abbildung 2.8 zeigt die Berechnung von Sättigungsdampfdruck und Spinodale nach Olmes [51], basierend auf der Lösung der Claudius-Clapeyron-Gleichung (Gl.1.3).

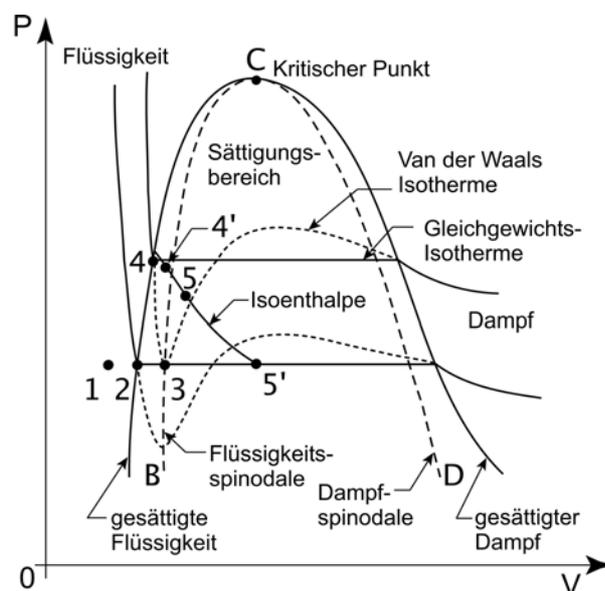


Abbildung 2.7. Projektion des Phasendiagramms in die Ebene des Drucks und des spezifischen Volumens mit den Gleichgewichts- und van-der-Waals Isothermen sowie den Stabilitätsgrenzen (Spinodalen) der flüssigen und gasförmigen Phase. Die Punkte 1 – 4 entsprechen den Zuständen in Abbildung 2.6, die Punkte 4', 5 und 5' werden im Text beschrieben. Quelle: [13]

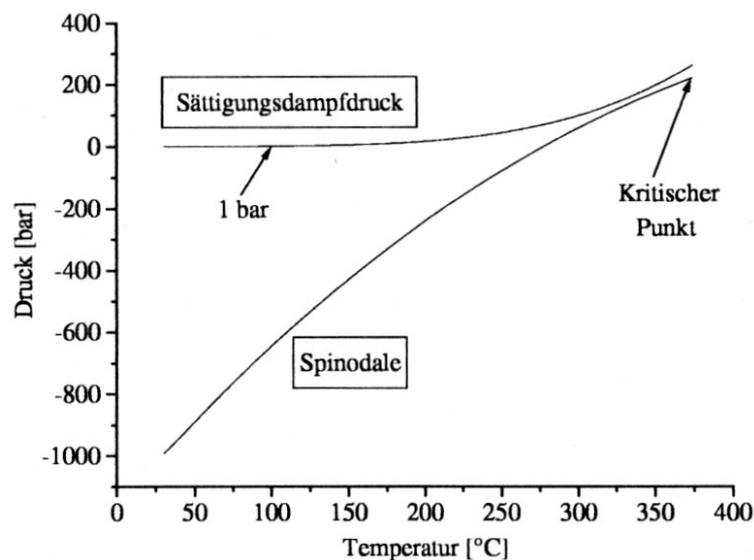


Abbildung 2.8. Phasendiagramm von Wasser nach Olmes [51], berechnet aus der Lösung der Clausius-Clapeyron-Gleichung (Gl.1.3).

2.2.3 Oberflächenverdampfung

Oberflächenverdampfung bezeichnet die Verdampfung im thermodynamischen Gleichgewicht an einer Grenzfläche zwischen flüssiger und gasförmiger Phase. Dieser Prozess wird im p-T Diagramm durch einen Punkt auf der Binodalen und im p-V Diagramm durch den Übergang von gesättigter Flüssigkeit zu gesättigtem Dampf auf der Gleichgewichtsisothermen dargestellt, wobei der Bereich der gemischten Phase durchlaufen wird. Die Gleichgewichtsverdampfung von Flüssigkeit ist nicht an eine bestimmte Temperatur gebunden, sondern kann an jedem Punkt auf der Binodalen stattfinden.

Zu Beginn der Bestrahlung durch einen kurzen und intensiven Laserpuls kann eine stark erhöhte Verdampfungsrate auftreten. Der abrupte Temperaturanstieg führt zu einer Störung des thermodynamischen Gleichgewichts, da sich oberhalb der Probe noch kein der Oberflächentemperatur entsprechender Dampfdruck aufgebaut hat. Der erhöhten Verdampfungsrate steht eine niedrigere Kondensationsrate gegenüber, so dass ein schneller Massentransfer von der flüssigen in die gasförmige Phase auftritt. Dieser Prozess dauert solange an, bis sich an der Oberfläche der Flüssigkeit wieder der Sättigungsdampfdruck eingestellt hat [52]. Der Massentransfer bewirkt eine Wärmeabfuhr sowie einen Rückstoßdruck in der Flüssigkeit, die sich nach den Gesetzen der kinetischen Gastheorie abschätzen lassen [53]. Für die Bestimmung des maximalen Wärmeflusses Q_{\max} wird angenommen, dass die Kondensationsrate vernachlässigt werden kann. In diesem Fall gilt:

$$Q_{\max} = \rho_D h \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi m}} \quad (2.6)$$

Dabei bezeichnet ρ_D die Dichte des Dampfes vor der Erwärmung, h die Verdampfungsenthalpie von Wasser, T die Temperatur, m die atomare Masse des Stoffes und k_B die Boltzmannkonstante.

Der Rückstoßdruck p_R in der Flüssigkeit ergibt sich als Produkt des Massenflusses von der Wasseroberfläche weg und der Geschwindigkeit der Moleküle, für die eine Maxwellverteilung angenommen wird:

$$p_R = -\frac{\rho_D k_B T}{2\pi m} \quad (2.7)$$

Hieraus ergibt sich ein maximaler Rückstoßdruck von $p_r = 1,48$ MPa beim Erreichen der spinodalen Temperatur $T_{\text{spin}} = 305^\circ \text{C}$. Dieser Druckanstieg ist sehr viel kleiner als der Gleichgewichtsdampfdruck bei 305°C (9,2 MPa), bewirkt aber einen deutlichen Anstieg der Siedetemperatur des Wassers auf annähernd 200°C [54]. Die spinodale Temperatur hingegen erhöht sich nur geringfügig um etwa 20°C , wie man Abbildung 2.8 entnehmen kann. Der Druckanstieg bewirkt demnach, dass die Energieabfuhr durch normales Kochen (Abschnitt 2.2.4) aufgrund der sehr starken Oberflächenverdampfung massiv herabgesetzt werden kann, während das Auftreten einer Phasenexplosion (Abschnitt 2.2.5) nur geringfügig beeinflusst wird.

Eine weitere Auswirkung der Oberflächenverdampfung ist die Kühlung der Probenoberfläche. Diese Form des Phasenübergangs ist auf die Grenzfläche zwischen Flüssigkeit und umgebendem Medium beschränkt. Daher kann die hier auftretende Kühlung eine niedrigere Temperatur an der Oberfläche als in den darunter liegenden Schichten zur Folge haben. Es entsteht eine Temperaturspitze unterhalb der Wasseroberfläche, in der die Grenztemperatur der einzelnen Prozesse entsprechend früher erreicht wird als an der Oberfläche. Untersuchungen mit einem gütegeschalteten Er:YSGG Laser mit einer Pulsdauer von 50 ns und einer optischen Eindringtiefe von etwa $2 \mu\text{m}$ bei einer Bestrahlung von $0,1 \text{ J/cm}^2$ haben ergeben, dass die Temperaturspitze 100 ns nach Beginn des Laserpulses in einer Tiefe von etwa 350 nm erreicht wird und etwa 15°C gegenüber der Oberflächentemperatur beträgt [53]. Die Randbedingungen, die dieser Betrachtung zugrunde liegen, ähneln sehr stark der in dieser Arbeit behandelten Ablation mit Er:YAG Laserpulsen. Somit bewirkt der Einfluss der Oberflächenverdampfung, dass die Spinodale zuerst in einer gewissen Tiefe unterhalb der Oberfläche erreicht wird. Beim Einsetzen der Phasenexplosion wird daher sofort eine endliche Schichtdicke abgetragen (Abschnitt 2.2.5).

2.2.4 Normales Kochen

Normales Kochen ist ein Volumenprozess, der genau wie die Gleichgewichtsverdampfung an der Oberfläche einem thermodynamischen Zustand auf der Binodalen entspricht. Für einen

gegebenen Druck innerhalb der Flüssigkeit setzt normales Kochen ein, sobald die entsprechende Temperatur auf der Binodalen erreicht worden ist. Im p-T Diagramm (Abbildung 2.6) ist dies durch Punkt 2 gekennzeichnet und entspricht bei Atmosphärendruck $p_2 = 101 \text{ kPa}$ einer Siedetemperatur von $T_2 = 100^\circ \text{ C}$. Bei einer stark erhöhten Verdampfungsrate an der Oberfläche kann eine Druckerhöhung innerhalb der Flüssigkeit auftreten, die eine Erhöhung der Siedetemperatur bewirkt (siehe Abschnitt 2.2.2). In diesem Fall wird die Binodale im Phasendiagramm bei einem gegenüber dem Umgebungsdruck erhöhten Wert oberhalb von Punkt 2 erreicht.

Falls freie Oberflächen erst geschaffen werden müssen, erfordert der Übergang von der flüssigen in die gasförmige Phase die Überwindung einer Energiebarriere. Der Kochprozess kann nur dann sofort einsetzen, wenn in der Flüssigkeit bereits winzige Bläschen aus gelöstem Gas vorhanden sind, in die hinein die Verdampfung stattfinden kann. Andere Inhomogenitäten begünstigen ebenfalls die Bildung von Dampfblasen, da die Oberflächenspannung an diesen Grenzflächen deutlich niedriger ist als in der Flüssigkeit selber. Diese Inhomogenitäten sowie die bereits vorhandenen Gasbläschen werden als heterogene Siedekeime bezeichnet [47, 55-58].

Sofern Siedekeime vorhanden sind, setzt das Kochen beim Erreichen der Binodalen sofort ein. An der Oberfläche bildet sich eine Zwei-Phasen Schicht endlicher Dicke, deren Temperatur der Siedetemperatur entspricht und innerhalb derer der Übergang von gesättigter Flüssigkeit zu gesättigtem Dampf erfolgt. Die Dicke dieser Schicht entspricht in etwa der optischen Eindringtiefe der Laserstrahlung [9, 56].

Obleich einige theoretische Modelle die Laserablation als normales Kochen darstellen [9, 51], ist der tatsächliche Einfluss des Kochens bei Ablation mit gepulsten Lasern nur gering. Die Dichte der heterogenen Siedekeime reicht in den meisten Fällen nicht für eine hinreichend schnelle Energieabfuhr durch normales Kochen aus, um die hohe Energiezufuhr durch gepulste Laserbestrahlung auszugleichen [56, 57, 59]. Darüber hinaus wäre es erforderlich, dass die Dampfblasen die Oberfläche der Flüssigkeit etwa in der gleichen Zeit erreichen, wie die Ablationsfront in die Tiefe hinein fortschreitet. Miotelli und Kelly [57] haben gezeigt, dass dies für Laserpulse im Submikrometerbereich nicht möglich ist, zumal die Beweglichkeit der Dampfblasen innerhalb von Gewebe noch zusätzlich durch die extrazelluläre Matrix eingeschränkt wäre. Lediglich bei Laserpulsen mit einer Dauer von einigen $100 \mu\text{s}$ ist im Bereich der Ablationsschwelle normales Kochen für die Ablation von gewisser Bedeutung.

2.2.5 Phasenexplosion

Wenn die Energiedepositionsrates durch den Laser die Energieabfuhrate durch normales Kochen und Verdampfung übersteigt, wird die Flüssigkeit in einen überhitzten metastabilen Zustand getrieben. Beim Erreichen der spinodalen Grenze wird die Flüssigkeit instabil und es findet eine spinodale Dekomposition statt, bei der die instabile Flüssigkeit in ein Phasengemisch aus Dampf und Flüssigkeit im thermodynamischen Gleichgewicht relaxiert [47, 48, 57]. Im Phasendiagramm entspricht die Aufheizung dem Pfad $1 \Leftrightarrow 2 \Leftrightarrow 3$. Die spinodale Temperatur beträgt bei Normaldruck $T_{\text{spin}} = T_3 = 305^\circ \text{ C}$.

Die spinodale Dekomposition resultiert zunächst in einem fast isochoren Übergang zum Punkt 4', der ein Zweiphasengemisch mit der gleichen Enthalpie wie die Flüssigkeit in Zustand 3 und einem sehr geringen Dampfanteil darstellt. Dieser Übergang ist mit einem massiven Druckanstieg verbunden. Ausgehend vom Atmosphärendruck steigt der Druck auf den Dampfdruck $p_4 = 9,2$ MPa der spinodalen Temperatur. Der expandierende Dampf reißt die vorhandenen Wassertröpfchen mit und das ausgeworfene Zweiphasengemisch entwickelt sich entlang der in Abbildung 2.7 dargestellten Kurve gleichbleibender Enthalpie, bis im Punkt 5' der Umgebungsdruck erreicht ist. Während der Expansion steigt der Dampfanteil kontinuierlich an und die Temperatur des Phasengemisches fällt bis auf 100°C ab, da für den Phasenübergang latente Wärme verbraucht wird.

Für die Erwärmung von Punkt 1 bis zur spinodalen Grenze ist unter Berücksichtigung der temperaturabhängigen Wärmekapazität des Wassers eine volumetrische Energiedichte von $1,27\text{ kJ/cm}^3$ erforderlich [48, 60]. Dies entspricht 49,6 % der zur vollständigen Verdampfung von Wasser erforderlichen Wärme, so dass durch die spinodale Dekomposition etwa die Hälfte der Flüssigkeit in Dampf umgewandelt wird. Der Rest der Flüssigkeit wird in Form von Tröpfchen mit dem expandierenden Dampf mitgerissen. Eine Phasenexplosion ist gegenüber einem Phasenübergang durch Kochen oder normale Verdampfung mit einer deutlich erhöhten Ablationseffizienz verbunden, da nur ein Teil der Flüssigkeit verdampft wird und nicht die gesamte latente Wärme zugeführt werden muss.

Die bisherige Beschreibung des Phasenübergangs geht davon aus, dass die Energieabfuhr durch normales Kochen oder Oberflächenverdampfung gegenüber der Energiedeposition durch den Laser komplett vernachlässigt werden kann. Wenn die Aufheizung langsamer erfolgt und ein signifikanter Anteil der zugeführten Laserenergie (aber nicht der gesamte Energiefluss) zum Wachstum von heterogenen und homogenen Nukleationskeimen führt, ergibt sich ein Prozessverlauf zwischen dem Pfad $1 \Rightarrow 3 \Rightarrow 4' \Rightarrow 5 \Rightarrow 5'$ und normalem Kochen. Die Aufheizung ist daher von einem Druckanstieg begleitet und die Spinodale wird irgendwo zwischen Punkt 3 und dem kritischen Punkt erreicht. Die resultierende Phasenexplosion beginnt bei höheren Temperatur- und Druckwerten, geht aber mit einem weniger hohen Drucksprung einher als bei sehr schneller Aufheizung. Dieser Prozessverlauf wird „explosives Kochen“ genannt.

Die mögliche Überhitzung einer Flüssigkeit bis hin zur Phasenexplosion beruht auf der jeweiligen Stabilität von Flüssigkeit und Dampf. Diese lässt sich anhand der Gibbsschen freien Enthalpie abschätzen, die in Abbildung 2.9 für unterschiedliche Temperaturen dargestellt ist. Ein stabiler Zustand entspricht einem Minimum der freien Enthalpie G . Unter Gleichgewichtsbedingungen ($T = T_{\text{sat}}$) zeigt die freie Enthalpie zwei lokale Minima auf gleichem Niveau, die zu den spezifischen Volumina der flüssigen und dampfförmigen Phase gehören [61]. Damit haben beide Zustände die gleiche Stabilität, keiner von beiden ist bevorzugt. Bei höheren Temperaturen ist die Stabilität des Dampfes größer, da die Werte der freien Enthalpie des Dampfes niedriger liegen als die der Flüssigkeit. So lange die Temperatur niedriger ist als die spinodale Temperatur T_{spin} liegt auch für die flüssige Phase ein lokales Minimum vor, d.h. dieser Zustand ist metastabil und die Phasenumwandlung erfordert die Überwindung einer

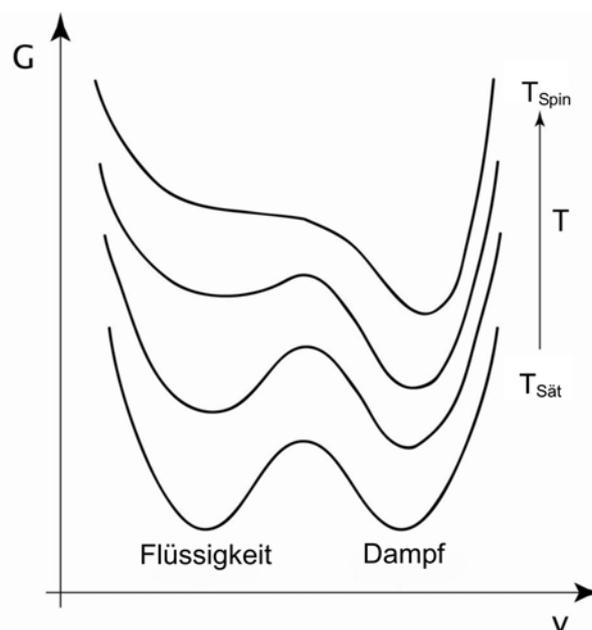


Abbildung 2.9. Gibbs'sche freie Enthalpie in Abhängigkeit vom spezifischen Volumen, dargestellt für unterschiedliche Temperaturen, angefangen von der Sättigungstemperatur $T_{\text{sät}}$ bis zur spinodalen Temperatur T_{spin} . Die lokalen Minima entsprechen der flüssigen und gasförmigen Phase. Bei der spinodalen Temperatur existiert kein Minimum für die flüssige Phase mehr, der Zustand ist instabil. Quelle: [13]

Barriere an freier Enthalpie. Diese Barriere wird mit zunehmender Temperatur immer niedriger und verschwindet schließlich bei $T = T_{\text{sät}}$ vollständig, so dass die Flüssigkeit instabil wird und durch spinodale Dekomposition in Dampf umgewandelt wird [47].

Neben der spinodalen Dekomposition spielt für die komplette Beschreibung des Prozesses auch die temperaturabhängige Rate homogener Blasennukleation eine Rolle. Homogene Nukleation bezeichnet die Entstehung von Dampfeinschlüssen in der Flüssigkeit aufgrund von thermodynamischen Fluktuationen ohne den Einfluss von Verunreinigungen oder gelöstem Gas [5, 57, 62, 63]. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass diese Blasen nicht kollabieren sondern Anwachsen, hängt in hohem Maße von der Temperatur ab und steigt im Bereich der spinodalen Temperatur drastisch an. Der an der Überhitzungsgrenze stattfindende Übergang von einer metastabilen Flüssigkeit zu einem Phasengemisch im thermodynamischen Gleichgewicht beinhaltet daher sowohl homogene Dekomposition (die Entstehung räumlich eng begrenzter Dichteschwankungen) als auch spinodale Dekomposition (das rasche Anwachsen räumlich ausgedehnter zunächst geringfügiger Dichteschwankungen) und wird als Phasenexplosion bezeichnet.

Die treibende Kraft für das Blasenwachstum ist die Differenz der chemischen Potentiale zwischen der überhitzten Flüssigkeit außerhalb und dem Dampf innerhalb der Blase. Dem Wachstum entgegen wirkt die Oberflächenspannung an der Grenze zwischen Dampf und Flüssigkeit. Der Anteil der chemischen Potentialdifferenz zur freien Enthalpie ΔG , die das Blasenwachstum antreibt, wächst proportional $\sim r^3$, die Oberflächenspannung hingegen nur proportional $\sim r^2$, so dass kleine Blasen kollabieren und Blasen oberhalb einer kritischen Größe wachsen (Abbildung 2.10). Die freie Enthalpie ΔG ist gegeben durch [48, 58]:

$$\Delta G = \frac{4\pi r^3}{3}(\mu_D - \mu_F) + 4\pi r^2 \sigma \quad (2.8)$$

Hierbei sind μ_D und μ_F die chemischen Potentiale des Dampfes und der Flüssigkeit, r ist der Radius der Blasen und σ ist die Oberflächenspannung der umgebenden Flüssigkeit. Die entstehenden Blasen expandieren nur dann, wenn sie größer sind als der kritische Radius r_k , bei dem die chemische Potentialdifferenz die Oberflächenspannung übersteigt. Diese Potentialdifferenz steigt mit der Temperatur an, so dass bei hohen Temperaturen der kritische Radius kleiner wird.

In Abbildung 2.11 ist die Rate homogener Nukleation in Abhängigkeit von der Überhitzungstemperatur dargestellt. Die Nukleationsrate steigt im Bereich der spinodalen Temperatur aufgrund des geringer werdenden kritischen Radius r_{kr} stark an, erreicht aber aufgrund der noch existierenden Energiebarriere nur einen endlichen Wert.

Wenn in einer Flüssigkeit keine heterogenen Siedekeime vorhanden sind, so kann der metastabile Zustand für mehrere Minuten aufrecht erhalten werden. Experimentell konnten Wassertropfen in einer Wirtflüssigkeit für die Dauer von drei Minuten auf eine Temperatur von $279,5^\circ \text{C}$ erhitzt werden. Dies entspricht 95 % der spinodalen Temperatur in Kelvin [63].

Existieren in der Flüssigkeit heterogene Siedekeime, so erfolgt eine Energieabfuhr durch normales Kochen und das Erreichen der spinodalen Grenze ist nur dann möglich, wenn die Energiedeposition durch den Laser die Energieabfuhr übersteigt. Abschätzungen der erforderlichen volumetrischen Leistungsdichten in der Probe, die in Abhängigkeit von der Dichte heterogener Siedekeime für eine Phasenexplosion erforderlich sind [5], haben aber ergeben,

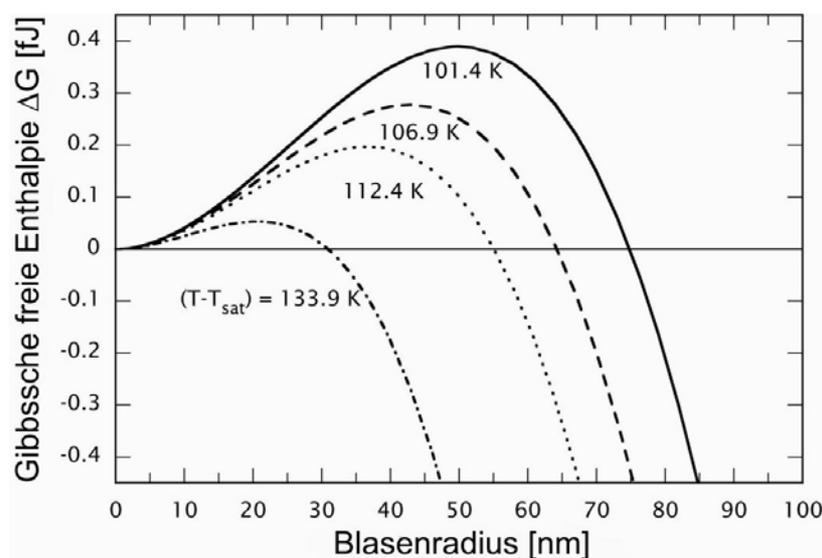


Abbildung 2.10. Darstellung der Gibbsschen freien Enthalpie in Abhängigkeit vom Blasenradius, die für die Entstehung eines Dampf einschusses in Koexistenz mit der überhitzten Flüssigkeit bei unterschiedlichen Temperaturen erforderlich ist. Das Maximum der Kurven wird beim kritischen Radius r_{krit} erreicht und entspricht der Energiebarriere, die für die Entstehung einer Dampfblase überschritten werden muss. Quelle: [13]

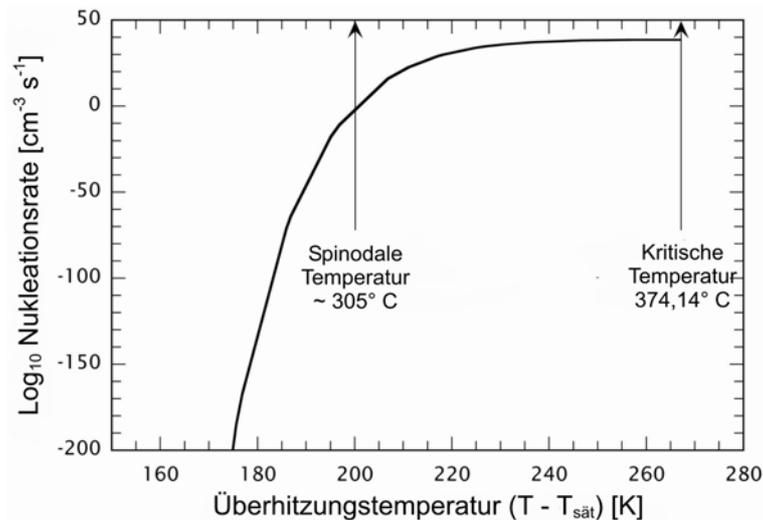


Abbildung 2.11. Darstellung der homogenen Nukleationsrate bei Annäherung an die spinodale Temperatur. Quelle: [13]

dass die volumetrische Leistungsdichte bei der Bestrahlung mit gütegeschalteten Er:YAG Laserpulsen so hoch ist, dass eine Keimblasendichte von 10^{18} m^{-3} erforderlich wäre, um eine Überhitzung der Flüssigkeit zu verhindern. Da solch hohe Keimblasendichten in der Praxis nicht beobachtet werden, erhöht sich, wie in Abschnitt 2.2.5 beschrieben, die Temperatur bis zur spinodalen Grenze und dem Einsetzen der Phasenexplosion. Beide beschriebenen Prozesse, der Anstieg der homogenen Nukleationsrate als auch die spinodale Dekomposition, tragen somit zum Materialabtrag bei.

2.2.6 Modifikation der Phasenübergänge durch die Gewebematrix

Bei der Gewebeablation wird die Kinetik der Phasenübergänge durch die extrazelluläre Gewebematrix beeinflusst. Wenn die Energiedeposition durch den Laser relativ langsam erfolgt und eine hinreichende Anzahl heterogener Siedekeime im Gewebe vorhanden ist, so setzt beim Erreichen der Binodalen der Kochprozess ein. Allerdings muss in diesem Fall der Druck innerhalb der Dampfblase nicht nur den hydrostatischen Druck und die Oberflächenspannung der Dampfblase, sondern auch die elastischen Rückstellkräfte der Gewebematrix überwinden. Das Blasenwachstum erfordert daher einen höheren Druckwert als in einer reinen Flüssigkeit, was wiederum mit einer Siedepunkterhöhung verbunden ist. Nach dem Einsetzen des Kochprozesses setzt sich der Druckaufbau im Gewebe fort, bis die Reißfestigkeit des Gewebes überschritten wird, die Matrix zerreißt und in einem explosiven Prozess Material ausgeworfen wird [12, 42, 43, 64–66]. Dieser Prozess wird als Kochen unter mechanischem Einschluss bezeichnet und entspricht im Phasendiagramm einem Pfad $1 \Leftrightarrow 2 \Leftrightarrow 6$, wobei der Verlauf zwischen Punkt 2 und 6 auf der Binodalen erfolgt. Durch den Einfluss der Gewebematrix hat der Ablationsprozess von biologischem Gewebe unabhängig von der Rate der Energiedeposition einen explosiven Charakter [67, 68].

Der Prozess des Kochen unter mechanischem Einschluss ist nur bei einer relativ langsamen Energiezufuhr von Bedeutung, so dass es im Falle der Ablation mit gepulsten Lasern in der Regel zu einer Überhitzung des Gewebswassers kommt, bei der es erst bei Annäherung an

die spinodale Grenze zu einer Phasenexplosion kommt (Weg $1 \Rightarrow 2 \Rightarrow 3 \Rightarrow 4'$ im Phasendiagramm). Der weitere Verlauf des Prozesses hängt dann von der mechanischen Festigkeit des Gewebes ab. Falls das Gewebe durch den Druckanstieg auf $p_4 = 9,2$ MPa aufreißt, so erfolgt der weitere Verlauf der Isoenthalpe nach Punkt $5'$. Allerdings ist bei mechanisch sehr festem Gewebe die Zerreißfestigkeit höher als der Druckaufbau durch die Phasenexplosion, so dass vor dem Aufreißen ein weiterer Druckanstieg durch Kochen unter mechanischem Einfluss erfolgen muss. Das System bewegt sich weiter auf der Binodalen bis im Punkt 6 im p-T-Diagramm die Oberfläche aufreißt und es zu einem explosiven Materialauswurf kommt.

Ist die Zugfestigkeit des Materials höher als der Druck im kritischen Punkt C, so wird das Wasser in einen superkritischen Zustand getrieben, bevor der Materialauswurf einsetzt. In diesem Fall wird der Verlauf durch die Zustandsgleichung des Wassers und die elastischen Eigenschaften des Gewebes bestimmt. Das berschreiten des kritischen Punktes während der Laserablation wurde bereits experimentell nachgewiesen. Bei der Ablation von Meerschweinchenhaut mit CO_2 Laserpulsen ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$) mit $100 \mu\text{s}$ Pulsdauer bei Bestrahlungen von $3 - 14 \text{ J/cm}^2$ wurden Temperaturen im Bereich von $400 - 750^\circ \text{C}$ gemessen, was deutlich oberhalb des kritischen Punktes liegt [69].

Die Gewebematrix bleibt bei der Bestrahlung durch Nano- oder Mikrosekundenlaserpulse auch bei den gemessenen Temperaturerhöhungen um mehrere hundert Grad zunächst intakt, da die erforderlichen Temperaturen für die thermische Zersetzung des Gewebes bei geringer Dauer der Erhitzung deutlich ansteigen. Gleichzeitig stabilisieren die entstehenden Zugspannungen die Kollagenstruktur des Gewebes und erhöhen dadurch zusätzlich die Zersetzungstemperatur. Die Zerreißfestigkeit des Gewebes ist bei kurzzeitiger Belastung höher als in der Literatur angegebenen (Abschnitt 2.1.2), da diese Werte unter quasi-statischen Bedingungen ermittelt wurden und bei kurzen Expositionszeiten eine deutlich höhere Festigkeit auftritt [25, 26].

2.2.7 Dampfexplosion und photothermische Dissoziation der Gewebematrix

Bei der Ablation mit Nanosekundenpulsen kann die volumetrische Energiedichten im Gewebewasser die Verdampfungsenthalpie des gesamten erhitzten Volumens berschreiten, so dass die Flüssigkeit komplett in Dampf umgewandelt wird. Dieser Prozess wird als Dampfexplosion bezeichnet und tritt oberhalb einer Grenztemperatur von etwa 650°C auf. Erfolgt die Aufheizung des Gewebes bis auf Temperaturen von über 1000°C , so werden zusätzlich die Moleküle der Gewebematrix thermisch dissoziiert und in gasförmige Produkte umgewandelt. Diese Prozesse sind energetisch gegenüber einer Phasenexplosion unvorteilhaft, da die gesamte abgetragene Masse verdampft werden muss.

Die Ursache für das Erreichen der hohen Energiedichten und Temperaturen oberhalb der spinodalen Grenze bei Normaldruck von 305°C liegt in dem Rückstoßdruck, der durch die Phasenexplosion der obersten Schicht der Probe verursacht wird. Der Druckanstieg auf $9,2$ MPa verhindert die Energieabfuhr durch normales Kochen oder eine Phasenexplosion in den darunter liegenden Schichten. Sofern die Energiezufuhr durch den Laser noch andauert, steigen die Energiedichte und die Temperatur in der Probe so lange weiter an, bis ein Phasen-

übergang unter den herrschenden Druckverhältnissen möglich ist. Während die Intensität im Laserpuls ansteigt, wird durch den Phasenübergang nahe der Oberfläche der Druck auf die tiefer gelegenen Schichten immer weiter erhöht, so dass in der Flüssigkeit schrittweise immer höhere Energiedichten erreicht werden. Bei hinreichend hohem Rückstoßdruck kann das Wasser bis weit in den superkritischen Bereich hinein erhitzt werden [70]. Dieser Vorgang setzt sich fort, bis das Leistungsmaximum des Laserpulses überschritten wird. In dieser Phase sinkt sowohl der Druck als auch die Energiedichte an der Probenoberfläche und die Ablationsfront schreitet in die Tiefe hinein fort. Ein Auswurf von Wassertröpfchen oder Gewebepartikeln setzt erst dann wieder ein, wenn in tieferen Schichten die Energiedichte für eine vollständige Verdampfung des Wassers oder die thermische Zersetzung der Gewebematrix nicht mehr ausreicht.

2.3 Rückstoßinduzierter Materialauswurf

Die primären Ablationsprodukte üben einen Rückstoßdruck auf die Probe aus, der bei Wasser und weichem Gewebe bei hinreichend starker Bestrahlung eine sehr lang anhaltende und ausgeprägte rückstoßinduzierte Dynamik hervorruft (Kapitel 5). Die Dynamik ähnelt stark den Vorgängen nach dem Auftreffen eines Tropfens auf eine Wasseroberfläche, die in Abbildung 2.12 schematisch dargestellt sind. Der Wassertropfen, oder bei der laserinduzierten Ablation der Rückstoß des primären Materialauswurfs, erzeugt eine Einbuchtung in der Wasseroberfläche, aus der eine hemisphärische Blase entsteht. Die verdrängte Flüssigkeit fließt radial nach außen und wird durch die Kollision mit der umgebenden ruhenden Flüssigkeit an den Rändern des betroffenen Areals nach oben hin umgelenkt. Dadurch bildet sie einen zylindrischen Film, der sich im weiteren Verlauf oben schließt [71]. Das Schließen des Wasserfilms wird in

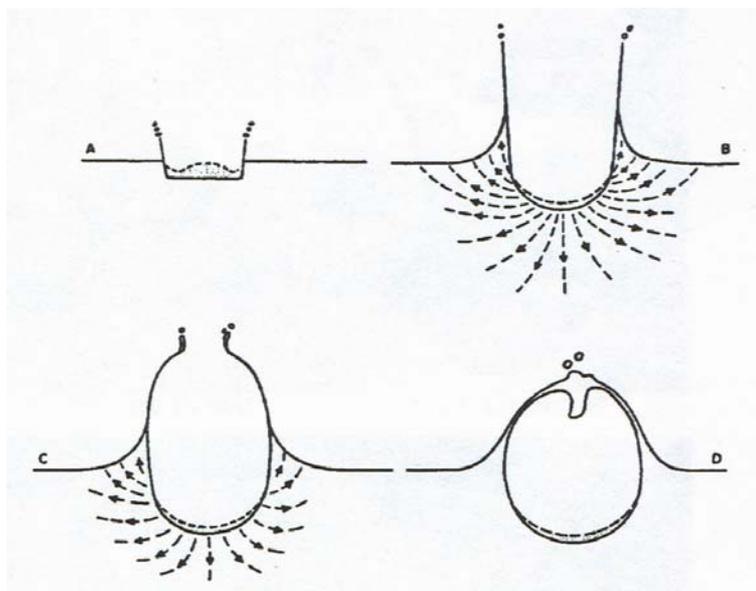


Abbildung 2.12. Schematische Darstellung der durch einen auf die Wasseroberfläche auftreffenden Tropfen verursachten Dynamik. Durch den Aufprall bildet sich ein Hohlraum, dessen Expansion das umliegende Wasser radial nach außen drängt. Hier wird es umgelenkt und bildet einen zylindrischen Flüssigkeitsfilm, dessen Ränder sich unter bestimmten Bedingungen oben schließen. Quelle: [71]

erster Linie durch den Unterdruck verursacht, der innerhalb des schnell expandierenden Hohlraums entsteht. Diese Ursache des Schließens wurde bereits 1908 von Worthington [72] vermutet, der hierzu eine Reihe sehr beachtenswerter kurzzeitfotografischer Untersuchungen durchgeführt hat. Der Nachweis konnte allerdings erst im Jahre 2003 durch numerische Simulationen von Mader [73] erbracht werden.

2.4 Schallerzeugung und Schallausbreitung

Die in dieser Arbeit vorgenommene Untersuchung der Ablationsdynamik geschieht vor dem Hintergrund der Analyse der akustischen Signale, die bei der Ablation von Gewebe entstehen. Das Ziel dieser Analyse ist es, anhand von charakteristischen Merkmalen der Signale unterschiedliche Materialien während der Ablation unterscheiden zu können. Aufgrund der sehr hohen Energiedichten bei der Verwendung gütegeschalteter Laserpulse treten bei der Schallausbreitung häufig nichtlineare Schallphänomene auf und es kommt zur Entstehung von Stoßwellen. Dieses Kapitel beschreibt schwerpunktmäßig die Entstehung und Ausbreitung dieser Stoßwellen.

2.4.1 Schallabstrahlung unterhalb der Ablationsschwelle

Schallwellen können bereits dann durch Laserbestrahlung erzeugt werden, wenn die volumetrische Energiedichte in der Probe nicht dazu ausreicht, einen Phasenübergang hervorzurufen. Sofern die Bestrahlung unter thermischem Einschluss geschieht, wird die Laserpulsenergie in einer Schicht von der Dicke der optischen Eindringtiefe der verwendeten Laserwellenlänge deponiert und führt dort zu einem Temperaturanstieg. Die Temperaturerhöhung in der Probe erwärmt durch Wärmeleitung die angrenzende Luftschicht und führt so zu einer Druckerhöhung im Medium. Die daraus resultierende Expansion hat die Abstrahlung einer akustischen Transiente zur Folge. Dieser Mechanismus wird als thermischer Kolben bezeichnet [74]. Die theoretische Beschreibung des thermischen Kolbens liefert einen linearen Zusammenhang zwischen der Amplitude des Drucksignals und dem optischen Absorptionskoeffizienten, sofern die Bedingung des thermischen Einschlusses erfüllt ist [74, 75].

Der hier beschriebene Effekt tritt insbesondere bei der Ablation mit freilaufenden Laserpulsen mit niedrigen Pulsenergien auf. Auch wenn die einzelnen Spikes zu Beginn des Laserpulses noch keinen Materialabtrag zur Folge haben, beobachtet man eine Reihe von akustischen Transienten, die in Anzahl und Zeitpunkt mit den Intensitätsspitzen des Lasers korrelieren.

2.4.2 Stoßwellenentstehung in Luft

Bei der IR-Photoblation mit gepulsten Lasern und großen Pulsenergien wird das Gewebswasser bis in den kritischen oder superkritischen Bereich hinein erhitzt, bis schließlich ein explosiver Phasenübergang stattfindet und die Flüssigkeit teilweise oder komplett in Dampf umgewandelt wird (Abschnitt 2.2). Die dabei entstehende Ablationswolke expandiert mit hoher Geschwindigkeit und erzeugt durch die Verdrängung der Umgebungsluft eine Stoßwelle. Die-

ser Vorgang ist mit einem Kolben vergleichbar, der sich mit hoher Geschwindigkeit in einem ruhenden Medium bewegt und wird schematisch in Abbildung 2.13 dargestellt [76].

Die Eigenschaften Geschwindigkeit, Druck und Dichte eines strömenden Gases mit bekannten thermodynamischen Eigenschaften werden durch die Differentialgleichungen der Gasdynamik definiert, die auf den fundamentalen Grundsätzen der Erhaltung von Masse, Impuls und Energie basieren [77]. Allerdings setzen diese Differentialgleichungen einen stetigen Verlauf der Strömungsvariablen voraus und liefern für den Fall des bewegten Kolbens keine sinnvolle physikalische Lösung, abgesehen von der Trivillösung, bei der alle Variablen konstant sind [78].

Anders als die strömungsdynamischen Differentialgleichungen lassen sich die genannten Erhaltungssätze auch auf den Fall anwenden, dass die Strömungsvariablen wie in Abbildung 2.13 einen unstetigen Verlauf aufweisen. Eine solche Sprungstelle wird als Stoßfront bezeichnet, wobei die folgenden Bedingungen erfüllt sein müssen [78]:

$$\text{Massenerhaltung:} \quad \rho_1 u_1 = \rho_0 u_0 \quad (2.9)$$

$$\text{Impulserhaltung:} \quad p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_0 + \rho_0 u_0^2 \quad (2.10)$$

$$\text{Energieerhaltung:} \quad \varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2} = \varepsilon_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{u_0^2}{2} \quad (2.11)$$

$$\text{Mit:} \quad \varepsilon = c_v T \quad \text{spezifische innere Energie}$$

Hierbei ist p der Druck, u die Geschwindigkeit, ρ die Dichte und ε die spezifische innere Energie des Mediums. Der Index 0 bezieht sich auf den Zustand vor der Stoßfront, der Index 1 auf den Zustand dahinter. Für die Lösung dieses Gleichungssystems mit drei Gleichungen und

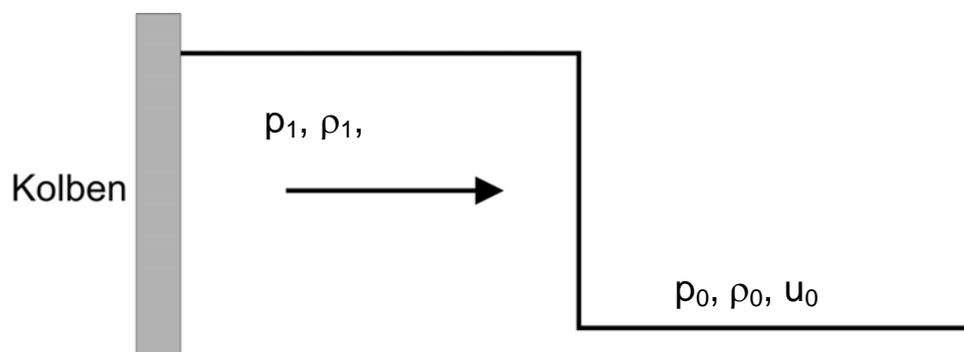


Abbildung 2.13. Schematische Darstellung eines eindimensionalen Kolbens. Der Kolben bewegt sich mit der Geschwindigkeit u . An der Unstetigkeitsstelle erfolgt ein Sprung von Druck p_0 , Dichte ρ_0 und Ausbreitungsgeschwindigkeit u_0 des umgebenden Mediums auf die Werte p_1 , ρ_1 und u_1 hinter der Stoßfront.

sechs Unbekannten müssen drei der Strömungsvariablen bekannt sein, zum Beispiel der Druck p_0 und die Dichte ρ_0 des Mediums vor der Sprungstelle sowie die Geschwindigkeit u des Kolbens, aus der sich über $|u| = u_0 - u_1$ die Geschwindigkeit u_1 hinter der Sprungstelle ergibt.

Der Zusammenhang zwischen der Ausbreitungsgeschwindigkeit u_1 der Stoßwelle und dem Druck p_1 ist von großem Interesse, da die Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit sehr viel einfacher über die Auswertung von Kurzaufnahmen zu verschiedenen Zeitpunkten möglich ist als eine präzise orts- und zeitaufgelöste Druckmessung. Hierfür gilt [77]:

$$p_1 = \left[\frac{2\gamma \left(\frac{u_1}{c} \right)^2}{\gamma + 1} - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right] p_0 \quad (2.12)$$

mit $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ Verhältnis der spez. Wärmekapazitäten

Für Luft gilt : $\gamma = 1,4$

$$\Rightarrow p_1 = \left[\frac{7}{6} \left(\frac{u_1}{c} \right)^2 - \frac{1}{6} \right] p_0 \quad (2.13)$$

Da die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Schallwellen druckabhängig ist, können sich aus beliebigen Wellenformen Stoßwellen entwickeln. Bei hinreichend hohem Schalldruck treten nichtlineare Effekte auf, weil die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle vom momentanen Schalldruck und damit auch von der Schallschnelle v abhängig ist [79]:

$$c = c_0 + \left(1 + \frac{B}{2A} \right) v \quad (2.14)$$

Der Parameter B/A wird als Nichtlinearitätsparameter bezeichnet und hat für Luft den Wert 0,4. Die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Schallschnelle hat zur Folge, dass sich Schwingungsphasen mit hohem Schalldruck schneller ausbreiten als solche mit niedrigem Druck. Eine ursprünglich sinusförmige Welle steilt sich daher während ihrer Ausbreitung immer mehr auf, während ihre Rückfront zunehmend flacher wird (Abbildung 2.14). Durch diese Verzerrung der Wellenform entstehen Frequenzkomponenten mit einem Vielfachen der ursprünglichen Frequenz, die sogenannten Harmonischen.

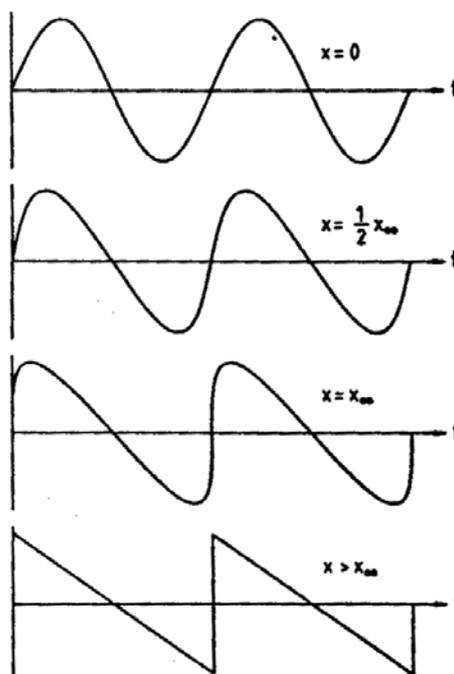


Abbildung 2.14. Ausbildung einer ebenen Welle zur Stoßwelle infolge nichtlinearer Effekte. Die Bereiche mit hohem Schalldruck breiten sich schneller aus als Bereiche mit niedrigem Druck, so dass nach einer Laufstrecke x eine Stoßwelle mit steiler Front entsteht. Quelle: [79].

An der Vorderfront der Schallwelle bildet sich schließlich eine Stoßfront mit senkrechter Tangente aus. Die Entfernung x , in der dies geschieht, ist gegeben durch [79]:

$$x = \frac{c_0^2}{\nu \omega \left(1 + \frac{B}{2A}\right)} \quad (2.13)$$

Die nichtlinearen Effekte der Schallausbreitung haben zur Folge, dass sich jeder hinreichend starke Druckpuls unabhängig von seinem zeitlichen Verlauf zu einer Stoßwelle gleichen Aussehens entwickelt, wie in Abbildung 2.16 gezeigt. Die charakteristischen Merkmale des ursprünglichen Signals gehen dabei nahezu vollständig verloren. Bei weiter andauernder Expansion dehnt sich das Gas durch Trägheitseffekte über den Gleichgewichtszustand hinaus aus, so dass hinter der Stoßfront eine Unterdruckzone entsteht (Abbildung 2.15). Der Druckverlauf besteht dann aus der eigentlichen Stoßfront mit einer kurzen Phase des Überdrucks und einer langen Unterdruckzone mit betragsmäßig deutlich geringerer Amplitude [80]. Der ansteigende Teil der Unterdruckphase kann wiederum durch nichtlineare Ausbreitung eine zweite Stoßfront am Ende des Druckverlaufs ausbilden, analog zur Entwicklung in Abbildung

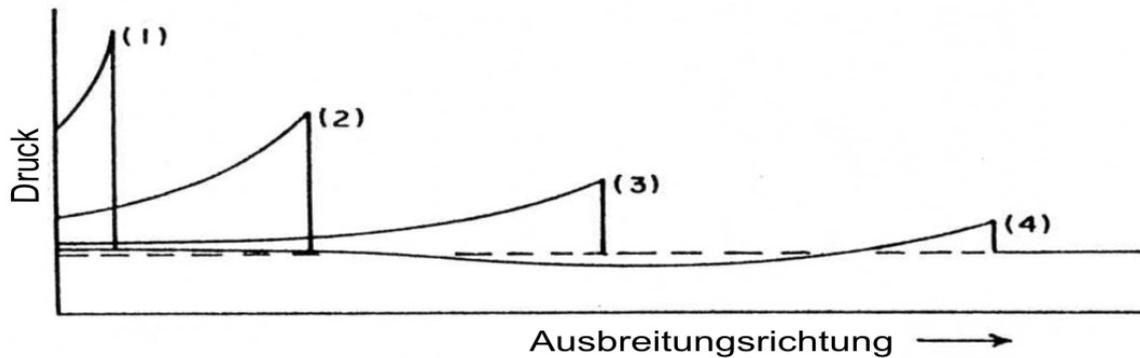


Abbildung 2.15. Ausbreitung eines Druckpulses mit Entstehung einer Unterdruckzone im Anschluss an die Stoßfront. Quelle: [80].

2.14 [81]. Diesen für das Aussehen einer Stoßwelle typischen Verlauf bezeichnet man als N-Wave.

Nach den bisherigen Überlegungen sollte sich jede beliebig schwache Welle zu einer Stoßfront entwickeln, wenn die Ausbreitung über eine hinreichend lange Strecke erfolgt. Dem Prozess der Stoßwellenentstehung wirkt allerdings die Dämpfung der Welle entgegen, die im allgemeinen für hohe Frequenzanteile, also für die entstehenden Harmonischen, stark zunimmt. Die Aufzehrung der Harmonischen überwiegt daher bei schwachen Schallwellen gegenüber der Produktion der Nichtlinearitäten. Bei sphärischen Wellen ist eine gewisse Anfangsteilheit und Anfangsamplitude erforderlich, damit sich eine Stoßwelle bilden kann, da die geometrische Abnahme der Druckamplitude rasch das Ausmaß an Nichtlinearität verhindert.

Treten bei der Materialablation nichtlineare Effekte der Schallausbreitung auf, so hat dies zur Folge, dass sich die materialspezifischen Anteile des bei der Ablation entstehenden Schallsignals mit zunehmendem Abstand zur Probe analog zur Darstellung in Abbildung 2.14 überlagern und tendenziell nur ein einziger Schallimpuls auftritt. Dadurch geht der Großteil

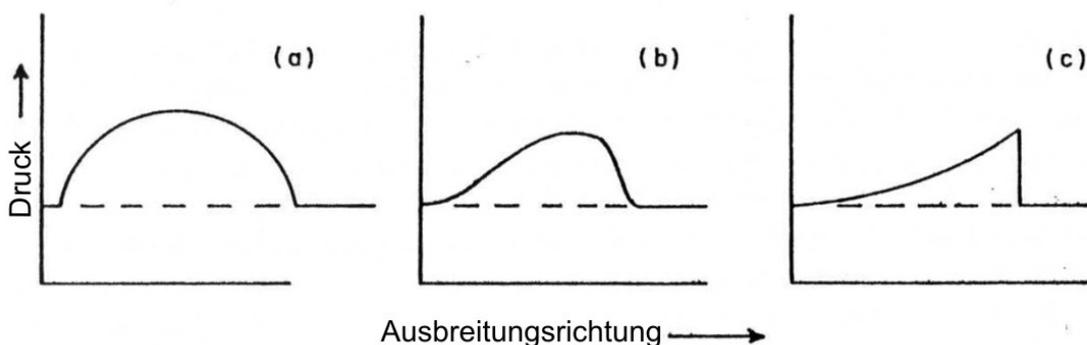


Abbildung 2.16: Entstehung einer Stoßwelle aus einem Druckpuls beliebiger Form bei hinreichend hohem Anfangsdruck. Quelle: [80].

der materialspezifischen Informationen des Schallsignals, wie z. B. der zeitliche Signalverlauf, für die Analyse verloren, und die Unterscheidung von unterschiedlichen Gewebearten oder Gewebeschichten wird deutlich erschwert.

2.4.3 Erfassung der Stoßwelle durch einen akustischen Sensor

Die Messung des Stoßwellensignals durch einen akustischen Sensor wird durch die Wechselwirkung von Sensor und Stoßwelle erschwert. Die auftreffende Stoßwelle verursacht an den Rändern des Sensors eine Beugungswelle mit einem Phasensprung von 180° . Die Beugungswelle durchläuft den Sensor und verursacht hier ein Messsignal, welches sich bei entsprechender Laufzeit mit dem durch die Stoßwelle hervorgerufenen Primärsignal überlagert [81, 82]. Eine Möglichkeit, dieses Phänomen zu charakterisieren, ist die Einbettung des eigentlichen Sensors in eine Fläche gleicher akustischer Impedanz. Hierdurch verlagert sich das Zentrum der Beugungswelle nach außen und dementsprechend das zeitliche Eintreffen des reflektierten Signals nach hinten. Die Ergebnisse eines solchen Versuchs finden sich in Abbildung 2.17. Der Sensor ist hier in Teil a) in eine Fläche eingebettet, deren Durchmesser dem 50-fachen des Sensordurchmessers beträgt. Man erkennt hier sehr deutlich das gegenphasige Signal der Beugungswelle, welches aufgrund der langen Laufzeit deutlich getrennt von dem Primärsignal auftritt. Die Signalamplitude beträgt dabei etwa die Hälfte des Primärsignals. In Teil b) beträgt der Durchmesser der Fläche nur das Doppelte der Sensorfläche. Die Beugungswelle überlagert sich mit dem Primärsignal und bewirkt eine starke Verfälschung des Messsignals.

An den Rändern der bestrahlten Probe können ebenfalls Beugungswellen ausgehen, die durch den Sensor erfasst werden und so zu einer Modifikation des eigentlichen Messsignals führen. Die Überlagerung der Beugungswellen von gegenüberliegenden Seiten macht sich

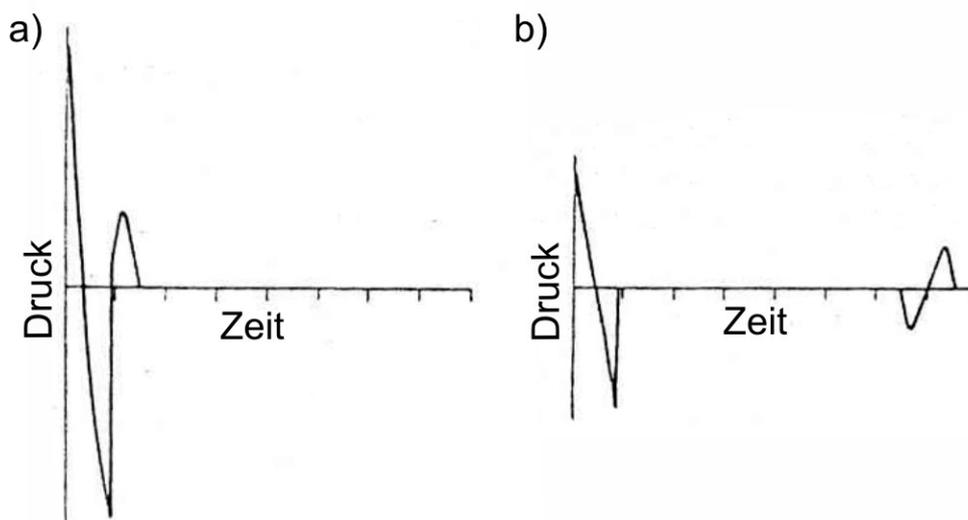


Abbildung 2.17. Messsignal eines Detektors auf eine einlaufende N-Wave. In Teil a) der Abbildung ist der Sensor in eine Scheibe eingebettet, deren Durchmesser das 50-fache des Sensordurchmessers beträgt, wohingegen der Scheibendurchmesser in Teil b) nur das Doppelte des Sensordurchmessers beträgt. Quelle: [81].

allerdings insbesondere bei Messungen entlang der Achse bemerkbar, so dass ihr Einfluss bei dem verwendeten Messaufbau eher gering sein dürfte [83, 84]. Der angesprochene Aufbau wird in Abschnitt 2.1 beschreiben.

2.4.4 Einfache Modelle der Stoßwellenausbreitung

Einfache Modelle der Stoßwellenausbreitung basieren auf der Annahme, dass die Masse des Gases und der ausgeworfenen Materialbestandteile, die die Stoßwelle vorantreiben, vernachlässigt werden kann. Der Gültigkeitsbereich dieser Modelle beginnt daher erst, wenn die Masse des von der Stoßwelle umschlossenen Gases deutlich größer ist als die Masse des Materials, in der die Energie des Lasers ursprünglich absorbiert wurde [77, 78, 85]. Für einige dieser Modelle lassen sich einfache analytische Lösungen angeben, die allerdings weitere einschränkende Randbedingungen voraussetzen [86].

Wenn man die Expansion der Ablationswolke vernachlässigt, so lässt sich die Ausbreitung der Stoßwelle in ihrer einfachsten Betrachtung anhand des Modells einer punktförmigen, starken Explosion (engl: „strong explosion“) beschreiben [87]. Dieses Modell geht, wie oben beschrieben, davon aus, dass die von der Stoßwelle umfasste Masse deutlich größer ist als die Masse, in der die Energie ursprünglich deponiert wurde, so dass die Energiefreisetzung als angenähert punktförmig und instantan angesehen werden kann. Darüber hinaus wird angenommen, dass der Druck der Stoßwelle deutlich größer ist als der Umgebungsdruck innerhalb des ruhenden Mediums und dessen Einfluss damit vernachlässigt werden kann [78]. Diese Forderungen bedeuten allerdings für die Laserablation einen eingeschränkten Gültigkeitsbereich, der erst in einigem Abstand von der Probenoberfläche beginnt, wenn das von der Stoßwelle umfasste Gasvolumen hinreichend groß ist und endet, wenn sich der Druck der Stoßwelle dem Umgebungsdruck annähert.

Die Lösung für eine punktförmige, starke Explosion wurde erstmals von Sedov [88] und Taylor [85] bestimmt. Die Position der Stoßwelle R in Abhängigkeit von der Zeit t wird dabei durch Gleichung 1.14 bestimmt [77, 78, 88]:

$$R(t) = \xi \left(\frac{E}{\rho_0} t^2 \right)^n \quad (2.14)$$

Hierbei ist E die Energie, die bei der Explosion freigesetzt wurde, ρ_0 ist die Dichte des Mediums vor der Stoßwelle und ξ eine Konstante, die vom Verhältnis γ der spezifischen Energien abhängt und für Luft den Wert $\xi = 1.033$ hat [87]. Der Parameter n nimmt in Abhängigkeit von der Geometrie der Stoßwelle unterschiedliche Werte an:

Ebene Welle: $n = 1/3$

Zylindrische Welle: $n = 1/4$

Sphärische Welle: $n = 1/5$

Für die Laserablation bei kleinen Fleckgrößen ist insbesondere die sphärische Ausbreitung von Bedeutung, bei der die Ausbreitung R der Stoßwelle innerhalb des Gültigkeitsbereiches

des Modells proportional zu $t^{2/5}$ ist. In diesem Fall ist der zeitabhängige Druckverlauf gegeben durch [77]:

$$p_{sw} = 2 \left(\frac{2\xi}{5} \right)^2 \left(\frac{E^2 \rho_o^3}{t^6} \right)^{1/5} \quad (2.15)$$

Wenn sich der Druck der Stoßwelle dem Umgebungsdruck annähert, kann die Ausbreitung der Stoßwelle näherungsweise nach einem von Jones [89] entwickelten Modell betrachtet werden. Generell nimmt der Druck der Stoßwelle mit zunehmender Zeit und Abstand von der Probenoberfläche immer mehr ab, und die Welle bewegt sich schließlich mit der normalen Schallgeschwindigkeit c_0 des Mediums.

Die Gleichung (2.16) für die Ausbreitung der Stoßwelle ermöglicht es, durch Anfitten von Messpunkten mit der Energie E als Fitparameter und unter Kenntnis der Dichte ρ_0 des umgebenden Mediums, eben diese Energie E zu bestimmen, die bei der Explosion freigesetzt wird. Dadurch lässt sich ermitteln, welcher Anteil an der Laserpulsenergie in die Energie der Stoßwelle übergeht. Treten infolge der Laserbestrahlung mehrere Stoßwellen auf, so lässt sich auf diese Weise das Verhältnis der jeweils für die Entstehung notwendigen Energien bestimmen und somit abschätzen, welchen Beitrag die für die Stoßwellenabstrahlung verantwortlichen Prozesse zur Ablation leisten. Bei der Bestrahlung von Wasser mit $5,40 \text{ J/cm}^2$ erfolgt die Stoßwellenausbreitung zu Beginn der Ablation infolge der Oberflächenverdampfung mit verhältnismäßig geringer Geschwindigkeit und steigt nach etwa 200 ns durch das Einsetzen der Phasenexplosion sprunghaft an (Abschnitt 4.4.4). Durch Anfitten nach dem beschriebenen Verfahren konnte nachgewiesen werden, dass für die Phasenexplosion das 111fache der Energie der Oberflächenverdampfung aufgewendet wurde [90]. Diese Abschätzung bestätigt, dass der Oberflächenprozess der Verdampfung im Vergleich zum Volumenprozess der Phasenexplosion nur einen sehr geringen Beitrag zur Ablation leistet.

Betrachtet man die isolierte Ausbreitung einer akustischen Welle ohne den Einfluss ihres Ursprungs, so erfolgt im Allgemeinen eine Druckabnahme durch die Verteilung der Energie auf die mit dem Abstand zunehmende Fläche. Diese Schwächung ist von der Geometrie der Welle abhängig und erfolgt bei einer sphärischen Transiente mit konstanter Länge $\propto 1/r$ [54]. Darüber hinaus ist jede Form der Schallausbreitung mit Verlusten verbunden, die als Dissipation bezeichnet werden und den Druck $\propto e^{-\alpha x}$ verringern [54]. Die Hauptursache für die Abnahme des Drucks ist dabei der Verlust durch Wärmeleitung, da in der Überdruckphase mehr Wärme an die Umgebung abgegeben wird als in der Unterdruckphase wieder aufgenommen werden kann. Die Dissipationskonstante α steigt mit der Frequenz an, wodurch höhere Harmonische stärker gedämpft werden als die Grundschwingung. Da die Schwingungsanteile mit hohen Frequenzen den steilen Anstieg einer Stoßfront bilden [79], hat dies zur Folge, dass eine sich ausbreitende Stoßwelle nach ihrer maximalen Aufsteilung ihre Form nicht beibehält, sondern abflacht. Zusammengefasst folgt daraus für die Druckentwicklung einer sphärischen Welle während ihrer Ausbreitung:

$$p(r) = \frac{p_0}{r} e^{-\alpha r} \quad (2.16)$$

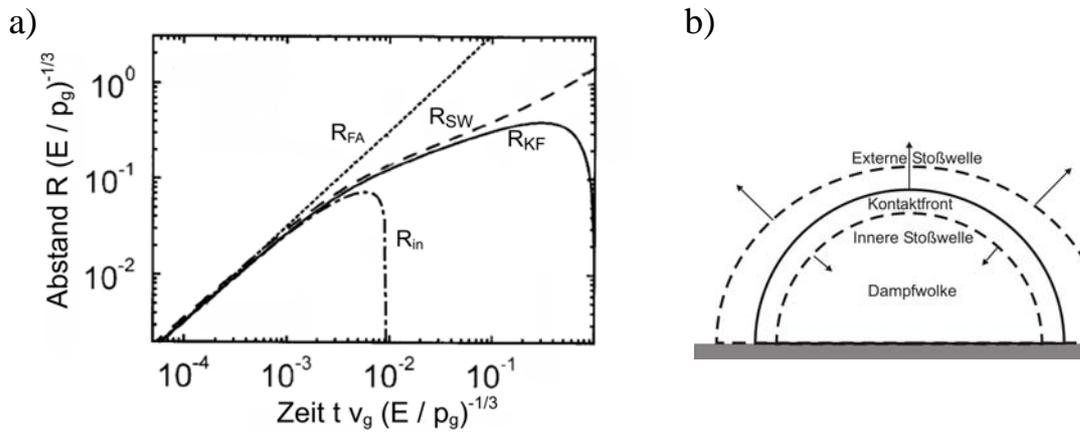


Abbildung 2.18. a) Ausbreitung von Stoßwelle R_{SW} , Kontaktfront R_{KF} und innerer Stoßwelle bei vorhandenem Umgebungsmedium, sowie zum Vergleich die Ausbreitung ins Vakuum R_{FA} . Die Darstellung erfolgt in dimensionslosen Variablen. b) Schematische Darstellung der Ausbreitung der Ablationswolke sowie der Stoßwellen. Quelle: [91]

2.4.5 Gemeinsame Betrachtung der Ausbreitung von Stoßwelle und Ablationswolke

Wenn man die Ausbreitung der Ablationswolke in die Betrachtungen mit einbezieht, so ergibt sich ein komplexeres Bild des Expansionsvorganges. Abbildung 2.18 zeigt die Ausbreitung von (externer) Stoßwelle, Ablationswolke und deren Abgrenzung, der Kontaktfront, sowie einer an der Kontaktfront neu entstehenden inneren Stoßwelle, die innerhalb der Ablationswolke zurückläuft und schließlich an der Probenoberfläche reflektiert wird.

Unmittelbar nach der Entstehung expandiert die Ablationswolke (siehe Abschnitt 2.2.5) mit annähernd konstanter Geschwindigkeit. Das umgebende Gas wird verdrängt und im Bereich der sich ausbildenden externen Stoßwelle komprimiert (Abschnitt 2.4.2), wodurch sich die Ausbreitung der Ablationswolke aus Gründen der Energieerhaltung verlangsamt. Die Abweichung von der freien, ungebremsten Expansion macht sich bemerkbar, wenn die Masse M_{ex} des verdrängten und von der externen Stoßwelle umfassten Gases in etwa der Masse M_D der Ablationswolke entspricht [91]:

$$M_D \approx \rho_g R_{SW}^3 \Rightarrow R_{SW} \approx \left(\frac{M_D}{\rho_g} \right)^{1/3} \quad (2.17)$$

Dabei ist R_{SW} Radius der Stoßwelle und ρ_g die Dichte des umgebenden Gases. Wenn die Masse M_{ex} deutlich größer wird als die Masse M_D , erfolgt die Ausdehnung wieder nach dem in Abschnitt 2.4.4 vorgestellten Modell für eine starke Explosion.

An der Kontaktfront kollidieren die expandierenden Moleküle der Ablationswolke mit hoher Geschwindigkeit mit den ruhenden Molekülen des umgebenden Mediums und werden reflektiert. Als Folge daraus bildet sich an der Kontaktfront eine Zone mit erhöhtem Druck. Wenn der Druck innerhalb der expandierenden Ablationswolke hinreichend stark abgefallen ist, entsteht eine interne Stoßwelle, die sich innerhalb der Ablationswolke rückwärts auf die

Probenoberfläche zu bewegt. Wenn sich die Ausbreitung der Ablationswolke verlangsamt, erreicht die interne Stoßwelle die Oberfläche, wird reflektiert und durchläuft erneut die Ablationswolke, wodurch die Temperatur- und Dichteverteilung homogenisiert wird [87].

Die infolge einer Phasenexplosion entstehende Ablationswolke stellt ein Zweiphasengemisch aus Wasserdampf und Wassertröpfchen dar, in dem die Schallgeschwindigkeit c_{Ab} und damit die Geschwindigkeit der internen Stoßwelle von der Geschwindigkeit c_D in reinem Dampf abweichen. Für c_D gilt [77]:

$$c_D = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}}. \quad (2.18)$$

Hierbei ist γ das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten c_p/c_v , T die Temperatur, R ist die Gaskonstante und μ die Molmasse. Ist in der Ablationswolke ein geringer Anteil an Wassertröpfchen enthalten, so verringert sich die Schallgeschwindigkeit c_{Ab} in geringem Maße und es gilt [77]

$$\frac{1}{c_{Ab}^2} = \frac{\mu}{RT} - \frac{2}{q} + \frac{c_{pW}T}{q^2}. \quad (2.19)$$

Hierbei ist q die latente Wärme und c_{pW} die Wärmekapazität von Wasser bei konstantem Druck. Die interne Stoßwelle breitet sich also in der Ablationswolke langsamer aus als in einer reinen Ablationswolke.

Für die Energieerhaltung in einer sphärischen Ablationswolke, die nach dem Durchgang der internen Stoßwelle als homogen bezüglich Temperatur und Dichte angesehen werden kann, und bei der die externe Stoßwelle sich noch nicht abgelöst hat, gilt [87]

$$\frac{3}{10} M_D \dot{R}^2 + \frac{4\pi}{3} R^3 \frac{p}{\gamma_D - 1} + \frac{4\pi}{3} R^3 \rho_g \frac{\dot{R}^2}{2} = E \quad (2.20)$$

Hier bezeichnen R den Radius der Ablationswolke, M_D die Masse der Ablationswolke, γ_D das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten des Dampfes, ρ_g die Dichte des umgebenden, ungestörten Gases und E die Gesamtenergie.

Die ersten beiden Terme von Gleichung 1.19 entsprechen der kinetischen und thermischen Energie der Ablationswolke und der dritte Term der kinetischen Energie der externen Stoßwelle. Eliminiert man aus dieser Gleichung den Druck und berücksichtigt die thermische Energie der externen Stoßwelle, so ergibt sich für die Ausbreitung der Ablationswolke die folgende Differentialgleichung [91]:

$$\left(\xi_1 M_D + \xi_2 \rho_g R^3 \right) \dot{R}^2 + \xi_3 \rho_g R \frac{d}{dt} \left(R^3 \dot{R} \right) + \xi_4 p_g R^3 = E \quad (2.21)$$

Die Koeffizienten ξ_i hängen von den gegebenen Verteilungen von Druck, Dichte und Geschwindigkeit ab. Numerische Lösungen dieser Gleichung wurden von Brode [92] und Arnold bestimmt [91].

Während der weiteren Expansion nimmt der Druck in der Ablationswolke p_D und der externen Stoßwelle p_{SW} weiter ab. Die Geschwindigkeit der Stoßwelle nähert sich an die normale Schallgeschwindigkeit des Umgebungsmediums an, und wegen der noch langsameren Ausbreitungsgeschwindigkeit der Ablationswolke trennt sich die Stoßwelle von der Wolke. Wenn der Druck bis auf den Umgebungsdruck p_G abgefallen ist, endet die Expansion der Ablationswolke: $p_D \approx p_{SW} \approx p_G$ [87]. Mit Gleichung 1.7 folgt für den Anhaltezeitpunkt der Ablationswolke:

$$t_{stop} \approx \left(\frac{E^2 \rho_g^3}{p_g^5} \right)^{1/6} \quad (2.22)$$

Die hier angestellten Betrachtungen für das Stoppen der Ablationswolke haben nur dann Gültigkeit, wenn der Ablationsprozess lange vor diesem Zeitpunkt geendet hat. Wenn nach wie vor Material ausgeworfen wird, so treibt dieser Prozess die Ausbreitung der Ablationswolke weiter voran.

2.4.6 Reflexion der Stoßwelle an der Probenoberfläche

Bei der Ablation von Wasser und Gewebe werden sowohl die innere als auch die externe Stoßwelle an der Probenoberfläche reflektiert, wobei sich die Einfallswinkel in beiden Fällen stark voneinander unterscheiden. Der Einfall bei der Reflexion der inneren Stoßwelle erfolgt nahezu senkrecht, wohingegen die externe Stoßwelle annähernd streifend einfällt.

Bei der Reflexion von Stoßwellen ist zu beachten, dass die Reflexion an einer Grenzfläche nur für den Fall einer geringen Intensität und eines kleinen Einfallswinkels in Form einer einzigen Welle erfolgt. Oberhalb eines geschwindigkeitsabhängigen Grenzwinkels tritt das Phänomen auf, dass eine reguläre Reflexion mit nur einer einzigen reflektierten Stoßwelle nicht

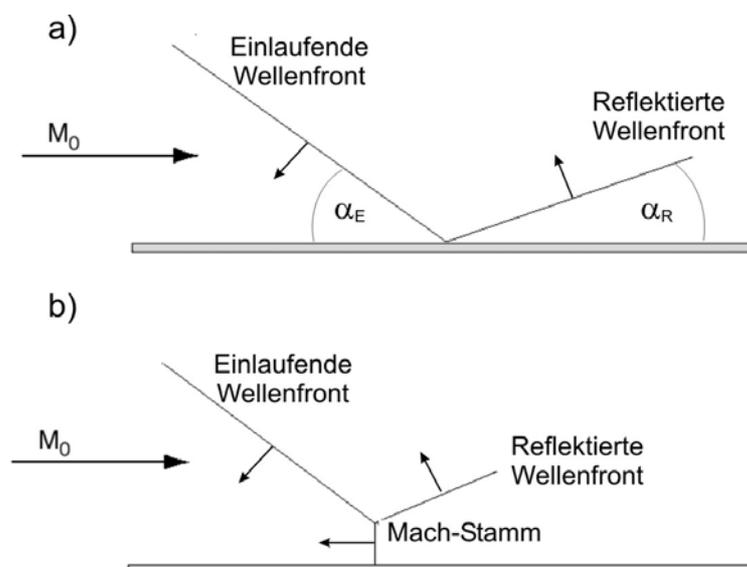


Abbildung 2.19. Reguläre (a) und Mach-Reflexion (b). Betrachtet man den Vorgang in einem mitbewegtem Koordinatensystem, so ruhen die Stoßwellen und das umgebende Medium strömt durch sie hindurch. Die Randbedingungen erfordern, dass die Strömung vor und hinter der Reflexion parallel zur Oberfläche verläuft. Um dies zu erfüllen, ist ab einem bestimmten, geschwindigkeitsabhängigen Grenzwinkel eine dritte Stoßwelle erforderlich, der sogenannte Mach Stamm.

ausreichend ist, um die erforderlichen Randbedingungen zu erfüllen. In diesem Fall entstehen zwei oder mehr reflektierte Wellen, die sich in einem gemeinsamen Punkt in einem bestimmten Abstand zur Grenzfläche schneiden, dem sogenannten „Tripple Punkt“. Diese Art der Reflexion wird als Mach Reflexion bezeichnet [93, 94]. Anschaulich betrachtet breitet sich die reflektierte Welle unmittelbar hinter der einlaufenden Welle in einem Bereich stark erhöhten Drucks mit erhöhter Geschwindigkeit aus und schließt deshalb zu der einlaufenden Wellenfront auf. Im Bereich des Mach-Stamms eilt die Überlagerung beider Wellen mit nahezu senkrechter Wellenfront der einfallenden Welle voraus, wobei der Druck innerhalb des Mach-Stamms deutlich größer ist als bei der einlaufenden Welle. Mit zunehmender Ausbreitung nimmt die Höhe des Mach-Stamms zu und der Tripple Punkt bewegt sich entlang einer Kurve durch das Ausbreitungsmedium.

Abbildung 2.19 a) zeigt die Konstellation einer regulären Stoßwellen-Reflektion an einer Grenzfläche. Betrachtet man die Erscheinung in einem mitbewegten Koordinatensystem, so sind beide Stoßwellen stationär und das umliegende Gas strömt von links kommend durch sie hindurch. Beim Durchgang durch die Stoßfront ändert sich die Normalkomponente der Strömungsrichtung und die Stromlinien werden zur Stoßfront hin um den Winkel χ gebrochen. Für den Ablenkungswinkel existiert eine Obergrenze χ_{\max} , für den in einer Näherung für kleine Strömungsgeschwindigkeiten gilt [77]:

$$\chi_{\max} = \frac{2^{7/2}}{3^{3/2}(\gamma + 1)} (Ma - 1)^{3/2} \quad (2.23)$$

Die Strömung im Bereich hinter der einfallenden Stoßwelle in Abbildung 2.19 wird eindeutig in Intensität und Richtung durch den Einfallswinkel α_E bestimmt. Die Randbedingung für die Reflexion erfordert nun, dass die Stromlinien nach dem Durchgang durch die reflektierte Stoßwelle wieder parallel zur Oberfläche verlaufen [94]. Aufgrund der Obergrenze für die Ablenkung einer Stromlinie durch eine Stoßwelle ist dies nicht für beliebige Einfallswinkel α_E möglich, sondern es existiert ein von der Machzahl der Strömung abhängiger Grenzwinkel α_G , für den diese reguläre Reflexion nicht mehr auftreten kann. Für Einfallswinkel $\alpha_E > \alpha_G$ ist keine reguläre Reflexion mehr möglich und die einfallende Stoßwelle muss sich in einem gewissen Abstand von der Oberfläche verzweigen. Dabei entsteht eine in Abbildung 2.19 b) dargestellte Mach Reflexion, bestehend aus einer Dreierkonfiguration der beiden Stoßwellen mit dem Mach Stamm als einer vom Schnittpunkt ausgehenden tangentialen Unstetigkeit.

Die auftretende Form der Reflexion ist in Abbildung 2.20 in Abhängigkeit von der Machzahl der Strömung und dem Einfallswinkel α dargestellt. Dabei gibt es drei neben dem Bereich der Mach Reflexion und dem der Regulären Reflexion noch eine Zone, in der beide Arten auftreten können. Generell gilt, dass für große Strömungsgeschwindigkeiten die Grenze der Machreflektion bereits für kleinere Winkel erreicht wird [95]. Bei der Laserablation mit gütegeschalteten Laserpulsen treten externe Stoßwellen mit sehr hohen Geschwindigkeiten auf, bei deren Reflexion an der Oberfläche ein Mach-Stamm auftreten kann.

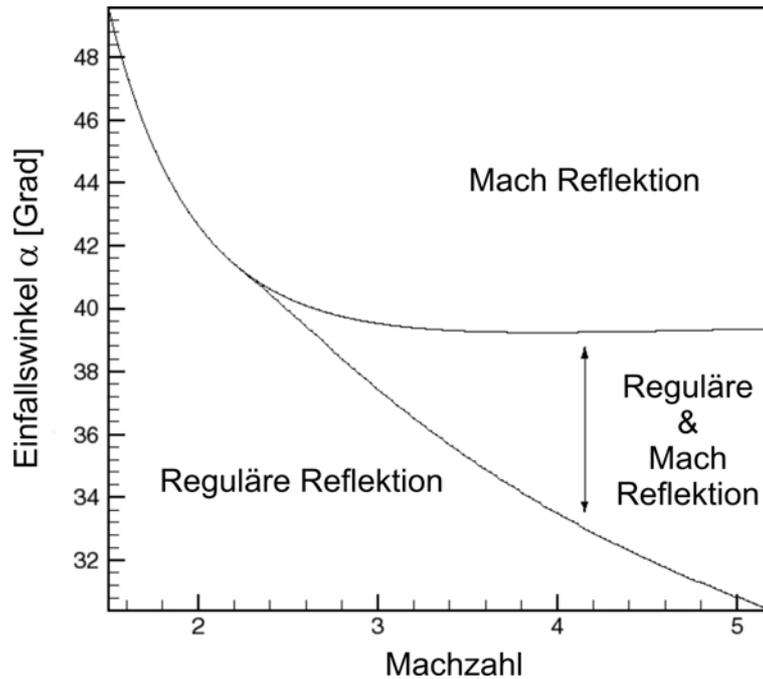


Abbildung 2.20. Auftretende Form der Reflexion in Abhängigkeit von Strömungsgeschwindigkeit und Einfallswinkel. Neben dem Bereich der Mach Reflexion und dem der regulären Reflexion tritt noch ein dritter Bereich auf, in dem beide Formen vorkommen können. Quelle: [95]

2.4.7 Stoßwellenentstehung in Wasser

Bei der Gewebeablation mit gütegeschalteten Laserpulsen werden sowohl Dampf, bzw. thermisch zersetztes Gewebe als auch Wassertröpfchen und Gewebepartikel ausgeworfen. Die schnelle Expansion dieser Ablationsprodukte ruft in der Probe einen Rückstoßdruck p_r hervor, der zur Entstehung einer sphärischen Druckwelle in der Probe führt. Dieser Druck lässt sich anhand der auf die Querschnittsfläche A bezogenen zeitlichen Ableitung des Impulses bestimmen [7]

$$p_r = A^{-1} \frac{d}{dt} (mv_A) = A^{-1} \Delta m \frac{v_A}{t_b} = \rho \Delta z \frac{v_A}{t_b}. \quad (2.24)$$

Hierbei bezeichnet Δm die Masse und ρ die Dichte des abgetragenen Materials, t_b die Beschleunigungszeit, v_A die Geschwindigkeit der Ablationsprodukte und Δz die abgetragene Schichtdicke. Die Schwierigkeit bei der Berechnung des Rückstoßdrucks besteht darin, dass der Ablauf der Ablationsdynamik im Detail bekannt sein muss, um die erforderlichen Werte zu ermitteln. Aufgrund der komplexen Wechselwirkung der einzelnen Phasenübergänge ist dies in der Praxis nicht möglich. Allerdings lässt sich der erzeugte Rückstoßdruck durch Messung der beobachteten Stoßwellengeschwindigkeit v innerhalb der Probe ermitteln. Diese ist mit dem Druck p_s der Stoßwelle über folgenden Ausdruck verknüpft [96]:

$$p_s = c_1 \rho_0 v_s \left(10^{\frac{(v_s - c_0)}{c_s}} - 1 \right) + p_\infty \quad (2.25)$$

In dieser Formel steht ρ_0 für die normale Dichte und c_0 für die normale Schallgeschwindigkeit von Wasser, $c_1 = 5190$ m/s und $c_2 = 25306$ m/s sind Konstanten und p_∞ bezeichnet den hydrostatischen Druck innerhalb der Flüssigkeit. Der aufgrund der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle bestimmte Druck p_s kann als Abschätzung des Rückstoßdruckes angesehen werden.

2.5 Bisherige Modelle zur Infrarot-Photoablation

Es existieren eine Reihe von Modellvorstellungen über die Infrarot-Photoablation, deren individuelle Gültigkeit von den Randbedingungen der Ablation abhängt. Dieser Abschnitt gibt einen Überblick über die unterschiedlichen Ansätze der einzelnen Ablationsmodelle. Die umfangreichen experimentellen Untersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt worden sind, haben allerdings gezeigt, dass keines dieser Modelle die komplexe Ablationsdynamik bei der Verwendung von Er:YAG Laserpulsen korrekt beschreibt. Weder die unterschiedlichen explosiven Phasenübergänge der primären Ablation (Abschnitt 2.2), noch der rückstoßinduzierte Materialauswurf (Abschnitt 2.3) werden durch die Modelle vollständig erfasst.

Weitere Darstellungen der unterschiedlichen Ablationsmodelle, die z.T. über den hier präsentierten Umfang hinausgehen, finden sich bei Nahen [2] sowie Vogel und Venugopalan [13].

2.5.1 Explosionsmodell

Das Explosionsmodell (engl.: Blow-Off) wurde ursprünglich zur Beschreibung der UV-Ablation entwickelt [4, 97, 98] und erst später auf die Modellierung der Gewebeablation mit Infrarot-Laserpulsen angewendet [5, 6].

Es wird davon ausgegangen, dass die gesamte Laserpulsenergie in Form von Wärme in der Probe deponiert wird, bevor die Ablation einsetzt. Die Wärmediffusion während des Pulses wird dabei nicht berücksichtigt, so dass die Bestrahlung Φ und somit auch die Temperaturverteilung in der Tiefe dem Lambert-Beer-Gesetz folgt. Diese Annahme entspricht der Ablation unter thermischem Einschluss. Der anschließende Materialabtrag erfolgt bis zu einer Tiefe z , in der die Bestrahlungsstärke $\Phi(z)$ einen festen Schwellwert Φ_s überschreitet, der durch das Einsetzen der Ablation an der Probenoberfläche definiert ist. Die Abtragstiefe d pro Puls hängt damit logarithmisch von der Bestrahlungsstärke ab:

$$d(\Phi) = z(\Phi_s) = \frac{1}{\alpha} \ln \left(\frac{\Phi}{\Phi_s} \right) \quad (2.26)$$

Das Explosionsmodell macht keinerlei Angaben über die physikalischen Mechanismen, die der Ablation zugrunde liegen. Die dynamischen Materialparameter wie Temperatur- und Druckabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten werden ebenso wenig berücksichtigt wie die

Laserpulsdauer, der Einfluss von Gewebematrix und Ablationswolke oder die Dynamik des Phasenübergangs. Das Explosionsmodell wird oft zur Erklärung der Ablation mit Nanosekundenpulsen herangezogen unter der Annahme, dass die Ablation erst nach dem Ende des Laserpulses einsetzt. Für die Betrachtung der Ablation mit freilaufenden Laserpulsen ist das Modell aufgrund dieser Annahme und der Vernachlässigung der Wärmeleitung von vornherein nicht geeignet. Es konnte nachgewiesen werden, dass in diesem Fall die Ablation bereits während des Pulses einsetzt und kein thermischer Einschluss gegeben ist [99, 100]. Bei der Verwendung von Er:YAG-Nanosekundenpulsen ist zwar der thermische Einschluss erfüllt (Abschnitt 2.2.1), die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen haben allerdings gezeigt, dass auch bei dieser Laserpulsdauer unterschiedliche Phasen der Ablation existieren, die bei hinreichend hoher Bestrahlung bereits zu Beginn des Pulses einsetzen und eine lang über das Pulsende hinausgehende Dynamik verursachen (Kapitel 4 und 5). Damit konnte eindeutig gezeigt werden, dass die Grundannahme des Explosionsmodells, nämlich die einer einmaligen Post-Puls Ablation, für diesen Fall unzutreffend ist.

2.5.2 Gleichgewichtsmodelle

Alle Gleichgewichtsmodelle (engl.: steady-state) betrachten Abtragungsvorgänge, die während des Laserpulses stattfinden und beziehen sich damit primär auf die Ablation mit kontinuierlichen oder freilaufend-gepulsten Lasern. Es wird davon ausgegangen, dass der Phasenübergang und damit die Ablation an der Probenoberfläche einsetzt und die entstehende Phasengrenze zwischen Dampf und fester oder flüssiger Phase anschließend während der Bestrahlung kontinuierlich in die Tiefe hinein fortschreitet. Dabei herrscht an der Phasengrenze ein thermodynamisches Gleichgewicht. Im Gegensatz zum Explosionsmodell basieren die einzelnen Gleichgewichtsmodelle auf unterschiedlichen konkreten Annahmen über die Mechanismen, die der Ablation zugrunde liegen. Eine Ausnahme hiervon ist lediglich das Gleichgewichts-Basismodell (Abschnitt 2.5.2.1).

2.5.2.1 Gleichgewichts-Basismodell

Die allgemeinste Form ist das Gleichgewichts-Basismodell [7], in dem keine Angaben über die zugrunde liegenden physikalischen Prozesse gemacht werden. Es geht davon aus, dass die Ablation bei einem festen Schwellwert der Bestrahlungsstärke Φ_S einsetzt und anschließend mit konstanter Geschwindigkeit in die Tiefe hinein fortschreitet. Für jedes ablatierte Volumenelement ist hierbei die Ablationsenergie H_{Abl} aufzubringen. Für die Abtragstiefe d pro Puls ergibt sich damit in Abhängigkeit von der Bestrahlung Φ an der Probenoberfläche:

$$d(\Phi) = \frac{\Phi - \Phi_S}{H_{Abl}} \quad (2.27)$$

Im Gegensatz zum Explosionsmodell (siehe 2.5.1) ist die Abtragstiefe d nicht logarithmisch, sondern linear von der Bestrahlung Φ abhängig und es wird neben dem Schwellwert der Bestrahlung Φ_S auch die aufzubringende Energie H_{Abl} pro abgetragenem Volumen berücksichtigt. Die im Anschluss vorgestellten Weiterentwicklungen dieses Basismodells be-

rücksichtigen die konkreten physikalischen Prozesse an der Ablationsfront und liefern Abschätzungen für die Größen Φ_S und H_{Abl} .

2.5.2.2 Thermodynamisches Gleichgewichts-Modell

Das thermodynamische Gleichgewichtsmodell modelliert die Ablation als reinen Verdampfungsprozess ohne jeden Einfluss von Materialauswurf. Das Modell wurde erstmals auf die Ablation von Metallen mit Pulsdauern von einigen 100 μs angewandt [8] und später auf die Ablation von Gewebe übertragen [101, 102]. Weitere Arbeiten befassen sich mit dem Einfluss unterschiedlicher Randbedingungen auf die Temperaturverteilung [9] sowie der Unterteilung des Ablationsvorgangs in mehrere unterschiedliche Phasen [51].

In dem Modell setzt die Verdampfung zu dem Zeitpunkt t_0 ein, in dem die deponierte Energie ausreicht, die Probe bis zur optischen Eindringtiefe $1/\alpha$ zu verdampfen. Der hierfür erforderliche Schwellwert der Bestrahlung Φ_S ist erreicht, wenn das Absorptionsvolumen von der Umgebungstemperatur T_0 bis zur angenommenen Verdampfungstemperatur T_V erwärmt worden ist und zusätzlich die erforderliche latente Verdampfungsenergie des Phasenübergangs $\rho_0 H_L$ durch den Laser deponiert worden ist:

$$\Phi_S = \int_0^{t_{abl}} I(t) dt = \frac{1}{\alpha} [\rho_0 c_v (T_v - T_0) + \rho_0 H_L] \quad (2.28)$$

Hierbei ist α die optische Eindringtiefe, ρ_0 die Dichte, c_v die spezifische Wärmekapazität und H_L die latente Wärme des Gewebes. Der Term innerhalb der eckigen Klammern entspricht der zur Verdampfung der Schichtdicke d_z erforderlichen Energie E_V [2]. Die Annahme einer festen Verdampfungstemperatur T_V stellt einen fundamentalen Mangel dieses Modells dar. Wie in Abschnitt 2.2.3 erläutert wurde, ist der Prozess der Oberflächenverdampfung nicht an eine feste Grenztemperatur gebunden, sondern kann auf jedem beliebigen Punkt der Binodalen stattfinden.

Nach dem Ablationsbeginn schreitet die Ablationsfront in die Tiefe hinein mit der Geschwindigkeit v_{abl} fort, die von der Bestrahlungsstärke $I(t)$ des Lasers und der Energie E_V abhängt. Es gilt

$$v_{abl} = \frac{I(t)}{E_V}. \quad (2.29)$$

Die Geschwindigkeit der Ablationsfront ist also von der Bestrahlungsstärke des Lasers abhängig. Dabei herrscht stets ein Gleichgewicht zwischen der in der Probe deponierten und der durch Verdampfung abgeführten Energie. Während der Dauer τ_L des Laserpulses wird die Probe damit bis zur Tiefe d abgetragen. Für d gilt

$$d = \int_{t_{abl}}^{\tau_L} v_{abl} dt = \frac{1}{E_V} \left(\int_0^{\tau_L} I(t) dt - \int_0^{t_{abl}} I(t) dt \right) = \frac{1}{E_V} (F - F_S). \quad (2.30)$$

Die Abtragstiefe d ist damit linear von der Bestrahlung F des Lasers abhängig.

Ursprünglich wurde das thermomechanische Gleichgewichtsmodell von Ready [8] auf die Ablation von Metallen mit Laserpulsdauern von einigen 100 μs angewendet und später von McKenzie [101] sowie Partovi et al. [102] auf die Gewebeablation mit langen Pulsen von 0,1 bis 1 ms und kontinuierlich emittierenden Lasern angewendet. Der Einfluss der Wärmediffusion auf die Temperaturverteilung im Gewebe wird in diesen Modellen trotz seines signifikanten Beitrags bei den verwendeten Pulslängen nicht berücksichtigt (Abschnitt 2.2.1), ebenso wenig wie dynamische Veränderungen des Absorptionskoeffizienten (Abschnitt 2.1.4). Bei Ready [8] und McKenzie [101] wird die Ablation als reine Verdampfung an der Phasenfront mit einer festen Temperatur von 100° C modelliert. Trotz der angenommenen Siedetemperatur wird die Verdampfung in heterogene Siedekeime innerhalb der Flüssigkeit nicht berücksichtigt. Dies stellt einen fundamentalen Widerspruch dar. Bei den gewählten Randbedingungen hätte die Ablation als normales Kochen betrachtet werden müssen (Abschnitt 2.2.4). Eine ebenso unzutreffende Randbedingung wird in der Betrachtung von Partovi et al. [102] angenommen. Das Modell basiert auf einem an der Phasenfront verschwindenden Temperaturgradienten $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$, wie es nur bei normalem Kochen erfüllt wird [56]. Bei den gewählten Randbedingungen hätte die Ablation eigentlich als normales Kochen betrachtet werden müssen (Abschnitt 2.2.4).

Venugopalan et al. [9] erweiterten das Gleichgewichtsmodell um den Einfluss der Wärmeleitung während des Laserpulses und betrachteten die Entstehung einer thermischen Schädigungszone im Gewebe. Darüber hinaus wird hier der Einfluss unterschiedlicher Randbedingungen auf die resultierende Wärmeverteilung im Gewebe betrachtet. Zunächst wird hier die Annahme eines an der Phasengrenze verschwindenden Temperaturgradienten $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$ wie bei Partovi et al. [102] untersucht, die Ablation aber der Randbedingung entsprechend als Kochen in einer dünnen Schicht aus Dampf und Wasser beschrieben. Als weiterer Lösungsansatz wird ein von Null verschiedener Temperaturgradient an der Phasengrenze $\frac{\partial T}{\partial z} \neq 0$ diskutiert, wie er von Dabby und Peak [103] vorgeschlagen wurde. Obgleich diese Randbedingung nur während einer normalen Oberflächenverdampfung (Abschnitt 2.2.3) erfüllt ist, nehmen Dabby und Peak eine feste Oberflächentemperatur an, die nur bei normalem Kochen vorliegt (Abschnitt 2.2.4). Auf Basis dieser widersprüchlichen Randbedingungen kommen sie zu dem Ergebnis eines Temperaturmaximums unterhalb der Probenoberfläche, da als mögliche Ursache für einen explosiven Materialauswurf angesehen wird. Miotello und Kelly [56] haben später gezeigt, dass dieses Temperaturmaximum bei einer korrekten Kombination der Randbedingungen nicht auftritt.

Eine Erweiterung des analytischen Gleichgewichtsmodells in Form eines Zweiphasen-Stufenmodells mit bewegender Phasenfront wurde von Olmes [51] vorgenommen. Die Ablation wird für die Ablation mit Pulsdauern im Bereich von 100 μs in fünf Phasen unterteilt: Aufheizung der Probe bis zur Siedetemperatur, Entwicklung eines Temperaturplateaus unterhalb der Oberfläche, Beginn der Ablation, Diffusion der im Gewebe verbleibenden latenten Wärme in die Tiefe und Abbau der latenten Wärme. Die Ablation wird in diesem Modell zu-

nächst als normale Verdampfung (Abschnitt 2.2.3) betrachtet, obgleich die Randbedingung eines verschwindenden Temperaturgradienten an der Phasenfront nur bei normalem Kochen (Abschnitt 2.2.4) erfüllt ist. Eine Verdampfen in heterogene Siedekeime innerhalb der Flüssigkeit wird nicht betrachtet. Erst in der Erweiterung des Modells auf die Verwendung von Laserpulsen mit einer Dauer von wenigen ns wird neben dem Einfluss der Oberflächenverdampfung auch normales Kochen als Ursache betrachtet.

Die vorgestellten thermodynamischen Gleichgewichtsmodellen weisen im allgemeinen Inkonsistenzen in bezug auf die Randbedingungen auf. Die Ablation wird als reine Oberflächenverdampfung betrachtet, obgleich Temperatur und Temperaturgradient normales Kochen erfordern. Die Annahme einer Grenztemperatur der Oberflächenverdampfung ist ebenfalls grundsätzlich unzutreffend. Keines der Modelle kann auch nur im Ansatz einen Materialauswurf erklären, wie er sowohl bei Wasser als auch bei Gewebe eindeutig auftritt (Kapitel 4). Der hierzu erforderlich Vorgang des explosiven Kochens (Abschnitt 2.2.5) wird in keinem der Modelle erfasst, ebenso wenig wie der Ablauf mehrerer Phasen der Ablation auch bei Pulslängen im Nanosekundenbereich. Das Gewebe wird stets als homogen angenommen, so dass der Einfluss der Gewebematrix keine Berücksichtigung findet. Die massiven rückstoßinduzierten Effekte, die bei Wasser und weichem Gewebe auftreten (Abschnitt 2.3 sowie Kapitel 4 und 5) finden ebenfalls keine Erklärung. Nach den Erkenntnissen dieser und vorherigen Arbeiten haben sich die Gleichgewichtsmodelle als unzureichend erwiesen, den komplexen Ablauf der Ablationsdynamik zu erfassen.

2.5.2.3 Thermomechanisches Gleichgewichts-Modell.

Das thermomechanische Gleichgewichts-Modell erweitert das rein thermodynamische Gleichgewichtsmodell um den Beitrag einer mechanischen Komponente zum Materialabtrag. Das Modell wurde aufgrund der Beobachtung entwickelt, dass bei der Ablation von Gelatine und Haut die mechanische Festigkeit die Abtragsrate beeinflusst [10, 11, 104, 105].

In dem Modell wird der Phasenübergang an der Ablationsfront als normale Verdampfung (Abschnitt 2.2.3) betrachtet und angenommen, dass sich an der Ablationsfront durch thermische Denaturierung eine Flüssigkeitsschicht bildet. Die Wechselwirkung der Ablationswolke mit der Flüssigkeitsschicht erzeugt den mechanischen Beitrag zur Ablation. Es wird ein gauss-förmiges Laserstrahlprofil vorausgesetzt, so dass durch die radiale Abnahme der Bestrahlungsstärke ein nach außen gerichteter Druckgradient in der Ablationswolke entsteht. Das Druckmaximum im Zentrum des bestrahlten Areals bewirkt eine Beschleunigung der Flüssigkeit nach außen und dadurch einen Materialauswurf an den Rändern des Ablationskraters. Dieser Mechanismus ist in Abbildung 2.21 dargestellt. Der Materialauswurf erfolgt nach diesem Modell lediglich an den Rändern des bestrahlten Areals. Bei einer geringen Tiefe des Ablationskraters ist der Tröpfchenauswurf parallel zur Oberfläche ausgerichtet und wird erst bei zunehmender Tiefe von den Kraterändern nach oben umgelenkt, so dass ein Auswurf auch in senkrechter Orientierung erfolgt.

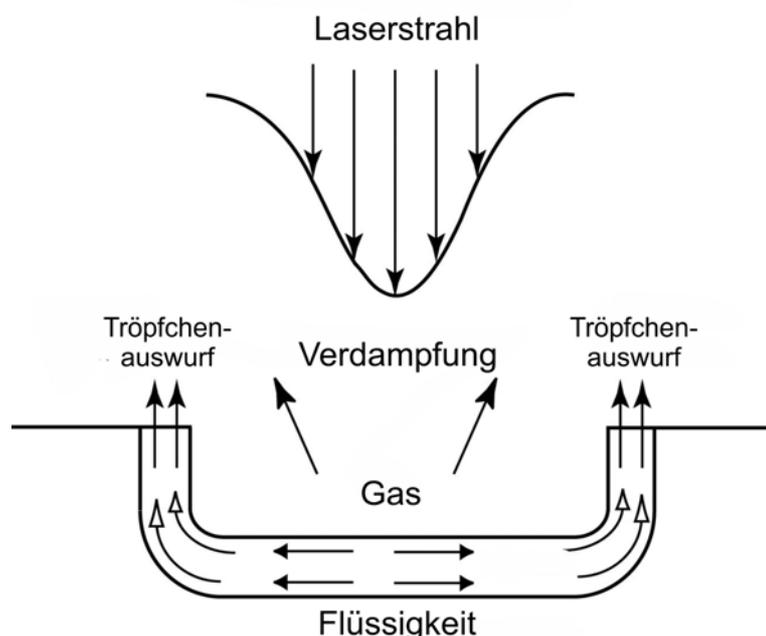


Abbildung 2.21. Materialauswurf nach dem thermomechanischen Gleichgewichtsmodell. Es wird ein gaußförmiges Strahlprofil vorausgesetzt, aufgrund dessen ein radial nach außen abnehmender Druckgradient innerhalb der Ablationswolke entsteht. Das Druckmaximum im Zentrum der Wolke bewirkt in diesem Modell eine Beschleunigung der Flüssigkeit nach außen und damit einen Materialauswurf an den Rändern des Ablationskraters [11].

Der mechanische Beitrag zur Geschwindigkeit der Phasenfront ist ebenso wie der Beitrag der Verdampfung linear von der Bestrahlungsstärke abhängig. Das Verhältnis zwischen den thermischen und mechanischen Beiträgen zur Geschwindigkeit der Ablationsfront, v_{therm} und v_{mech} , ist abhängig von der optischen Eindringtiefe der Laserstrahlung δ , dem Strahldurchmesser ω_0 und der Viskosität η des verflüssigten Probenmaterials [106]:

$$\frac{v_{\text{mech}}}{v_{\text{therm}}} = k \frac{\delta^2}{\omega_0 \eta_0} \quad (2.31)$$

Hierbei ist k eine Materialkonstante, die für Wasser den Wert $k = 1,34 \text{ MPa s m}^{-2}$ für den Grenzfall einer Erhitzung bis zur kritischen Temperatur hat. Der mechanische Beitrag ist in dem Modell von der Bestrahlungsstärke unabhängig ist, nimmt aber bei Verringerung des Strahldurchmessers oder der Viskosität an Bedeutung zu.

Ogleich Temperaturen bis hinauf zur kritischen Temperatur betrachtet werden, wird auch hier die Ablation als reine Oberflächenverdampfung (Abschnitt 2.2.3) beschrieben, ohne dass die Entstehung von Dampfblasen innerhalb der Flüssigkeit oder eine Phasenexplosion (Abschnitt 2.2.5) in Betracht gezogen wird. Daher ist dieses Modell grundsätzlich in Frage zu stellen. Die Annahme, dass der mechanische Beitrag zur Geschwindigkeit der Ablationsfront von der Bestrahlung unabhängig ist, widerspricht den Erkenntnissen dieser Arbeit, nach denen der rückstoßinduzierte Materialauswurf in hohem Maße von der Bestrahlung beeinflusst wird (Abschnitt 2.3).

Der mechanische Beitrag zur Ablation kann innerhalb des thermomechanischen Modells nur bei einem radial nach außen abfallenden Strahlprofil auftreten, wie z. B. bei einem Gauss-Profil. Nur in diesem Fall erfolgt der Auswurf von Material und auch nur an den Rändern des bestrahlten Areals in zunächst horizontaler Richtung. Ein homogenes Strahlprofil hingegen hätte überhaupt keinen Materialauswurf zur Folge. Dies widerspricht deutlich dem Materialauswurf, wie er infolge einer Phasenexplosion (Abschnitt 2.2.5) erfolgt und im Rahmen dieser Arbeit experimentell nachgewiesen werden konnte (Kapitel 4). Hier erfolgt der Auswurf durch die massive Druckerhöhung innerhalb der Probe infolge des explosiven Phasenübergangs eines Teils des absorbierenden Volumens senkrecht zur Probenoberfläche. Der Vorgang setzt dort ein, wo die für den Phasenübergang erforderliche Temperatur zuerst erreicht wird. Bei einem gaussförmigen Strahlprofil ist die im Zentrum des Areals der Fall. Ein Druckgradient innerhalb der Ablationswolke ist für dieses Szenario nicht erforderlich.

Die Abfolge unterschiedlicher Phasen des Materialauswurfs wird durch das thermomechanische Gleichgewichtsmodell nicht erfasst, ebenso wenig wie der mechanische Einfluss der Gewebematrix auf die Ablationsdynamik (Abschnitt 2.2.6). Das Modell vernachlässigt ebenso den massiven Materialauswurf, der infolge des Rückstoßes der primären Ablationsprodukte erfolgt. Insgesamt ist die zugrunde liegende Modellvorstellung grundsätzlich in Frage zu stellen und hat sich als unzutreffend erwiesen, die Ablation mit gütegeschalteten Er:YAG-Laserpulsen zu erklären.

2.5.3 Thermomechanisches Mikroexplosionsmodell

Das thermodynamische Mikroexplosionsmodell von Majaron et al. [12] betrachtet das Gewebe als Zwei-Komponenten System, bestehend aus Gewebewasser und Gewebematrix. Der Phasenübergang erfolgt innerhalb des Gewebes und führt zu einem explosiven Materialauswurf, wobei neben den thermodynamischen Eigenschaften des Wassers auch die elastischen und mechanischen Eigenschaften der Gewebematrix berücksichtigt werden. Das Mikroexplosionsmodell wurde für die Beschreibung der Ablation von Haut mit freilaufenden Er:YAG Laserpulsen entwickelt. Die Motivation hierfür lieferte die Beobachtung, dass bei der Ablation mit CO₂ Lasern bei einer Pulsdauer von 2 μ s die pro ablatierter Masse aufzubringende Energie geringer ist, als für die Verdampfung des Probenvolumens erforderlich gewesen wäre. Dies deutet auf einen Ablationsbeitrag von explosivem Auswurf von festen und flüssigen Partikeln hin [107, 108].

Bei der quantitativen Beschreibung wird angenommen, dass die Laserpulsenergie ausschließlich im Gewebewasser absorbiert wird, ohne durch die Temperaturerhöhung die mechanischen Eigenschaften der Gewebematrix zu verändern [12]. Die Wärmeleitung senkrecht zur Probenoberfläche wird dabei berücksichtigt. Des Weiteren basiert das Modell auf bereits existierenden heterogenen Siedekeimen, so dass sich unter der Oberfläche Dampfblasen bilden können, die sich stets im thermodynamischen Gleichgewicht mit dem umliegenden Gewebewasser befinden. Die Gewebematrix wirkt der Blasenexpansion entgegen, bis die Reißfestigkeit des Materials überschritten wird und ein explosiver Auswurf von Dampf und Gewebefragmenten einsetzt. Das Modell liefert allerdings keine Erklärung für den Tröpfchenauswurf bei der Bestrahlung von reinem Wasser ohne den Einfluss einer Gewebematrix, wie

er u.a. in dieser Arbeit beobachtet wurde (Kapitel 4). Für die Größenverteilung der initialen Dampfblasen ist keine besondere Annahme erforderlich, das sich deren Verteilung bei der Herleitung herauskürzt.

Das Modell sagt korrekt voraus, dass nicht die gesamte Verdampfungsenthalpie für den Abtrag eines bestimmten Volumens aufgebracht werden muss und stellt damit einen wichtigen Meilenstein bei der Modellierung der laserinduzierten Materialablation dar. Die getroffene Vorhersage, dass die Ablationsschwelle mit der Reißfestigkeit des Gewebes ansteigt, entspricht ebenfalls den experimentellen Betrachtungen [108]. Es lassen sich die Schwellwerte der Bestrahlung für das Einsetzen des Materialabtrags und die zu dem Zeitpunkt herrschenden Temperaturen bestimmen. Bei der Ablation von Haut mit einem Er:YAG-Laser und einer Pulsdauer von 300 μ s ergibt sich eine Ablationsschwelle von $0,82 \pm 0,02$ J/cm² bei einer Temperatur an der Gewebeoberfläche von 252° C.

Ogleich das thermomechanische Mikroexplosionsmodell einen wichtigen Fortschritt darstellt, erklärt es nur die Vorgänge bis zum Einsetzen des Phasenüberganges. Der bei Wasser ohne den Einfluss einer Gewebematrix erfolgende Tröpfchenauswurf wird ebenso wenig erklärt. Das Modell berücksichtigt nicht die unterschiedlichen Phasen der Ablation, wie sie im Rahmen dieser Arbeit beobachtet werden konnten (Abschnitt 2.2 und Kapitel 4). Insbesondere erfolgt keine Erklärung für die weit höheren Energiedichten bei sehr hohen Bestrahlungen, die eine Dampfexplosion bei der Ablation von Wasser, bzw. eine vollständige thermische Dissoziation der Gewebematrix zur Folge haben. Diese hohen Energiedichten entstehen in den tieferen Schichten der Probe erst durch den Rückstoßdruck der primären Phasenexplosion in der obersten Schicht (Abschnitt 2.2.7). Die Betrachtung der Ablationsdynamik mit gütegeschalteten Laserpulsen und hoher Bestrahlung kann daher nicht auf die Vorgänge im Bereich der Ablationsschwelle beschränkt werden. Der große Einfluss Beitrag des rückstoßinduzierten Materialauswurfs bei Wasser und auch bei weichem Gewebe (Abschnitt 2.3 und Kapitel 5) wird auch im Rahmen des Modells nicht erklärt.

Bislang existiert kein schlüssiges quantitatives Ablationsmodell, welches die komplexe Abfolge von Phasenübergängen und den Einfluss der Gewebematrix bei der Verwendung gütegeschalteter Er:YAG Laserpulse schlüssig erklärt, ebenso wenig wie ein Modell, das den Einfluss des rückstoßinduzierten Materialauswurfs erklärt. Die vorliegende Arbeit liefert einen wichtigen Beitrag für die Entwicklung eines solchen fundierten Modells in Form der umfangreichen experimentellen Daten und der gelieferten Erklärungen, die eine Vielzahl von Ursachen zu einer einheitlichen Betrachtung vereinen.

3 Experimentelle Methoden

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Photoablation mit freilaufenden und gütegeschalteten Er:YAG Laserpulsen untersucht (Abschnitt 3.1). Die Dokumentation der Ablationsdynamik bei der Bestrahlung von Wasser, Leber und Haut erfolgt mit unterschiedlichen kurzzeitfotografischen Verfahren (Abschnitt 3.3). Zusätzlich werden der Druckverlauf im Bereich der Stoßwelle und der Ablationswolke mit hoher Zeitauflösung durch optische Deflektometrie untersucht (Abschnitt 3.4). Die abgestrahlten Schallsignale werden im Hinblick auf eine akustische Materialdetektion mit unterschiedlichen Sensoren erfasst (Abschnitt 3.5). In diesem Kapitel werden die hierfür erforderlichen experimentellen Systeme vorgestellt.

3.1 Laser- und Applikationssysteme

3.1.1 Freilaufender Er:YAG-Laser

Für die Untersuchung der Ablation mit freilaufenden Er:YAG Laserpulsen wird ein klinisches Lasersystem verwendet (Modell Dermablate, Asclepion Laser Technologies, Jena, ehemals Asclepion Meditec). Es handelt sich hierbei um ein blitzlampengepumptes System mit einer maximalen Pulsenergie von 2 J bei einer Repetitionsrate von bis zu 20 Hz. Das Strahlprofil des Lasers kann im zeitlichen Mittel eines Pulses als homogen betrachtet werden, da es aus der Überlagerung einer Vielzahl von Lasermoden besteht. Die Pulslänge variiert in Abhängigkeit von der Pulsenergie von 120-240 μ s und nimmt dabei mit der Pulsenergie zu (Abbildung 3.2).



Abbildung 3.1. Klinischer Er:YAG Laser, Modell "Dermablate" der Fa. Asclepion Laser Technologies. Der Laser emittiert freilaufende Laserpulse mit einer Dauer von 120 – 240 μ s bei einer Pulsenergie von bis zu 2 J. Die Strahlführung erfolgt durch einen Spiegelgelenkarm mit integriertem Handstück. Quelle: Werbematerial der Fa. Asclepion.

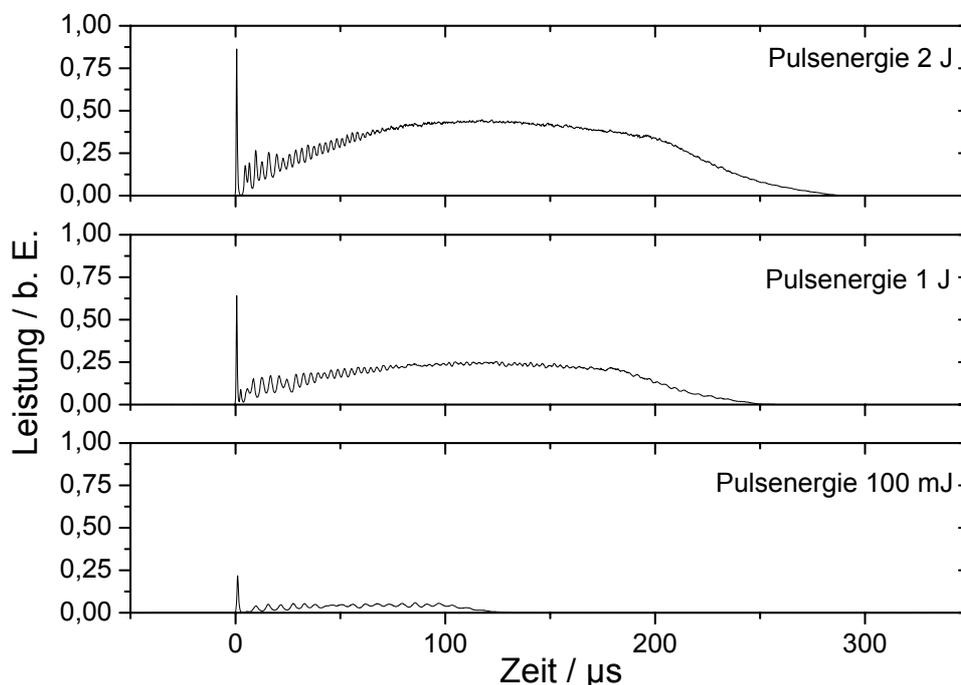


Abbildung 3.2. Darstellung der Laserpulsformen des freilaufenden Er:YAG Lasers bei unterschiedlichen Pulsenergien. Die Variation der Pulsenergie erfolgt bei diesem Laser durch unterschiedlich hohe Pumpspannungen der Blitzlampen und verändert somit gleichzeitig die Pulsform.

Die Ursache hierfür ist, dass die Variation der Pulsenergie durch die Regelung der Pumpspannung erfolgt, was auch die Pulslänge beeinflusst [109]. Um den störenden Einfluss der stark schwankenden Pulsform für die Untersuchungen auszuschließen, wird grundsätzlich mit einer Pulsenergie von 1 J gearbeitet. Die hieraus resultierenden Laserpulse haben eine Halbwertsbreite von 170 μs und eine Gesamtdauer von 250 μs , wobei der zweite Wert für die Betrachtung der Ablationsdynamik von größerer Bedeutung ist, da während dieses Zeitraums Energie durch den Laser in der Probe deponiert wird. Die unterschiedlichen verwendeten Bestrahlungen wurden durch Variation der Fleckgröße realisiert (vgl. Abschnitt 3.1.2).

Die emittierten Laserpulse weisen in der Anfangsphase ein deutliches Spiking mit einer sehr ausgeprägten ersten Intensitätsspitze auf, die bei einer Energie des Gesamtpulses von 1 J eine Dauer von ca. 1 μs FWHM hat und etwa 1,4 % von dessen Energie enthält. Dieses Einschwingverhalten ermöglicht es, mit dem Laser außer der Ablationsdynamik bei Pulslängen im Bereich von 170 μs auch unmittelbar nach dem ersten Spike den Anfangsbereich der von Pulsen mit einer Dauer von 1 μs verursachten Dynamik zu untersuchen.

3.1.2 Applikationssystem für freilaufende Er:YAG Laserpulse

Das verwendete Lasersystem (Abbildung 3.1), ist mit einem integrierten Strahlführungssystem für den klinischen Einsatz ausgestattet bestehend aus einem Spiegelgelenkarm mit integriertem Handstück (Abbildung 3.3), an das eine Absaugvorrichtung für die während der Abtragung entstehenden Ablationsprodukte angeschlossen werden kann. Innerhalb des Gelenkarmes wird der Laserstrahl parallel geführt und durch eine Linse im Handstück ($f=110\text{mm}$) fokussiert, so dass die Fleckgröße des bestrahlten Areals durch Variation des Abstandes zwischen Handstück und Probenoberfläche eingestellt werden kann. Im klinischen Einsatz wird der korrekte Abstand durch unterschiedliche Distanzstücke sichergestellt, die auf das Handstück aufgesteckt und mittels eines Metallstiftes direkt auf das behandelte Areal aufgesetzt werden können.

Abbildung 3.3 zeigt das Laserhandstück mit einem seitlich montierten piezoelektrischen Schallsensor zur Erfassung der akustischen Signale während des klinischen Einsatzes. Diese Untersuchungen werden detailliert in Abschnitt 3.5 beschrieben. Die Halterung des Sensors erfolgt mittels einer selbst entwickelten Halterung aus Aluminium.

Im Laborbetrieb wird das klinische Applikationssystem zwischen Spiegelgelenkarm und Handstück aufgetrennt, um weitere Komponenten in den Strahlengang einfügen zu können (Abbildung 3.4). Für die Detektion der zeitlichen Laserpulsform wird 1% der Laserpulsenergie ausgekoppelt und durch eine Linse ($f = 100\text{mm}$) auf einen diffusen Reflektor (SRM-990 Spectralon, Labsphere, North Sutton, NH) fokussiert. Der reflektierte Laserstrahl wird mit einer InAs-Fotodiode (J125AP-R02M EG&G Judson, Montgomeryville, PA) unter einem Winkel von 40° detektiert. Durch die diffuse Reflektion erfolgte eine räumliche Mittelung über das Strahlprofil. Das Signal der Fotodiode diente neben der Messung der Laserpulsform auch als



Abbildung 3.3. Laserhandstück des freilaufenden Er:YAG Lasersystems mit dem integrierten piezoelektrischen Schallsensor für die klinische Anwendung. Das Distanzstück wird im klinischen Einsatz unmittelbar auf das behandelte Areal aufgesetzt und gewährleistet so einen konstanten Abstand zwischen Gewebe und fokussierender Linse.

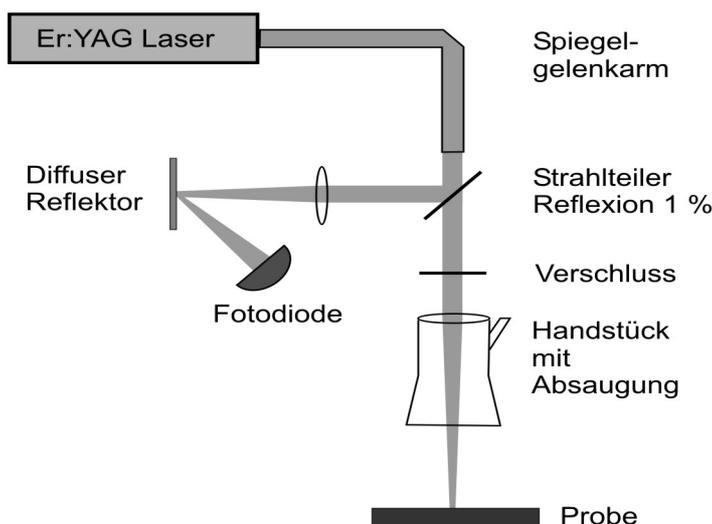


Abbildung 3.4. Applikationssystem des freilaufenden Er:YAG Lasers. Das klinische Applikationssystem wurde zwischen Spiegelgelenkarm und Handstück aufgetrennt, um einen Teil der Laserpulsenergie zu Messzwecken auskoppeln und einen zusätzlichen Verschluss einfügen zu können.

zeitliches Triggersignal für die Kurzzeitfotografie (Abschnitt 3.3) sowie die optoakustischen und akustischen Messverfahren (Abschnitt 3.4 und 3.5).

Um mit dem System Einzelpulse applizieren zu können, wurde zusätzlich ein elektromagnetischer Verschluss vor dem Handstück eingefügt. Der Laser selbst konnte nur mit einer konstanten Repetitionsrate betrieben werden und bot keine Möglichkeit für die Auskopplung einzelner Pulse.

Die Einstellung der Bestrahlung auf der Probe erfolgte ausschließlich über die Fleckgröße, wobei aufgrund der energieabhängigen Laserpulsform mit einer konstanten Pulsenergie von 1 J gearbeitet wurde (Abschnitt 3.1.1). Die Fleckgröße ergab sich wie auch im klinischen Einsatz durch den Abstand zwischen der Probenoberfläche und der im Handstück integrierten fokussierenden Linse. Der Fleckdurchmesser betrug bei der Untersuchung der Ablationsdynamik 1,1 bis 8 mm, was bei einer Pulsenergie von 1 J Bestrahlungswerten zwischen 2 und 100 J/cm² entspricht.

Ein computergesteuerter Linearverschiebetisch (OWIS LIMES 90, OWIS, Staufen) verschob die untersuchten Gewebeproben nach jedem applizierten Laserpuls um das doppelte des verwendeten Fleckdurchmessers, so dass die einzelnen Abtragungsorte ohne Überlappung unabhängig voneinander betrachtet werden konnten. Die Steuerung des Tisches erfolgte dabei durch eine unter LabVIEW (LabView 5.1, National Instruments Corporation, Austin, TX) erstellte Software.

3.1.3 Gütegeschalteter Er:YAG Laser

Die Untersuchung der Ablationsdynamik mit gütegeschalteten Er:YAG Laserpulsen erfolgte mit einem Blitzlampen-gepumpten Laborlasersystem (LISA Laser Products, Katlenburg). Als Güteschalter fungierte der als Drehspiegel ($f = 400$ Hz) ausgeführte hochreflektierende Endspiegel des Resonators. Die Pulsenergie des Systems betrug maximal 10,6 mJ bei einer Puls-

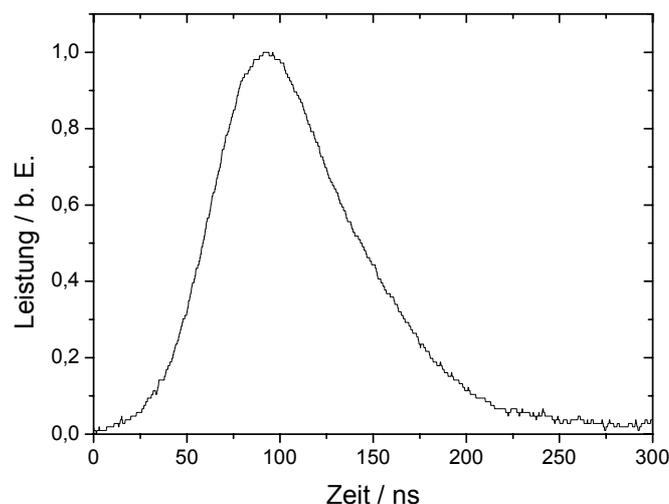


Abbildung 3.5. Pulsform des gütegeschalteten Er:YAG Lasers. Die Halbwertsbreite des Pulses betrug etwa 84 ns bei einer Pulsenergie von 10,6 mJ und einer Repetitionsrate von maximal 10 Hz.

länge von 84 ns FWHM (Abbildung 3.5) und einer maximaler Repetitionsrate von 10 Hz. Für die Untersuchung der Ablationsdynamik ist wie schon bei dem freilaufenden Lasersystem neben der Halbwertsbreite insbesondere die Gesamtlänge des Laserpulses von Bedeutung, die in diesem Fall etwa 250 ns beträgt. Die Applikation einzelner Pulse erfolgte über einen resonatorinternen Verschluss, durch den der Resonator jeweils für die Dauer eines einzelnen Blitzlampenpulses geöffnet werden konnte.

3.1.4 Applikationssystem für gütegeschaltete Er:YAG Laserpulse

Die Laserpulse des gütegeschalteten Er:YAG-Lasers wurden über mehrere hochreflektierende Spiegel auf die Probe gelenkt und durch eine plankonvexe Linse ($f = 150$ mm) fokussiert (Abbildung 3.6). Zur Messung der Pulsform fokussierte eine Linse ($f = 20$ mm) den transmittierten Lichtanteil hinter dem ersten Umlenkspiegel auf einen fotoelektromagnetischen Detektor (PEM-L-3, Vigo Systems, Polen, Anstiegszeit 0,2 ns). Das Detektorsignal diente wie im Applikationssystem des freilaufenden Er:YAG Lasers (Abschnitt 3.1.2) gleichzeitig als Triggersignal für die verwendeten Aufnahme- und Messverfahren. Für die Energiemessung der Laserpulse wurde 1 % der Laserpulsenergie ausgekoppelt und auf einen Energiedetektor (Digirad P-444, Terahertz Technologies, Oriskany, NY) gelenkt, dessen Messwerte zuvor anhand eines zweiten Messkopfes (Gentec ED-200, Quebec, Kanada) am Ort der Probe auf die tatsächlichen Energiewerte kalibriert worden waren.

Die Laserpulsenergie betrug konstant 10,6 mJ, wobei die Pulsenergie am Ort der Probe durch einen variablen Abschwächer direkt hinter dem Laser stufenlos bis maximal um einen Faktor 9 verringert werden konnte, ohne dabei die Pulsform zu beeinträchtigen. Der Abschwächer bestand aus zwei mechanisch miteinander gekoppelten gegeneinander drehbaren Quarz-

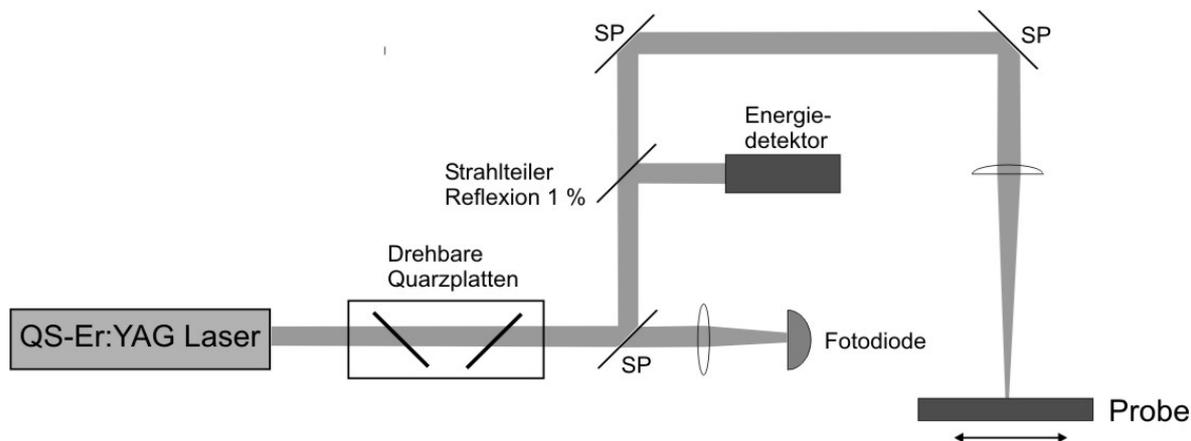


Abbildung 3.6. Applikationssystem des gütegeschalteten Er:YAG Lasers. Die Strahlführung bis zur Probe erfolgte über mehrere Umlenkspiegel, wobei anhand der Resttransmission hinter dem ersten Spiegel die Pulsform gemessen wurde. Ein Teil der Pulsenergie wurde durch einen Strahlteiler ausgekoppelt und diente zur Messung der Energie. Die drehbaren Quarzplatten ermöglichten die stufenlose Variation der Pulsenergie am Ort der Probe.

platten, an deren Grenzflächen ein vom Einfallswinkel abhängiger Anteil der Pulsenergie reflektiert wurde. Durch die Kopplung der Platten untereinander waren die Einfallswinkel an den Grenzflächen jeweils entgegengesetzt gleich groß und kompensierten damit den an einzelnen Platten auftretenden Strahlversatz. Für die Einstellung der Bestrahlung wurde neben der Pulsenergie am Ort der Probe auch der Fleckdurchmesser variiert. Bei Pulsenergien zwischen 1 mJ und 10,6 mJ und Fleckdurchmessern zwischen 0,5 mm und 1 mm ergaben sich Bestrahlungswerte zwischen 0,12 und 5,4 J/cm².

Bei der Untersuchung von Gewebeproben erfolgte nach jedem applizierten Laserpuls eine Verschiebung der Probe um das Doppelte des jeweiligen Fleckdurchmessers durch den bereits in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Linearverschiebetisch.

3.2 Untersuchte Proben

3.2.1 Wasser

Wasser ist für die verwendete Wellenlänge von 2,94 μm der Hauptabsorber in Gewebe (Abschnitt 1.1.3) und ist deshalb für das Verständnis der grundlegenden Prozesse bei der Gewebeablation von größter Bedeutung. Es bietet somit die Möglichkeit, den Ablationsprozess isoliert vom Einfluss einer Gewebematrix zu untersuchen.

Es wurde destilliertes Wasser verwendet und in eine geeignete Küvette gefüllt. Bei der Dimensionierung der Küvette war im Hinblick auf die kurzzeitfotografische Dokumentation (Abschnitt 3.3) des Geschehens ober- und unterhalb der Wasseroberfläche zu beachten, dass eine lange Wegstrecke im Wasser eine deutliche Abweichung der optischen Abbildungsebenen über und unter Wasser und somit eine starke Unschärfe in einem der beiden Bereiche bedeutet hätte. Daher betrug die Dicke der Wasserschicht bei der Untersuchung der Verwendung gütegeschal-

teter Laserpulse lediglich 5 mm. Dadurch wurde eine hinreichende Übereinstimmung der optischen Abbildungsebenen erreicht und gleichzeitig gewährleistet, dass bei den verwendeten Fleckgrößen von bis zu 1 mm die Abtragungsdynamik nicht durch die Wände der Küvette beeinflusst wurde. Bei freilaufenden Laserpulsen mit deutlich größeren Fleckdurchmessern von bis zu 8 mm wurde eine entsprechend größere Küvette mit einer Wasserschichtdicke von 10 mm verwendet. Die Wassertiefe betrug bei allen Messungen 20 mm, die Breite 45 mm.

Der Einsatz der fotografischen Verfahren erforderte ebenfalls eine zu den Seiten exakt senkrechte Ausführung der oberen Kanten der Küvette ohne jede Abschrägung, da andernfalls durch die dort auftretende Lichtablenkung eine Abschattung im Bild hervorgerufen worden wäre. Käuflich erhältliche Küvetten weisen im allgemeinen abgeschrägte Kanten auf, so dass ein Eigenbau bestehend aus einem gabelförmig ausgefrästen Aluminiumblock mit seitlich aufgeklebten Objektträgerdeckplättchen verwendet wurde. Dieser wurde mit einer Pipette exakt bis zum Rand gefüllt, da ein konkaver oder konvexer Meniskus ebenfalls eine Abschattung im Bild hervorgerufen hätte.

3.2.2 Leber

Für die Analyse des Einflusses der Gewebematrix ist es erforderlich, Gewebe mit unterschiedlicher mechanischer Festigkeit zu untersuchen. Es wurden daher Experimente mit Leber und Haut durchgeführt. Die Leberproben ermöglichten es, ein Gewebe mit einer im Vergleich zu Haut wesentlich schwächeren Gewebematrix zu analysieren und stellten daher einen wichtigen Zwischenschritt dar. Die maximale Belastungsgrenze von Leber wird bereits bei einer Zugspannung von 23 kPa und einer Ausdehnung von 40 % erreicht (Abschnitt 1.1.2).

Als Probenmaterial diente Schweineleber, die am jeweiligen Versuchstag frisch aus dem örtlichen Schlachthof bezogen und in verschlossenen Gefäßen bei 7° C im Kühlschrank gelagert wurde. Der maximale Zeitraum zwischen Schlachtung und Verwendung der Proben betrug dabei wenige Stunden. Unmittelbar vor der Bestrahlung wurden etwa 5 mm dicke und je nach verwendeter Fleckgröße 3-10 mm breite Streifen mit einem Skalpell zugeschnitten und nach der Entnahme aus dem Kühlschrank innerhalb weniger Minuten verbraucht.

3.2.3 Haut

Haut zeichnet sich durch eine sehr stabile Gewebematrix aus und liefert damit neben Leber weitere wichtige Erkenntnisse über den Einfluss der mechanischen Festigkeit auf den Ablationsvorgang. Haut reißt erst bei einer Ausdehnung von 60 % und einer Zugspannung von 10 MPa, was der 434fachen Festigkeit von Leber entspricht (Abschnitt 1.1.2).

Die Hautproben stammten von Schweineohren aus dem örtlichen Schlachthof. Wie schon bei Leber erfolgte die Lagerung bis zur Verwendung der Proben wenige Stunden nach der Schlachtung in einem geschlossenen Gefäß bei 7° C im Kühlschrank. Wenige Minuten vor der Bestrahlung wurden Hautstreifen mit einer Dicke von ca. 1 mm und einer Breite in Abhängigkeit von der Fleckgröße von 3 – 10 mm mit einem Skalpell zugeschnitten.

3.3 Fotografische Aufnahmeverfahren

Kurzzeitfotografische Verfahren sind sehr gut geeignet, um einen umfassenden Gesamtüberblick über die komplexen und sehr schnell ablaufenden Prozesse während der Photoablation zu erlangen. Für detaillierte Untersuchungen der Form und Amplitude des Schallsignals werden hingegen die weiter unten in den Abschnitten 3.4 und 3.5 beschriebenen Deflektometrie- und Mikrofonmessungen eingesetzt.

Die bei der Ablation ausgeworfenen Gewebepartikel oder Tröpfchen sind auf normalen, im Durchlicht beleuchteten fotografischen Aufnahmen (Hellfeldverfahren, Abschnitt 3.3.2) gut zu erkennen. Ein Großteil der Ablationsprodukte wie Wasserdampf, gasförmiges zersetztes Gewebe oder die auftretenden Stoßwellen weisen jedoch gar keine oder nur eine sehr geringe optische Absorption auf und sind daher für gewöhnliche Aufnahmeverfahren unsichtbar. Bei diesen Objekten handelt es sich um sogenannte Phasenobjekte, die kein Licht absorbieren, aber eine Phasenänderung und durch Brechungsindexgradienten auch eine Lichtablenkung hervorrufen. Um diese Objekte sichtbar zu machen, sind spezielle Verfahren der optischen Raumfrequenzfilterung erforderlich, sogenannte Schlierenverfahren, bei denen durch gezielte Ausblendung eines Teils des Raumfrequenzspektrums die Phasenänderung in der Objektebene in eine Intensitätsänderung in der Bildebene umgesetzt wird.

Die Schnelligkeit des Ablationsprozesses erfordert bei der fotografischen Dokumentation extrem kurze Belichtungszeiten. Eine Gemeinsamkeit vieler verwendeter Verfahren besteht darin, dass nicht die Verschlusszeit der Kamera die Belichtungszeit bestimmt, sondern dass diese allein durch die Dauer des Belichtungsblitzes bestimmt wird. Bei dieser Methode wird der Verschluss der Kamera in einem abgedunkelten Raum für eine relativ lange Zeit von typischerweise 1 s geöffnet, während der Ablations-Laserpuls und der dazu zeitverzögerte Belichtungspuls appliziert werden. Durch die Verwendung eines gütegeschalteten Lasers und unterschiedlicher Funkenblitzlampen, die in den folgenden Abschnitten im Detail beschrieben werden, wurden so Belichtungszeiten von 12 – 150 ns erzielt und damit die Expansion der Ablationsprodukte im Bild eingefroren. Durch die Variation der Zeitverzögerung zwischen abladendem Laserpuls und dem Belichtungspuls konnte so der gesamte Ablationsprozess zeitaufgelöst mit extrem kurzen Belichtungszeiten dargestellt werden.

Die Aufnahmen erfolgten mit digitalen Spiegelreflexkameras (Fuji S1 Pro, Fuji Photo Equipment, Japan und Nikon D100, Nikon, Japan) mit einer Auflösung von jeweils 6 Millionen Bildpunkten (Chipgröße 23 x 15 mm). Bei den verwendeten Kameras konnten die Objektive abgenommen und das Gehäuse in den kurzzeitfotografischen Aufbau auf einer optischen Bank integriert werden. Die aufgenommenen Fotos wurden direkt in einen PC ausgelesen und dort gespeichert, so dass die Qualität jedes einzelnen Bildes direkt nach der Aufnahme beurteilt werden konnte. Diese unmittelbare Qualitätskontrolle stellt insbesondere während der Optimierungsphase der einzelnen Aufnahmeaufbauten einen großen Fortschritt gegenüber analogen Fototechniken dar, bei denen die Ergebnisse erst nach der Entwicklung des Filmmaterials mit großem zeitlichen Abstand beurteilt werden können.

In den folgenden Abschnitten wird das Prinzip der Raumfrequenzfilterung beschrieben sowie die verwendeten kurzzeitfotografischen Verfahren vorgestellt und miteinander verglichen.

Besonders hervorzuheben ist dabei das in Abschnitt 3.3.5 beschriebene Hoffmansche Kontrastverfahren, welches im Rahmen dieser Arbeit für die Darstellung der Ablationsdynamik optimiert und zu einer Kombination aus Messerschneiden- und Hoffmanverfahren weiterentwickelt wurde. Diese Technik sowie der Vergleich mit herkömmlichen Schlierenverfahren wurde bereits in der Zeitschrift *Optics Letters* vorgestellt [110].

3.3.1 Das Prinzip der Raumfrequenzfilterung

Wenn bei einem herkömmlichen optischen Aufnahmeverfahren das Licht, von dem das Objekt durchdrungen wird, nur in seiner Richtung abgelenkt, nicht aber in seiner Amplitude geschwächt wird, so hat dies keine Intensitätsänderung in der Bildebene zur Folge. Das gesamte von einem Objektpunkt ausgehende Licht wird unabhängig von seiner Richtung durch das abbildende Linsensystem wieder in einem Bildpunkt vereinigt wird. Wenn aber durch einen geeigneten Filter eine Lichtablenkung dazu führt, dass mehr oder weniger Licht zu der Entstehung des Bildpunktes beiträgt, so wird die durch ein Phasenobjekt hervorgerufene Richtungsänderung in eine Intensitätsänderung in der Bildebene transformiert. Dies ist das Prinzip der Raumfrequenzfilterung, wie es in Abbildung 3.7 exemplarisch am Beispiel des Messerschneidenverfahrens dargestellt ist.

Das Phasenobjekt wird mit einer aus der Mikroskopie entlehnten Köhlerschen Anordnung aus Kollimator und Kondensor gleichmäßig und lichtstark beleuchtet. Durch Blenden (z. B. einen Spalt) im Bild der Lichtquelle zwischen Kollimator und Kondensor kann man die Gestalt der Lichtquelle beeinflussen und an den verwendeten Filter anpassen. Die Abbildung des Phasenobjektes erfolgt durch ein optisches System, bestehend aus einer oder zwei Linsen, wie in Abbildung 3.7 dargestellt. In der hinteren Ebene der ersten Abbildungslinse befindet sich das Bild der Lichtquelle und gleichzeitig das Beugungsbild des Phasenobjektes, welches in der Terminologie der Fourieroptik als Raumfrequenzspektrum bezeichnet wird [111]. Absorbierende Strukturen werden dabei ebenfalls abgebildet und führen zu einer Verdunklung im Bild.

Die Raumfrequenzfilterung besteht darin, durch den Schlierenfilter Teile des Beugungsbildes auszublenden. Im Fall des Messerschneidenverfahrens besteht dieser Filter aus einer Mes-

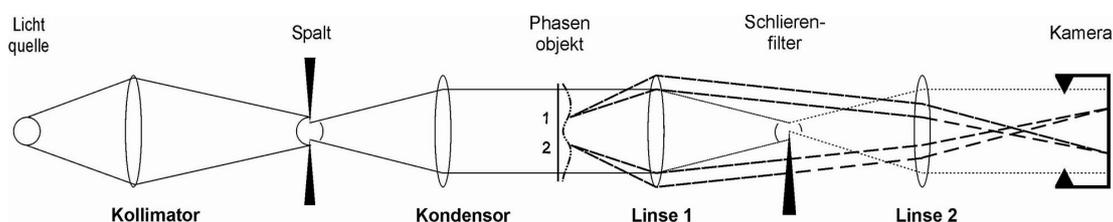


Abbildung 3.7. Das Prinzip der Raumfrequenzfilterung am Beispiel der Messerschneidentechnik. Das Phasenobjekt wird mit einer Köhlerschen Anordnung von Kollimator und Kondensor beleuchtet. Ein Teil des Raumfrequenzspektrums zwischen Linse 1 und 2 wird durch den Schlierenfilter in Form einer Messerschneide ausgeblendet. Eine Lichtablenkung nach oben durch das Phasenobjekt bewirkt, dass mehr Licht zur Entstehung des Bildpunktes beitragen kann und dieser heller erscheint. Eine Ablenkung nach unten bewirkt entsprechend einen dunkleren Bildpunkt. Quelle: [110].

serschneide, mit der ein Teil des Bildes der Lichtquelle und damit auch des Raumfrequenzspektrums ausgeblendet wird, woraus sich zunächst eine verringerte Hintergrundhelligkeit ergibt. Wird nun durch das Phasenobjekt Licht nach oben abgelenkt, so gelangt zusätzliches Licht an der Messerschneide vorbei und trägt in der Bildebene zur Bildentstehung bei: Das Objekt erscheint hell vor einem dunkleren Hintergrund. Bei einer Ablenkung nach unten gelangt entsprechend weniger Licht auf die Bildebene und das Objekt erscheint dunkler als der Hintergrund. Der Grad der Helligkeitsveränderung ist dabei proportional zum Ablenkungswinkel, weshalb die entstehenden Bilder sehr plastisch wirken und leicht interpretierbar sind.

Über die Ausdehnung der Lichtquelle lassen sich der Messbereich und die Empfindlichkeit des Verfahrens an die experimentellen Anforderungen anpassen. Eine ausgedehnte Lichtquelle ermöglicht einen großen Messbereich, in dem unterschiedlich starke Brechungsindexgradienten zu unterschiedlichen Helligkeitswerten im Bild führen. Eine kleine Lichtquelle (schmaler Spalt zwischen Kollimator und Kondensor) bewirkt hingegen eine hohe Empfindlichkeit, denn nun führen bereits geringe Lichtablenkungen zu großen Helligkeitsunterschieden im Bild. Allerdings werden nun die Sättigungswerte maximaler Helligkeit oder Dunkelheit, bei denen das Bild der Lichtquelle vollständig am Schlierenfilter vorbei gelenkt oder von ihm abgeblockt werden, bereits bei kleinen Ablenkungen erreicht. Daher ist der Messbereich entsprechend klein.

Ein Nachteil des Messerschneidenverfahrens ist der Konflikt zwischen einer möglichst kontrastreichen Darstellung und einem hohen Auflösungsvermögen. Weil das Auge und fotografische Aufnahmemedien eine logarithmische Kennlinie haben, stellen sich Hell- und Dunkelvariationen im Bild am kontrastreichsten dar, wenn der Schlierenfilter nicht die Hälfte, sondern etwa 85 % des Bildes der Lichtquelle ausblendet. Allerdings gehen diese Vorteile damit einher, dass auch ein Großteil des Beugungsbildes mit bildrelevanter Information ausgeblendet wird und dadurch das Auflösungsvermögen verringert wird. Dieser Nachteil wird durch das in Abschnitt 3.3.5 beschriebene und in dieser Arbeit zur Darstellung der Ablationsdynamik verwendete Hoffmansche-Kontrastverfahren umgangen.

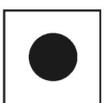
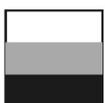
	Hellfeld	Dunkelfeld	Dunkelfeld	Messerschneide	Hoffman Kontrast
Bild der Lichtquelle in der Filterebene					
Form des Schlierenfilters					

Abbildung 3.8. Unterschiedliche Kombinationen von Filtern mit den dazugehörigen Lichtquellen. Die Form der Lichtquelle muss durch geeignete Maßnahmen wie z.B. eine Blende an den verwendeten Schlierenfilter angepasst werden.

Die verschiedenen Schlierenverfahren unterscheiden sich durch die Art der Raumfrequenzfilterung, wobei die Gestalt der Lichtquelle jeweils an die Form des Schlierenverfahrens angepasst werden muss. In Abbildung 3.8 sind Paare von Lichtquellen und Filtern für diverse Schlierenverfahren dargestellt. In den folgenden Abschnitten werden die zur Darstellung der Ablationsdynamik verwendeten Verfahren der Raumfrequenzfilterung beschrieben.

3.3.2 Hellfeld-Verfahren

Normale Fotografie lässt sich als Hellfeld-Schlierenverfahren betrachten. Die Blende der abbildenden Linse fungiert dabei als Schlierenfilter und blendet die Lichtanteile aus, die vom Phasenobjekt aus der Apertur heraus abgelenkt werden, so dass diese Strukturen dunkel vor einem hellen Hintergrund erscheinen. Der verwendete Aufbau ist in Abbildung 3.9 dargestellt.

Das Hellfeldverfahren eignet sich bei der Untersuchung der Ablation in erster Linie zur Darstellung von Amplitudenobjekten wie Wassertropfen oder Gewebefragmenten, weist aber bei der Darstellung von Phasenobjekten nur eine geringe Empfindlichkeit auf. Für die Abbildung von schwach lichtbrechenden Strukturen wäre ein starkes Abblenden des Objektivs L_1 notwendig, was gleichzeitig eine massive Verschlechterung des beugungsbedingten Auflösungsvermögens bedeuten würde. Im Rahmen der Untersuchung der Ablationsdynamik wurde das Verfahren daher in erster Linie zur Visualisierung des Partikelaustriffs eingesetzt.

Als Lichtquelle diente eine Funkenblitzlampe (Nanolite KL-M, High-Speed Photo-Systeme, Wedel) mit einer Blitzdauer von 12 ns FWHM. Diese Lampen eignen sich gut für den Einsatz in Schlierenverfahren, bei denen eine endliche Ausdehnung der Lichtquelle für die Realisierung eines gewissen Messbereiches erforderlich ist, in dem Helligkeitsunterschiede im Bild dem Brechungsindexgradienten proportional sind. Die große spektrale Bandbreite erlaubt zudem die Erfassung von Farbinformationen, wie sie durch die wellenlängenabhängige Streuung an Partikeln auftreten kann, die kleiner sind als die Wellenlänge des verwendeten Lichts. Dies erlaubt in einigen Fällen Rückschlüsse auf die Größe der ausgeworfenen Teilchen. Ein weiterer Vorteil gegenüber Laserlichtquellen besteht darin, dass aufgrund des inkohärenten Lichtes keine störenden Interferenzeffekte auftreten können.

Das Beleuchtungssystem bestand aus einem lichtstarken Fotoobjektiv (Nikor 50 / 1,2, Nikon, Japan) als Kollimator und einem Achromaten ($f = 200$ mm). Die Abbildung erfolgte mit einem einzigen Objektiv (G-Claron 150/9-64, Schneider-Kreuznach, Bad Kreuznach), dessen variable Blendenöffnung bis zur Blendenzahl 64 verkleinert werden konnte. Die Fotoserien wurden mit der Blendenstufe 11 durchgeführt, mit der es bereits möglich war, stark lichtbrechende Strukturen abzubilden, wohingegen bei einer Blendenzahl von 16 bereits eine deutliche Verschlechterung des beugungsbedingten Auflösungsvermögens auftrat. Die Wahl einer möglichst kleinen Blende hat neben der stärkeren Filterwirkung auch noch den Vorteil einer größeren Tiefenschärfe. Dies zeigt sich besonders bei der gleichzeitigen Aufnahme der Dynamik über und unter Wasser, bei denen die Ebenen maximaler Bildschärfe über und unter Wasser aufgrund der unterschiedlich langen optischen Weglängen nicht übereinstimmen.

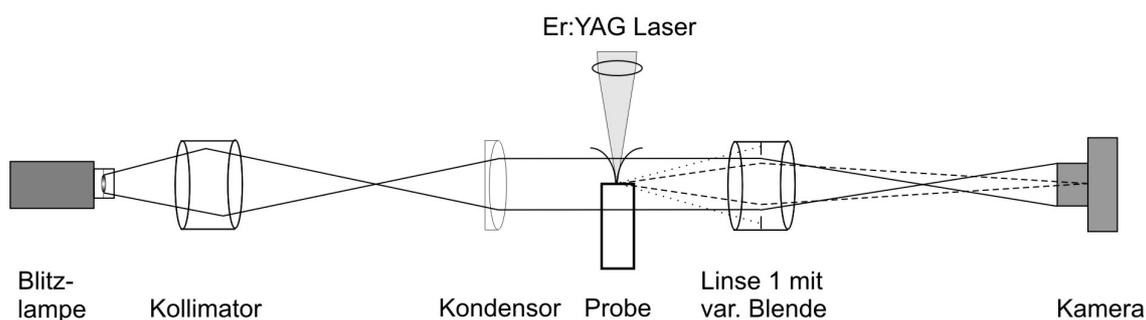


Abbildung 3.9. Verwendeter Hellfeldaufbau für die Untersuchung der Ablationsdynamik. Die Abbildung erfolgte mit einer Linse, deren variable Blende die Einstellung der Empfindlichkeit des Verfahrens ermöglichte. Dabei bedeutet eine kleine Blendenöffnung eine hohe Empfindlichkeit, bedingt aber gleichzeitig ein geringes beugungsbedingtes Auflösungsvermögen.

Der Widerspruch zwischen hoher Empfindlichkeit der Schlierenfilterung und geringem Auflösungsvermögen im Bild ist besonders ausgeprägt, wenn kleine CCD-Chips als Aufnahme-medium verwendet werden. In diesem Fall muss das Bild zur Betrachtung nachvergrößert werden, wobei die beugungsbegrenzte Unschärfe mit vergrößert wird. Bei Verwendung von großen Aufnahmemedien, die keine Nachvergrößerung erfordern, lässt sich mit Blende 64 eine hohe Empfindlichkeit des Schlierenverfahrens mit ausreichender Auflösung und exzellenter Tiefenschärfe kombinieren. Hinreichend große CCD-Chips standen aber für diese Arbeit nicht zur Verfügung.

3.3.3 Hellfeldverfahren mit diffuser Beleuchtung

Einen Sonderfall des Hellfeldverfahrens stellt die Verwendung einer diffusen anstelle der üblichen kollinearen Beleuchtung dar (Abbildung 3.10). Diese Art der Beleuchtung ermöglicht es, zu einem gewissen Grad das Innere von lichtablenkenden sphärischen Strukturen sichtbar zu machen, die insbesondere unterhalb der Wasseroberfläche als Folge des Rückstoßes der Ablationsprodukte auftreten. Bei einer kollinearen Beleuchtung wird das Licht an den Rändern dieser Strukturen so stark abgelenkt, dass sie im Bild komplett schwarz erscheinen. Bei einer diffusen Beleuchtung hingegen wird die Probe aus einem großen Raumwinkelbereich heraus beleuchtet, so dass trotz der Ablenkung an den Rändern immer noch ein gewisser Lichtanteil durch die Blendenöffnung gelangen und so zur Bildentstehung beitragen kann. Die Unempfindlichkeit des Verfahrens gegenüber Lichtablenkungen bedingt dabei gleichzeitig, dass Phasenobjekte geringer und mittlerer Stärke nicht mehr dargestellt werden.

Die Beleuchtung erfolgte durch eine Xenon Blitzlampe (High-Speed Photo-Systeme, Wedel), die im Vergleich zu einer Nanolite Blitzlampe (Abschnitt 3.3.2) eine höhere Blitzenergie und eine längere Blitzdauer von 150 ns aufweist. Die höhere Blitzenergie war erforderlich, da die diffuse Beleuchtung einen erhöhten Lichtverlust zur Folge hatte. Gleichzeitig war die Verlängerung der Blitzdauer um eine Größenordnung akzeptabel, weil dieser Aufbau lediglich für die Darstellung der deutlich langsamer ablaufenden Spätphase der Ablationsdynamik verwendet wurde.

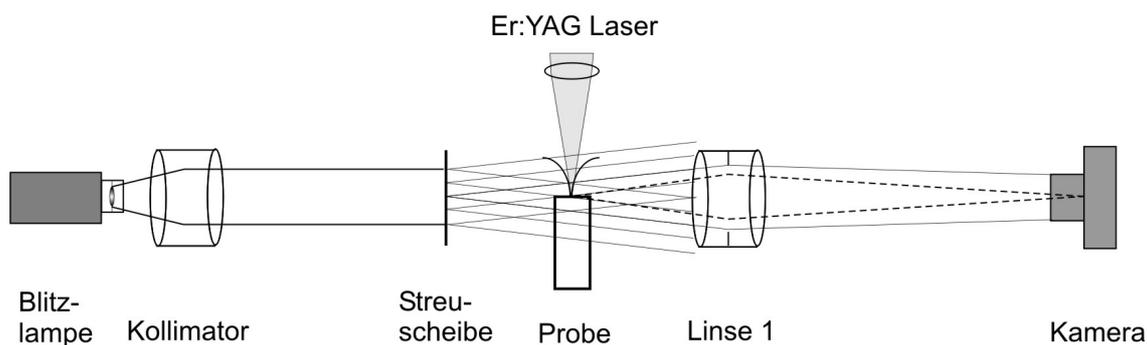


Abbildung 3.10. Modifizierter Hellfeldaufbau mit diffuser Beleuchtung für die Darstellung der Spätphase der Ablationsdynamik. Die diffuse Beleuchtung wird durch eine Streuscheibe vor der Probe realisiert und ermöglicht es, bis zu einem gewissen Grad das Innere von Licht ablenkenden sphärischen Strukturen sichtbar zu machen.

Das emittierte Licht der Blitzlampe wurde von einem Fotoobjektiv (Nikor 50 / 1,2, Nikon, Japan) kollimiert und beleuchtete großflächig eine vor der Küvette platzierte Streuscheibe. Hierdurch entstand im Bereich der Probe die beschriebene diffuse Beleuchtung. Die Abbildung erfolgte wie beim herkömmlichen Hellfeldverfahren mit einem einzigen Objektiv (G-Claron 150/9-64, Schneider-Kreuznach, Bad Kreuznach) und einer Blendenzahl von 11. Die geringe Blendenöffnung diente in diesem Fall nicht dazu, das Verfahren für Phasenobjekte sichtbar zu machen, was mit einer diffusen Beleuchtung nicht möglich ist, sondern sorgte für die erforderliche Tiefenschärfe.

3.3.4 Dunkelfeld-Verfahren

Die Abbildungsverhältnisse des Dunkelfeldverfahrens sind entgegengesetzt zu denen des Hellfeldverfahrens. Die nicht abgelenkten Lichtanteile werden durch den Schlierenfilter vollständig abgeblockt, so dass der Bildhintergrund schwarz erscheint. Die Lichtablenkung durch ein Phasenobjekt führt dazu, das Licht den Filter passieren und zur Bildentstehung beitragen kann. Die abgebildeten Strukturen erscheinen damit hell vor einem dunklen Hintergrund. Das Bild enthält aber bei einem kreisförmigen Filter keinerlei Information über die Richtung der Ablenkung, da jede Ablenkungsrichtung eine Aufhellung des Bildpunktes hervorruft (Abbildung 3.8).

Im Idealfall besteht ein Dunkelfeldaufbau aus einer kreisförmigen Lichtquelle und einer kreisförmigen Blende als Schlierenfilter. Die Empfindlichkeit des Verfahrens ist dabei umso größer, je kleiner der Schlierenfilter im Verhältnis zur Größe des Beugungsbildes ist. Hieraus folgt, dass eine lange Brennweite der abbildenden Linse L_1 (Abbildung 3.7) und eine möglichst kleine Lichtquelle eine maximale Empfindlichkeit zur Folge haben [112]. In der praktischen Umsetzung lässt sich eine höhere Lichtausbeute ohne Einbuße an Empfindlichkeit erzielen, indem man statt einer punktförmigen eine ausgedehnte längliche Lichtquelle verwendet und mit einem Draht filtert. In diesem Fall werden nur Komponenten des Brechungsindexgradienten senkrecht zum Filterdraht abgebildet, die parallelen Komponenten bewirken lediglich eine Ablenkung entlang des Drahtes.

Die Amplitudenverteilung $E(x)$ am Ort des Bildes in horizontaler x -Richtung ergibt sich aus der Verteilung in der Objektebene $O(x)$ und der Faltung mit der Spaltfunktion $\text{sinc}(ax)$, wobei a die Breite des Drahtes angibt:

$$E(x) = O(X) - O(X) * \text{sinc}(a)x \quad (3.1)$$

Die Spaltfunktion $\text{sinc}(ax)$ bewirkt, dass auch beliebig scharfe Strukturen des Objektes im Bild eine endliche Breite aufweisen und zusätzliche durch die Nebenmaxima verursachte Strukturen seitlich des Hauptmaximums auftreten. Da diese keinen realen Ursprung haben, werden sie bei der späteren Diskussion der Bildserien als „Geisterbilder“ bezeichnet werden. Die Nebenmaxima sind zwar bedeutend schwächer als das Hauptmaximum und damit das primäre Bild, bei stark ablenkenden Objekten können aber auch die Nebenmaxima deutlich in den Aufnahmen hervortreten [113].

Das Dunkelfeldverfahren ermöglicht eine sehr hohe Empfindlichkeit ohne Einschränkung des Auflösungsvermögens, da die hohen Anteile des Raumfrequenzspektrums vollständig zur Bildentstehung beitragen. Allerdings erschwert die von der Ablenkungsrichtung unabhängige Darstellung von Phasenstrukturen die Interpretierbarkeit der Aufnahmen. Darüber hinaus eignet sich das Verfahren nur schlecht zur Darstellung von absorbierenden Strukturen. Diese werden nur dann abgebildet, wenn sie zusätzlich irgendeine Form einer Lichtablenkung hervorrufen. Dies ist zwar durch die Randbeugung im allgemeinen der Fall, bewirkt aber eine schlechte Sichtbarkeit vor allem von großen Teilen.

Im Rahmen der durchgeführten Untersuchungen wurde ein Dunkelfeldaufbau mit einer länglichen Lichtquelle in Form eines beleuchteten horizontalen Spalts und einem Draht als Schlierenfilter gewählt (Abbildung 3.11). Vergleichsaufnahmen mit einer vertikalen Kombination von Spalt und Draht ergaben, dass durch die gewählte Beschränkung der Darstellung auf die vertikale Ablenkungsrichtung keine signifikanten Bildinformationen verloren gehen.

Die Beleuchtung erfolgte mit einem gütegeschalteten frequenzverdoppelten Nd:YAG Laser, der Pulse mit einer Dauer von 6 ns emittierte (Continuum YG 671-10, Santa Clara, CA). Ein

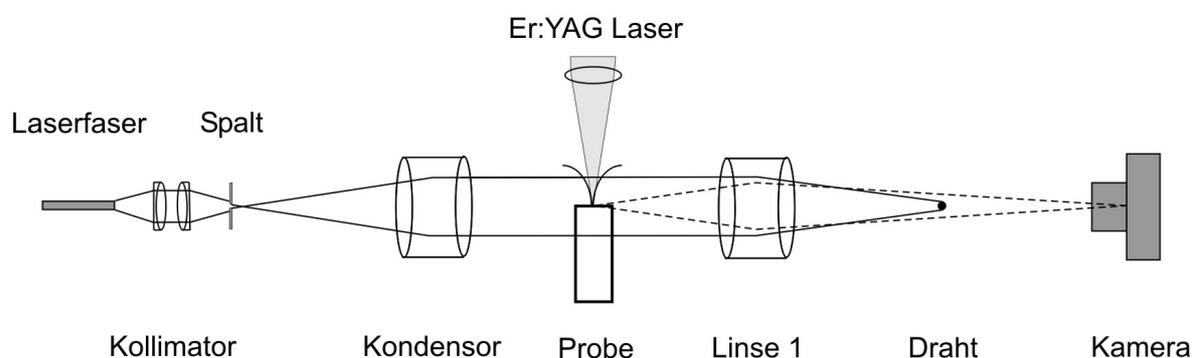


Abbildung 3.11. Darstellung des Dunkelfeldaufbaus. Als Lichtquelle diente ein frequenzverdoppelter gütegeschalteter Nd:YAG Laser. Ohne Lichtablenkung im Bereich der Probe wird alles Licht von einem Draht mit einer Dicke von 100 μm abgeblockt, nur abgelenktes Licht kann diesen passieren und trägt zur Bildentstehung bei..

Laser hat gegenüber einer Weißlichtquelle den Vorteil, dass er in einem sehr kleinen Raumbereich fokussiert werden kann. Dadurch kann eine sehr helle Lichtquelle erzeugt werden und damit die Empfindlichkeit des Dunkelfeldverfahrens maximiert werden. Die bei kohärenter Beleuchtung auftretenden statistischen Interferenzerscheinungen, die sogenannten Speckles, wurden durch die Einkopplung des Lasers in eine 300 m lange Multimode-Glasfaser (UV 160/170 A, Quarz / Quarz, NA = 0,22, Ceram Optec, Bonn) vermieden. Die große Faserlänge führte zu optischen Weglängenunterschieden von 4,7 m zwischen den Lichtwellen auf der optischen Achse und den unter dem Grenzwinkel der Totalreflexion verlaufenden Wellen. Damit war gewährleistet, dass der Weglängenunterschied zwischen einem Großteil der Fasermoden größer ist als die räumliche Länge des Laserpulses von 1,2 m, so dass der Kohärenzgrad des Lichts stark vermindert wurde. Die gleichzeitig auftretende zeitliche Streckung des Laserpulses von 6 ns vor der Einkopplung auf ca. 20 ns am Ende der Faser stellte dabei keine Einschränkung für die Bildqualität dar.

Das Ende der Faser wurde durch zwei Achromaten ($f = 40$ mm) im Abbildungsverhältnis 1:1 auf einen horizontal orientierten Spalt mit variabler Breite abgebildet. Dieser beleuchtete Spalt stellt die eigentliche Lichtquelle des Dunkelfeldverfahrens dar und kann durch seine variable Breite an den verwendeten Filterdraht angepasst werden. Hinter dem Spalt wurde das Licht durch ein Diaobjektiv (Super-Colorplan-P2 90 / 2,5, Leica, Solms) kollimiert. Die Abbildung erfolgte mit einem einzigen Objektiv (G-Claron 150/9-64, Schneider-Kreuznach, Bad Kreuznach), dessen Blende maximal geöffnet wurde. Das Objektiv bildete die Lichtquelle auf einen horizontal orientierten Draht mit einer Dicke von 100 μm ab, durch den die komplette Abdeckung der nicht abgelenkten Lichtanteile erfolgte.

3.3.5 Hoffman-Kontrastverfahren

Das Hoffmansche Kontrastverfahren ist eine Weiterentwicklung des in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Messerschneidenverfahrens. Wie in Abschnitt 3.3.1 erläutert wurde, ist für einen optimalen Kontrastverlauf im Bild eine Resthelligkeit des ohne Ablenkung transmittierten Lichts von etwa 15 % erforderlich. Dies wird beim Hoffmann-Verfahren nicht durch den Grad der Verdeckung der Lichtquelle, sondern durch die Transmission des Filters selber erreicht. Auf diese Weise können wesentlich größere Anteile des Beugungsbildes zur Bildentstehung beitragen, wodurch das Auflösungsvermögen deutlich erhöht wird. Gleichzeitig bleibt die richtungsabhängige Darstellungsweise erhalten, bei der die Phasenobjekte je nach Richtung des Brechungsindexgradienten heller oder dunkler als der Hintergrund erscheinen.

Die praktische Umsetzung des Verfahrens geschieht dadurch, dass ein schmaler Graufilter mit einer Transmission von 15 %, der auf den lichtundurchlässigen Teil des Filters aufgebracht ist, mit dem Bild der Lichtquelle zur Deckung gebracht wird. Die Empfindlichkeit des Verfahrens hängt von der Breite des Grauteils des Filters und der Ausdehnung der Lichtquelle ab. Im Grenzfall sehr hoher Empfindlichkeit entspricht das Verfahren wieder dem Messerschneidenverfahren. Hierdurch geht jedoch der entscheidende Vorteil verloren, dass der gesamte Zentralbereich des Beugungsbildes zur Bildentstehung beitragen kann. Das Hoffman-Verfahren eignet sich damit vor allem für solche Fälle, wo es nicht auf maximale Empfindlichkeit, sondern auf

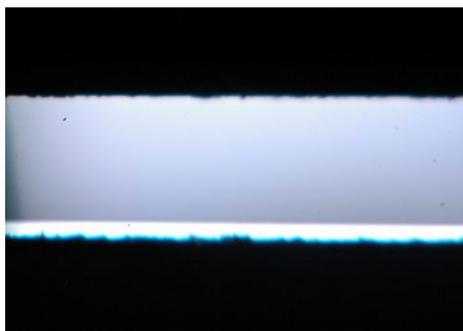


Abbildung 3.12. Filterjustage des Hoffmann-Filters als Kombination aus Messerschneiden- und Hoffman-Technik. Die Aufnahme zeigt den Filter zusammen mit dem Bild des Spaltes in der Fourierebene. Die schwarzen Kanten sind die Ränder des Spaltes, der graue Teil stellt den Grauteil des Filters dar. In der Weiterentwicklung des Verfahrens verdeckt der Filter das Bild des Spaltes nicht vollständig, sondern lässt ca. 13 % unbedeckt.

großen Detailreichtum und einfache Interpretierbarkeit bei der Darstellung von Phasenobjekten ankommt.

Für die kurzzeitfotografischen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wurde das beschriebene Hoffman-Verfahren modifiziert, um die Empfindlichkeit des Verfahrens für schwache Lichtablenkungen zu erhöhen, ohne dabei den Messbereich einzuschränken. Dazu wurde der Grauteil des Hoffman-Filters (IMC, Leica, Solms), wie in Abbildung 3.12 dargestellt, nicht komplett, sondern nur zu 87% in das Bild der Lichtquelle gefahren, wobei der lichtundurchlässige oberhalb des transparenten Teils angeordnet war.

Die Unterkante des Hoffman-Filters wirkt in dieser Konfiguration als Messerschneide, der Unterteil wie ein normaler Hoffman-Filter. Man erhält eine Kombination aus Hoffman- und Messerschneidenverfahren, bei der die Anteile der Hintergrundhelligkeit im Bild aus beiden Verfahren gleich groß sind. Aufgrund der 15 %-igen Transmission des Grauteils werden bei dieser Filterjustage 13 % des Lichtes durch den Grauteil und 13% direkt transmittiert.

Der direkt transmittierte Teil des Bildes der Lichtquelle ist sehr schmal und entspricht damit einem Messerschneidenverfahren hoher Empfindlichkeit, bei dem bereits sehr schwache Brechungsindexgradienten ausreichen, um entweder alles Licht auf den Grauteil des Filters zu lenken oder aber die transmittierte Lichtmenge zu verdoppeln. Gleichzeitig behält der Grauteil des Filters seine normale Breite bei und wird komplett ausgeleuchtet, so dass der Messbereich ebenso groß ist wie beim normalen Hoffman-Verfahren. Die Beziehung zwischen Lichtablenkung im Phasenobjekt und Helligkeitsänderung im Bild ist nun nicht mehr linear, sondern stärker bei kleinen und schwächer bei großen Ablenkungen. Das Auflösungsvermögen wird aber nicht beeinträchtigt, da ein noch größerer Teil des Beugungsbildes zur Bildentstehung beiträgt als im normalen Hoffman-Verfahren.

Die exakte Justage des Schlierenfilters ist insbesondere beim modifizierten Hoffman-Verfahren von großer Bedeutung und sollte unter visueller Kontrolle erfolgen. Hierzu wurde die Ebene der Raumfrequenzfilterung vergrößert in die Kameraebene abgebildet und die Lage des Filters relativ zum Bild der Lichtquelle justiert (Abbildung 3.12).

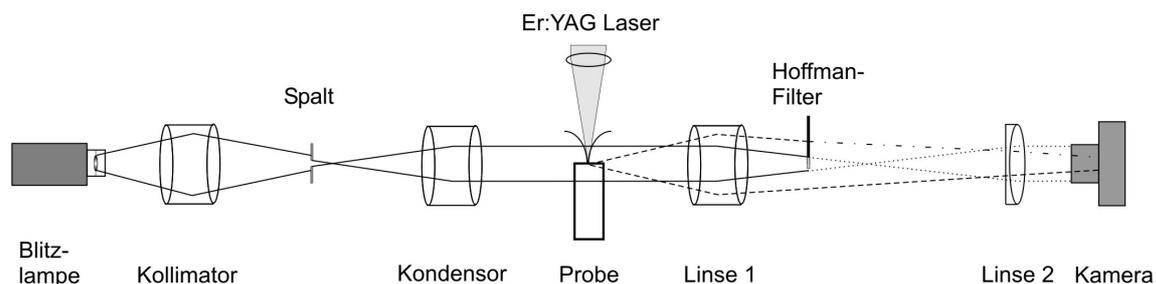


Abbildung 3.13. Aufbau des Hoffman-Kontrastverfahrens. Das Verfahren stellt eine Weiterentwicklung der Messerschneidenteknik dar. Die für einen optimalen Kontrast erforderliche Hintergrundhelligkeit wird durch einen Graukeil erzielt, ohne dabei das optische Auflösungsvermögen zu verschlechtern. In den durchgeführten Aufnahmeserien blieben ca. 13 % des Bildes der Lichtquelle vom Filter unbedeckt. Auf diese Weise wurde eine hohe Empfindlichkeit ohne Einbußen an Auflösungsvermögen erzielt.

Die praktische Umsetzung des modifizierten Hoffman-Verfahrens ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Die Beleuchtung erfolgte analog zum Hellfeldverfahren (Abschnitt 3.3.2) mit einer Funkenblitzlampe (Nanolite KL-M, High-Speed Photo-Systeme, Wedel) mit 12 ns Pulsdauer. Die Beleuchtung entsprach einer Köhlerschen Anordnung mit zwei Fotoobjektiven als Kollimator (Nikor 50 / 1,2, Nikon, Japan) und Kondensator (Pentax 50 / 1,8, Japan), wobei die Größe der Lichtquelle durch einen Spalt mit variabler Breite am Ort des Bildes des Blitzfunkens zwischen Kollimator und Kondensator an die Breite des Schlierenfilters angepasst werden konnte. Die Abbildung erfolgte mit einem System aus einem Fotoobjektiv L_1 (Nikor 105 / 2,8, Nikon, Japan) und einem Achromaten L_2 ($f = 400$ mm). Der Schlierenfilter befand sich in der oben beschriebenen Justage in der Fourierebene zwischen L_1 und L_2 und reichte von oben in den Strahlengang hinein. Es hat sich gezeigt, dass diese Anordnung für den Gesamteindruck des Bildes vorteilhaft ist (Abbildung 3.15).

3.3.6 Fotografie in Aufsicht

Ein weiteres verwendetes Aufnahmeverfahren ist die Fotografie in Aufsicht, bei der die Kamera das an der Wasseroberfläche reflektierte Licht erfasst. Eine Verdunklung des Bildes erfolgt, wenn an der Oberfläche eine hinreichend starke Verformung auftritt und das Licht aus der Apertur des abbildenden Objektivs heraus abgelenkt wird. Die Deformierung der Oberfläche spielt hier die gleiche Rolle, wie der Brechungsindex beim Hellfeldverfahren (Abschnitt 3.3.2). Diese Aufnahmetechnik eignet sich zur Bestimmung des Zeitpunktes des Ablationsbeginns. Das Einsetzen der Phasenexplosion hat eine Verformung der Wasseroberfläche auf mikroskopischer Skala mit starker Zunahme von diffuser Streuung zur Folge, die zu einer Verdunklung im Bild führt. Durch dieses Verfahren lässt sich der Ablationsbeginn mit einer größeren Sicherheit nachweisen als mit Aufnahmen von der Seite.

Der Aufbau ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Als Lichtquelle diente der bereits in Abschnitt 3.3.4 beschriebene Nd:YAG Laser. Nach dem Austritt aus der Faser wurde das Licht mit einem Achromaten ($f = 35$ mm) kollimiert und beleuchtete die Probenoberfläche unter einem Winkel von 35° zur Achse des abladierenden Lasers. Die Abbildung erfolgte unter dem gleichen Winkel mit einem Lupenobjektiv (Luminar 63 / 4,5, Carl Zeiss, Oberkochen) und einem Tubus vor

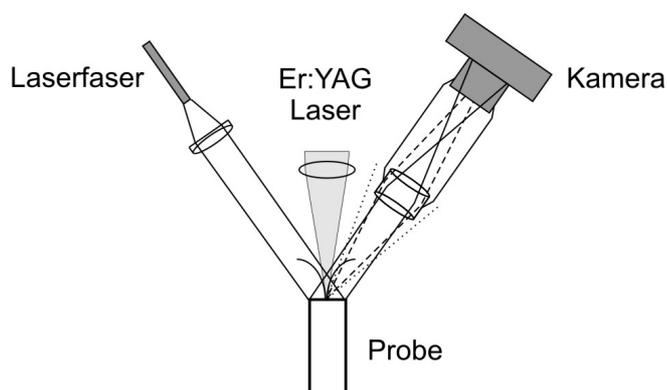


Abbildung 3.14. Auflichtfotografie der Laserablation. Paralleles Licht fällt auf die Probenoberfläche und gelangt nach der Reflexion in die Kameraoptik. Eine Verformung der Oberfläche lenkt das reflektierte Licht ab und bei hinreichender Stärke aus der abbildenden Optik heraus.

der Kamera, so dass das reflektierte Licht in das Objektiv fiel. Um eine gewisse Tiefenschärfe und eine größere Empfindlichkeit für Lichtablenkungen zu erzielen wurde mit einem Blendenwert von 8 gearbeitet.

3.3.7 Empfindlichkeitsvergleich der Schlierenverfahren

Die vorgestellten Schlierenverfahren weisen unterschiedliche Empfindlichkeiten und Darstellungscharakteristika auf und sind deshalb für die Darstellung der einzelnen Ablationsbestandteile unterschiedlich gut geeignet. In Abbildung 3.15 sind die mit den verschiedenen Schlierenverfahren erzielten Bilderergebnisse zusammengestellt. Bei den Bildern handelt es sich um Aufnahmen der Ablation von Wasser mit einem gütegeschalteten Er:YAG Laserpuls bei einer Bestrahlung von $5,4 \text{ J/cm}^2$, aufgenommen $1,5 \mu\text{s}$ nach Beginn des Laserpulses.

Die Bilder zeigen die Dampf Wolke, die in Folge der Phasenexplosion des Wassers entstanden ist. Die rasche Expansion des Dampfes führte zur Abstrahlung einer äußeren Stoßwelle, die am Rand der Bilder sichtbar ist. Die Kollision der expandierenden Wolke mit der Umgebungsluft hat eine innere Stoßwelle erzeugt, die sich innerhalb der Dampf Wolke in Richtung der Oberfläche zurück bewegt. Die drei genannten Bestandteile, Dampf Wolke, äußere und innere Stoßwellen, sind Phasenobjekte und absorbieren kein Licht. Die feinen Wassertröpfchen im unteren Teil der Ablationswolke sowie die direkt oberhalb der Wasserlinie beginnende Aufwölbung der Wasseroberfläche, die durch den Rückstoß der Ablationsprodukte hervorgerufen wurde, stellen besonders stark ablenkende Phasenobjekte dar, die auch ohne spezielle Schliertechnik sichtbar sind. Auf die einzelnen Bestandteile der Ablationswolke und der Ablationsdynamik wird in Kapitel 4 detaillierter eingegangen.

Abbildungsteil a) zeigt eine Hellfeldaufnahme, aufgenommen mit einer Blendenöffnung von 16. Trotz des starken Abblendens ist die Empfindlichkeit des Verfahrens für die auftretenden Phasenobjekte nur gering. Selbst stark lichtbrechende Objekte wie die externe Stoßwelle werden nur undeutlich abgebildet. Eine weitere Verkleinerung der Apertur hätte bereits eine im Bild sichtbare Unschärfe durch die Verschlechterung des beugungsbedingten Auflösungsvermögens zur Folge.

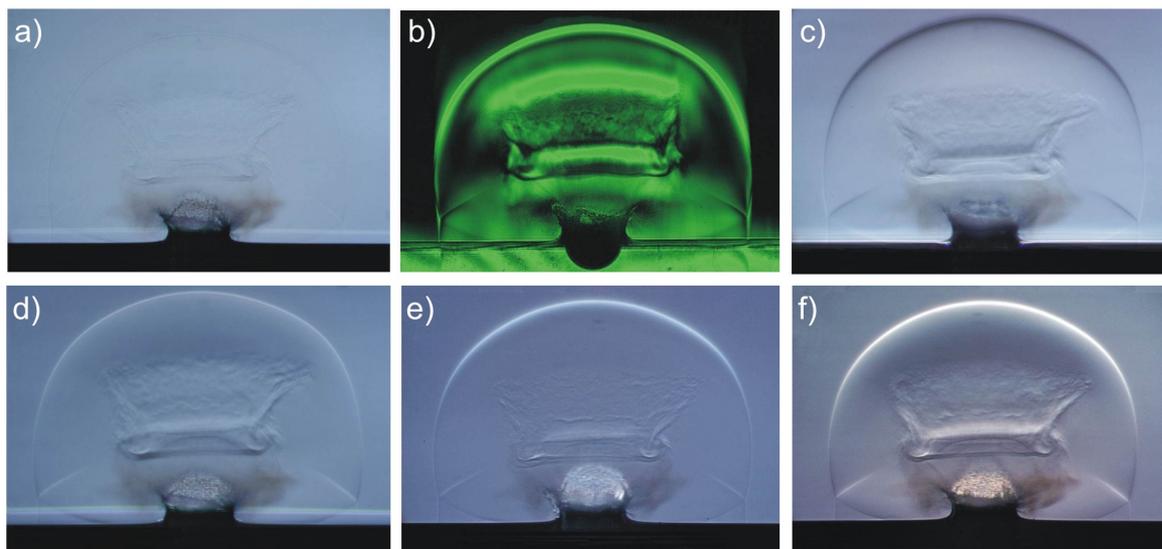


Abbildung 3.15. Visualisierung von Ablationswolke und Stoßwellen bei der Wasserablation mit Hilfe unterschiedlicher Schlierenverfahren. a) Hellfeldverfahren, aufgenommen mit Blende 16. b) Dunkelfeldverfahren, aufgenommen mit horizontal angeordneter spaltförmiger Lichtquelle und Filterdraht. c) Messerschneidentechnik, bei der die Schneide den unteren Teil des Raumfrequenzspektrums verdeckt zu 70 % verdeckt. d) Messerschneidentechnik, bei der die Schneide den oberen Teil des Raumfrequenzspektrums verdeckt zu 70 % verdeckt. e) Hoffman-Kontrastverfahren, bei dem der Grauteil des Filters das Bild der Lichtquelle vollständig bedeckt. f) Hoffman-Kontrastverfahren, bei dem 13 % des Bildes der Lichtquelle unbedeckt bleiben.

Eine Dunkelfeldaufnahme ist im Abbildungsteil b) dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, dass dieses Aufnahmeverfahren empfindlicher für Phasenobjekte ist als alle anderen. So ist der Wasserdampf im Inneren der Ablationswolke in dieser Aufnahme am deutlichsten zu erkennen, die Wassertöpfchen lassen sich hier allerdings nur erahnen. Darüber hinaus sind die Strukturen in diesem Bild weniger leicht interpretierbar als bei den anderen Aufnahmen. So erscheint in Bildteil b) die externe Stoßwelle als Abfolge aus drei Linien, nämlich einer dunkleren Linie im Maximum der Stoßwelle, wo der Brechungsindexgradient gleich Null ist, gesäumt von zwei helleren Linien an der ansteigenden und abfallenden Flanke. Dieses Gebilde ist daher nur schwer als einheitliche physikalische Struktur erkennbar. Die Erkennung der einzelnen Strukturen fällt bei den mit dem Messerschneiden- und Hoffman-Verfahren gewonnenen Bildern in Bildteil d – f) viel leichter, weil die externe Stoßwelle dort ein plastisches Erscheinungsbild mit heller Front und dunkler abfallender Flanke aufweist.

Sowohl das Messerschneidenverfahren (Bildteil c) und d) als auch das Hoffmann-Verfahren (Bildteil e) und f) liefern Bilder mit einem plastischen Erscheinungsbild. Die Suggestivkraft dieser Bilder hängt dabei stark davon ab, ob der Filter von oben (c) oder von unten (d) in das Beugungsbild hineingefahren wird. Diese Anordnung muss daher jeweils an die konkrete Aufgabenstellung angepasst werden. Bei den durchgeführten Aufnahmeserien wurde der Filter von oben in das Bild der Lichtquelle geführt. Die Betrachtung von Bildteil f) zeigt, dass das modifizierte Hoffman-Kontrastverfahren, bei dem 20 % des Bildes der Lichtquelle unbedeckt bleiben, insbesondere für relativ kleine Brechungsindexgradienten wie den Wasserdampf im oberen Teil der Ablationswolke wesentlich empfindlicher ist als das Messerschneidenverfahren (Bildteil d).

oder das normale Hoffman-Verfahren (Bildteil e), bei dem der Filter das Bild der Lichtquelle verdeckt.

Abbildung 3.16 zeigt den Vergleich des Auflösungsvermögens des Messerschneiden- und des Hoffman-Verfahrens in Abhängigkeit vom Grad der Bedeckung des Lichtquellenbildes in der Fourierebene. Die Größe der minimal auflösbaren Strukturen wurde anhand von Fotos einer Auflösungsstestplatte in horizontaler und vertikaler Richtung bestimmt.

Das Auflösungsvermögen des Messerschneidenverfahrens beträgt anfänglich in beiden Orientierungen etwa $2,5 \mu\text{m}$ und verschlechtert sich auf etwa $11 \mu\text{m}$ bei einer Bedeckung von 85 %, wie sie für einen maximalen Bildkontrast erforderlich ist (Abschnitt 3.3.1). Im Gegensatz dazu zeigt das Hoffman-Verfahren ein von der Bedeckung nahezu unabhängiges Auflösungsvermögen, dass sich nur geringfügig von anfänglich $2,5 \mu\text{m}$ auf etwa $4 \mu\text{m}$ bei der kompletten Überdeckung verschlechtert. Der Hoffman-Filter blendet im Gegensatz zur Messerschneide keine bildrelevanten Informationen aus, sondern schwächt sie ab und verschlechtert dadurch das Auflösungsvermögen nur geringfügig.

Insgesamt gesehen ergänzen sich die vorgestellten Verfahren bei der vollständigen Darstellung der Ablationsdynamik gegenseitig. Die maximale Empfindlichkeit bei der Darstellung von Phasenobjekten wird mit dem Dunkelfeldverfahren erreicht, der beste Detailreichtum mit dem modifizierten Hoffman-Verfahren, während das Hellfeldverfahren gut für die Darstellung von Amplitudenobjekten geeignet ist und das Deflektionsverfahren Auskunft über den Zeitpunkt des Materialauswurfs gibt. Erst die Gesamtheit der unterschiedlichen Aufnahmetechniken ergibt die vollständige Visualisierung des Ablationsvorgangs.

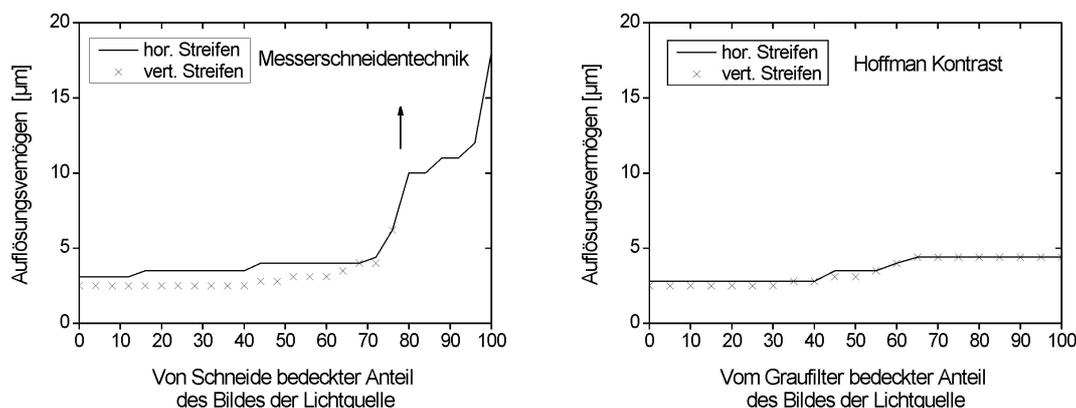


Abbildung 3.16. Vergleich des Auflösungsvermögens des Messerschneiden- und des Hoffman-Kontrastverfahrens in Abhängigkeit vom Grad der Verdeckung der Lichtquelle. Das Auflösungsvermögen des Messerschneidenverfahrens nimmt ab einer Verdeckung von 70 % deutlich ab, während das Hoffman-Kontrastverfahren ein nahezu konstantes Auflösungsvermögen aufweist.

3.4 Optische Deflektometrie

Die optische Deflektometrie ist ein optoakustisches Verfahren zur Messung von Brechungsindexgradienten, bei dem die Ablenkung eines parallel zur Probenoberfläche geführten Teststrahls durch die unterschiedliche langen optischen Weglängen innerhalb des Gradienten mithilfe eines positionsempfindlichen Detektors gemessen werden kann [114]. Der Brechungsindex eines Gases hängt dabei sowohl von der Dichte, als auch vom Druck und der Temperatur ab [115]. Da der Brechungsindex im Bereich der Stoßwelle proportional zum Druck ist, eignet sich das Verfahren insbesondere zu deren Untersuchung, aber auch für Betrachtungen des Brechungsindexgradienten im Bereich von Kontaktfront und Ablationswolke. Die Vorteile der Deflektometrie sind eine hohe Bandbreite, die vom Durchmesser des Teststrahls und der Bandbreite des Positionssensors abhängt, sowie die Möglichkeit, in nahezu beliebig geringem Abstand den Druckverlauf messen zu können, was mit einem herkömmlichen akustischen Sensor aufgrund dessen endlicher Abmessungen nicht möglich wäre.

Damit stand ein Messsystem zur Verfügung, mit dem der Druckverlauf im Bereich der Stoßwelle und innerhalb der Ablationswolke berührungslos erfasst werden konnte, so dass in Ergänzung zu den kurzzeitfotografischen Bildserien quantitative Aussagen über die Ablationsdynamik möglich wurden. Dies umfasste insbesondere die hohen Frequenzanteile des akustischen Spektrums, die mit herkömmlichen piezoelektrischen Sensoren nicht zugänglich gewesen wären. Für die Anwendung in Luft liegt die maximale Bandbreite dieser Geräte bei 1 MHz (Abschnitt 3.5), wohingegen die Bandbreite der optischen Deflektometrie durch die Durchlaufzeit der zu untersuchenden Struktur durch den Messfokus und die verwendete Fotodiode bestimmt wird und somit für um bis zu zwei Größenordnungen höhere Frequenzbereiche anwendbar ist (siehe unten).

Abbildung 3.17 zeigt den verwendeten Deflektometrie-Aufbau für die Untersuchung der Laserablation. Wird der Teststrahl im Bereich der Probe abgelenkt, so verschiebt sich seine Position auf der Quadrantenfotodiode und das Signal des einen Quadranten steigt, während das Signal des zweiten bestrahlten Quadranten um den gleichen Teil abnimmt [116]. Die gleichzeitige Verwendung von zwei Quadranten hat den Vorteil, dass Gleichtaktstörungen, z.B. durch Intensitätsschwankungen des Lasers, durch einfache Differenzbildung eliminiert werden können. Ein positionsempfindliches Messsystem lässt sich auch durch eine normale Fotodiode und

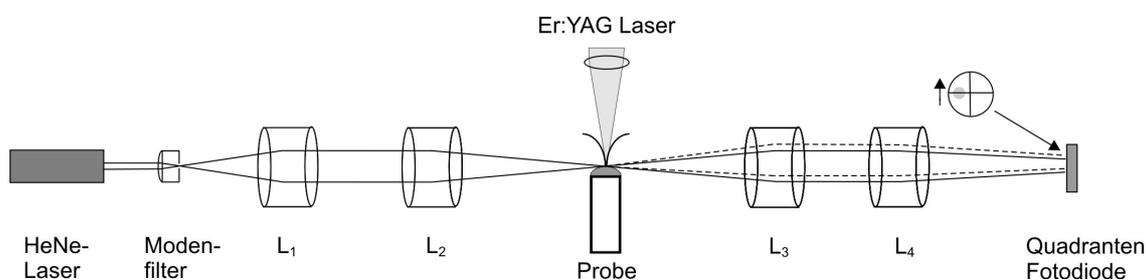


Abbildung 3.17. Messaufbau für optische Deflektometrie. Der Strahl des HeNe Lasers wird nach der Modenfilterung aufgeweitet und oberhalb der Probe fokussiert. Anschließend wird der Strahl wieder kollimiert und auf die Quadrantenfotodiode gelenkt. Die gleichzeitige Verwendung von zwei Quadranten ermöglicht die Unterdrückung von Gleichtaktstörungen.

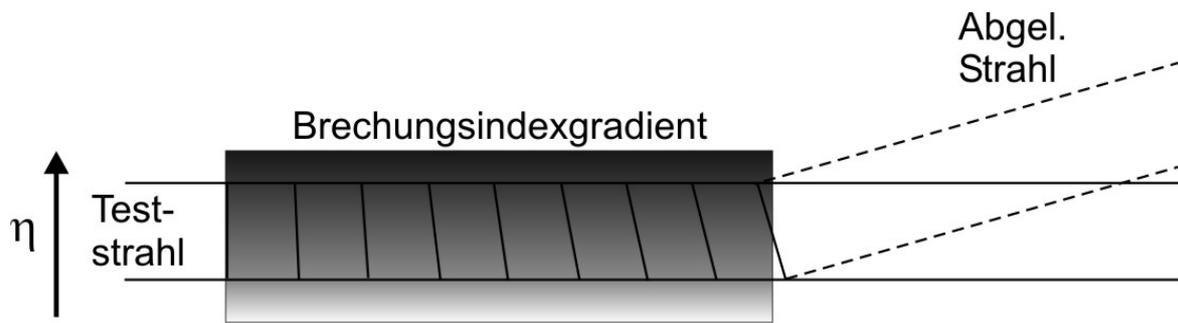


Abbildung 3.18. Messprinzip der optischen Deflektometrie. Der Druck nimmt proportional zum Schwärzungsgrad zu. Ein höherer Brechungsindexgradient n hat eine größere optische Weglänge zur Folge, und damit eine Strahlablenkung in Richtung des Druckanstiegs.

eine Messerschneide im Bereich der parallelen Strahlführung hinter der Probe realisieren, so dass die Schneide die Hälfte des Strahles abblockt und bei einer Ablenkung mehr oder weniger Licht passieren lässt, bietet aber nicht den Vorteil der Gleichtaktunterdrückung [74].

Bei einer idealisierten Betrachtung des Zusammenhanges zwischen Brechungsindexgradient am Beispiel einer Druckwelle und Fotodiodensignal wie in [114] wird der Teststrahl im Bereich der Interaktion mit der Schallwelle als parallel angenommen und von einer ebenen Welle ausgegangen, deren Wellenlänge deutlich größer ist als der Strahldurchmesser (Abbildung 3.18). Aufgrund der Druckabhängigkeit des Brechungsindexgradienten ist die optische Weglänge im Bereich höheren Drucks größer als bei niedrigem und es kommt zu einer Strahlablenkung in Richtung des Druckanstiegs. In diesem Fall gilt für die Änderung ΔV des Fotodiodensignals eines Quadranten in Abhängigkeit vom Druck p [114]:

$$\Delta V \propto \frac{dp}{dt} \quad (3.2)$$

Die Umrechnung der Intensität in den Druck erfordert also eine Integration des Signals.

Die Forderung nach einem im Verhältnis zur Schallwellenlänge kleinen Strahlradius bei gleichzeitiger Kollinearität, also großer Rayleighlänge, bedingt allerdings stets einen Kompromiss, da ein kleiner Laserfokus, wie er für eine hohe Bandbreite erforderlich ist, mit einer geringen Rayleighlänge verbunden ist. Eine weitere Abweichung vom idealisierten Fall ergibt sich durch die bei der Ablation auftretenden sphärischen Stoßwellen im Gegensatz zu den bei obiger Betrachtung geforderten ebenen Wellen. Beide Abweichungen erschweren es, Aussagen über die Länge und den Winkel der Interaktion zwischen Teststrahl und Stoßwelle zu treffen.

Der hierdurch entstehende Fehler lässt sich minimieren, wenn sichergestellt ist, dass der erste Kontakt zwischen sphärischer Stoßwelle und dem Teststrahl am Ort der Strahltaille erfolgt. In diesem Fall tragen die äußeren Bereiche der Stoßwelle noch nicht zur Ablenkung bei und der Zusammenhang zwischen Fotodiodensignal und Druckgradient bleibt näherungsweise bestehen. Die Bedingung ist erfüllt, wenn der Radius der Einhüllenden des Teststrahls am Ort der Strahltaille größer ist als der Krümmungsradius der Stoßwelle [117]:

$$r_0 = \frac{2\lambda}{\pi} (4f^{*3} + f^*) \quad (3.3)$$

$$\text{mit } f^* = f/D$$

Hierbei bezeichnet r_0 Stoßwellenradius, f ist die Brennweite des fokussierenden Objektivs (L_2 in Abbildung 3.17) und D den Strahlradius vor der Fokussierung.

Aus der Forderung, Stoßwellen bis zu einem Abstand von 3 mm von einer als punktförmig angenommenen Schallquelle untersuchen zu können, ergab sich ein maximales f^* von 14,5. Die Fokussierung des kollimierten Strahls mit $D = 15$ mm durch eine Linse mit $f = 200$ mm führt zu einem f^* von 13,3, was bis zu einem Stoßwellenradius von 3,8 mm die Bedingung erfüllt. Der Fokusedurchmesser beträgt dann $2w_0 = 10,7 \mu\text{m}$ und die Rayleighlänge $2z = 286 \mu\text{m}$. Aus den zuvor angefertigten Fotoserien im Dunkelfeldverfahren ließ sich abschätzen, dass die Breite der Stoßfront im Bereich von einigen $10 \mu\text{m}$ liegt und damit hinreichend viel größer ist als der Fokusedurchmesser.

Die Anstiegszeit des Systems folgt aus der Durchgangszeit der Stoßfront durch den Messfokus. Bei einer maximalen Stoßwellengeschwindigkeit von 3200 m/s beträgt diese 3,3 ns und ist liegt damit deutlich unter der Anstiegszeit der Fotodiode von 10 ns. Damit war eine hinreichende Dimensionierung des Systems für die Untersuchung der Ablationsdynamik gewährleistet. Damit ist die Bandbreite des hier verwendeten optoakustischen Verfahrens um 2 Größenordnungen höher als die Bandbreite der besten piezoelektrischen Schallsensoren, die eine Anstiegszeit von 0,5 – 1 μs aufweisen (siehe Abschnitt 3.5). Für eine exaktere Untersuchung wäre eine numerische Simulation mittels Raytracing-Verfahrens erforderlich gewesen, die im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt wurde.

Mit dem Fortschreiten der Stoßwelle durch den Teststrahl verstärkt sich die Wechselwirkung der Randbereiche mit dem Teststrahl und die Abweichungen von den idealisierten Bedingungen vergrößern sich, insbesondere wenn die Dampf Wolke den Messbereich erreicht hat. Sehr starke Brechungsindexgradienten wie die interne Stoßwelle (Abschnitt 1.4.5) lassen sich allerdings auch innerhalb der Wolke noch zumindest qualitativ erfassen (Kapitel 6).

Als Lichtquelle für die optische Deflektometrie (Abbildung 3.17) diente ein HeNe-Laser mit einer Wellenlänge von 632 nm und einer Leistung von 12 mW. Der Laserstrahl wurde mit einem System bestehend aus Mikroskopobjektiv, Modenfilter und Diaprojektionsobjektiv L_1 (90 mm / 2,5, Super-Colorplan-P2, Leica, Solms) auf einen Durchmesser von 15 mm aufgeweitet und anschließend mit einem weiteren Diaprojektionsobjektiv L_2 (200 mm / 3,4, Elmaron-P2, Leica, Solms) auf einen beugungsbegrenzten Durchmesser von $10,7 \mu\text{m}$ oberhalb der Probe fokussiert. Im Gegensatz zu den fotografischen Untersuchungen wurde die Küvette mit einer Wasserschichtdicke von 5 mm in diesem Fall mit einem konvexen Meniskus befüllt, um vignettierungsfrei einen möglichst geringeren Messabstand zwischen Wasseroberfläche und fokussiertem Probenstrahl realisieren zu können. Hinter der Probe wurde der Strahl mit einem weiteren Diaprojektionsobjektiv L_3 (150 mm / 2,8, Elmarit-P2, Leica, Solms) kollimiert und anschließend wieder mit einem Diaprojektionsobjektiv (150 mm / 2,5, Hektor, Leica, Solms)

fokussiert. Diaprojektionsobjektive sind kostengünstige hochwertige Optiken mit langer Brennweite sowie großem Arbeitsabstand und daher für diese Anwendungen besonders geeignet. Vor dem Fokus befand sich als positionsempfindlicher Detektor eine Quadrantenfotodiode (YAG-444A-4, Perkin Elmer, Wellesley, MA) mit einer Vorspannung von 100 V, bei der der Laserstrahl zu gleichen Teilen auf zwei übereinander angeordneten Sektoren auftraf, so dass Ablenkungen senkrecht zur Probenoberfläche betragsmäßig gleiche Signale mit entgegengesetzten Vorzeichen zur Folge hatten. Die Spotgröße auf dem Detektor betrug dabei ca. 3 mm. Die Signale der Messsignale wurden mittels eines Spannungsverstärkers (DHPVA 100 MHz, FEMTO Messtechnik, Berlin) vorverstärkt und mit einem digitalen Speicheroszilloskop (TDS 224, Tektronix Inc., Richardson, TX) aufgenommen. Die Daten wurden mittels eines PCs über eine mit LabVIEW (LabView 5.1, National Instruments Corporation, Austin, TX) geschriebene Software ausgelesen und gespeichert.

Die optische Deflektometrie ermöglicht Rückschlüsse auf den Druckverlauf der Stoßwelle und innerhalb der Ablationswolke mit hoher Zeitauflösung, wie sie mit keinem anderen Verfahren zu erzielen gewesen wären. Sie liefert damit wichtige Erkenntnisse, die über die Aussagen der kurzzeitfotografischen Bildserien hinausgehen.

3.5 Akustische Messtechnik

Mikrofonmessungen ermöglichen eine direkte Aufzeichnung des Druckverlaufs und eliminieren damit die in Abschnitt 3.4 beschriebenen Unsicherheiten bezüglich des Zusammenhangs zwischen Deflektometriesignal und lokalem Druckverlauf. Ein weiterer Vorteil ist, dass piezoelektrische Druckaufnehmer kleine Abmessungen aufweisen und damit schräg von oben an den Ablationsort herangeführt werden können. Sie eignen sich daher für einen klinischen Einsatz zur akustischen Online-Kontrolle der Ablation, während die optische Deflektometrie, die parallel zur abladierten Oberfläche erfolgen muss, klinisch nicht so leicht zu realisieren ist. Ein Nachteil von Mikrofonmessungen gegenüber der Laserdeflektometrie ist allerdings ihre geringere Zeitauflösung.

Frühere Untersuchungen der Photoablation mit freilaufenden Er:YAG-Laserpulsen haben gezeigt, dass eine Materialdifferenzierung anhand der bei der Ablation entstehenden akustischen Signale möglich ist, die sogar die Unterscheidung unterschiedlicher Schichten bei der Abtragung von Gewebe erlaubt [2]. Die dort gewonnenen Erkenntnisse wurden im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt und erstmals unter in-vivo Bedingungen erprobt (Kapitel 8).

Darüber hinaus wurden die entstehenden akustischen Signale ebenfalls bei der Ablation mit gütegeschalteten Er:YAG Laserpulsen untersucht und im Hinblick auf eine Erweiterung der akustischen Online-Kontrolle auf Laserpulse mit einer Dauer von unter 100 ns ausgewertet.

3.5.1 Schallmessungen in Luft

Die Signale in Luft wurden mit einem piezoelektrischen Luftschallaufnehmer (PCB-132A42, PCB Piezotronics, Depew, NY) mit einer Bandbreite von 1 MHz (Sensordurchmesser 3,8 mm)

sowie mit einem Hydrofon (TNU100A, NTR Systems Inc. Seattle, WA) mit einer Bandbreite von 2 MHz (Sensordurchmesser von 1,6 mm) detektiert.

Der Messabstand zwischen dem piezoelektrischen Sensor und der Probe betrug 30 mm bei einem Winkel von 30° zur Strahlachse. Ein geringerer Abstand war mit diesem Sensor aufgrund der relativ großen Abmessungen nicht möglich. Die Signale wurden mit einem Spannungsverstärker (DHPVA 100 MHz, Femto Messtechnik, Berlin) vorverstärkt und durch einen PC aufgenommen und gespeichert. Die Analog-Digitalwandlung der Signale erfolgte mit einer 12bit Transientenrekorderkarte mit einer Bandbreite von 30 MHz (TR30, FAST ComTec, Oberhaching). Die Signalaufzeichnung wurde über eine Software gesteuert, die unter der Programmierumgebung LabVIEW (LabVIEW 5.1, National Instruments Corporation, Austin, TX) entwickelt wurde.

Das Hydrofon war aufgrund seiner geringeren Baugröße und höheren Bandbreite dazu geeignet, bis zu einem Mindestabstand von 2,5 mm eingesetzt zu werden, wobei der Winkel zur Strahlachse ebenfalls 30° betrug. Mit diesem Sensor wurde insbesondere die Abstandabhängigkeit der akustischen Signale untersucht, indem der Messabstand von 2,5 bis 10 mm variiert wurde. Die schlechte Impedanzanpassung zwischen Luft und Sensorfläche bewirkten eine deutlich geringere Empfindlichkeit des Hydrofons als bei der Schallmessung in Wasser. Angesichts der hohen Druckwerte bei der Ablation erzeugter Schallsignale erwies sich dies jedoch nicht als nachteilig. Die Signalaufzeichnung erfolgte mit einem digitalen Speicheroszilloskop (TDS 224, Tektronix Inc., Richardson, TX), das mit einer unter LabVIEW (LabView 5.1, National Instruments Corporation, Austin, TX) entwickelten Software durch eine PC ausgelesen wurde.

Messungen des Stoßwellendrucks in geringem Abstand von der Oberfläche erfolgten über die Ermittlung der Stoßwellengeschwindigkeit aus den kurzzeitfotografischen Aufnahmen und anschließender Berechnung des zugehörigen Drucks mittels Gleichung 2.13.

3.5.2 Analyse der Signalparameter

Im Hinblick auf eine mögliche Gewebedifferenzierung anhand des akustischen Signals wurden unterschiedliche Verfahren der Signalanalyse erprobt. Die Analyse erfolgte dabei mit der Software Origin (Origin 6.0, Microcal Software Inc., Northampton, MA) sowie mit einer unter der Programmiersprache IDL (IDL 5.1, Research Systems, Voulder, CO) im Rahmen der Arbeit von Nahen [2] entwickelten Programmbibliothek.

3.5.2.1 Akustische Energie

Die akustische Energie E_{ak} ist ein integraler Signalparameter, der insbesondere bei der Verwendung freilaufender Laserpulse den Vorteil hat, in nur geringem Maße durch die statistischen Schwankungen der Laserpulsform beeinflusst zu werden. Sie berechnet sich als Integral über das Quadrat des Drucks p während des gewählten Zeitraumes:

$$E_{ak} = \int_{t_1}^{t_2} p(t)^2 dt \quad (3.4)$$

3.5.2.2 Median der akustischen Energie

Aufbauend auf der Auswertung der akustischen Energie wurde ebenfalls der Median der akustischen Energie bestimmt. Dieser ist definiert als der Zeitpunkt t_{Med} , zu der die Hälfte der gesamten akustischen Energie $E_{\text{ak,ges}}$ abgestrahlt wurde:

$$\frac{1}{2} E_{\text{ak,ges}} = \int_0^{t_{\text{med}}} p(t)^2 dt \quad (3.5)$$

3.5.2.3 Fourieranalyse

Die Fourieranalyse des akustischen Spektrums wurde für die Analyse der akustischen Signale eingesetzt, die bei der Ablation mit gütegeschalteten Laserpulsen auftreten. Hingegen ist die spektrale Analyse weniger gut dafür geeignet, die akustischen Signale bei der Verwendung von freilaufenden Laserpulsen zu untersuchen, da in diesem Fall die auftretenden Puls zu Puls Schwankungen das Ergebnis in zu starkem Maße beeinflussen.

Das Spektrum des Ablationsgeräusches wurde mit der Zeitfenster-FFT-Methode (FFT = Fast Fourier Transform) über unterschiedliche Zeitfräume berechnet [2].

4 Primärer Materialauswurf

Dieses Kapitel umfasst die Untersuchung des primären Materialauswurfs, der bei der Bestrahlung von Wasser, Leber und Haut durch einen explosiven Phasenübergang hervorgerufen wird. Eine qualitative Darstellung der Prozesse erfolgt mit den in Kapitel 3 beschriebenen kurzzeitfotografischen Schlierenverfahren. Zusätzlich wurden durch Auswertung der fotografischen Bildserien die Expansionsbewegungen der einzelnen Ablationsbestandteile mit bislang einmaliger Genauigkeit quantitativ erfasst.

Die Energiedeposition mit freilaufenden Laserpulsen erfolgt gegenüber gütegeschalteten Pulsen in einem sehr viel längeren Zeitraum und ohne thermischen Einschluss, so dass die erreichten volumetrischen Leistungsdichten deutlich geringer ausfallen. Neben dem Einfluss der Wärmeleitung ist ebenso der komplexe zeitliche Verlauf der Pulsform zu beachten. In der Einschwingphase treten eine Reihe von Intensitätsspitzen mit einer Dauer von etwa $1 \mu\text{s}$ auf, sogenannte Spikes, die bei hinreichend hoher Bestrahlung bereits einen Phasenübergang hervorrufen können (Abschnitt 3.1.1). Aufgrund dieser Unterschiede erfolgt die Betrachtung der Ablation mit freilaufenden Laserpulsen in den Abschnitten 4.1 und 4.2 getrennt von der Darstellung und Diskussion der Ablation mit gütegeschalteten Pulsen in den Abschnitten 4.3 und 4.4. Die schnelle Expansion der primären Ablationsprodukte bewirkt einen Rückstoßdruck in der Probe und als Folge davon einen sekundären Materialauswurf, der auf einer deutlich längeren Zeitskala abläuft. Die zugrunde liegenden Mechanismen dieser komplexen Dynamik sind gänzlich anderer Natur als bei dem primären Materialauswurf und werden in Kapitel 5 betrachtet.

Die Erkenntnisse über den primären Materialauswurf bei der Ablation von Wasser, Leber und Haut mit gütegeschalteten Er:YAG Laserpulsen wurden bereits in der Zeitschrift Applied Physics A publiziert [118].

4.1 Kurzzeitfotografische Darstellung der Ablationsdynamik mit freilaufenden Laserpulsen

Bei den kurzzeitfotografischen Aufnahmen der Ablation mit freilaufenden Er:YAG Laserpulsen betrug der früheste mögliche Aufnahmezeitpunkt $2,6 \mu\text{s}$ nach Beginn des Ablationspulses. Diese Beschränkung ist durch die internen Laufzeiten der verwendeten Ansteuerungselektronik für die Belichtungspulse gegeben und konnte aus technischen Gründen nicht umgangen werden.

Die gezeigten Bildserien wurden im Hellfeld- und im Dunkelfeldverfahren aufgenommen, um sowohl Amplituden- als auch Phasenobjekte sichtbar machen zu können. Die verwendeten Bestrahlungen betrugen 2 J/cm^2 bis 100 J/cm^2 mit einer konstanten Pulsenergie von 1 J und Fleckgrößen von $1,2$ bis 8 mm . Die Variation der Bestrahlung wurde über die Fleckgröße bei

konstanter Energie vorgenommen, da die Laserpulsform in Abhängigkeit von der Pulsenergie variierte (Abschnitt 3.1.1).

4.1.1 Ablation von Wasser bei Bestrahlungen von 2,0 – 100 J/cm²

Bestrahlung von Wasser mit 2,0 J/cm²

Die Aufnahmen in Abbildung 4.1 bis 4.3 zeigen die Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von 2,0 J/cm² und einer Fleckgröße von 8 mm, was einem Wert knapp oberhalb der Schwelle für den Materialauswurf entspricht.

In den Hellfeldaufnahmen in Abbildung 4.1 erkennt man, dass der Auswurf in Form von Wassertröpfchen nach 100 µs einsetzt. Der Auswurf tritt nicht homogen über die gesamte Querschnittsfläche des bestrahlten Areals auf, sondern beginnt zunächst in den Bereichen der größten Laserintensität. Dies ist insbesondere in den Aufnahmen nach 100 und 120 µs sichtbar. Erst nach 180 µs und damit im letzten Drittel der Laserpulsdauer von insgesamt 250 µs (Abschnitt 3.1.1) hat der Tröpfchenauswurf über die gesamte Querschnittsfläche eingesetzt und ist nach 300 µs bereits nahezu komplett zum Erliegen gekommen.

Der Rückstoßdruck der Ablationsprodukte bewirkt eine Eindellung der Oberfläche, die sich nach 300 µs als deutlicher schwarzer Streifen unterhalb der Wasseroberfläche zeigt und nach 1800 µs eine Tiefe von etwa 1 mm erreicht hat. Zu diesem Zeitpunkt wird kein Tröpfchenauswurf mehr beobachtet. Die Eindellung erfolgt dabei nicht gleichmäßig, sondern tritt

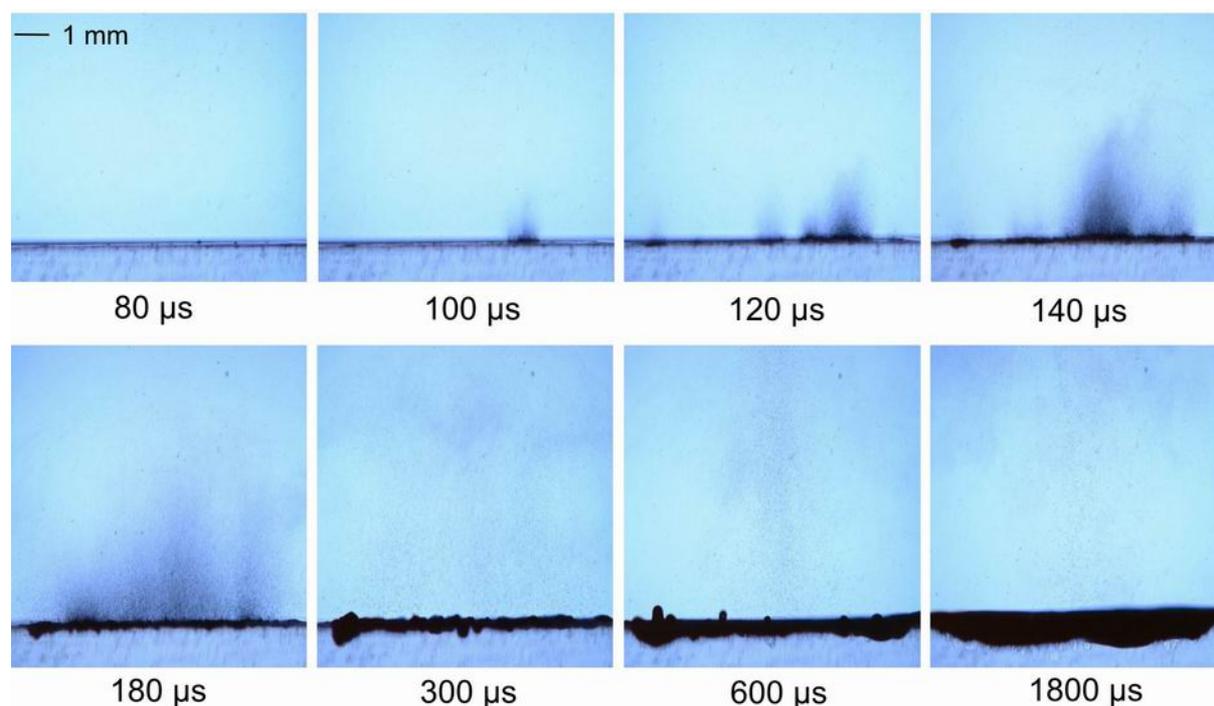


Abbildung 4.1. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von 2 J/cm² und einer Fleckgröße von 8 mm, dargestellt im Hellfeldverfahren. Der Materialauswurf setzt nach etwa 100 µs zunächst in den Bereichen der höchsten Energiedichte ein und breitet sich nach etwa 180 µs über den ganzen Strahlquerschnitt auf.

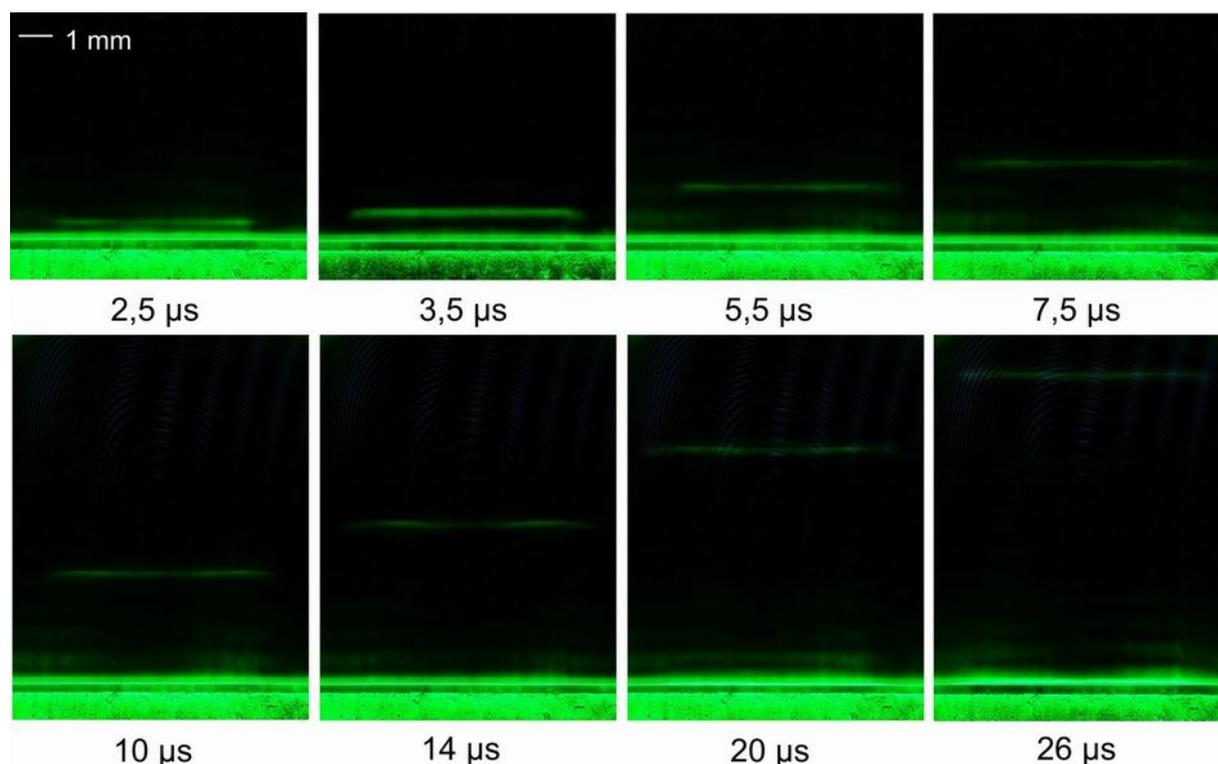


Abbildung 4.2. Anfangsphase der Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von 2 J/cm^2 , dargestellt im Dunkelfeldverfahren. Gezeigt wird die Anfangsphase der Ablation vor dem Einsetzen des Materialauswurfs. Bereits nach dem ersten Spike des Laserpulses wird eine akustische Transiente abgestrahlt, die sich als ebene Welle von der Oberfläche entfernt.

insbesondere nach 600 und 1800 μm verstärkt in den Randbereichen des bestrahlten Areals auf.

Betrachtet man den Zeitraum vor dem Materialauswurf im Dunkelfeldverfahren (Abbildung 4.2), so zeigt sich bereits nach dem ersten Spike des Laserpulses zum Zeitpunkt von $2,5 \mu\text{s}$ eine akustische Transiente, die sich als ebene Welle von der Probenoberfläche entfernt, wohingegen die Dampfbildung erst deutlich später nach etwa $20 \mu\text{s}$ einsetzt und im weiteren Verlauf des Laserpulses stark zunimmt. Dies tritt insbesondere in den Aufnahmen nach 40 und $80 \mu\text{s}$ hervor (Abbildung 4.3). An der Front der Wolke zeigt sich dabei ein heller Streifen, der auf eine Zone hoher Dampfdichte hindeutet. Nach etwa $300 \mu\text{s}$ lässt die Dampfbildung deutlich nach und innerhalb der Wolke treten Ansätze einer Ringwirbelbildung im oberen Teil der Ablationswolke auf, während nach $500 \mu\text{s}$ eine Einschnürung der Wolke im unteren Teil zu beobachten ist

Der Vergleich der Hellfeldaufnahme (Abbildung 4.1) mit den Dunkelfeldaufnahmen (Abbildung 4.2 und 4.3) zeigt insbesondere, dass bereits vor dem Tröpfchenauswurf nach $100 \mu\text{s}$ eine starke Dampfbildung auftritt, die im Hellfeldverfahren nicht dargestellt werden kann. Umgekehrt deutet der Tröpfchenauswurf auf einen explosiven Ablationsvorgang hin, der von konventionellen Ablationsmodellen nicht erfasst wird (Abschnitt 2.5).

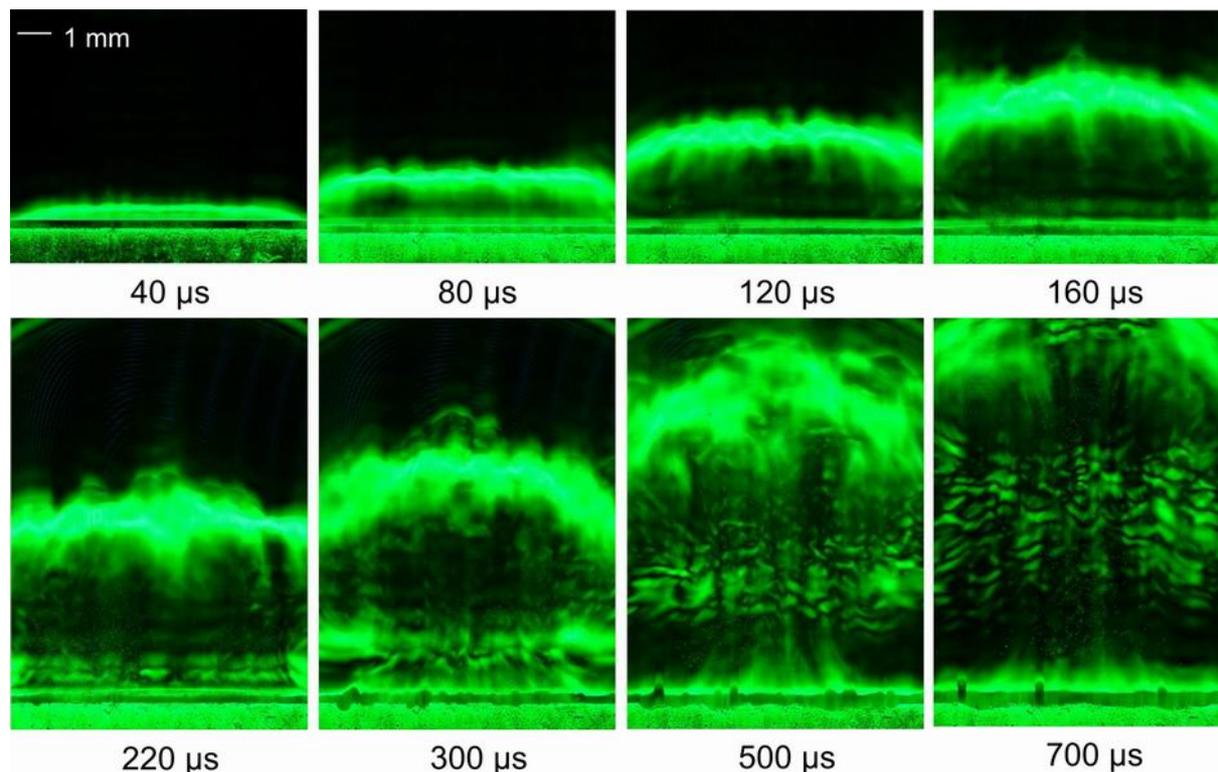


Abbildung 4.3. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von 2 J/cm^2 , dargestellt im Dunkelfeldverfahren. Nach $40 \text{ }\mu\text{s}$ tritt eine deutliche Dampf- und Tröpfchenbildung auf, die nach etwa $300 \text{ }\mu\text{s}$ abklingt. Der helle Streifen an der Front der Wolke deutet auf eine Zone hoher Dampfdichte hin.

Bestrahlung von Wasser mit $4,6 \text{ J/cm}^2$

Bei der Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von $4,6 \text{ J/cm}^2$ (Fleckgröße 5 mm) setzt der Materialauswurf bereits nach $40\text{--}50 \text{ }\mu\text{s}$ an einzelnen Orten mit punktuell erhöhter Bestrahlung ein und hat nach etwa $60 \text{ }\mu\text{s}$ das gesamte bestrahlte Areal erfasst (Abbildung 4.4). Nach $70 \text{ }\mu\text{s}$ erscheint der Tröpfchenauswurf als vollständig schwarze Zone oberhalb der Wasseroberfläche. Anschließend nimmt die Rate des Tröpfchenauswurfs kontinuierlich ab und endet nach etwa $180 \text{ }\mu\text{s}$. Zu diesem Zeitpunkt nimmt die Intensität des Laserpulses bereits wieder ab (Abschnitt 3.1.1). Die abnehmende Tröpfchendichte innerhalb der Wolke noch während der Laserpulsdauer ist zum einen durch die Ausdehnung der Wolke selber zu erklären. Darüber hinaus wird durch die andauernde Lasereinstrahlung ein Teil der Wassertröpfchen in der Luft verdampft.

Der Rückstoßeffekt tritt in dieser Bildserie deutlich stärker auf als bei einer Bestrahlung von 2 J/cm^2 in Abbildung 4.1. Bei einer Bestrahlung von $4,6 \text{ J/cm}^2$ zeigt sich die Eindellung in Abbildung 4.4 bereits nach etwa $120 \text{ }\mu\text{s}$ und erreicht nach $1200 \text{ }\mu\text{s}$ eine Tiefe von $1,3 \text{ mm}$, wobei wiederum eine räumlich ungleichmäßige Ausprägung auftritt. Neben der Eindellung wölbt sich die Flüssigkeit an den Rändern des bestrahlten Areals auf. Dieser Vorgang beginnt nach $180 \text{ }\mu\text{s}$ und steigert sich nach $1200 \text{ }\mu\text{s}$ zu einer Höhe von etwa $1,2 \text{ mm}$. Nach $400 \text{ }\mu\text{s}$ werden die ersten Wassertropfen ausgeworfen, die deutlich größer sind als die Tropfen des primären Materialauswurfs. Diese großen Tropfen entstehen durch Rückstoßeffekte in einzel-

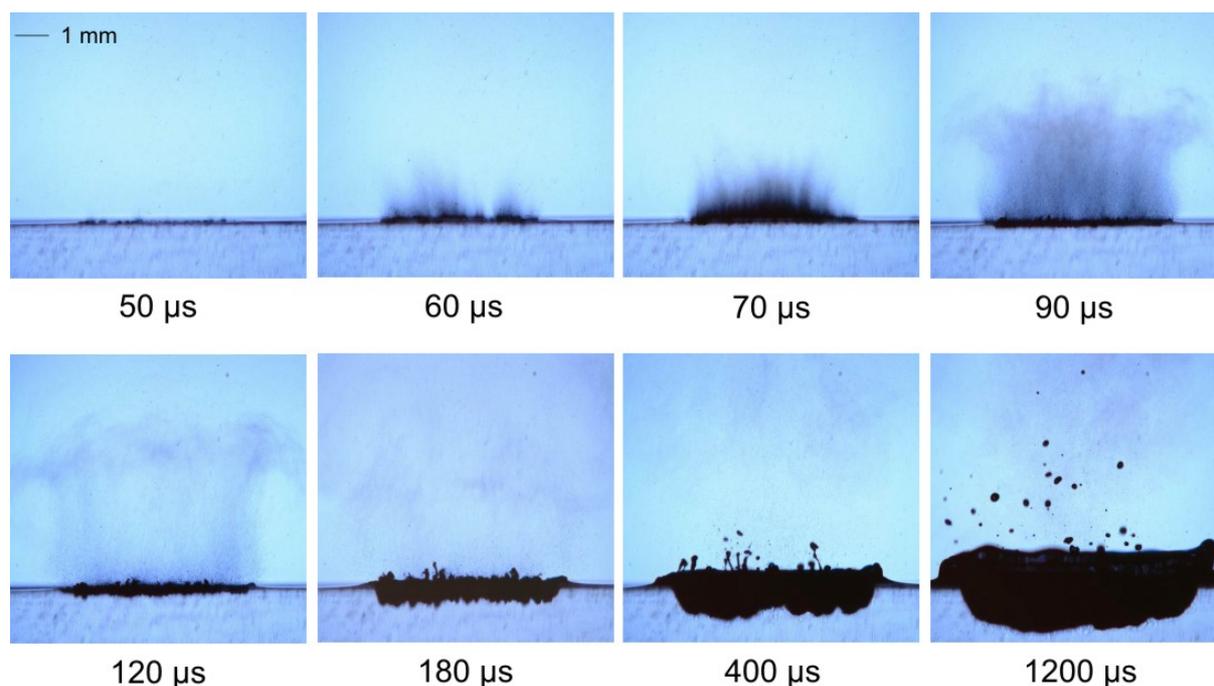


Abbildung 4.4. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von $4,6 \text{ J/cm}^2$, dargestellt im Hellfeldverfahren. Der Tröpfchenauswurf setzt nach etwa $60 \mu\text{s}$ ein. Die Rückstoßeffekte sind bei dieser Bestrahlung bereits deutlich ausgeprägt und beinhalten das Aufwölben der Oberfläche und den Auswurf von großen Wassertropfen.

nen „Hot Spots“ im Bereich des bestrahlten Areals, in denen sich infolge des Rückschwingens der Eindellung Tropfen ablösen können. Dieses Phänomen wird ausführlich in Kapitel 5 beschrieben und diskutiert. Die infolge des Rückschusses ausgeworfenen Tropfen haben sich nach $1200 \mu\text{s}$ komplett abgelöst und finden sich im Abstand von mehreren Millimetern zur Wasseroberfläche.

Die Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.5 zeigen, dass bei einer Bestrahlung von $4,6 \text{ J/cm}^2$ bereits nach $10 \mu\text{s}$ eine deutliche Dampfbildung einsetzt, die mit Beginn des Materialauswurfs nach $40\text{-}50 \mu\text{s}$ deutlich ansteigt und nach etwa $120 \mu\text{s}$ ihr Maximum erreicht. Zu diesem Zeitpunkt sind auch erste Ansätze einer Ringwirbelbildung in der Ablationswolke zu erkennen. Die Dampfbildung an der Wasseroberfläche setzt sich auch nach dem Ende des Laserpulses nach $200 \mu\text{s}$ noch fort und kommt nach $900 \mu\text{s}$ vollständig zum Erliegen.

Die Aufnahmen zeigen auch eine Reihe akustischer Transienten, deren Entstehung mit den einzelnen Spikes in der Anfangsphase des Laserpulses korrelieren. Die durch den ersten Spike erzeugte Transiente hat sich nach $10 \mu\text{s}$ bereits etwa 3 mm von der Oberfläche entfernt, wohingegen die Aufnahme nach $22 \mu\text{s}$ vier Transienten unterschiedlicher Intensität zeigt, die durch die nachfolgenden Spikes erzeugt worden sind.

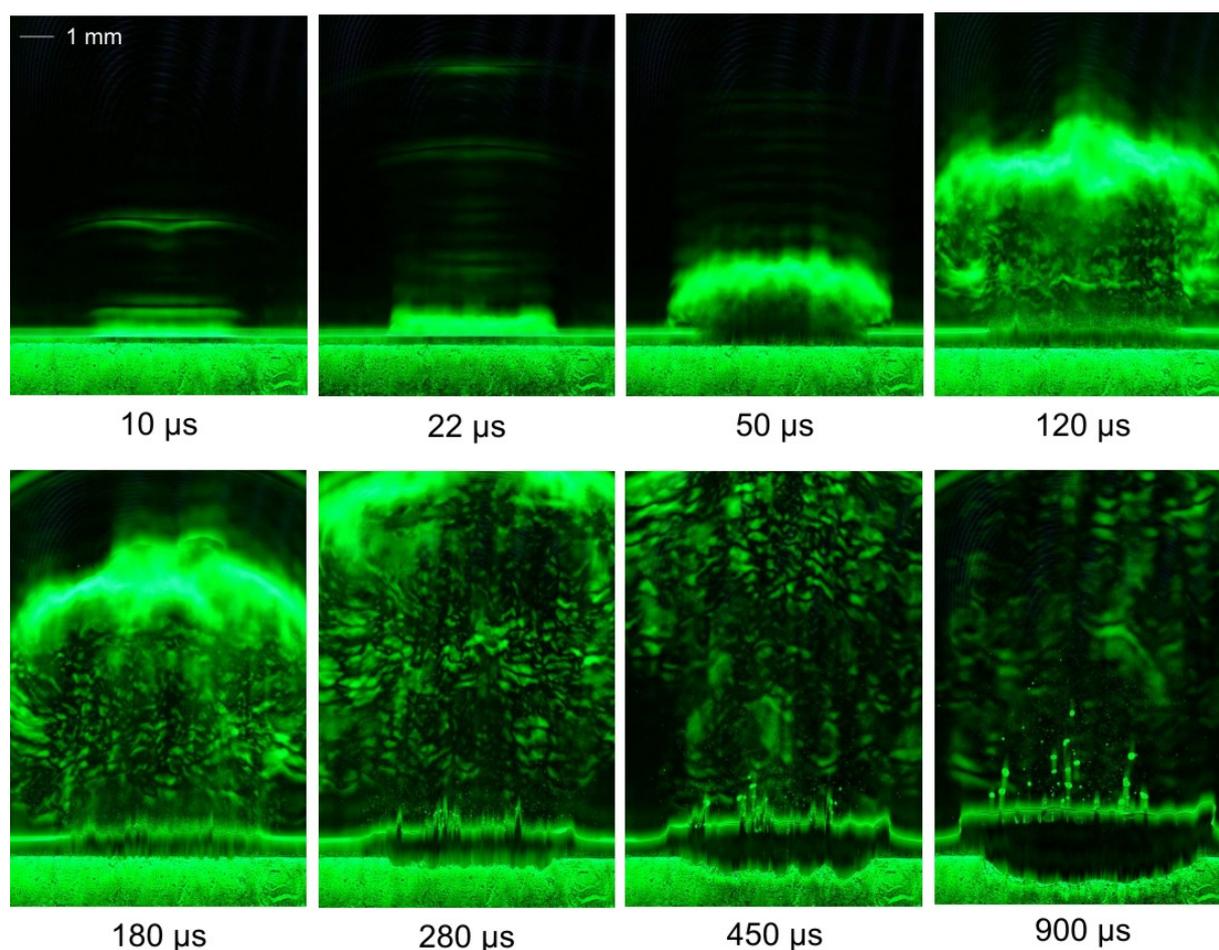


Abbildung 4.5. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von $4,6 \text{ J/cm}^2$, dargestellt im Dunkelfeldverfahren. Bereits nach $10 \mu\text{s}$ ist eine deutliche Dampfschicht an der Oberfläche sichtbar. In der expandierenden Ablationswolke sind nach $120 \mu\text{s}$ erste Ansätze der Ringwirbelbildung zu erkennen.

Bestrahlung von Wasser mit 20 J/cm^2

Bei der Bestrahlung von Wasser mit 20 J/cm^2 (Fleckgröße $2,5 \text{ mm}$) wird die Schwelle für den Materialauswurf bereits durch die Energiedeposition während des ersten Spikes des Laserpulses überschritten. Die Hellfeldaufnahmen in Abbildung 4.6 zeigen daher bereits nach $2,6 \mu\text{s}$ eine hohe Wassertröpfchendichte sowie eine Druckwelle im Abstand von etwa $1,5 \text{ mm}$ zur Oberfläche. Die Tatsache, dass diese Druckwelle bereits in dem für Phasenobjekte relativ unempfindlichen Hellfeldverfahren dargestellt wird, deutet auf einen sehr hohen Brechungsindexgradienten und dementsprechend auf einen hohen Druckerhöhung hin. Nach $12 \mu\text{s}$ ist kurzzeitig der Ansatz eines Ringwirbels innerhalb der Partikelwolke erkennbar. Anschließend setzt sich der Tröpfchenauswurf kontinuierlich fort. Das Ende des primären Tröpfchenauswurfs ist durch die Überlagerung mit den sehr starken Rückstoßeffekten nur schwer zu bestimmen.

Die Rückstoßeffekte setzen bereits nach $12 \mu\text{s}$ ein und zeigen sich durch eine leichte Eindellung der Oberfläche. Insbesondere an den Aufnahmen nach 28 und $55 \mu\text{s}$ ist zu erkennen,

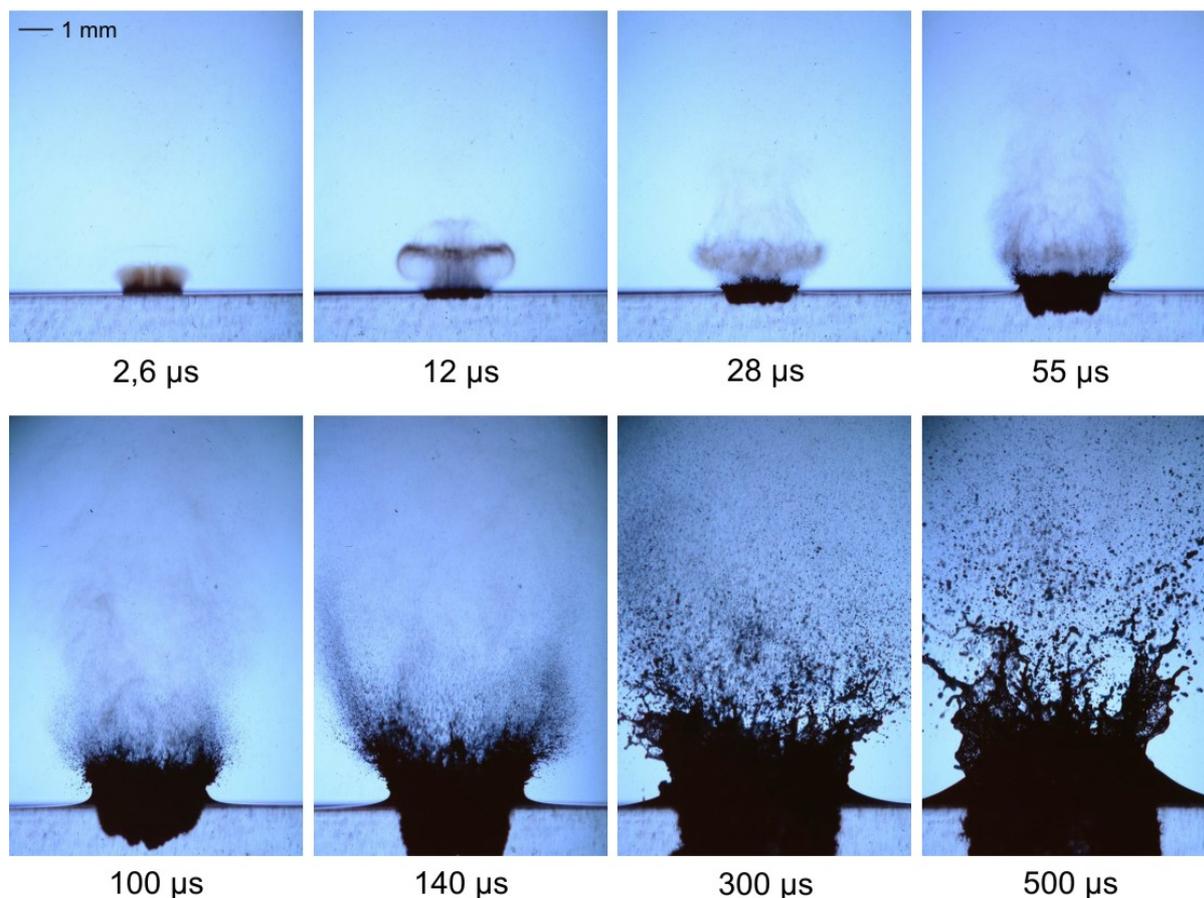


Abbildung 4.6. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von 20 J/cm^2 , dargestellt im Hellfeldverfahren. Der Materialauswurf setzt bereits nach dem ersten Spike des Laserpulses ein und ist nach $2,6 \mu\text{s}$ deutlich sichtbar. Im weiteren Verlauf der Ablation tritt ein sehr heftiger rückstoßinduzierter Materialauswurf ein.

dass die Verformung nicht vollständig homogen auftritt, sondern den unterschiedlich starken Rückstoßdruck aufgrund der leicht inhomogenen Bestrahlung durch den Laser widerspiegelt. Die Eindellung bewegt sich anschließend weiter fort, wobei der untere Rand zwischen 100 und $140 \mu\text{s}$ aus dem Bildfeld verschwindet. Es entsteht anschließend eine innen hohle Wassersäule mit einer Höhe von vier Millimetern, an deren Rändern sehr große Wassertropfen herausgeschleudert werden. Gleichzeitig vergrößert sich nach $500 \mu\text{s}$ die laterale Ausdehnung der Wassersäule auf mehr als 6 mm , was gegenüber dem Durchmesser des bestrahlten Areals von $2,5 \text{ mm}$ mehr als einer Verdoppelung entspricht. Das Ausmaß der rückstoßinduzierten Effekte lässt sich in dieser Darstellung nur erahnen und wird in Kapitel 5 ausführlich behandelt.

Abbildung 4.7 zeigt die im Dunkelfeldverfahren aufgenommene Anfangsphase der Ablation bis $8,5 \mu\text{s}$ nach Beginn des Laserpulses. Bereits die erste Aufnahme nach $1,6 \mu\text{s}$ zeigt die Entstehung der ersten Druckwelle als hellen Streifen im Bild. Bei den beiden nach $3 \mu\text{s}$ deutlich sichtbaren sphärischen Wellen handelt es sich um Relaxationswellen, die aus Gründen der Impulserhaltung an den Rändern des bestrahlten Areals entstehen. [13, 119]. Nach $7 \mu\text{s}$ beginnt die Entstehung einer zweiten Druckwelle, hervorgerufen durch den zweiten Spike des

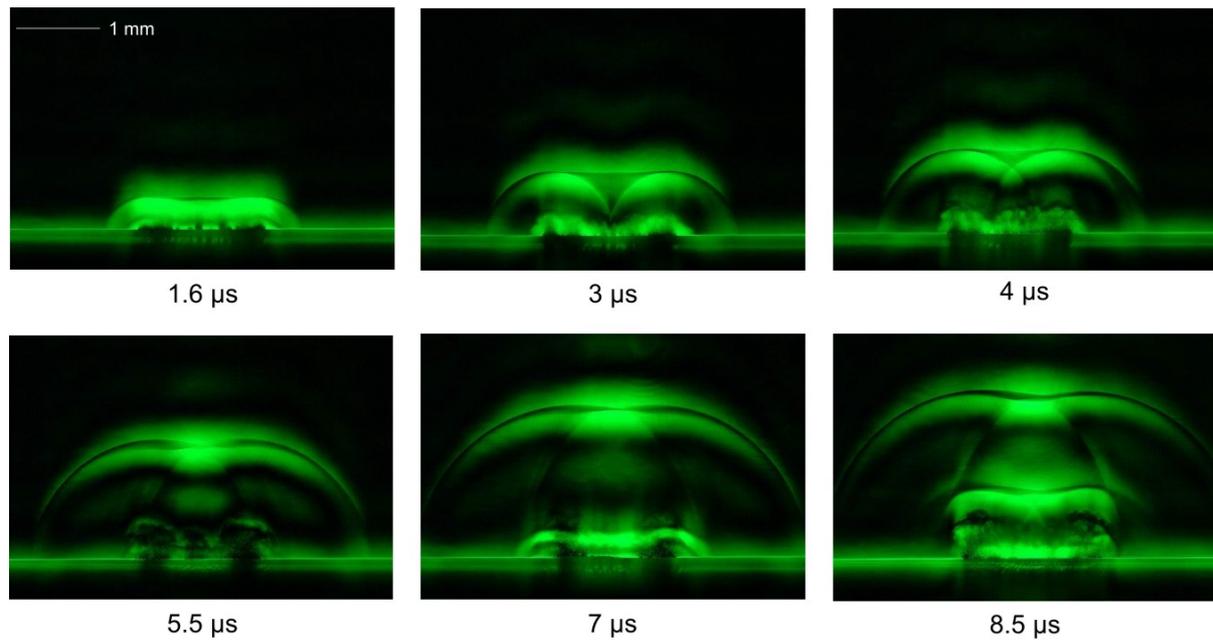


Abbildung 4.7. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von 20 J/cm^2 , dargestellt im Dunkelfeldverfahren. An den Rändern des bestrahlten Areals werden sphärische Relaxationswellen abgestrahlt, die sich im Zentrum überlagern.

Laserpulses. Diese Welle hat sich nach $8,5 \mu\text{s}$ bereits etwa 1 mm von der Oberfläche entfernt und man erkennt dort eine deutliche Dampfbildung.

Bestrahlung von Wasser mit 50 J/cm²

Der primäre Materialauswurf bei der Bestrahlung von Wasser mit 50 J/cm² (Fleckgröße 1,6 mm), dargestellt in Abbildung 4.8, ähnelt dem Auswurf bei einer Bestrahlung von 20 J/cm². Der Tröpfchenauswurf beginnt während des ersten Spikes des Laserpulses und setzt sich anschließend kontinuierlich fort. Das Ende des primären Tröpfchenauswurfs ist wegen der starken rückstoßinduzierten Effekte nur schwer zu identifizieren und dürfte zwischen 160 und 300 µs liegen.

Im Vergleich zu einer Bestrahlung von 20 J/cm² sind bei 50 J/cm² die Rückstoßeffekte wesentlich stärker ausgeprägt. Bereits die erste Aufnahme nach 2,8 µs zeigt eine Verformung der Oberfläche durch die vom ersten Spike verursachte Ablation. Nach 55 µs beginnt der Auswurf großer Wassertropfen. Zu diesem Zeitpunkt hat die innen hohle Wassersäule in der Luft bereits eine Höhe von 2 mm und wächst weiter bis zu einer Höhe von etwa 8 mm nach 500 µs. Hier zeigen sich zwei neue Phänomene: Der Durchmesser der Wassersäule hat von maximal fünf auf jetzt nur noch zwei Millimeter deutlich abgenommen und unterhalb der Wasseroberfläche hat sich der durch den Rückstoß hervorgerufene Hohlraum geschlossen und von der Oberfläche abgelöst. Beides sind Anzeichen des Kollapses der Wassersäule, der in Kapitel 5 ausführlich diskutiert wird.

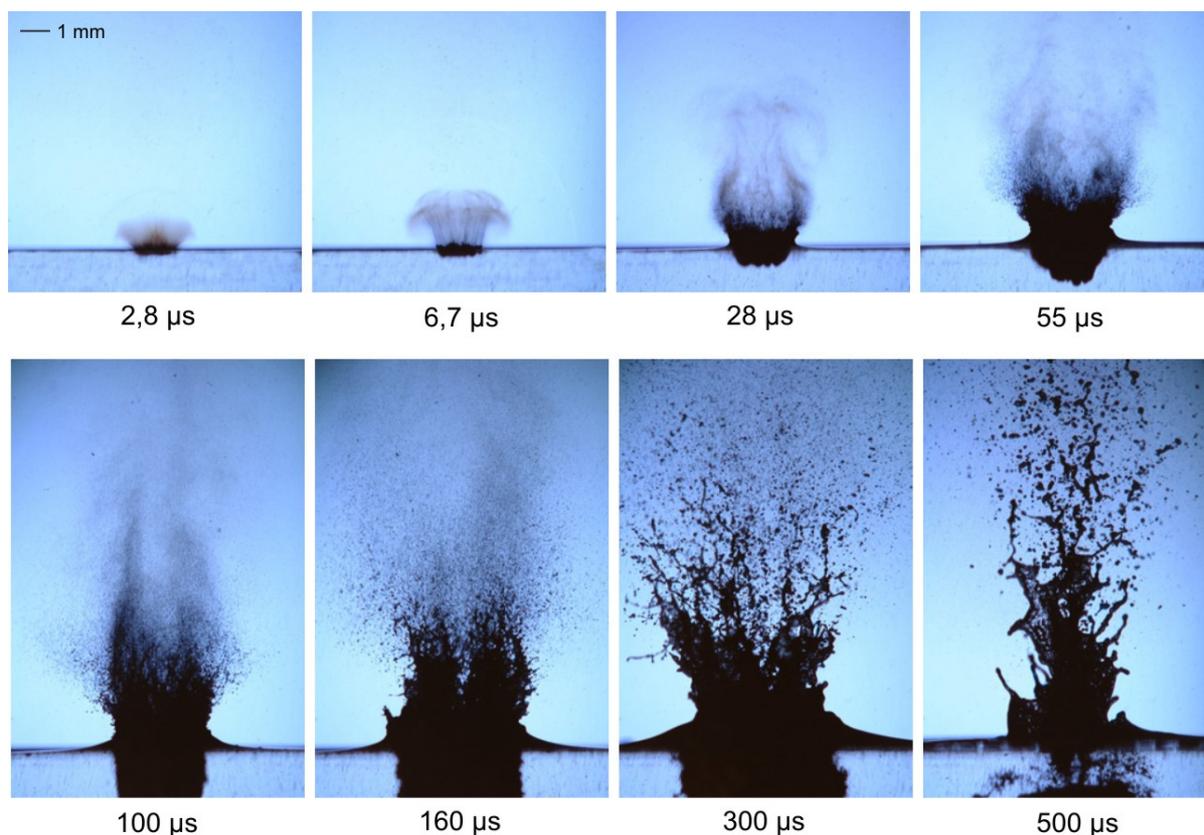


Abbildung 4.8. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von 50 J/cm², dargestellt im Hellfeldverfahren. Bei dieser Bestrahlung beginnt das Ablösen des Hohlraumes unterhalb der Wasseroberfläche, welches mit dem Kollaps der Wassersäule in Luft zusammenfällt.

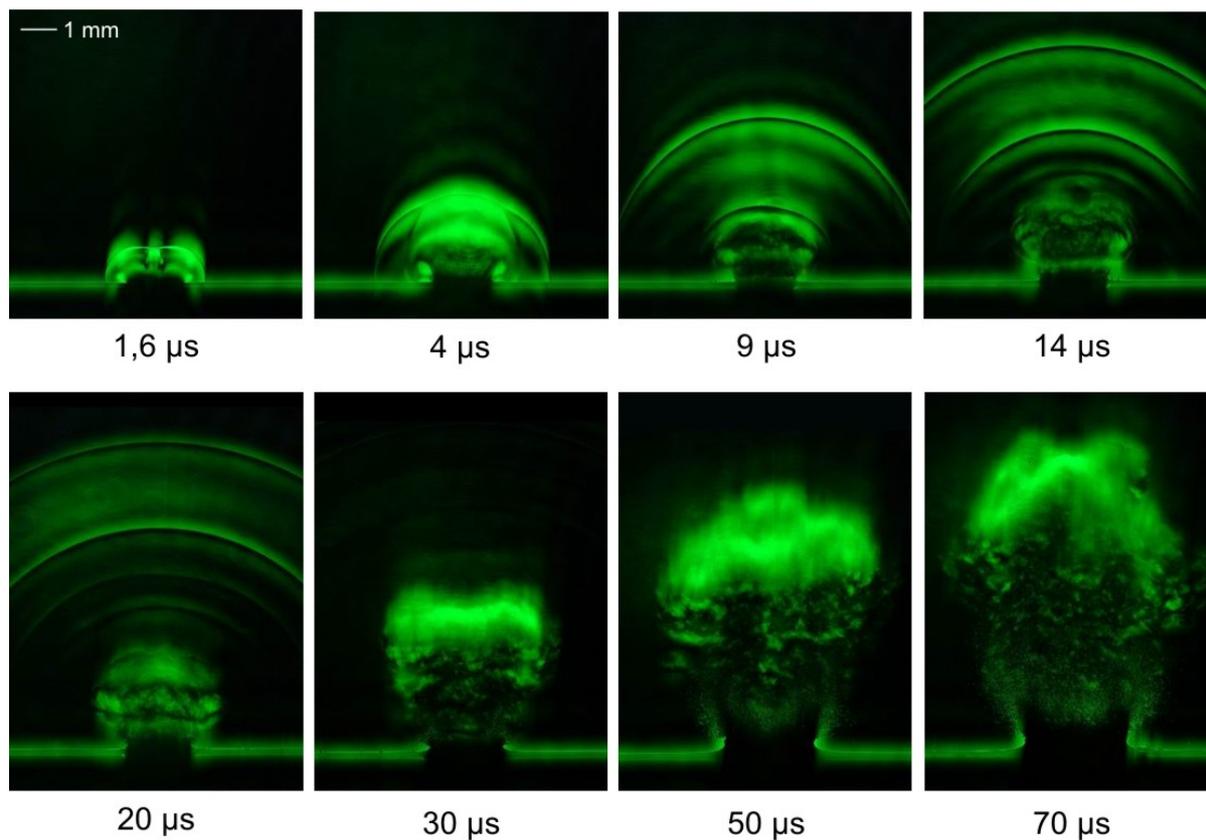


Abbildung 4.9. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von 50 J/cm^2 , dargestellt im Dunkelfeldverfahren. In der Anfangsphase tritt eine Vielzahl akustischer Transienten auf, an die sich eine massive Dampfbildung anschließt.

Die Dunkelfeldaufnahmen der ersten $70 \mu\text{s}$ der Wasserablation in Abbildung 4.9 zeigen zu Beginn des Laserpulses eine Reihe von akustischen Transienten, die durch die einzelnen Spikes des Laserpulses ausgelöst werden. Gleichzeitig entsteht während des gesamten Zeitraums parallel zum Tröpfchenauswurf in großer Menge Dampf, der sich mit hoher Geschwindigkeit von der Oberfläche weg bewegt.

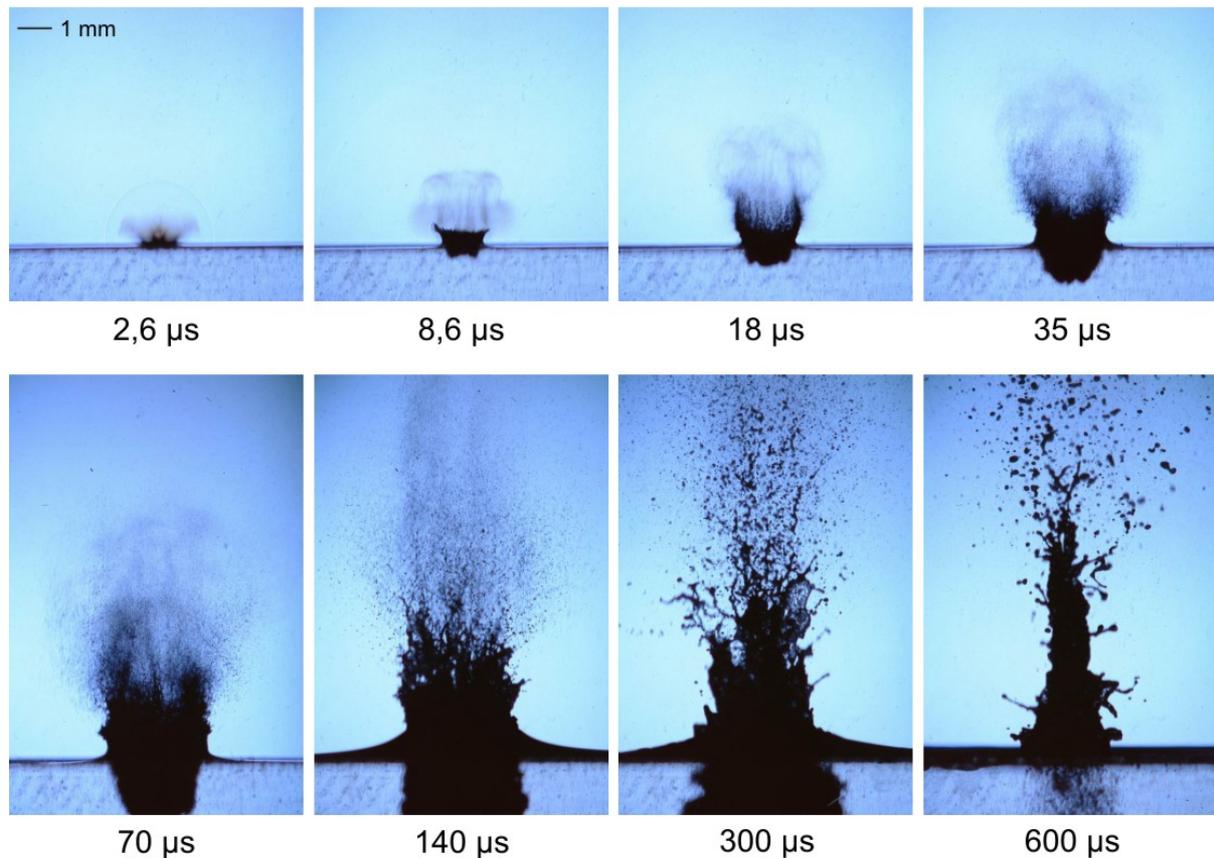
Bestrahlung von Wasser mit 100 J/cm^2 

Abbildung 4.10. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von 100 J/cm^2 , dargestellt im Hellfeldverfahren

Bei der Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von 100 J/cm^2 (Fleckgröße $1,2 \text{ mm}$) in Abbildung 4.10 treten die Rückstoßeffekte noch deutlicher und früher auf als bei 50 J/cm^2 . Der rückstoßbedingte Auswurf großer Wassertropfen beginnt nach etwa $35 \mu\text{s}$. Auf dem letzten gezeigten Bild nach $600 \mu\text{s}$ sieht man, dass der Kollaps der hohlen Wassersäule weiter vorangeschritten ist als bei einer Bestrahlung von 50 J/cm^2 . Von der abgelösten Blase unter der Wasseroberfläche ist bereits nichts mehr zu sehen, sie ist aus dem Blickfeld verschwunden.

4.1.2 Ablation von Leber bei einer Bestrahlung von 4,6 – 100 J/cm²

Bestrahlung von Leber mit 4,6 J/cm²

Bei der Bestrahlung von Leber mit 4,6 J/cm² (Fleckgröße 5 mm) zeigen sich die ersten Anzeichen eines Materialauswurfs wie bei Wasser nach 40 μ s (Abbildung 4.11) in Form eines Aufwölbens der Oberfläche. Anschließend werden nach 90 μ s lange Gewebefäden herausgeschleudert, die nach 160 μ s eine Länge von bis zu 4 mm aufweisen. Zum gleichen Zeitpunkt treten erstmals auch ansatzweise kleinere Partikel auf, die von ähnlicher Größe wie die Tröpfchen bei der Wasserablation sind. Die Partikel sind nach 240 μ s noch deutlich sichtbar und finden sich hier bereits im Abstand von einigen Millimetern zur Probenoberfläche. Nach 300 μ s nimmt die Partikeldichte an der Oberfläche deutlich ab, aber auch nach 400 μ s und damit 200 μ s nach Pulsende werden noch in geringem Umfange Teilchen ausgeworfen.

Die auftretenden Gewebefäden entstehen durch das Zerreißen der Gewebematrix infolge des Dampfdrucks im Gewebeinneren und sind somit Teil des primären Materialauswurfs. Sie sind daher zu unterscheiden von den Wassertropfen, die infolge des Rückstoßes bei der Ablation von Wasser und Leber bei höheren Bestrahlungen auftreten. Bei der Ablation von Wasser

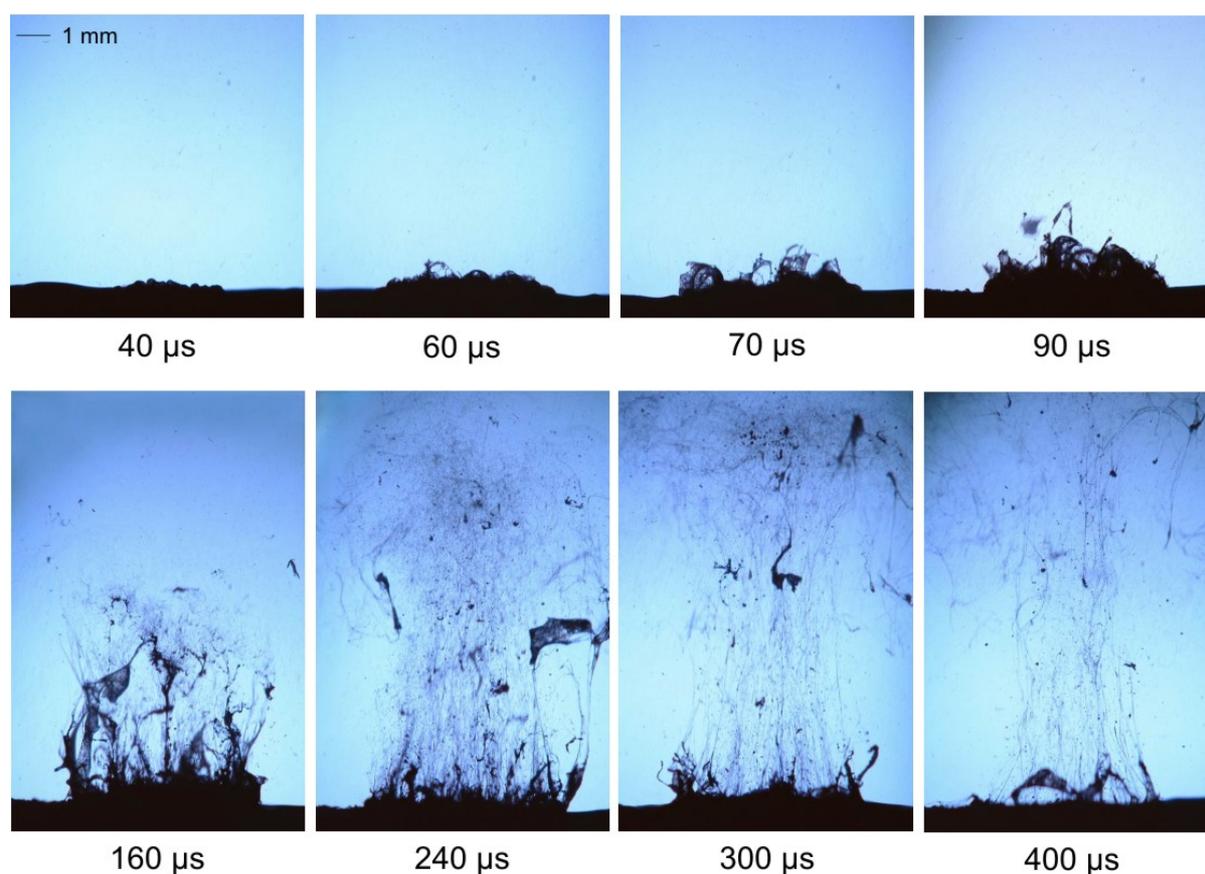


Abbildung 4.11. Ablation von Leber mit einer Bestrahlung von 4,6 J/cm², dargestellt im Hellfeldverfahren. Nach 40 μ s tritt bereits eine Veränderung der Probenoberfläche auf. Diese besteht in dem Aufwölben einer Schicht ausgetrockneten Materials. Kleinere Partikel werden erst nach 160 μ s bis 240 μ s sichtbar, zeitgleich mit dem Weggeworfenwerden der Fäden ausgetrockneten Gewebes.

treten erst bei Bestrahlungen ab 20 J/cm^2 deutliche rückstoßinduzierte Effekte auf (Abbildung 4.6). Die dabei ausgeworfenen Wassertropfen unterscheiden sich in ihrer Form deutlich von den Gewebefäden in Abbildung 4.11, die eine Länge von mehreren Millimetern aufweisen.

Bestrahlung von Leber mit 20 J/cm^2

Bei der in Abbildung 4.12 dargestellten Ablation von Leber mit 20 J/cm^2 (Fleckgröße $2,5 \text{ mm}$) erfolgt der Materialauswurf wie bei Wasser bereits während des ersten Laserspikes. Nach $2,6 \mu\text{s}$ beobachtet man eine Wolke relativ geringer Dichte aus Partikeln oder Wassertropfen, sowie eine Druckwelle im Abstand von etwa einem Millimeter zur Probenoberfläche, die allerdings weniger ausgeprägt erscheint als bei der Bestrahlung von Wasser.

Der Auswurf kleiner Partikel setzt sich nicht kontinuierlich fort, sondern stoppt bereits nach $8,6 \mu\text{s}$. Wie bei der Bestrahlung mit $4,6 \text{ J/cm}^2$ sieht man nun auch hier Gewebefäden, die aber deutlich kürzer sind als bei der geringeren Bestrahlung. Nach $80 \mu\text{s}$ zeigen sich erneut feine Gewebepartikel, die kleiner sind als die durch den ersten Spike ausgeworfenen Fragmente. Dieser Auswurf dauert bis etwa $240 \mu\text{s}$ an und ist während der gesamten Dauer mit größeren Partikeln vermischt. Nach $500 \mu\text{s}$ ist der Materialauswurf schließlich beendet.

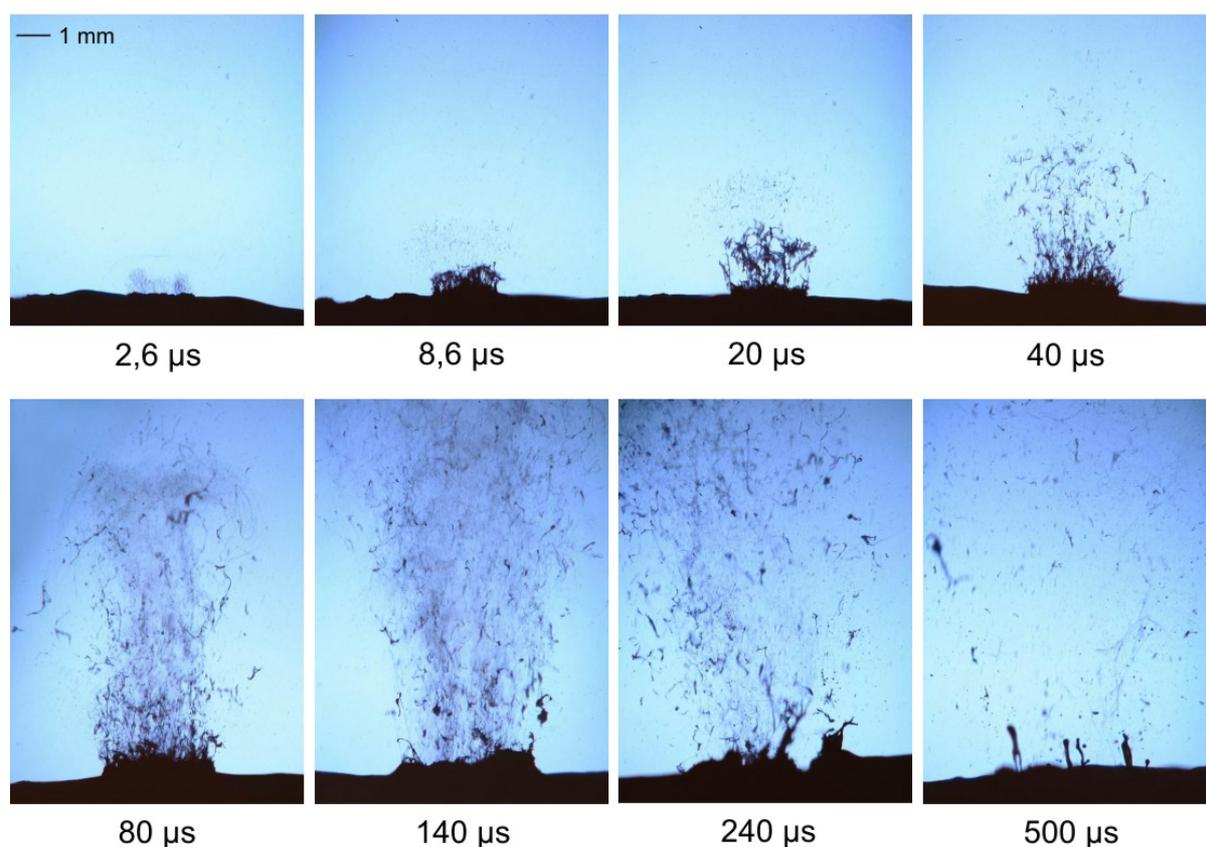


Abbildung 4.12. Ablation von Leber mit einer Bestrahlung von 20 J/cm^2 , dargestellt im Hellfeldverfahren. Wie bei Wasser setzt der Materialauswurf bereits nach dem ersten Spike ein, kommt aber im Anschluss daran vorübergehend zum Erliegen und wird durch den Auswurf der ausgetrockneten Gewebefäden überlagert. Erst nach $80 \mu\text{s}$ sind wieder feine Partikel sichtbar. Erstmals treten auch rückstoßinduzierte Effekte auf.

Nach 20 μs zeigt sich ein leichtes Aufwölben der Ränder des bestrahlten Areals, das nach 140 μs stark an Ausprägung zugenommen hat. Im Gegensatz zu den Gewebefäden zu Beginn des Laserpulses ist das Aufwölben analog zu Wasser auf den Rückstoß der primären Ablationsprodukte zurück zu führen. Dies führt zum Auswurf einiger großer Gewebeteilchen, die auf den Aufnahmen nach 140 und 500 μs zu sehen sind.

Bestrahlung von Leber mit 50 J/cm²

Bei der Bestrahlung von Leber mit 50 J/cm² (Fleckgröße 1,6 mm) beginnt der Materialauswurf in Form von relativ großen Partikeln ebenfalls während des ersten Spikes (Abbildung 4.13). Nach dem Ende des Spikes kommt der Auswurf kurzzeitig zum Erliegen und wird durch die Energiedeponierung durch den darauffolgenden Laserspikie wieder in Gang gesetzt. In der Hellfeldaufnahme nach 8 μs in Abbildung 4.13 zeigt sich diese Unterbrechung durch einen Streifen geringer Partikeldichte. Anschließend setzt sich der Materialauswurf kontinuierlich fort, wobei nach 16 μs auch größere Gewebefragmente auftreten. Nach etwa 30 μs werden zusätzlich sehr feine Gewebepartikel als feiner Schleier sichtbar. Bis zum Ende des Laserpulses ist der Auswurf kleiner Partikel mit größeren vermengt.

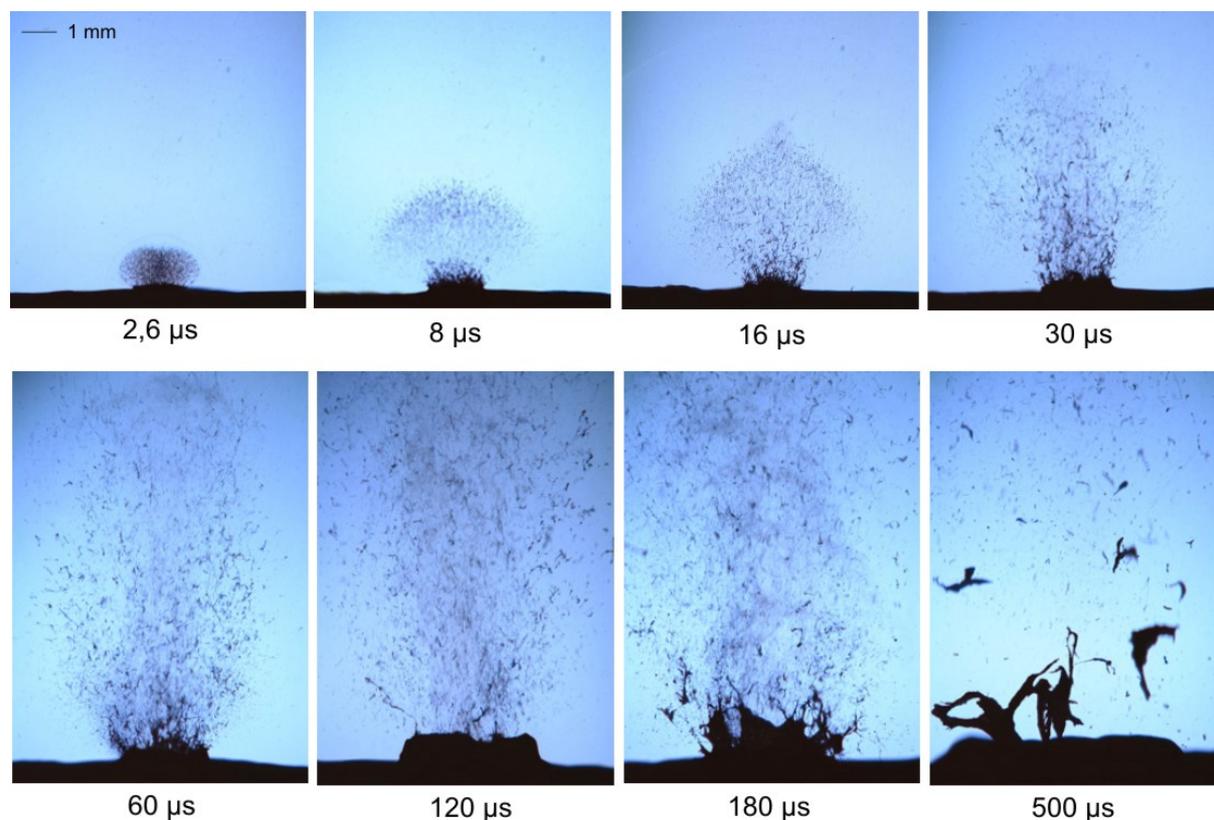


Abbildung 4.13. Ablation von Leber mit einer Bestrahlung von 50 J/cm², dargestellt im Hellfeldverfahren. Der Teilchenauswurf kommt im Gegensatz zu einer Bestrahlung von 20 J/cm² nur kurzzeitig zum Erliegen. Darüber hinaus treten massive Rückstoßeffekte ein.

Bei dieser Bestrahlung treten deutliche rückstoßinduzierte Effekte auf, die allerdings aufgrund der stabilisierenden Wirkung der Gewebematrix nach wie vor weniger stark ausgeprägt sind als bei der Ablation von Wasser mit gleicher Bestrahlung. Erste Ansätze von rückstoßinduzierten Effekten zeigen sich bereit nach dem ersten Spike in der Aufnahme nach 2,6 μs und sind nach 8 und 16 μs deutlich zu erkennen. Die Oberfläche der Probe bäumt sich nach 120 μs am Rande des bestrahlten Areals bis zu einer Höhe von 1 mm auf, bevor nach 180 μs ein rückstoßinduzierter Materialauswurf einsetzt und sehr große Gewebeteile weggeschleudert werden, deren nicht vollständig von der Probe gelösten Reste noch nach 500 μs sichtbar sind.

Bestrahlung von Leber mit 100 J/cm²

Bei einer Bestrahlung von 100 J/cm² setzt sich der durch den ersten Laserspike ausgelöste Materialauswurf kontinuierlich fort, wobei kaum noch größere Gewebefragmente auftreten und der Auswurf sehr feiner Partikel nach etwa 20 μs einsetzt (Abbildung 4.14). Der Partikel-auswurf endet nach etwa 200 μs zusammen mit dem Laserpuls.

Die rückstoßinduzierten Effekte sind gegenüber der Bestrahlung mit 50 J/cm² nochmals deutlich verstärkt. Bereits die Aufnahme nach 2,6 μs zeigt deutlich die Auswirkungen des

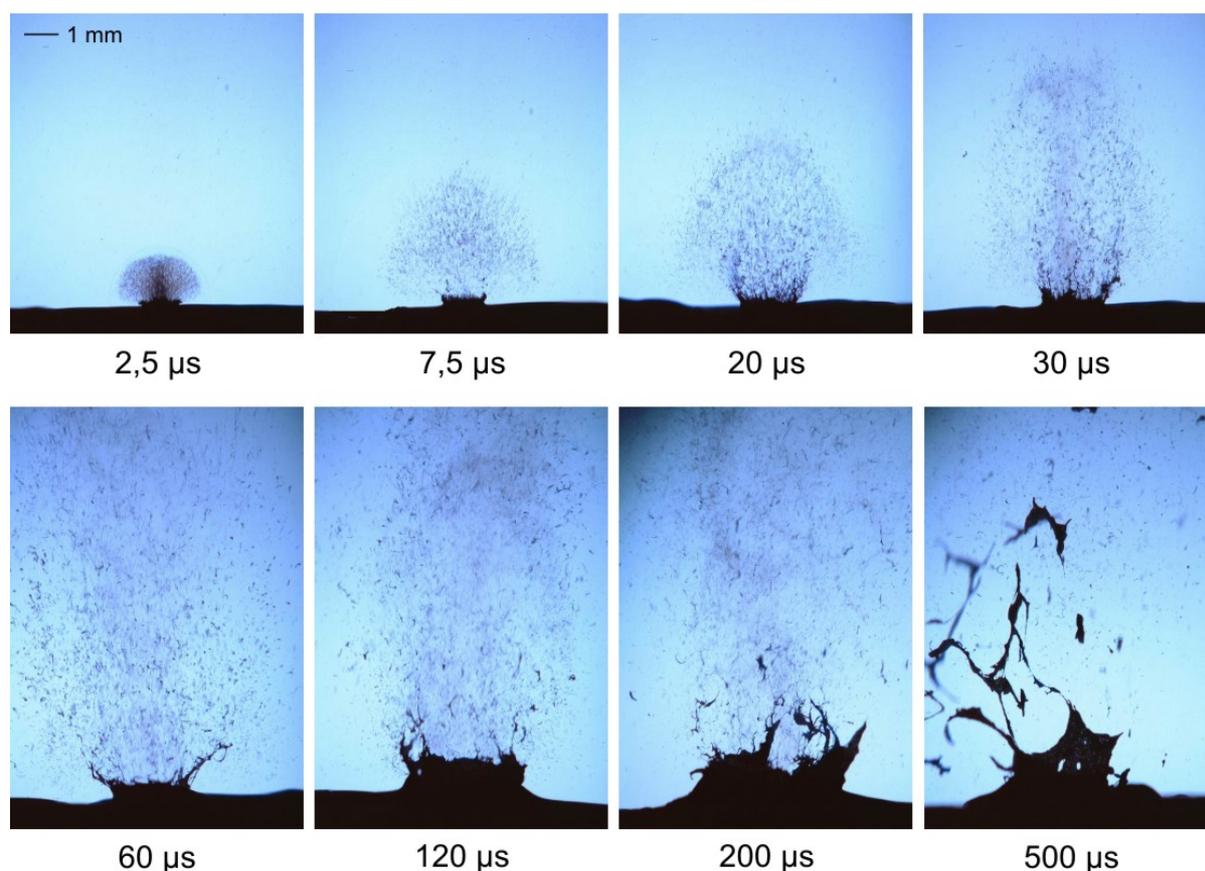


Abbildung 4.14. Ablation von Leber mit einer Bestrahlung von 100 J/cm², dargestellt im Hellfeldverfahren. Im Gegensatz zu geringeren Bestrahlungen treten hier keine Gewebefäden mehr auf und es kommt zu einem sehr deutlichen rückstoßinduzierten Materialauswurf.

Rückstoßes in Form einer ringförmigen Aufwölbung der Oberfläche am Rande des bestrahlten Areals. Nach etwa 20 μs werden durch den Rückstoßdruck kleinere Gewebefragmente herausgeschleudert, wohingegen nach etwa 120 μs deutlich größere Fragmente auftreten. Dabei bäumt sich die Oberfläche ringförmig bis zu einer Höhe von etwa 2 mm auf. Auch nach 500 μs ist der Prozess noch nicht beendet, sondern es werden nach wie vor Gewebeteile ausgeworfen.

4.1.3 Ablation von Haut bei Bestrahlungen von 4,6 – 100 J/cm²

Bestrahlung von Haut mit 4,6 J/cm²

Abbildung 4.15 zeigt die Ablation von Haut bei einer Bestrahlung von 4,6 J/cm² (Fleckgröße 5 mm). Der Materialauswurf beginnt nach etwa 40 μs wie bei Wasser und Leber in Form von sehr kleinen Partikeln oder Tröpfchen. Während der ersten 100 μs ist die Dichte der Wolke nur sehr gering und es zeigt sich in ihrem oberen Teil der Ansatz eines Ringwirbels. Im Anschluss daran treten nach etwa 100 μs erstmals auch größere Partikel in der Ablationswolke auf. Nach 160 μs nimmt die Teilchendichte im Bereich der Oberfläche deutlich zu. Die in dieser Phase ausgeworfenen Partikel bewegen sich sehr schnell und füllen bereits 60 μs später, also nach 220 μs , die gesamte Partikelwolke aus. Unmittelbar danach verringert sich der Partikelausstoß und die Aufnahme nach 300 μs zeigt nur noch eine geringe Partikeldichte,

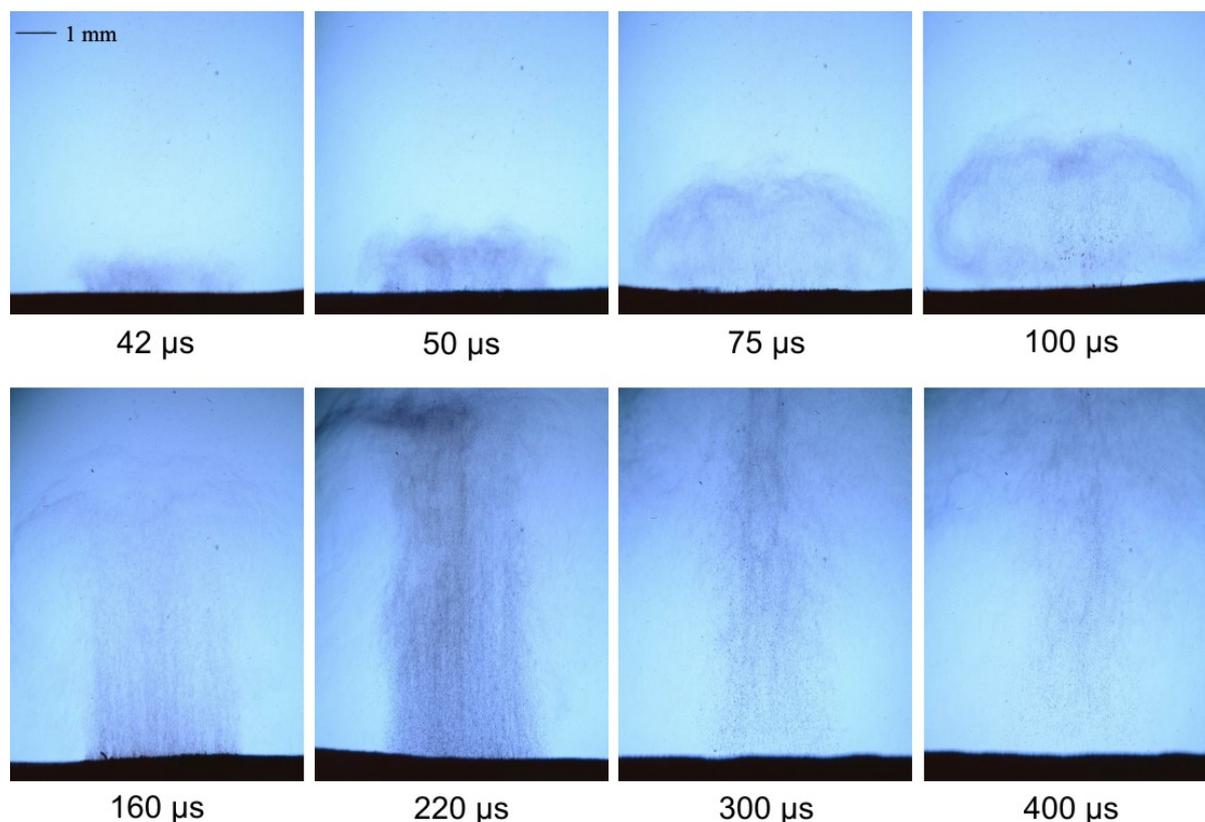


Abbildung 4.15. Ablation von Haut mit einer Bestrahlung von 4,6 J/cm², dargestellt im Hellfeldverfahren. Der Materialauswurf setzt nach 40 μs in Form von feinen Partikeln oder Tröpfchen ein und erreicht sein Maximum gegen Ende des Laserpulses nach 220 μs .

wobei sich insbesondere unmittelbar an der Oberfläche nur noch sehr wenige Teilchen finden. Nach $400\ \mu\text{s}$ ist die Partikeldichte weiter zurück gegangen und es treten keine Teilchen mehr an der Oberfläche auf. Der Materialauswurf ist zu diesem Zeitpunkt also vollständig zum Erliegen gekommen.

Aufgrund der hohen mechanischen Festigkeit des Gewebes gibt es keinerlei Anzeichen für rückstoßinduzierte Effekte bei der hier verwendeten Bestrahlung von $4,6\ \text{J}/\text{cm}^2$.

Bestrahlung von Haut mit $20\ \text{J}/\text{cm}^2$

Bei der Ablation von Haut mit $20\ \text{J}/\text{cm}^2$ (Fleckgröße $2,5\ \text{mm}$), deren Ablauf in Abbildung 4.16 dargestellt ist, setzt der Materialabtrag wie bei Wasser und Leber bereits während des ersten Laserspikes ein und zeigt sich in Form von Gewebepartikeln und einer abgestrahlten Druckwelle in der Aufnahme nach $2,6\ \mu\text{s}$. Allerdings wird bei der Ablation von Haut bei einer Bestrahlung von $20\ \text{J}/\text{cm}^2$ gerade erst die Schwelle für den Materialauswurf während des ersten Spikes erreicht, während bei Wasser und Leber eine Bestrahlung von etwa $14\ \text{J}/\text{cm}^2$ ausreichend ist.

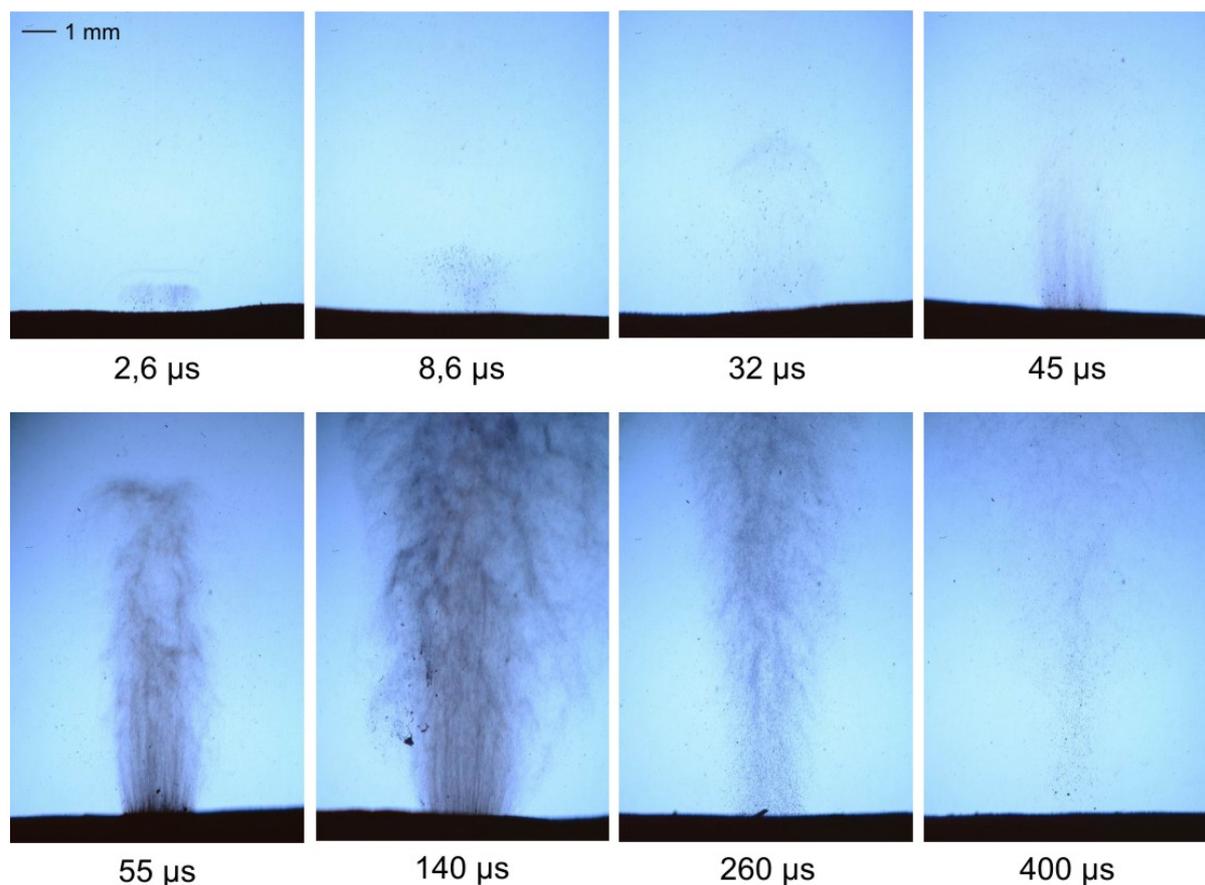


Abbildung 4.16. Ablation von Haut mit einer Bestrahlung von $20\ \text{J}/\text{cm}^2$, dargestellt im Hellfeldverfahren. Der Partikelauswurf kommt setzt nach $2,6\ \mu\text{s}$ ein, kommt dann aber wieder zum Erliegen und beginnt erneut nach $45\ \mu\text{s}$. Rückstoßeffekte treten nicht auf.

Nach $8,6 \mu\text{s}$ nimmt die Partikeldichte zunächst wieder ab, und nach $32 \mu\text{s}$ finden sich Partikel nur noch im Abstand von einigen Millimetern zur Oberfläche. Der Materialauswurf setzt erst nach $45 \mu\text{s}$ wieder ein. Die ausgeworfenen Partikel sind zu diesem Zeitpunkt deutlich kleiner als zu Beginn des Pulses und es treten lediglich vereinzelt größere Gewebefragmente auf. Die größte Partikeldichte wird nach $140 \mu\text{s}$ erreicht und klingt anschließend ab, wobei auch nach dem Ende des Laserpulses in der Aufnahme nach $260 \mu\text{s}$ noch ein deutlicher Materialauswurf sichtbar ist und dieser erst nach etwa $400 \mu\text{s}$ zum Erliegen kommt.

Auch bei einer Bestrahlung von 20 J/cm^2 sind keinerlei Anzeichen rückstoßinduzierter Effekte sichtbar, wohingegen bei der Ablation von Leber mit dieser Bestrahlung bereits ein Materialauswurf durch Rückstoß beobachtet wurde (Abbildung 4.12).

Bestrahlung von Haut mit 50 J/cm^2

Abbildung 4.17 zeigt, dass bei einer Bestrahlung von 50 J/cm^2 (Fleckgröße $1,6 \text{ mm}$) der während des ersten Spikes begonnene Materialauswurf zwar nicht zum Erliegen kommt, nach etwa $10 \mu\text{s}$ aber eine Phase mit deutlich geringerer Partikeldichte auftritt. Anschließend setzt nach $22 \mu\text{s}$ die zweite Phase des Materialauswurfs mit einer Wolke aus deutlich kleineren Partikeln ein, die von wenigen größeren Partikeln durchsetzt ist. Die Dichte dieser Wolke nimmt weiter zu und erreicht nach $100 \mu\text{s}$ ihr Maximum. Am Ende des Laserpulses nach $200 \mu\text{s}$ werden bereits deutlich weniger Teilchen ausgeworfen und nach $300 \mu\text{s}$ findet fast kein Auswurf mehr statt. Somit endet der Materialauswurf etwas früher als bei einer Bestrahlung von 20 J/cm^2 , bei der erst nach $400 \mu\text{s}$ ein ähnliches Bild auftritt.

Auch bei dieser Bestrahlung reicht der Rückstoß der Ablationsprodukte nicht aus, in der Probe einen zusätzlichen Materialauswurf oder auch nur eine Aufwölbung am Rande der Ablationszone hervorzurufen.

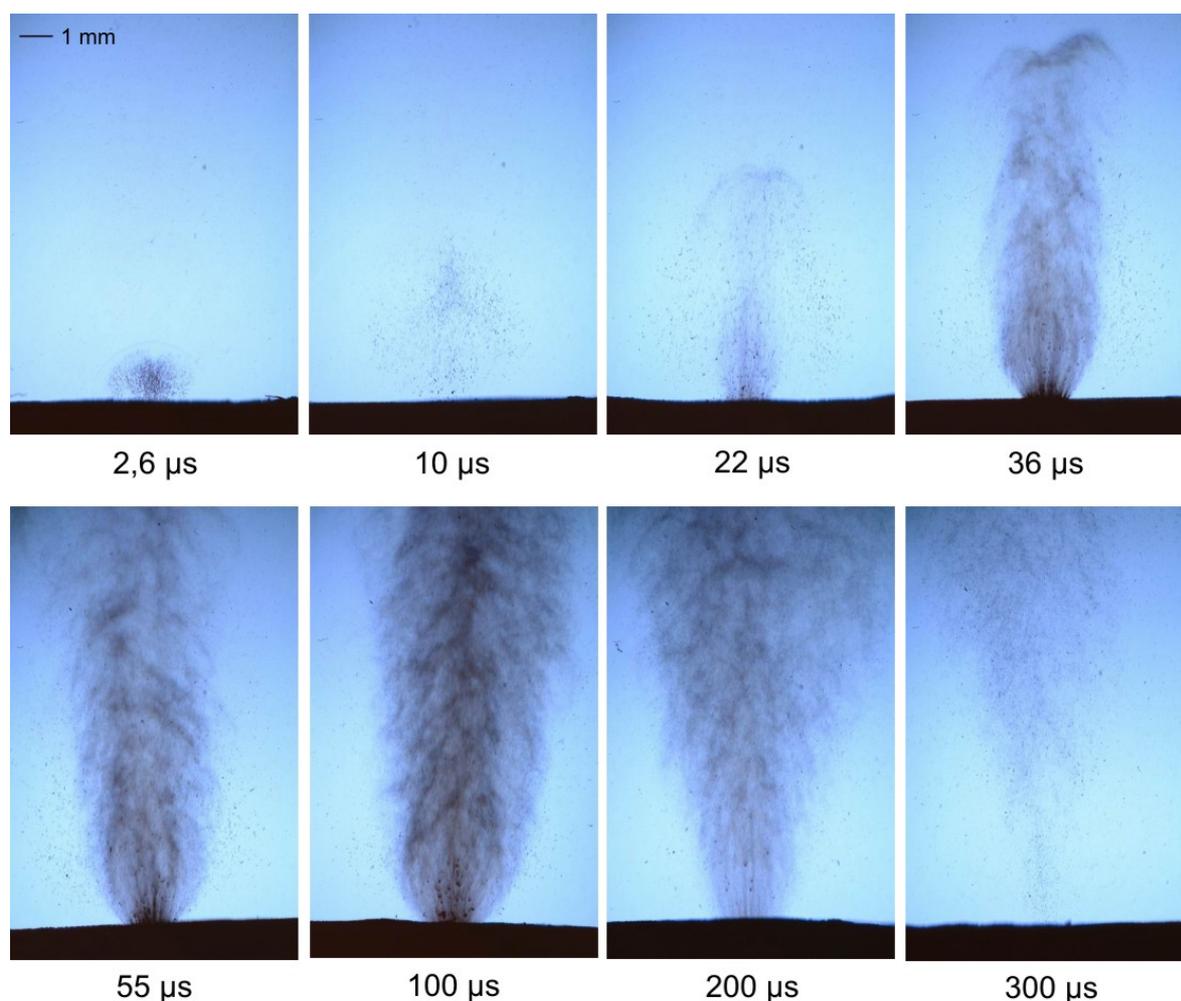


Abbildung 4.17. Ablation von Haut mit einer Bestrahlung von 50 J/cm^2 , dargestellt im Hellfeldverfahren. Es treten zwei unterschiedliche Teilchengrößen auf, große zu Beginn und kleinere nach $22 \mu\text{s}$

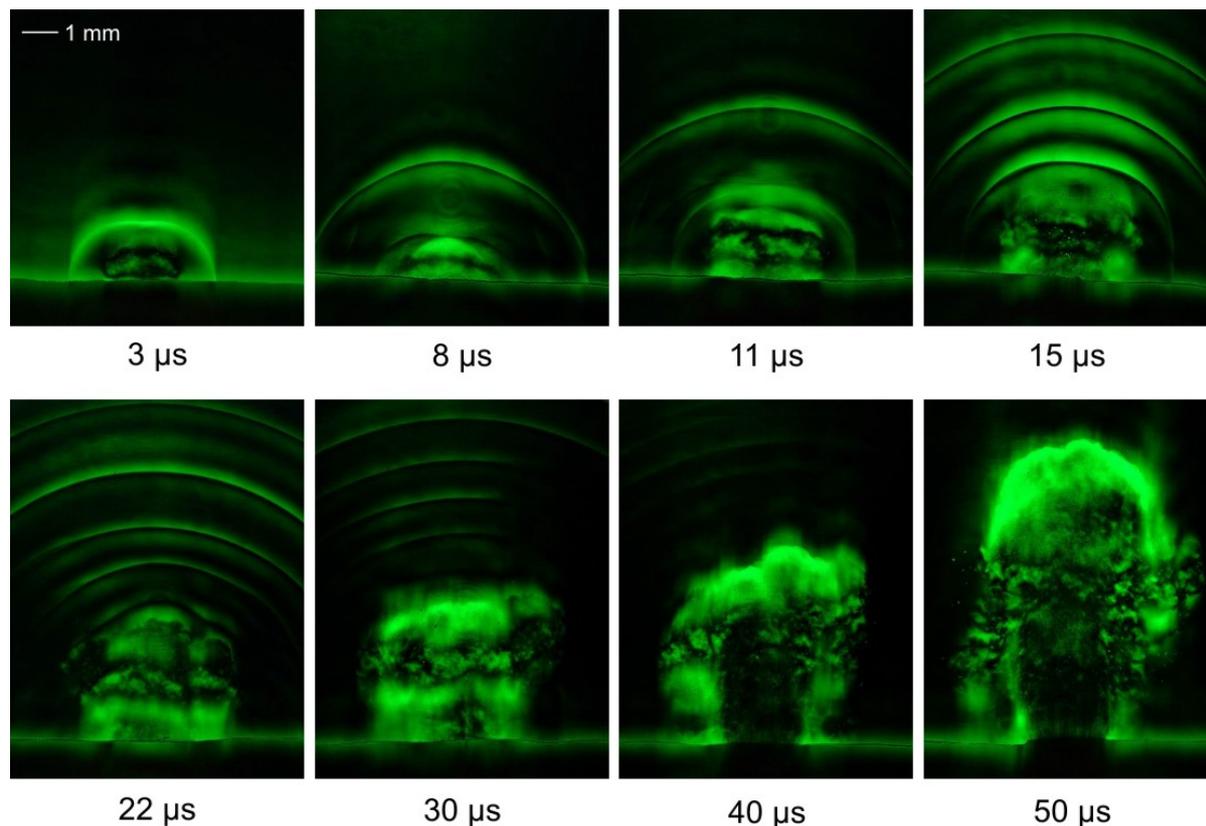


Abbildung 4.18. Ablation von Haut mit einer Bestrahlung von 50 J/cm^2 , dargestellt im Dunkelfeldverfahren. Man erkennt deutlich die in der Anfangsphase entstehenden Drucktransienten, die durch die Spikes des Lasers hervorgerufen werden. Zusätzlich ist eine massive Dampfentwicklung zu sehen, die in den Hellfeldaufnahmen nicht dargestellt wird.

Um zusätzlich zum Partikel auswurf auch die bei der Hautablation entstehenden Phasenobjekte zu visualisieren, wurde bei der Bestrahlung von 50 J/cm^2 die Ablationsdynamik exemplarisch auch im Dunkelfeldverfahren dargestellt. Bei der Betrachtung der Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.18 erkennt man, dass auch bei der Ablation von Haut während der ersten $22 \mu\text{s}$ eine Reihe von Druckwellen entsteht, die zeitgleich mit den einzelnen Spikes des Laserpulses auftreten. Während des gesamten Zeitraums tritt an der Hautoberfläche eine deutliche Dampfentwicklung auf. Die Ablationswolke expandiert dabei bevorzugt senkrecht zur Oberfläche, ohne dass eine Ringwirbelbildung zu erkennen wäre. Die Dampf wolke bewegt sich zwischen den Aufnahmen nach $40 \mu\text{s}$ und $50 \mu\text{s}$ um eine deutlich größere Wegstrecke fort als zwischen $30 \mu\text{s}$ und $40 \mu\text{s}$. Damit tritt in etwa zeitgleich zum deutlichen Anstieg des Partikel auswurfs, der in der Hellfeldaufnahme nach $36 \mu\text{s}$ zu sehen ist (Abbildung 4.17), auch eine verstärkte Dampfentwicklung ein.

Bestrahlung von Haut mit 100 J/cm^2

Die Hellfeldaufnahmen der Bestrahlung von Haut mit 100 J/cm^2 in Abbildung 4.19 zeigen einen kontinuierlichen Partikelauswurf, bei dem, wie auch schon bei den geringeren Bestrahlungen, während des ersten Spikes zunächst relativ große Teilchen ausgeworfen werden und anschließend in einer zweiten Phase nach etwa $10 \mu\text{s}$ der Auswurf deutlich feinerer Partikel beginnt. Es tritt keine sichtbare Unterbrechung oder Abschwächung des Materialauswurf auf, die beiden Phasen gehen nahezu nahtlos in einander über. Das Maximum der Partikelemission wird bereits nach $60 \mu\text{s}$ erreicht, anschließend nimmt die Rate des Materialauswurf kontinuierlich ab und kommt bereits nach $280 \mu\text{s}$ zum Erliegen.

Nach $200 \mu\text{s}$ zeigt sich einmalig ein Aufwölben der Oberfläche, was möglicher Weise auf den Rückstoß der Ablationsprodukte zurückzuführen ist. Allerdings tritt eine derartige Oberflächenverformung bei der Ablation von Haut auch bei hohen Bestrahlungen nur sehr selten auf.

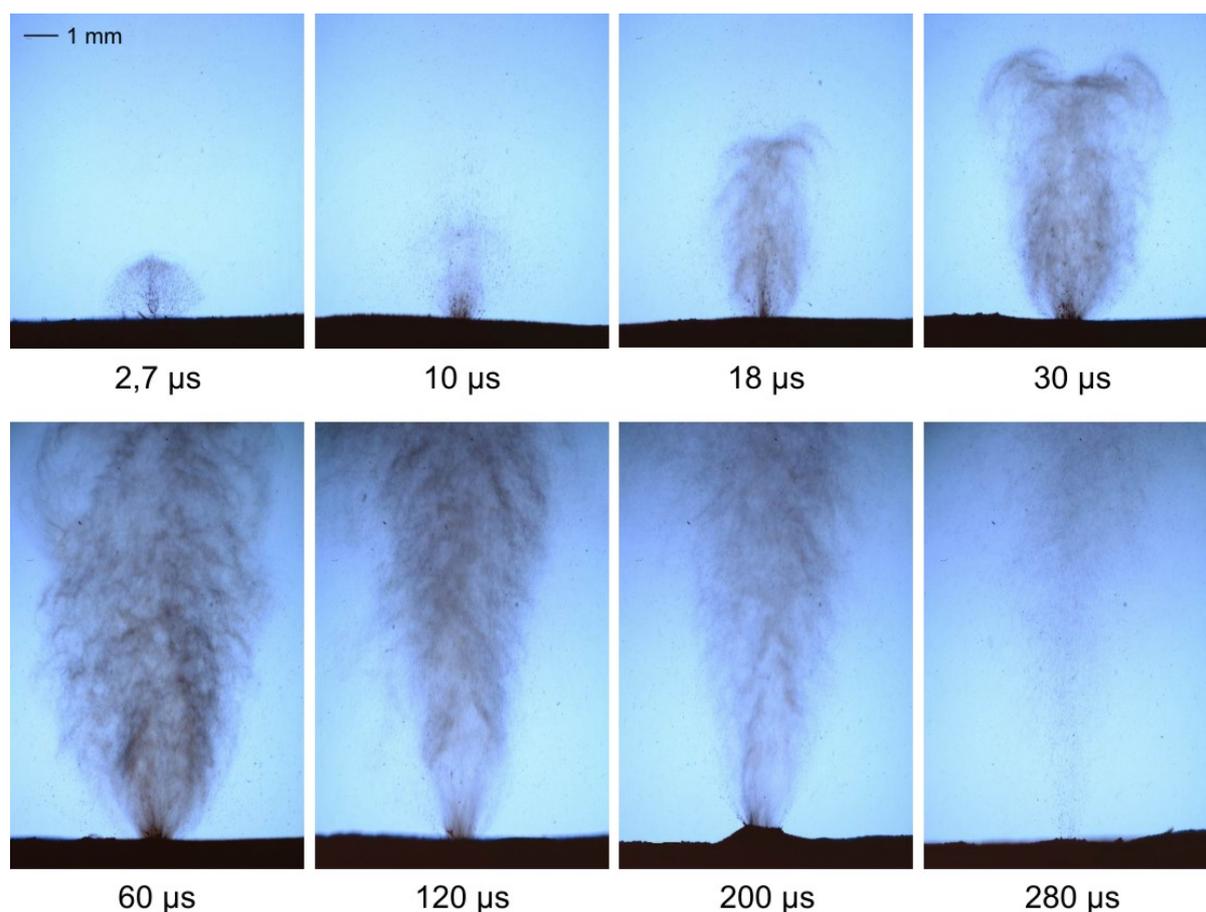


Abbildung 4.19. Hellfeldaufnahmen an Haut bei 100 J/cm^2 , aufgenommen im Hellfeldverfahren. Die Aufwölbung in der Aufnahme nach $200 \mu\text{s}$ ist möglicherweise auf den Rückstoßdruck zurück zu führen. Dieses Phänomen tritt allerdings bei der Ablation von Haut nur sehr selten auf und wird möglicherweise durch eine lokale Materialschwäche begünstigt.

4.2 Diskussion der Ablationsdynamik mit freilaufenden Laserpulsen

Der Ablauf der Ablationsdynamik kann in mehrere Phasen unterteilt werden. Bei niedrigen Bestrahlungen beginnt die Ablation mit der subablative Phase, in der akustische Transienten ohne den Einfluss eines Phasenübergangs allein durch Ausdehnung der erwärmten Luft nahe der beobachteten Probenoberfläche entstehen. Danach beginnt die erste Form des Phasenübergangs, die durch Oberflächenverdampfung und, in geringem Maße, auch durch normales Kochen gekennzeichnet ist. Aufgrund der hohen Rate der Energiedeposition durch den Laserpuls erfolgt eine Überhitzung des Gewebewassers, die anschließend in eine Phasenexplosion mündet und einen Materialauswurf in Form von Wassertröpfchen oder Gewebepartikeln hervorruft. Aus der Phasenexplosion resultiert eine rasche Expansion der aus Partikeln und Dampf bestehenden Ablationswolke, die wiederum eine Stoßwelle erzeugt. Bei Wasser und Leber führt der Rückstoß der primären Ablationsprodukte zu einem zweiten rückstoßinduzierten Materialauswurf, der neben der Darstellung in diesem Abschnitt ausführlich in Kapitel 5 behandelt wird.

Die einzelnen Phasen der Ablationsdynamik und der dabei erzeugten akustischen Transienten werden im folgenden für die verschiedenen Probenmaterialien diskutiert.

4.2.1 Subablative Phase

Bei der Ablation von Wasser mit 2 J/cm^2 zeigen die Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.1 nach $2,6 \mu\text{s}$ eine akustische Transiente, die sich im weiteren Verlauf mit konstanter Geschwindigkeit von der Oberfläche weg bewegt. Diese Transiente wird durch den in Abschnitt 2.4.1 behandelten Effekt des thermischen Kolbens hervorgerufen. Die Energiedeposition durch den ersten Spike des Laserpulses führt zu einer rapiden Erwärmung einer dünnen Schicht an der Probenoberfläche und überträgt sich durch Wärmeleitung teilweise auf die darüber liegende Luftschicht. Der schnelle Temperaturanstieg bewirkt eine rasche Expansion der erwärmten Luft, die sich anschließend als Druckwelle in die Umgebung ausbreitet. Ein Phasenübergang kann als Ursache für diese Druckwelle ausgeschlossen werden, da zum Zeitpunkt der Transientenentstehung weder eine signifikante Dampfbildung noch der Auswurf von Wassertröpfchen stattgefunden hat (Abbildung 4.2).

Auch die nachfolgenden Spikes des Laserpulses vermögen bei hinreichend starker und schneller Energiedeposition akustische Transienten durch den thermischen Kolben auszulösen. Die Aufnahmen bei einer Bestrahlung von $4,6 \text{ J/cm}^2$ in Abbildung 4.5 zeigen nach $10 \mu\text{s}$ und $20 \mu\text{s}$ zwei Transienten, die durch die ersten beiden Spikes des Laserpulses entstanden sind und sich zum Aufnahmezeitpunkt bereits einige Millimeter von der Oberfläche entfernt haben. Bei noch höheren Bestrahlungen ($20 - 100 \text{ J/cm}^2$) treten zwar ebenfalls eine oder mehrere Druckwellen auf (z.B. Abbildung 4.9), doch werden diese nicht durch den Effekt des thermischen Kolbens verursacht, da hier der Materialauswurf bereits während des ersten Spikes des Laserpulses einsetzt.

Bei Bestrahlungen von 2 und $4,6 \text{ J/cm}^2$ entfernen sich die beobachteten akustischen Transienten mit normaler Schallgeschwindigkeit von der Wasseroberfläche. Hieraus lässt sich

schließen, dass der Maximaldruck der Transienten nur geringfügig höher ist als der Umgebungsdruck, da andernfalls eine erhöhte Ausbreitungsgeschwindigkeit durch nichtlineare Effekte der Schallausbreitung auftreten würde (Abschnitt 2.4.2).

4.2.2 Oberflächenverdampfung

Bei allen Bestrahlungen wird die Bildung von Dampf an der Probenoberfläche beobachtet, bevor der Materialauswurf einsetzt. Die Dampfbildung beruht vorwiegend auf Ungleichgewichts-Oberflächenverdampfung (Abschnitt 2.2.3). Da sich aufgrund der raschen Aufheizung der Probenoberfläche kein Gleichgewicht zwischen Oberflächentemperatur und Dampfdruck oberhalb der Probe ausbilden kann, erfolgt der Phasenübergang durch Oberflächenverdampfung sehr rasch und bezieht eine erheblich größere Probenmasse mit ein als dies im thermodynamischen Gleichgewicht möglich wäre [52].

Die Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.2 und 4.3 zeigen, dass die Dampfbildung bei der Bestrahlung von Wasser mit 2 J/cm^2 nach etwa $30 \text{ }\mu\text{s}$ einsetzt und sich zum Zeitpunkt des Materialauswurfs nach $100 \text{ }\mu\text{s}$ (Abbildung 4.2) bereits eine Dampf Wolke mit einer Schichtdicke von 2 mm gebildet hat. Bei einer erhöhten Bestrahlung von $4,6 \text{ J/cm}^2$ tritt bereits nach $10 \text{ }\mu\text{s}$ an der Oberfläche eine deutliche Dampfschicht auf (Abbildung 4.5), bevor nach $40 \text{ }\mu\text{s}$ die ersten Wassertröpfchen auftreten (Abbildung 4.4).

Zum Zeitpunkt der einsetzenden Dampfbildung nach $10 \text{ }\mu\text{s}$ hat die Temperatur bei dieser Bestrahlung nach Berechnungen von Nahen [2] gerade die 100° C überschritten, so dass sowohl Oberflächenverdampfung als auch normales Kochen zur Dampfbildung beitragen können. Unterhalb von 100° C ist die Oberflächenverdampfung der einzig mögliche Prozess, der zur Dampfentstehung führen kann, aber auch bei höheren Temperaturen überwiegt zunächst die Verdampfung gegenüber dem normalen Kochen. Die Ursache hierfür ist eine Erhöhung des Siedepunktes durch die geringe Größe der heterogenen Siedekeime, die den Anteil des Kochens an der Dampfentstehung herabsetzt. Zur Verdampfung der Flüssigkeit in dieses Siedekeime hinein muss neben dem Atmosphärendruck auch die Oberflächenspannung der Gasbläschen überwunden werden. Unter der Annahme, dass der maximale anfängliche Blasenradius der optischen Eindringtiefe in der Flüssigkeit entspricht, ergibt sich eine Siedepunkterhöhung auf 143° C [2]. Daraus folgt, dass bei einer Temperatur von 100° C , wie sie nach $10 \text{ }\mu\text{s}$ erreicht ist, nur eine verschwindend geringe Dampfmenge durch normales Kochen entstehen kann und somit die beobachtete Dampf Wolke durch Oberflächenverdampfung entstehen muss.

Weil die Oberflächenverdampfung bei Er:YAG Laserpulsen außerhalb des thermischen Gleichgewichts abläuft, ruft sie durch den Rückstoß der Moleküle eine Druckerhöhung hervor, die ebenfalls die Siedetemperatur heraufsetzt und den Beitrag des Kochens an der Dampfentstehung verringert (Abschnitt 2.2.4). Bei freilaufenden Laserpulsen besteht dieses Ungleichgewicht, solange die Oberflächenverdampfung dominiert. Erst nach dem Einsetzen der Phasenexplosion gibt es ein ungefähres Gleichgewicht zwischen Energiezufuhr und Energieabfuhr.

4.2.3 Primärer Materialauswurf

4.2.3.1 Einsetzen der Phasenexplosion

Wenn die Energiezufuhr durch die Laserbestrahlung rascher erfolgt als die Energieabfuhr durch Oberflächenverdampfung, wird das Probenmaterial bis an die spinodale Grenze überhitzt und es setzt eine Phasenexplosion ein (Abschnitt 2.2.5), die aus schlagartiger Verdampfung der Flüssigkeit bei gleichzeitigem Auswurf kondensierter Materie besteht. Dieser primäre Materialauswurf wird durch den Phasenübergang des Gewebewassers hervorgerufen und erfolgt in Form von kleinen Gewebepartikeln, bzw. in Form von Wassertröpfchen bei der Bestrahlung von reinem Wasser. Das Auftreten eines Materialauswurfs ist ein eindeutiges Zeichen für eine Phasenexplosion, da die beiden anderen möglichen Phasenübergänge, Oberflächenverdampfung und normales Kochen, lediglich zu einer Verdampfung der Flüssigkeit und nicht zum Auftreten von Gewebepartikeln oder Wassertröpfchen führen. Bei allen in Abschnitt 4.1 dargestellten Bildserien mit Bestrahlungen von 2 bis 100 J/cm² findet sowohl bei Wasser als auch bei Leber und Haut ein Materialauswurf und somit auch eine Phasenexplosion statt, die bei Bestrahlungen oberhalb von 20 J/cm² bereits durch die Energiedeposition während des ersten Laserspikes ausgelöst wird.

Eine Phasenexplosion erfordert das Aufheizen der Gewebeflüssigkeit bis zur spinodalen Grenze, die bei Normaldruck bei einer Temperatur von 305° C erreicht wird (Abschnitt 2.2.5). Dies ist, wie bereits erwähnt, nur dann möglich, wenn die Rate der Energiedeposition durch den Laser die Energieabfuhr durch Oberflächenverdampfung und normales Kochen übersteigt. Bei freilaufenden Laserpulsen muss darüber hinaus noch der Einfluss der Wärmeleitung berücksichtigt werden, die dem Aufbau eines Temperaturgradienten entgegenwirkt.

Die minimale Bestrahlung, die für das Auftreten einer Phasenexplosion erforderlich ist, wurde bei der Ablation von reinem Wasser mit freilaufenden Er:YAG Laserpulsen anhand der Bildserien zu 2 J/cm² bestimmt. Die Hellfeldaufnahmen in Abbildung 4.2 zeigen, dass bei dieser Bestrahlung der Auswurf von Tröpfchen nach 100 µs zunächst an einzelnen Stellen des bestrahlten Areals auftritt und nach etwa 180 µs die gesamte Fläche erfasst. Die Ursache für diese Inhomogenität liegt in den zeitlichen und räumlichen Schwankungen des Laserstrahlprofils, welches eine leicht ungleichmäßige Erwärmung der Flüssigkeit bewirkt.

Wird die Bestrahlung von Wasser auf 4,6 J/cm² erhöht, so setzt der Tröpfchenauswurf bereits nach 40 µs ein (Abbildung 4.4). Der theoretische Zeitpunkt für das Erreichen der spinodalen Grenze ($T = 305^\circ \text{ C}$ bei $p = 0,1 \text{ MPa}$) liegt bei dieser Bestrahlung unter Berücksichtigung der Wärmeleitung nach Berechnungen von Nahen [2] bei 21,5 µs. Die Diskrepanz zwischen dem berechneten und dem experimentell ermittelten Zeitpunkt lässt sich dadurch erklären, dass bei den Berechnungen die Energieabfuhr durch Oberflächenverdampfung und normales Kochen sowie die rückstoßinduzierte Druckerhöhung in der Probe nicht berücksichtigt wurden.

Bei Bestrahlungswerten ab 20 J/cm² setzt der Materialauswurf bei Wasser, Leber und Haut bereits nach dem ersten Spike des Laserpulses ein, der bei einer Halbwertsbreite von 1 µs

etwa 1,4 % der gesamten Pulsenergie enthält (Abschnitt 3.1.1). Somit erfolgt die Ablation zu Beginn des gesamten Laserpulses quasi mit Pulsdauern von $1 \mu\text{s}$ und damit unter thermischem Einschluss. Der auf den gesamten Laserpuls bezogene Schwellwert für den Materialauswurf nach dem ersten Spike bei der Bestrahlung von Wasser wurde experimentell zu 14 J/cm^2 bestimmt und entspricht damit einer effektiven Bestrahlung von $0,2 \text{ J/cm}^2$ während des ersten Spikes. Berechnet man die Energiedichte infolge der Laserbestrahlung, so kann die Wärmeleitung aufgrund des thermischen Einschlusses vernachlässigt werden. Die Dicke der erwärmten Schicht erhöht sich allerdings infolge des Ausbleichens des Wassers von $0,8 \mu\text{m}$ bei Normalbedingungen auf jetzt $1,5 \mu\text{m}$ (Abschnitt 2.1.4). Unter diesen Umständen ergibt sich in der erwärmten Schicht eine mittlere Energiedichte von $1,33 \text{ kJ/cm}^2$. Dieser Wert stimmt sehr gut mit der Energiedichte von $1,27 \text{ kJ/cm}^3$ überein, die erforderlich ist, um die Flüssigkeit von der Raumtemperatur bis zur spinodalen Grenze aufzuheizen (Abschnitt 2.2.5). Diese Überlegung bestätigt die Interpretation, dass der während des ersten Spike bei Bestrahlungen oberhalb von 14 J/cm^2 auftretende Materialauswurf auf eine Phasenexplosion zurückzuführen ist.

Die Abnahme der Energiedichte in der Tiefe entspricht unter normalen Umständen einem exponentiellen Verlauf (Abschnitt 2.1.3). Hieraus folgt, dass die Energiedichte in der obersten Schicht höher ist als der durchschnittliche Wert von $1,27 \text{ kJ/cm}^3$, so dass in der angestellten Betrachtung die Temperatur hier bereits die spinodale Grenze überschritten haben muss, ohne dass eine Phasenexplosion stattgefunden hat. Der explosive Phasenübergang in der obersten Schicht wird möglicherweise durch die Kühlung infolge der Oberflächenverdampfung und der rückstoßbedingten Druckerhöhung verzögert (Abschnitt 2.2.7). Dieser Effekt bewirkt, dass die maximale Temperatur erst in einer gewissen Tiefe erreicht wird, in der auch die Phasenexplosion zuerst einsetzt.

4.2.3.2 Ablationsdynamik nach Beginn der Phasenexplosion

In allen hier betrachteten Fällen endet die Energiezufuhr durch den Laser nicht mit dem Einsetzen der Phasenexplosion, sondern dauert noch bis zu $200 \mu\text{s}$ lang weiter an. Der Fortgang der Ablationsdynamik wird dabei weiterhin von der Rate der Energiedeposition beeinflusst. Es fällt auf, dass bei der Ablation von Wasser mit Bestrahlungen von $20 - 100 \text{ J/cm}^2$ die Wolke kurz nach dem Einsetzen der Phasenexplosion im oberen Teil transparent wird, was darauf schließen lässt, dass diese vollständig aus Dampf besteht. (Abbildung 4.6, 4.8 und 4.10). Allerdings kann die hohe Rate der Energiezufuhr während der Laserbestrahlung nicht allein durch Oberflächenverdampfung, sondern nur durch einen Phasenübergang ausgeglichen werden. Es stellt sich also die Frage, auf welche Weise im Probenvolumen Energiedichten erreicht werden, die eine vollständige Verdampfung ohne Teilchenauswurf ermöglichen. Bei Normaldruck erfolgt eine Phasenexplosion spätestens bei $T = 305^\circ \text{C}$ und erfordert eine Energiedichte von $1,27 \text{ kJ/cm}^3$. Die vollständige Verdampfungsenthalpie von Wasser dagegen beträgt $2,53 \text{ kJ/cm}^3$ und ist im Wasser erst dann enthalten, wenn es auf 587°C erhitzt wird. Das Erreichen solch hoher Überhitzungsgrade erfordert eine Druckerhöhung in der Probe auf Werte oberhalb des kritischen Druck ($p = 22 \text{ MPa}$). Solch hohe Druckwerte können im Verlauf des Ablationsprozesses erreicht werden, weil die Phasenexplosion an der Probenoberflä-

che mit einem beträchtlichen Druckanstieg verbunden ist (Abschnitt 2.2.7), der zu einem Anstieg der druckabhängigen spinodalen Temperatur in den darunter liegenden Schichten führt, so dass hier eine höhere Energiedichte erforderlich ist, um eine Phasenexplosion hervorzurufen. Die bei erhöhter Energiedichte ablaufende Phasenexplosion bewirkt einen erheblichen Rückstoßdruck, der seinerseits zu einer weiteren Erhöhung der Energiedichte in der Probe führt. Dieser Vorgang setzt sich solange fort, wie die Leistung des Laserpulses ansteigt. Er erklärt die Transparenz der Ablationswolke bei Wasserablation mit freilaufenden Er:YAG Laserpulsen bei hohen Bestrahlungen, ist aber bei Ablation mit gütegeschalteten Laserpulsen noch weitaus ausgeprägter (Abschnitt 4.4).

4.2.4 Einfluss der Gewebematrix

Bei der *Bestrahlung von Leber mit $4,6 \text{ J/cm}^2$* setzt der Materialauswurf wie bei Wasser nach etwa $40 \mu\text{s}$ ein (Abbildung 4.11). Die Abschätzung der Energiedichte bei der Ablation von Wasser in Abschnitt 4.2.3 hat ergeben, dass zu diesem Zeitpunkt das Gewebewasser bereits bis zur spinodalen Grenze erhitzt worden ist, so dass eine Phasenexplosion in der Probe auftritt. Die Reißfestigkeit von Leber beträgt lediglich 24 kPa (Abschnitt 2.2.1) und reißt durch den Druckanstieg bei der Phasenexplosion sofort auf.

Der Materialauswurf beginnt in Form von langen Gewebefäden, die zwischen 40 und $90 \mu\text{s}$ an der Probenoberfläche auftreten. Nach $160 \mu\text{s}$ sind auf den Aufnahmen deutlich feinere Partikel zu sehen, deren größte Dichte erst nach $230 \mu\text{s}$, also am Ende des Laserpulses und damit in einer Phase geringer Energiedeposition erreicht wird (Abbildung 4.11). Die zu Beginn der Ablation ausgeworfenen Gewebefäden bestehen aus einer Schicht ausgetrockneten Gewebes, das durch die Verdampfung des Wassers in der obersten Gewebeschicht entsteht, bevor die Phasenexplosion in den tieferen Schichten stattfindet. Die Reste dieser Schicht sind auf der Makroaufnahme in Abbildung 4.20 zu sehen, die ein mit $4,6 \text{ J/cm}^2$ bestrahltes Leberareal nach der Ablation zeigt. Die Fläche ist mit einer an vielen Stellen unterbrochen weißen Schicht überzogen, die aus den Resten des ausgetrockneten Materials besteht. Mit dem Wassergehalt sinkt auch das Absorptionsvermögen, so dass in der obersten Schicht nach der Austrocknung keine Laserenergie mehr deponiert wird und demnach auch kein Phasenübergang stattfinden kann. Diese Schicht schützt die darunter liegenden Schichten vor Austrocknung und wird schließlich durch die Phasenexplosion der darunter liegenden Schichten mitgerissen. Sie erscheint daher auf den Aufnahmen, bevor die nachfolgenden feineren Gewebepartikel sichtbar werden.

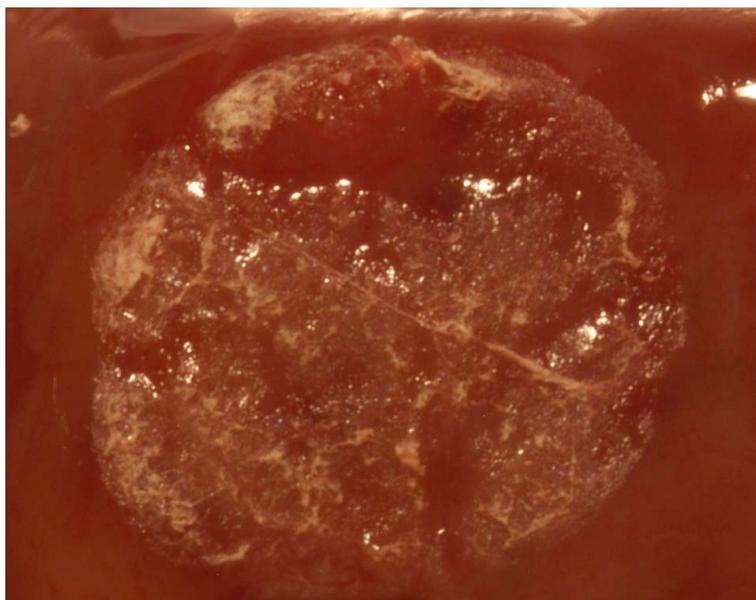


Abbildung 4.20. Makroaufnahme eines Ablationsortes von Leber mit einer Bestrahlung von $4,6 \text{ J/cm}^2$, aufgenommen nach der Bestrahlung.

Die Bestrahlungsschwelle für den Materialauswurf nach dem ersten Spike des Laserpulses liegt bei Leber bei etwa 14 J/cm^2 und stimmt damit mit der entsprechenden Schwelle für den Materialauswurf bei Wasser überein. Die Hellfeldaufnahme nach $2,6 \mu\text{s}$ in Abbildung 4.12 (20 J/cm^2) zeigt den Auswurf feiner Gewebepartikel unmittelbar nach dem ersten Spike. Es treten dabei keine großen Gewebefäden auf, wie sie bei einer Bestrahlung von $4,6 \text{ J/cm}^2$ infolge der Austrocknung der obersten Gewebeschicht entstanden sind (Abbildung 4.11). Die spinodale Grenze wird hier so schnell erreicht, dass keine signifikante Gewebemenge vor dem Einsetzen der Phasenexplosion austrocknen kann. Die anschließende Unterbrechung des Materialauswurfs nach dem ersten Spike ist auf die geringere Energiedepositionsrates in diesem Teil des Laserpulses zurückzuführen. Nach $8,6 \mu\text{s}$ tritt eine erneute Phasenexplosion infolge des zweiten Spikes des Laserpulses auf und schleudert die zwischen erstem und zweitem Phasenübergang ausgetrocknete oberste Gewebeschicht weg. Die Dicke dieser Schicht ist hier aufgrund des kurzen Zeitraums zwischen den beiden Spikes deutlich geringer als bei einer Bestrahlung von $4,6 \text{ J/cm}^2$, bei der die Austrocknung während einer deutlich längeren Zeitspanne erfolgt. Bei einer Bestrahlung von 50 J/cm^2 erfolgt nur noch eine sehr kurze Unterbrechung des Materialauswurfs nach dem ersten Spike und dementsprechend wird eine sehr geringe Menge ausgetrockneten Materials erzeugt, wohingegen bei 100 J/cm^2 eine kontinuierlich Ablation ohne Austrocknung der oberen Schicht auftritt.

Bei der *Bestrahlung von Haut mit $4,6 \text{ J/cm}^2$* erfolgt ein schneller Materialauswurf nach etwa $100 \mu\text{s}$ (Abbildung 4.15) und damit deutlich später als bei Wasser und Leber. Nach $40 \mu\text{s}$ wird aber bereits eine sich langsam bewegende Tröpfchenwolke beobachtet. Zu diesem Zeitpunkt ist nach den oben angestellten Überlegungen die spinodale Temperatur bereits überschritten, der Druckanstieg auf den zugehörigen Gleichgewichtsdruck von $9,3 \text{ MPa}$ reicht aber im Gegensatz zur Ablation von Leber nicht aus, um die Gewebematrix der Haut zu reißen. Die Reißfestigkeit von Haut liegt unter quasi-stationären Bedingungen im Bereich von

10 MPa (Abschnitt 2.1.2 und bei schneller Ablation noch höher, so dass ein weiterer Druckanstieg durch Kochen unter mechanischem Einschluss erforderlich ist, um einen Materialauswurf hervorzurufen (Abschnitt 2.2.6). Erst nach 100 μs ist der erforderliche Druck erreicht und der Materialauswurf beginnt aufgrund des hohen Drucks in Form von sehr kleinen Partikeln, die mit großer Geschwindigkeit ausgeworfen werden. Nach etwa 300 μs kommt dieser Prozess zum Erliegen. Der erhöhte Druckaufbau bis zum Einsetzen des Materialauswurf macht sich auch in der erforderlichen Bestrahlungsschwelle bemerkbar, die für Ablation durch den Gesamtpuls etwa 3 J/cm^2 beträgt. Sie ist damit gegenüber dem Wert für reines Wasser von 2 J/cm^2 um 50 % erhöht.

Die Schwelle für den Materialauswurf durch den ersten Spike ist mit 20 J/cm^2 ebenfalls etwa 50 % höher als bei Wasser (14 J/cm^2). Die Bildserie in Abbildung 4.16 zeigt einen Ablationsvorgang unmittelbar an der Schwelle für den Materialauswurf nach dem ersten Spike. Der Materialauswurf endet unmittelbar nach dem ersten Spike, da die Energiedichte in der Probe nicht mehr groß genug ist, um die Gewebematrix zu zerreißen. Der zweite Spike des Laserpulses ist nicht so intensiv und hat anders als bei der Ablation von Leber aufgrund der höheren Materialfestigkeit von Haut keinen erneuten Materialauswurf zur Folge. Erst nach 45 μs wird die zum Zerreißen der Gewebematrix erforderliche Energiedichte wieder überschritten und es erfolgt der Auswurf sehr feiner Gewebepartikel. Bei einer Bestrahlung von 50 J/cm^2 tritt aufgrund der höheren Energiedichten in der Probe lediglich ein Minimum des Partikelauswurf im Bereich von 10 μs auf (Abbildung 4.16), wohingegen bei 100 J/cm^2 ein kontinuierlicher Verlauf auftritt (Abbildung 4.18).

Während des Partikelauswurfs entsteht auch bei der Ablation von Haut Wasserdampf infolge des durch Zerreißen der Gewebematrix möglich gewordenen explosionsartigen Phasenübergangs des Gewebewassers. Dies zeigt die Dunkelfeldaufnahme bei einer Bestrahlung von 50 J/cm^2 in Abbildung 4.18. Darüber hinaus erkennt man in dieser Aufnahme die Abfolge von Druckwellen, die infolge des schubweisen Materialauswurfs durch die einzelnen Spikes des Laserpulses entstehen.

Im Gegensatz zur Ablation von Wasser erfolgt bei der Ablation von Leber und Haut auch bei hohen Bestrahlungen keine vollständige Verdampfung des Probenmaterials, sondern man beobachtet lediglich eine geringere Partikeldichte innerhalb der Wolke bei hohen Bestrahlungen. Die Ursache hierfür ist, dass für die vollständige thermische Zersetzung des Gewebes deutlich höhere Temperaturen erforderlich sind als für die Verdampfung von reinem Wasser. Diese werden bei der Bestrahlung mit freilaufenden Laserpulsen nicht erreicht, sondern treten erst bei der Verwendung von gütegeschalteten Laserpulsen auf (Abschnitt 4.3).

4.2.5 Dynamik der Ablationswolke

Die Ablationswolke wird bei Bestrahlungen unterhalb von 20 J/cm^2 zunächst durch Oberflächenverdampfung der Probe und dann durch eine Phasenexplosion erzeugt. Der Übergang zwischen den beiden Phasen zeigt sich an der Ausbreitungskurve der Ablationswolke, die in Abbildung 4.21 für die Bestrahlung von Wasser mit 4,6 J/cm^2 dargestellt ist.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wolke steigt in der Anfangsphase rasch auf etwa 40 m/s an und ist nach 25 μs bereits wieder auf 30 m/s gesunken, bevor zwischen 30 und 45 μs eine sprunghafte Beschleunigung auf 120 m/s einsetzt. Nach 70 μs ist die Geschwindigkeit auf 55 m/s abgesunken und geht innerhalb des dargestellten Zeitfensters bis 170 μs auf 45 m/s zurück.

Die Aufnahmen in Abbildung 4.4 und die in Abschnitt 4.2.3 angestellten Überlegungen zum Temperaturverlauf in der Flüssigkeit zeigen, dass nach etwa 40 μs eine Phasenexplosion einsetzt. Das entstehende Gemisch aus Tröpfchen expandiert mit hoher Geschwindigkeit, so dass die gesamte Ablationswolke beschleunigt wird. Anschließend wird die Wolke durch Reibung mit der Umgebungsluft und aufgrund der lateralen Expansion abgebremst, bevor sich nach etwa 70 μs nahezu ein Gleichgewicht zwischen den Verlusten und der Energiezufuhr durch den an der Oberfläche neu entstehenden Dampf eingestellt hat und die Ausbreitungsgeschwindigkeit bis zum Ende des Laserpulses nur noch geringfügig absinkt.

Die Expansion der Dampf Wolke erfolgt aufgrund des hohen Druckgradienten vorwiegend senkrecht zur Wasseroberfläche. Die Strömung innerhalb der Wolke ist dabei von Anfang an turbulent, da die initiale Ausbreitungsgeschwindigkeit von 40 m/s bei einem Durchmesser des bestrahlten Areals von 8 mm eine Reynoldszahl von 13400 ergibt und damit deutlich über dem kritischen Wert von 6000 für eine freie Strömung liegt [77].

Auf den Dunkelfeldaufnahmen der Bestrahlung von Wasser mit 2 und 4,6 J/cm² in Abbildung 4.3 und 4.5 erkennt man nach 300 μs , bzw. 120 μs den Beginn einer Ringwirbelbildung der Ablationswolke. Die Ursache hierfür liegt in der hohen Expansionsgeschwindigkeit der Wolke, die nach der Bernoullie-Gleichung ($p_{stat} + p_{dyn} = const.$) [77] einen verringerten statischen Druck zur Folge hat und so eine parallel zur Oberfläche verlaufende radiale Strömung in Richtung des Ablationsortes hervorruft und die Wolke oberhalb des Abtragungsortes einschnürt. Weiter entfernt von der von der Oberfläche erfolgt eine Rückströmung der Ablationsprodukte in die Zone niedrigeren Drucks am Rande der Wolke. aus

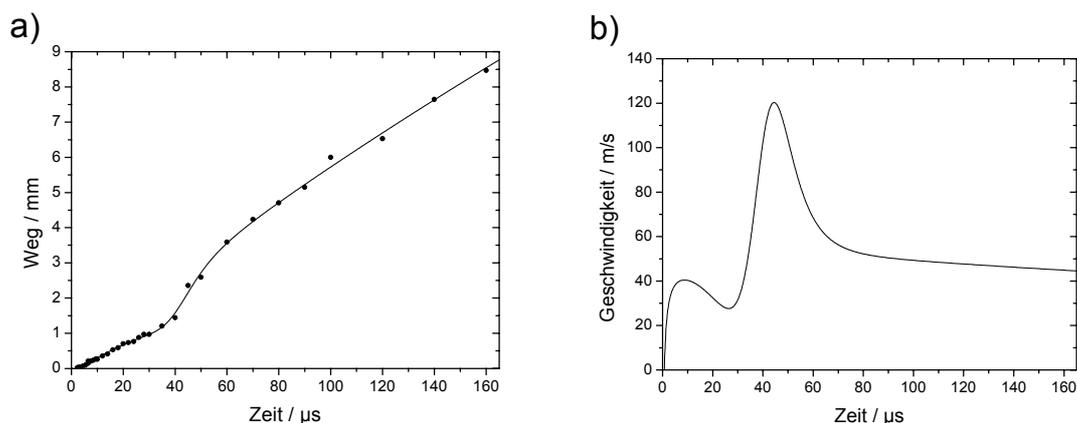


Abbildung 4.21. Ausbreitung der Dampf Wolke bei der Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von 4,6 J/cm² von Wasser. a): Ortskurve der Dampf front b) Geschwindigkeit der Dampf front, ermittelt durch Ableitung der gefitteten Kurve in a). Man erkennt in beiden Darstellungen sehr deutlich, dass zum Zeitpunkt der Phasenexplosion nach 40 μs eine starke Beschleunigung der Dampf front erfolgt.

Ablationsprodukte in die Zone niedrigeren Drucks am Rande der Wolke, aus der sich der Ringwirbels entwickelt [13].

4.2.6 Ausbreitung der Partikel

Abbildung 4.22a zeigt die Ausbreitung der Wassertröpfchen bei der Ablation von Wasser für alle betrachteten Bestrahlungswerte. Die Kurven verdeutlichen noch einmal, dass bei Bestrahlungen ab 20 J/cm^2 der Materialauswurf bereits durch den ersten Laserspike hervorgerufen wird und bei $4,6$ und 2 J/cm^2 erst deutlich später auftritt. Neben dem Zeitpunkt unterscheiden sich die Kurven aber auch in der Geschwindigkeit des Materialauswurfs.

Um die Geschwindigkeiten zu ermitteln, wurden mathematische Funktionen an die unterschiedlichen Ortskurven angepasst und deren Ableitung bestimmt. Die maximalen Ausbreitungsgeschwindigkeiten treten dabei jeweils unmittelbar nach dem Materialauswurf auf und sind in Abbildung 4.22b dargestellt. Es zeigt sich, dass die Maximalgeschwindigkeit in hohem Maße von der gewählten Bestrahlung abhängig ist, wobei der bei 2 J/cm^2 auftretende niedrigsten Wert von 40 m/s um eine Größenordnung kleiner ist als der Maximalwert von 400 m/s bei einer Bestrahlung von 100 J/cm^2 .

Die Ursache für diese große Bandbreite liegt in der Energiedichte, die in der Flüssigkeit bis zum Moment des Phasenübergangs erreicht wird. Mit der Bestrahlung steigt dabei auch die Energiedichte in der Probe. Für Bestrahlungen ab 20 J/cm^2 erfolgt der Materialauswurf bereits während des ersten Spikes. Aus diesem Grund treten bei diesen Bestrahlungen mit $280 - 400 \text{ m/s}$ deutlich höhere Partikelgeschwindigkeiten auf als bei $2,0$ und $4,6 \text{ J/cm}^2$ mit 40 und 100 m/s . Der Anstieg der Geschwindigkeit ist zwischen $4,6$ und 20 J/cm^2 deutlich größer als zwischen 20 und 100 J/cm^2 , obgleich in beiden Fällen die Bestrahlung in etwa um den gleichen Faktor ansteigt. Die Ursache hierfür ist, dass bei 50 J/cm^2 und 100 J/cm^2 der oberste Teil der Ablationswolke bereits ausschließlich aus Dampf besteht, weil die durch den ersten Spike in der obersten Wasserschicht erzeugte Energiedichte die Verdampfungsenthalpie von Wasser

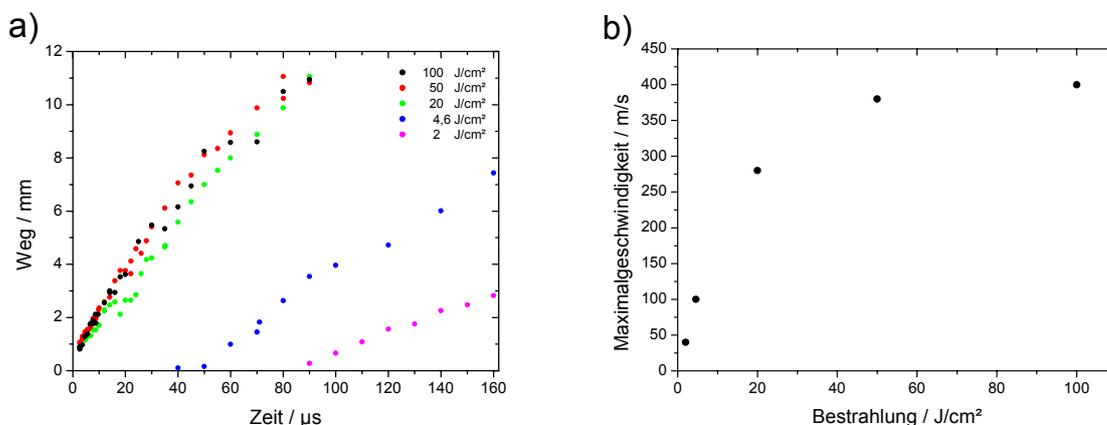


Abbildung 4.22. a) Ausbreitung der Wassertröpfchen bei der Bestrahlung von Wasser. b) Maximalgeschwindigkeit der Tröpfchen unmittelbar nach dem Einsetzen des Materialauswurfs.

übersteigt. Der Partikelauswurf setzt erst ein, wenn im weiteren Verlauf der Ablation die Schwelle für die vollständige Verdampfung von Wasser ($2,53 \text{ kJ/cm}^3$) unterschritten wird. Dies ist der Grund für die annähernde Konstanz der oberhalb von 20 J/cm^2 gemessenen Partikelgeschwindigkeiten. Wenn man für 50 und 100 J/cm^2 statt der Partikelgeschwindigkeit die Geschwindigkeit der Kontaktfrontfront ermittelt, so ergeben sich Materialwerte von 785 und 950 m/s , was einem Faktor von $1,21$ bei einer Verdoppelung der Bestrahlung entspricht. Unter Berücksichtigung der größeren optischen Eindringtiefe bei erhöhter Bestrahlung (Abschnitt 2.1.4) ergeben sich nach dem ersten Spike Energiedichten von $2,9 \text{ kJ/cm}^3$ bei einer Bestrahlung von 50 J/cm^2 und $4,3 \text{ kJ/cm}^3$ bei einer Bestrahlung von 100 J/cm^2 . Die Energiedichte steigt damit um den Faktor $1,48$, was annähernd dem Anstieg der Ausbreitungsgeschwindigkeiten (Faktor $1,21$) der Kontaktfront entspricht. Im Gegensatz dazu steigt die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Tröpfchen aus den genannten Gründen nur um den Faktor $1,05$ an.

4.2.7 Druckwellenabstrahlung

Die Dunkelfeldaufnahmen in den Abbildung 4.2, 4.5, 4.7 und 4.9 zeigen eine Reihe von Druckwellen, die durch den Ablationsvorgang entstehen. Neben herkömmlichen Druckwellen, deren Amplitude gegenüber dem Umgebungsdruck nur geringfügig erhöht ist, treten insbesondere bei hohen Bestrahlungsstärken ab 20 J/cm^2 Drucktransienten mit einem deutlich höheren Druckmaximum auf. Diese entstehen infolge der extrem schnellen Expansion der Ablationswolke bei hohen Bestrahlungsstärken, bei der die Wolke wie ein Kolben wirkt und die umgebende Luft stark komprimiert. Nichtlineare Effekte bei der Druckwellenausbreitung können zur Entstehung einer Stoßfront führen, in der die Zustandsgrößen wie Druck und Temperatur einen sprunghaften Anstieg aufweisen (Abschnitt 2.4.2). Im Extremfall kann der Druck der Stoßwelle den Gleichgewichtsdruck der Temperatur des Phasenübergangs errei-

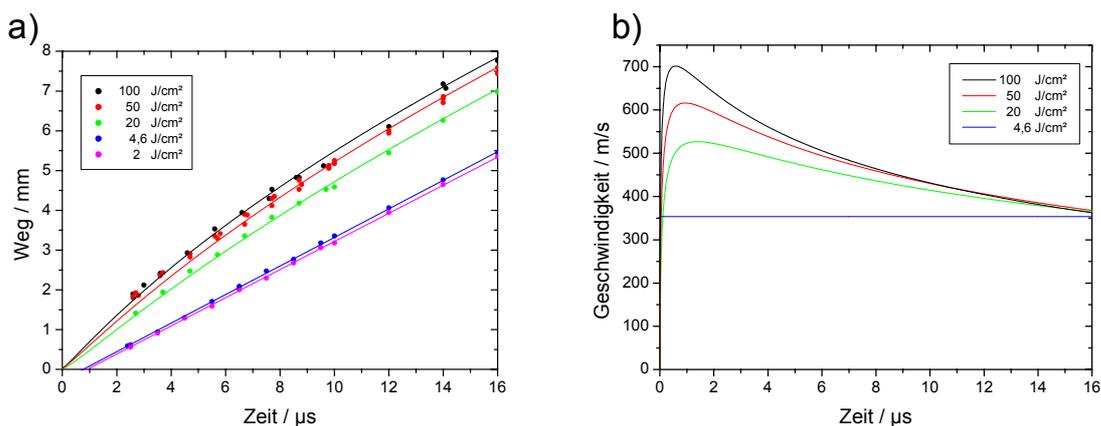


Abbildung 4.23. a) Ausbreitung der Druckwelle hinter dem ersten Spike des Laserpulses bei der Ablation von Wasser mit Bestrahlungen von $2,0 - 100 \text{ J/cm}^2$. Die Druckwellen bei $2,0$ und $4,6 \text{ J/cm}^2$ breiten sich mit normaler Schallgeschwindigkeit von 344 m/s aus (b), wohingegen die maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit bei Bestrahlungen ab 20 J/cm^2 deutlich höher liegt und erst nach 16 µs auf die normale Schallgeschwindigkeit zurückgefallen ist.

chen, der sich infolge der Phasenexplosion zum Startzeitpunkt der Ablationswolkenexpansion einstellt. Die druckabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit kann dabei zur Bestimmung des Maximaldrucks herangezogen werden (Abschnitt 2.4.2).

Abbildung 4.23 zeigt die Ausbreitung der Druckwelle sowie deren Geschwindigkeit unmittelbar nach dem ersten Spike des Laserpulses bei der Bestrahlung von Wasser mit 2 bis 100 J/cm². Unterhalb einer Bestrahlung von 20 J/cm², also unterhalb der Schwelle für eine Phasenexplosion während des ersten Spikes, entstehen die Druckwellen durch den Effekt des thermischen Kolbens (Abschnitt 4.2.1) und bewegen sich aufgrund der geringen Druckamplitude mit normaler Schallgeschwindigkeit von 344 m/s. Bei höheren Bestrahlungen erfolgt aufgrund der Phasenexplosion eine sehr viel stärkere Komprimierung der Umgebungsluft, aus der sich Transienten mit Ausbreitungsgeschwindigkeiten von bis zu 700 m/s bei einer Bestrahlung von 100 J/cm² entwickeln. Die auftretenden Maximalgeschwindigkeiten bei der Wasserablation sind zusammen mit dem nach Formel 2.14 ermittelten Druck für alle betrachteten Bestrahlungen in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Wie man sieht, steigt mit zunehmender Bestrahlung oberhalb von 20 J/cm² die Maximalgeschwindigkeit und damit auch der Druck an, obgleich in keinem Fall Werte im Bereich des Gleichgewichtsdrucks der spinodalen Temperatur von 9,3 MPa erreicht werden. Die Ursache hierfür ist, dass Druck und Temperatur bereits während des Phasenübergangs aufgrund des Verbrauchs an latenter Wärme absinken und der Druck im Verlauf der Phasenexplosion auf den Atmosphärendruck abfällt [89]. Die Stoßwelle ist aber das Resultat der gesamten Phasenexplosion und ihr Druck deshalb eine Art Durchschnittswert. Erwartungsgemäß steigt mit der Bestrahlung durch die höheren Energiedichten in der Probe auch der Maximaldruck an.

Die Maximalgeschwindigkeit der Druckwelle wird noch während des ersten Spikes erreicht (Abbildung 4.23), und zwar mit zunehmender Bestrahlung aufgrund des eher einsetzenden Materialauswurfs immer früher. Aufgrund der sphärischen Expansion der Stoßwelle und Dissipationseffekten (Abschnitt 2.4.2) sinkt der Druck mit fortschreitender Ausbreitung ab und damit auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit, bis nach etwa 16 µs bei allen untersuchten Bestrahlungen die normale Schallgeschwindigkeit erreicht wird.

Bestrahlung [J/cm ²]	V _{max} [m/s]	Druck [MPa]
2	350	0,1
4,6	350	0,1
20	530	0,25
50	620	0,35
100	700	0,45

Tabelle 4.1. Maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckwellen sowie die zugehörige Druckamplitude. Die Druckwellen bei einer Bestrahlung von 2 und 4,6 J/cm² breiten sich mit normaler Schallgeschwindigkeit aus, wohingegen bei Bestrahlungen ab 20 J/cm² Ausbreitungsgeschwindigkeit und Druck deutlich erhöht sind.

Die Dunkelfeldaufnahme bei einer Bestrahlung von 50 J/cm^2 in Abbildung 4.9 zeigt, dass durch die Spikes zu Beginn des Pulses eine Reihe von Druckwellen mit immer geringerer werdender Intensität entstehen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der zweiten Druckwelle, die durch den zweiten Spike des Laserpulses nach etwa $9 \mu\text{s}$ hervorgerufen wird beträgt nur noch 400 m/s , was einem Druck von $0,14 \text{ MPa}$ entspricht, im Unterschied zu $0,35 \text{ MPa}$ für die Stoßwelle nach dem ersten Spike.

Der Entstehung und Ausbreitung der Druckwellen erfolgt bei der Ablation von Leber und Haut auf die gleiche Art und Weise, wie der Vergleich mit den Dunkelfeldaufnahmen der Ablation von Haut bei 50 J/cm^2 in Abbildung 4.18 zeigt. Während des ersten Spikes entsteht eine primäre Stoßwelle, der mehrere Druckwellen geringerer Intensität durch die nachfolgenden Spikes folgen.

4.2.8 Rückstoßinduzierter Materialauswurf

Die Expansion der Ablationsprodukte bewirkt einen Rückstoßdruck in der Probe, der bei hinreichender Stärke einen rückstoßinduzierten Materialauswurf zur Folge hat (Abschnitt 2.3). Bei hohen Bestrahlungen beträgt die Dauer dieses sekundären Materialauswurfes mehr als 100 ms . Er führt zu einem starken Anstieg der Ablationseffizienz, da sehr viel mehr Material ausgeworfen wird als primär von der Phasenexplosion erfasst wurde. Der gesamte Ablauf ist dabei sehr komplex und ähnelt der Dynamik eines auf die Wasseroberfläche auftreffenden Tropfens. Dieser Abschnitt liefert einen Überblick über den rückstoßinduzierten Materialauswurf bei der Bestrahlung mit freilaufenden Er:YAG-Laserpulsen. Eine detaillierte Diskussion erfolgt im Zusammenhang mit gütegeschalteten Laserpulsen in Abschnitt 4.2.8, und in Kapitel 5 wird die lang andauernde Spätphase der rückstoßinduzierten Effekte nach dem Ende des eigentlichen Materialauswurf dargestellt.

Der Rückstoßdruck bewirkt eine Eindellung der Wasseroberfläche, die bereits bei der Bestrahlung von Wasser mit $2,0 \text{ J/cm}^2$ beobachtet wird (Abbildung 4.2). Das verdrängte Wasser fließt radial nach außen und wird von der umgebenden Flüssigkeit nach oben abgelenkt, wo es bei einem hinreichend hohen Rückstoßdruck einen zylindrischen Wasserfilm an den Rändern des Ablationsortes bildet (Abschnitt 2.3). Dieses Phänomen tritt erstmals bei einer Bestrahlung von $4,6 \text{ J/cm}^2$ in Abbildung 4.4 auf.

Bei höheren Bestrahlungen ab 20 J/cm^2 treten sehr viel deutlichere rückstoßinduzierte Effekte auf, da hier der Rückstoßdruck höher ist und eine entsprechend schnellere Eindellung der Oberfläche erfolgt. Hierdurch entsteht ein sehr tiefer Hohlraum unter der Wasseroberfläche und eine hohe, hohle Wassersäule wird ausgeworfen, an deren Oberkante sich eine Vielzahl von großen Wassertropfen ablöst (Abbildung 4.6). Bei einer Bestrahlung von 50 J/cm^2 (Abbildung 4.8) und 100 J/cm^2 (Abbildung 4.10) wird der Hohlraum so stark nach unten beschleunigt, das er sich von der Wasseroberfläche ablöst und sich hinter ihm schließt. Gleichzeitig deutet sich oberhalb der Wasseroberfläche eine radiale Kontraktion der hohlen der Wassersäule an, aus der sich ein geschlossener Jet entwickelt. Diese Vorgänge werden detailliert in Kapitel 5 diskutiert.

Bei der Ablation von Gewebe beeinflusst die extrazelluläre Matrix das Ausmaß der rückstoßinduzierten Materialauswurfs. Erste Anzeichen für einen sekundären Auswurf treten bei der Ablation von Leber bei einer Bestrahlung von 20 J/cm^2 auf. Hier ist nach $140 \mu\text{s}$ eine seitliche Aufwölbung des Ablationskraters zu sehen, und anschließend nach $500 \mu\text{s}$ werden einige große Gewebestücke infolge des Rückstoßes ausgeworfen werden (Abbildung 4.12). Die Reißfestigkeitsgrenze des Gewebes (24 kPa) [22] ist hier offensichtlich geringer als der Rückstoßdruck in der Probe. Bei höheren Bestrahlungen von 50 J/cm^2 (Abbildung 4.13) und 100 J/cm^2 (Abbildung 4.14) treten aufgrund des erhöhten Rückstoßdrucks wie schon bei Wasser noch sehr viel deutlichere Effekte auf, die mit einer stärkeren Aufwölbung und dem Auswurf sehr großer Gewebeteile verbunden sind.

Haut zeigt bei keiner der untersuchten Bestrahlung deutliche Rückstoßeffekte, da die Reißfestigkeitsgrenze mit 10 MPa [22] deutlich höher liegt als die von Leber und darüber hinaus die dynamische Zerreißeigkeitsgrenze von Haut bei kurzer Belastung größer ist als die unter quasi-statischen Bedingungen ermittelten Reißfestigkeitsgrenzen (Abschnitt 2.1.2). Das heißt, dass auch bei Überschreiten der Festigkeitsgrenze durch den Rückstoßdruck ein Materialauswurf nicht zwingend erfolgen muss. Lediglich bei einer Bestrahlung mit 100 J/cm^2 bildet sich auf einer Aufnahme nach $200 \mu\text{s}$ eine Aufwölbung, die man als Rückstoßeffekt interpretieren könnte. Zu diesem Zeitpunkt sollte das Druckmaximum in der Probe bereits lange überschritten sein, allerdings bedingt die lang anhaltende Erwärmung möglicherweise eine Schwächung des Gewebes durch thermische Effekte, so dass die extrazelluläre Matrix erst sehr spät aufreißt. Einschränkend ist zu sagen, dass das Auftreten nicht reproduzierbar ist und stellt einen Sonderfall darstellt. Möglicherweise ist die Reißfestigkeit des Gewebes dieser einen Probe an dieser Stelle aufgrund von mechanischen Einflüssen zu Lebzeiten des Schweins geschwächt worden.

Auch wenn der Rückstoßdruck die Reißfestigkeitsgrenze des Gewebes deutlich übersteigt, erfolgt nicht zwingend ein Aufreißen der Probe. Diese Thematik wird zusammen mit einer Abschätzung des Rückstoßdrucks in der Probe in Abschnitt 4.4.4 diskutiert.

4.2.9 Zusammenfassung der Ablationsdynamik mit freilaufenden Er:YAG Laserpulsen

Die vorgenommenen Untersuchungen haben gezeigt, dass sich die Ablationsdynamik mit freilaufenden Er:YAG-Laserpulsen in mehrere Phasen unterteilt, wobei eine Phasenexplosion beim Erreichen der spinodalen Grenze der dominierende Mechanismus ist. Eine Phasenexplosion ist im Vergleich zu Oberflächenverdampfung oder normalem Kochen ein wesentlich effizienterer Ablationsmechanismus, da nicht die vollständige Verdampfungsenthalpie des abgetragenen Materials aufgebracht werden muss. Bei Wasser und weichem Gewebe wie Leber erfolgt zusätzlich bei hinreichend hohen Bestrahlungen ein rückstoßinduzierter Materialauswurf, der die Ablationseffizienz deutlich erhöht. Dieser komplexe Ablauf wird von keinem der bestehenden Ablationsmodelle vollständig erfasst.

In der ersten Phase der Ablation erfolgt eine Nichtgleichgewichts-Oberflächenverdampfung, die durch den Rückstoßdruck der Moleküle den Beitrag des Ko-

chens an der Dampfentstehung verringert (Abschnitt 4.2.2). Wenn die Energiezufuhr durch den Laser schneller erfolgt als die Energieabfuhr, wird das Probenmaterial bis an die spinodale Grenze erhitzt und es setzt eine Phasenexplosion ein (Abschnitt 4.2.3.1). Dies ist sowohl für Wasser als auch bei Leber und Haut bereits bei der geringsten untersuchten Bestrahlung von $2,0 \text{ J/cm}^2$ der Fall, wobei ab einer Bestrahlung von 20 J/cm^2 die Phasenexplosion bereits durch die Energiedeposition des ersten Spikes des Laserpulses erfolgt. Darüber hinaus besteht bei Bestrahlungen ab 20 J/cm^2 der obere Teil der Ablationswolke aus Gas, was nur durch eine vollständige Verdampfung der Flüssigkeit infolge einer Dampfexplosion erklärt werden kann. Hierzu ist eine Energiedichte von $2,54 \text{ kJ/cm}^3$ in der Flüssigkeit, bzw. eine Aufheizung auf 587° C erforderlich. Dieser Grad der Überhitzung erfolgt durch die Erhöhung der spinodalen Temperatur in den tieferen Schichten des Gewebes infolge des Rückstoßdrucks der primären Phasenexplosion in der oberen Schicht bei weiter andauernder Bestrahlung durch den Laserpuls (Abschnitt 4.2.3.2). In der letzten Phase der Ablation erfolgt ein bei hinreichender Bestrahlung sehr ausgeprägter rückstoßinduzierter Materialauswurf, der durch den Rückstoßdruck der expandierenden Ablationsprodukte hervorgerufen wird (Abschnitt 4.2.8). Bei hohen Bestrahlungen beträgt die Dauer dieses sekundären Materialauswurfs mehr als 100 ms und führt zu einem starken Anstieg der Ablationseffizienz, da sehr viel mehr Material ausgeworfen wird, als von der primären Phasenexplosion erfasst wurde.

Bei der Ablation von Gewebe (Abschnitt 4.2.4) erfolgt ebenfalls eine Aufheizung bis zur spinodalen Grenze und infolge dessen eine Phasenexplosion. Sofern der daraus resultierende Druckanstieg die Reißfestigkeitsgrenze des Materials überschreitet, erfolgt ein unmittelbarer Materialauswurf. Dies ist bei Leber der Fall, bei Haut hingegen ist eine weitere Druckerhöhung durch Kochen unter mechanischem Einschluss erforderlich, um das Gewebe zu zerreißen und einen Materialauswurf hervorzurufen. Infolge dessen sind die Schwellwerte für den Materialauswurf bei Leber und Wasser nahezu identisch, bei Haut jedoch um etwa 50% erhöht. Die Reißfestigkeit des Gewebes hat auch auf den rückstoßinduzierten Materialauswurf einen entscheidenden Einfluss. Dieser kann nur dann erfolgen, wenn der Rückstoßdruck der expandierenden Ablationsprodukte ausreicht, um die Gewebematrix zu zerreißen (Abschnitt 4.2.8). Bei der Ablation von Leber ist dies der Fall, allerdings sind die Effekte aufgrund der höheren mechanischen Festigkeit weniger ausgeprägt als bei der Wasserablation, so dass entsprechend höhere Schwellwerte der Bestrahlung erforderlich sind. Bei der Ablation von Haut erfolgt in den betrachteten Fällen kein reproduzierbarer rückstoßinduzierter Materialauswurf.

Der Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse zeigt, dass keines der existierenden und in Abschnitt 2.5 vorgestellten Modelle der Photoablation die komplexen Vorgänge korrekt beschreibt. Insbesondere der das Auftreten unterschiedlicher Ablationsphasen sowie der dominierende Einfluss der Phasenexplosion wird nirgends erkannt und modelliert. Nahen [2] sowie Vogel und Venugopalan [13] waren die ersten, die die Bedeutung der Phasenexplosion erkannt und herausgearbeitet haben. Der rückstoßinduzierte sekundäre Materialauswurf wird ebenso wenig analytisch behandelt. Es existieren hierzu lediglich Untersuchungen von Zweig und Frenz [104], die den Einfluss von lateralen Druckgradienten in der Ablationswolke auf den Materialauswurf untersuchen und infolge dieser Überlegungen ein unzutreffendes Modell für den primären Materialauswurf einwickeln. Wiederum waren es

Vogel und Venugopalan [13], die erstmals auf die Rolle des rückstoßinduzierten Materialauswurfs hingewiesen haben.

Der Einfluss von Phasenexplosion und rückstoßinduziertem Materialauswurf bei der Ablation von Gewebe wird bislang ebenfalls von keinem Modell erfasst. Die Rolle der Gewebematrix ist bislang lediglich von Majaron [12] für Kochen unter mechanischem Einfluss modelliert worden, wobei lediglich das Geschehen im Bereich der Ablationsschwelle bis zum Einsetzen des Materialauswurfs betrachtet wird.

4.3 Kurzzeitfotografische Darstellung der Ablationsdynamik mit gütegeschalteten Laserpulsen

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der kurzzeitfotografischen Untersuchungen der Ablationsdynamik mit gütegeschalteten Er:YAG Laserpulsen präsentiert. Neben dem Hellfeld- und dem Dunkelfeldverfahren, die für die Darstellung mit freilaufenden Laserpulsen verwendet wurden, kommen nun ebenfalls das Hoffmansche Schlierenverfahren und das Auflichtverfahren zum Einsatz. Letzteres eignet sich insbesondere für die zeitliche und räumliche Bestimmung des Ablationsbeginns (Abschnitt 3.3). Zusätzlich wurden Orts-Zeitkurven der einzelnen Ablationsbestandteile aus den kurzzeitfotografischen Aufnahmeserien erstellt, um deren Ausbreitung und Zusammenspiel quantitativ erfassen zu können.

Die verwendeten Bestrahlungswerte betragen $0,12 - 5,40 \text{ J/cm}^2$ bei einem Durchmesser des bestrahlten Areals zwischen $0,5$ und 1 mm . Für Bestrahlungen unterhalb von $2,8 \text{ J/cm}^2$ betrug die Fleckgröße konstant 1 mm und die gewünschte Bestrahlung wurde durch eine Verringerung der Laserpulsenergie am Ablationsort mittels eines variablen Abschwächers im Strahlengang eingestellt (Abschnitt 3.1.4). Bei $2,8 \text{ J/cm}^2$ musste die Fleckgröße auf $700 \mu\text{m}$ und bei $5,4 \text{ J/cm}^2$ auf $500 \mu\text{m}$ verringert werden, um die jeweiligen Bestrahlungswerte zu erreichen.

Die Leistungsdichte in der Probe ist aufgrund der sehr viel kürzeren Pulsdauer und dem thermischen Einschluss bei der Verwendung von gütegeschalteten Laserpulsen wesentlich höher als bei freilaufenden Laserpulsen. Aus diesem Grund läuft die Ablation mit kurzen Laserpulsen sehr viel schneller ab und es treten eine Vielzahl von neuen Phänomenen auf.

4.3.1 Ablation von Wasser bei Bestrahlungen von $0,12 - 5,40 \text{ J/cm}^2$

Bestrahlung von Wasser mit $0,12 \text{ J/cm}^2$

Bei einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ sind die ersten Anzeichen des Ablationsbeginns nach 80 ns im Auflichtverfahren (Abbildung 4.24) sichtbar. Hier zeigt sich eine Schwärzung der Wasseroberfläche im Zentrum des bestrahlten Areals, hervorgerufen durch Absorption und Streuung der an der Wasseroberfläche entstandenen Wassertröpfchen. Die von der Ablation erfasste Fläche breitet sich aus, bis nach 174 ns eine laterale Ausdehnung von $750 \mu\text{m}$ erreicht wird. Die Aufnahmen nach 92 ns und nach 104 ns zeigen deutliche Unregelmäßigkeiten in der Gestalt der Ablationszone, die auf die Inhomogenitäten des Laserstrahlprofils zurückzuführen sind. Diese Inhomogenitäten haben bei der hier vorliegenden Bestrahlung im Bereich der Ablationsschwelle einen sichtbaren Einfluss auf das räumliche Einsetzen der Ablation.

In den Hellfeldaufnahmen (Abbildung 4.25) erkennt man erst nach 156 ns und damit deutlich später als in den Auflichtaufnahmen (Abbildung 4.24) einen dünnen schwarzen Streifen an der Wasseroberfläche, der in der letzten Aufnahme dieser Serie nach 288 ns eine Schichtdicke von etwa $70 \mu\text{m}$ erreicht hat. Da dieses Aufnahmeverfahren nur für Amplitudenobjekte und sehr stark Licht ablenkende Strukturen empfindlich ist (Abschnitt 3.3.2), erfordert es eine

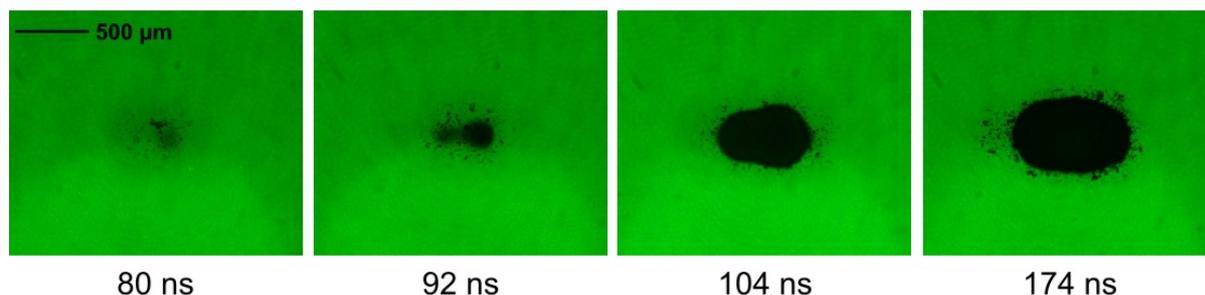


Abbildung 4.24. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , dargestellt im Auflichtverfahren. Nach 80 ns treten die ersten Anzeichen des Ablationsbeginns in Form einer Schwärzung im Zentrum des bestrahlten Areal auf. Die unregelmäßige Form der betroffenen Fläche nach 92 und 104 ns ist auf Unregelmäßigkeiten im Laserstrahlprofil zurück zu führen.

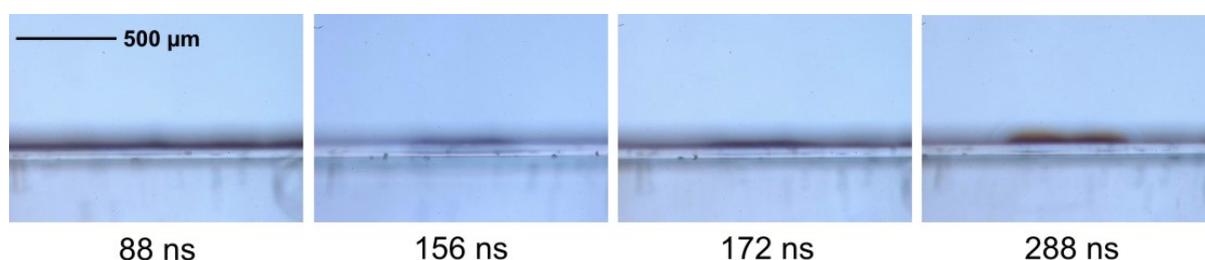


Abbildung 4.25. Anfangsphase der Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Hellfeldverfahren. Die ersten Anzeichen der Ablation treten nach 156 ns in Form einer Schwärzung im Bereich des bestrahlten Areal auf, die aus einer dünnen Tröpfchenschicht besteht.

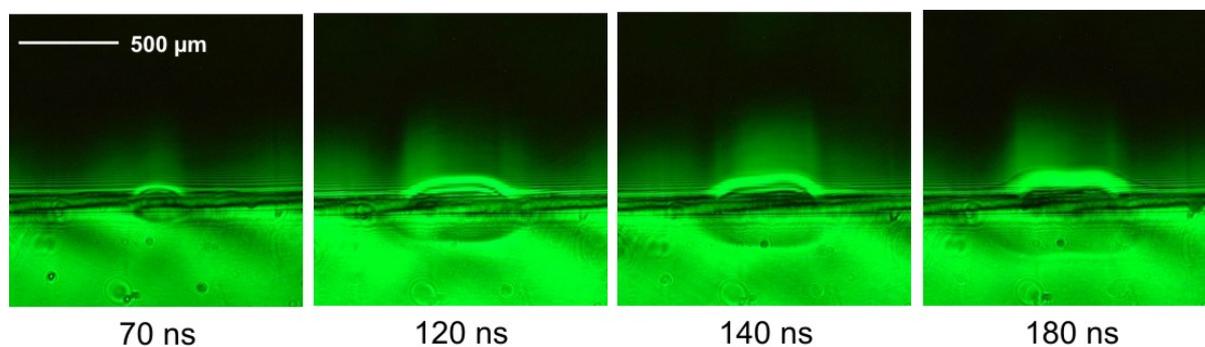


Abbildung 4.26. Anfangsphase der Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Bereits nach 70 ns zeigt sich hier eine Dampfschicht in Form eines hellen Streifens, die anschließend an Stärke deutlich zunimmt.

gewisse Schichtdicke an Wassertröpfchen, um abgebildet zu werden. Die Empfindlichkeit für die Detektion des Ablationsbeginns ist daher deutlich geringer als die des Auflichtverfahrens.

Aus der schwarzen Schicht, die in der ersten Hellfeldserie (Abbildung 4.25) sichtbar ist, entwickelt sich nach 800 ns eine ebenfalls im Hellfeldverfahren (Abbildung 4.27) gut sichtbare Wolke aus sehr kleinen, rötlich schimmernden Wassertröpfchen. Diese Aufnahmen bestätigen das Auftreten von Tröpfchen bei der Bestrahlung von Wasser mit gütegeschalteten Er:YAG Laserpulsen und liefern damit einen deutlichen Beleg für das Auftreten einer Pha-

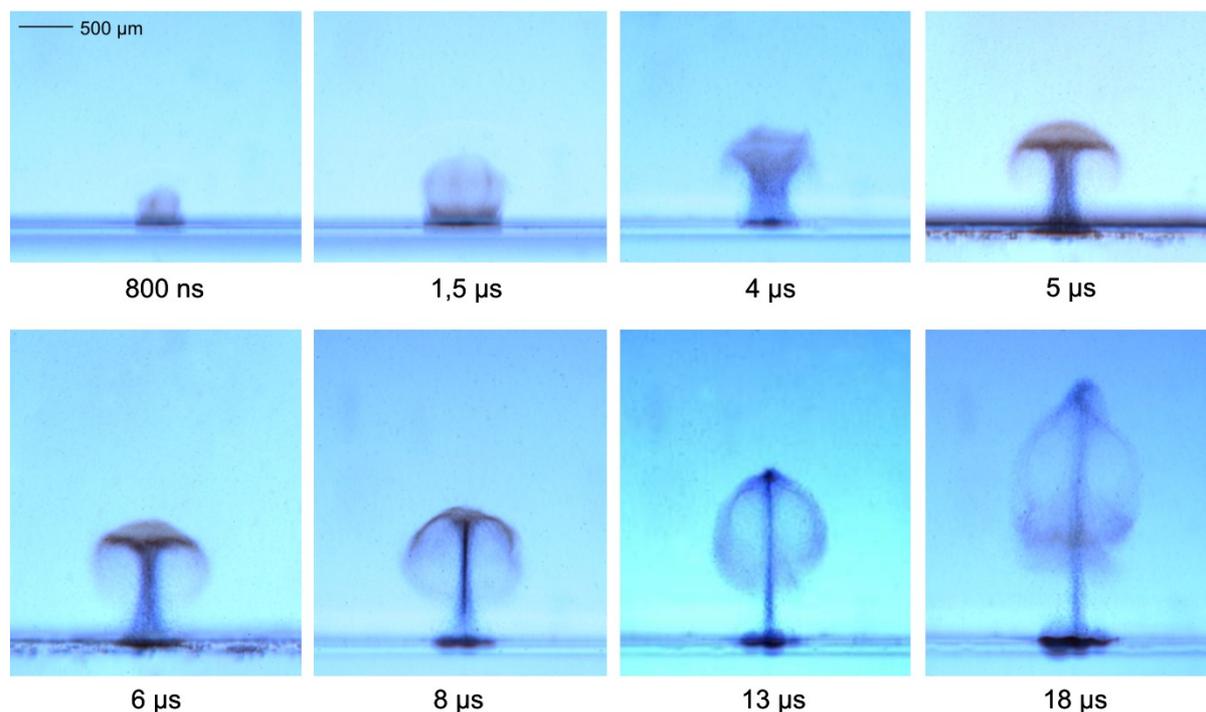


Abbildung 4.27. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Hellfeldverfahren. Die Ablationswolke besteht fast vollständig aus sehr kleinen, rötlich schimmernden Wassertröpfchen. Nach $4 \mu\text{s}$ tritt eine Einschnürung der Wolke nahe der Oberfläche auf und in ihrem oberen Teil beginnt eine Rückströmung, aus der sich anschließend ein Ringwirbel entwickelt. Die Wasseroberfläche beginnt sich nach etwa $6 \mu\text{s}$ einzudellen und ist aufgrund der Inhomogenitäten des Laserstrahlprofils ungleichmäßig geformt.

senexplosion. Der Auswurf von Wassertropfen erfolgt erst gegen Ende des Laserpulses, nachdem nahezu die gesamte Energie deponiert worden ist. Dies deutet darauf hin, dass bei einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ die Schwelle für den Materialauswurf infolge einer Phasenexplosion gerade eben überschritten wird. Die Hellfeld- und Hoffmannaufnahmen (Abbildung 4.27 und 4.27) zeigen, dass die entstehende Ablationswolke nahezu komplett mit rötlich schimmernden Wassertröpfchen ausgefüllt ist und lediglich am oberen Rand der Wolke eine dünne Dampfschicht existiert, die aufgrund von auftretenden Turbulenzen das Licht ablenkt und damit sowohl im Hoffman- als auch im Dunkelfeldverfahren abgebildet wird (Abbildung 4.28, 4.26, 4.29 und 4.30). Nach $1,5 \mu\text{s}$ treten oberhalb der Wasseroberfläche im Hellfeldverfahren (Abbildung 4.27) deutlich größere und bläulich erscheinende Wassertröpfchen auf.

Die Hoffman-Aufnahmen in Abbildung 4.28 belegen, dass die stark lichtbrechende Struktur, die in den ersten Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.26 sichtbar ist, zum einen durch die Kontaktfront, welche die Abgrenzung der Ablationswolke darstellt, und zum anderen durch die externe Stoßwelle hervorgerufen wird. Die Stoßwelle entsteht durch die rasche Expansion der Ablationswolke (Abschnitt 2.4.2) und erscheint in den Dunkelfeldaufnahmen nach 770 ns (Abbildung 4.29) als Abfolge von hellem, dunklem und wieder hellem Streifen. Die hellen Streifen entsprechen der ansteigenden und der abfallenden Flanke der Stoßwelle, wohingegen der schwarze Streifen den Bereich des Druckmaximums anzeigt, in

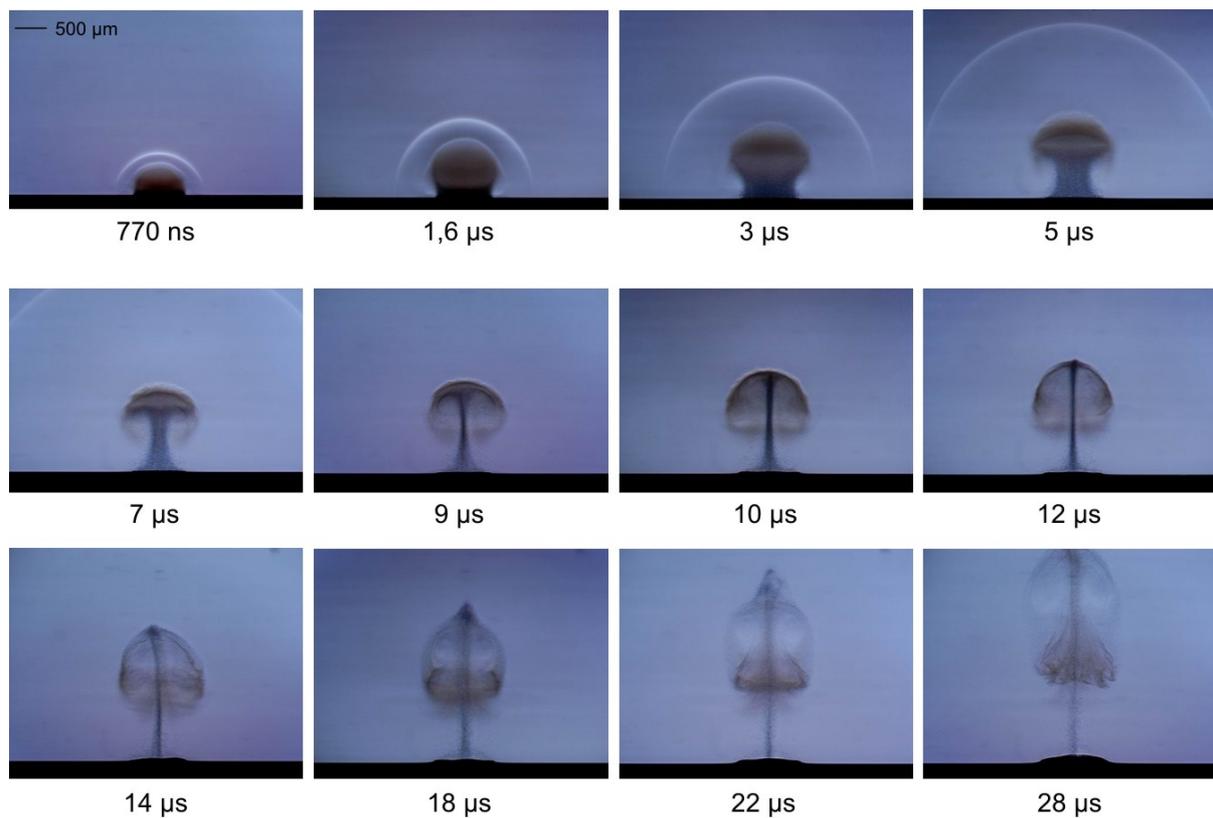


Abbildung 4.28. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Hoffman-Verfahren. Man erkennt hier deutlich die äußere Stoßwelle als hellen Streifen oberhalb der Ablationswolke.

dem aufgrund des fehlenden Druckgradienten keine Lichtablenkung stattfindet (Abschnitt 3.3).

Die Ausbreitung der Ablationswolke erfolgt während der ersten $1,5 \mu\text{s}$ nahezu sphärisch und geht anschließend in eine eher geradlinige, von der Wasseroberfläche weg gerichtete Bewegung über. Während der Expansion breiten sich die Kontaktfront und die Wassertröpfchen in geringem Abstand mit gleicher Geschwindigkeit aus, wobei sich die Geschwindigkeit nach etwa $2,5 \mu\text{s}$ deutlich verringert (Abbildung 4.31). Zu diesem Zeitpunkt hat sich die Stoßwelle bereits um etwa $500 \mu\text{m}$ von der Kontaktfront entfernt und ist anschließend noch bis zum Verlassen des Bildfeldes nach $11,4 \mu\text{s}$ in einem Abstand von $4,5 \text{ mm}$ zu erkennen (Abbildung 4.30).

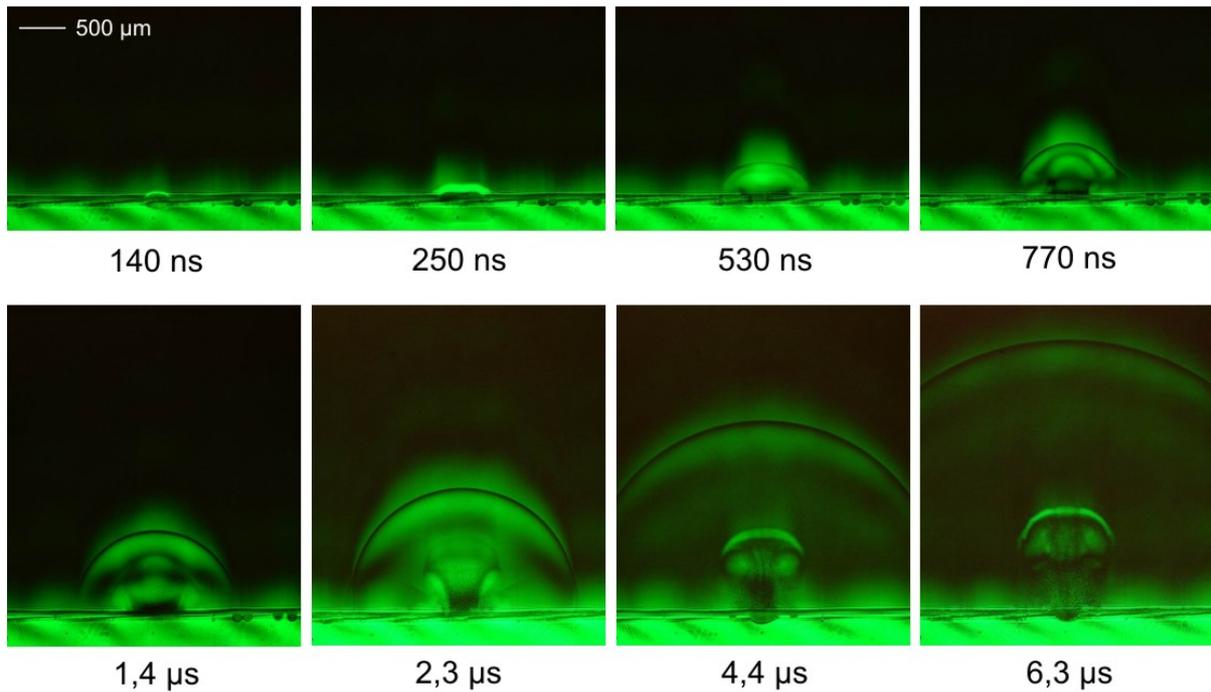


Abbildung 4.29. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Dunkelfeldverfahren.

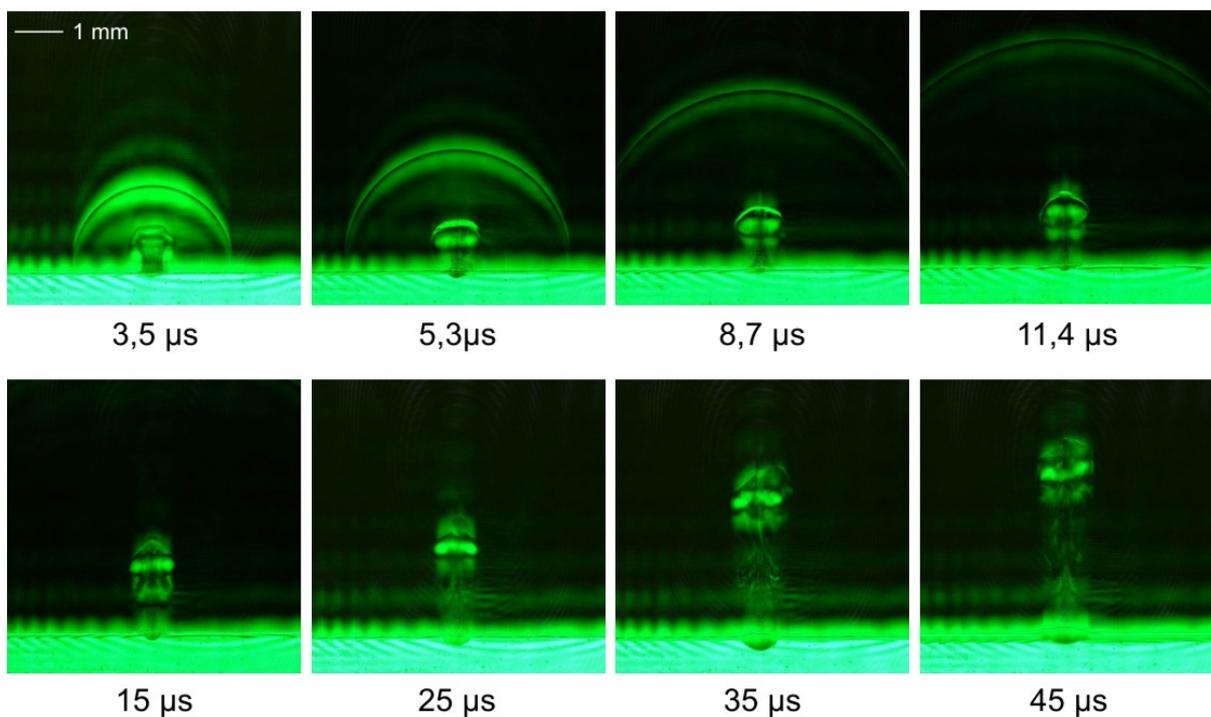


Abbildung 4.30. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Die Stoßwelle lässt sich bis $11,4 \mu\text{s}$ nach Ablationsbeginn darstellen. Im Gegensatz zum Hellfeldverfahren erkennt man hier, dass der Ringwirbel auch zu späten Zeiten in seinem Inneren gefüllt ist.

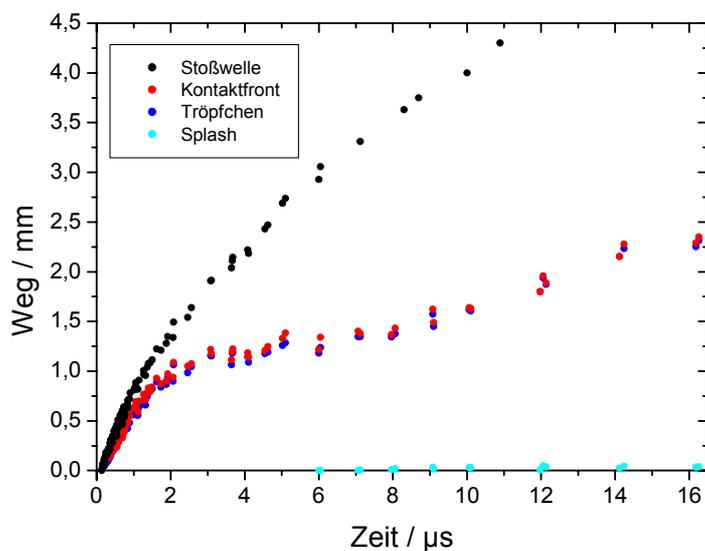


Abbildung 4.31. Ortskurve der Ablationsbestandteile von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$. Die Stoßwelle trennt sich nach etwa $1 \mu\text{s}$ deutlich von der Kontaktfront und den Wassertröpfchen ab. Letztere verlangsamen ihre Ausbreitung deutlich nach etwa $2 \mu\text{s}$, erfahren aber nach etwa $10 \mu\text{s}$ einer erneute Beschleunigung im Zuge der Ringwirbelbildung.

Zeitgleich mit der vollständigen Ausbildung des Ringwirbels tritt nach $12 \mu\text{s}$ eine erneute Beschleunigung der Ablationswolke auf, die sich an den Ortskurven der Kontaktfront und der Teilchen in Abbildung 4.31 ablesen lässt. Gleichzeitig werden die Tröpfchen und der Dampf durch die Verwirbelung miteinander vermengt, so dass die ursprüngliche Abfolge von Dampf und Tröpfchen nicht mehr existent ist.

Unterhalb der Wasseroberfläche ist in den Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.26 eine schwache Druckwelle sichtbar, die sich in den Bildserien bis nach 180 ns verfolgen lässt. Diese Druckwelle resultiert aus dem Rückstoß der Ablationsprodukte, ebenso wie die nach $4 \mu\text{s}$ in den Hellfeldaufnahmen (Abbildung 4.27) sichtbare beginnende Eindellung der Oberfläche, die nach $45 \mu\text{s}$ eine maximale Ausdehnung von $300 \mu\text{m}$ erreicht (Abbildung 4.30). Wie schon bei der Betrachtung des Ablationsbeginns im Auflichtverfahren (Abbildung 4.24), erzeugen auch hier die Inhomogenitäten des Laserstrahlprofils eine unregelmäßige Form der Eindellung. Dies ist insbesondere in den Hellfeldaufnahmen (Abbildung 4.27) nach 13 und $18 \mu\text{s}$ zu erkennen. Die Bildung der Kavität geht einher mit einem leichten Aufwölben der Wasseroberfläche an den Rändern des bestrahlten Areals. Diese erreicht nach $28 \mu\text{s}$ ihre maximale Höhe von etwa $100 \mu\text{m}$ (Abbildung 4.28 und 4.31).

Bestrahlung von Wasser bei $0,24 \text{ J/cm}^2$

Bei einer Bestrahlung von $0,24 \text{ J/cm}^2$ beginnt die Schwärzung der Wasseroberfläche in den Auflichtaufnahmen (Abbildung 4.32) aufgrund der entstehenden Tröpfchen nach 68 ns und damit um 12 ns früher ein als bei $0,12 \text{ J/cm}^2$. Die nach 68 und 80 ns auftretenden Unregelmäßigkeiten der Schwärzung, hervorgerufen durch die Inhomogenitäten des Laserstrahlprofils, sind weniger ausgeprägt als bei $0,12 \text{ J/cm}^2$, gleichzeitig ist die nach 152 ns erreichte laterale Ausdehnung der von der Ablation betroffenen Fläche größer.

Der gegenüber einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ früher einsetzende Ablationsbeginn zeigt sich auch in den Hellfeldaufnahmen in Abbildung 4.33, die nach 76 ns erstmals den einsetzenden Tröpfchenauswurf zeigen. Nach 248 ns ist oberhalb der Tröpfchenschicht ein semi-transparenter Bereich sichtbar, der einer im Vergleich zu $0,12 \text{ J/cm}^2$ dickeren Dampfschicht entspricht. Dieser Bereich ist außen von einer dunklen Linie umgeben, die wahrscheinlich der Stoßfront der externen Stoßwelle entspricht. Es fällt auf, dass der obere Teil der Ablationswolke transparent ist, während der untere Teil nach wie von mit feinen, rötlich erscheinenden Wassertröpfchen gefüllt ist. Dies ist in den Hellfeldaufnahmen nach 700 ns und $1,4 \mu\text{s}$ (Abbildung 4.34) sowie in den Hoffmanaufnahmen nach 550 ns und $1,2 \mu\text{s}$ (Abbildung 4.35) gut zu erkennen. Im Unterschied hierzu war die Wolke bei einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ fast gänzlich mit Tropfen gefüllt (vgl. z.B. Abbildung 4.28). Dies deutet darauf hin, dass die Energiedichte bei einer Bestrahlung von $0,24 \text{ J/cm}^2$ in der obersten Wasserschicht hinreichend groß war, um eine vollständige Verdampfung zu erreichen. Im Anschluss an den Auswurf der

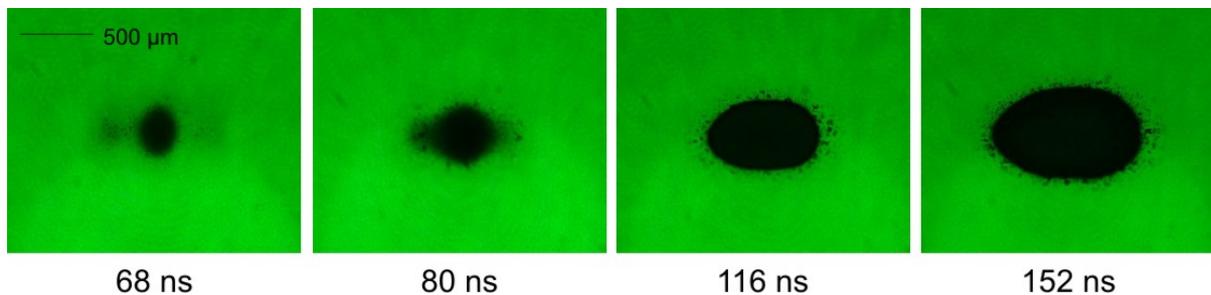


Abbildung 4.32. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,24 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm. Die ersten Anzeichen des Ablationsbeginns zeigen sich hier bereits nach 68 ns und damit 12 ns früher als bei $0,12 \text{ J/cm}^2$. Darüber hinaus erscheint das betroffene Areal gleichmäßiger, die Inhomogenitäten des Laserstrahlprofils haben geringere Auswirkungen.

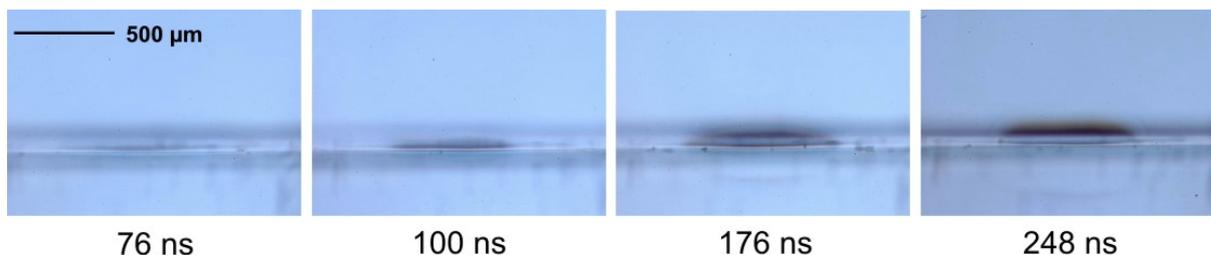


Abbildung 4.33. Anfangsphase der Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,24 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm, aufgenommen im Hellfeldverfahren. Der einsetzende Tröpfchenauswurf ist nach 76 ns als grauer Streifen im Bild zu erkennen.

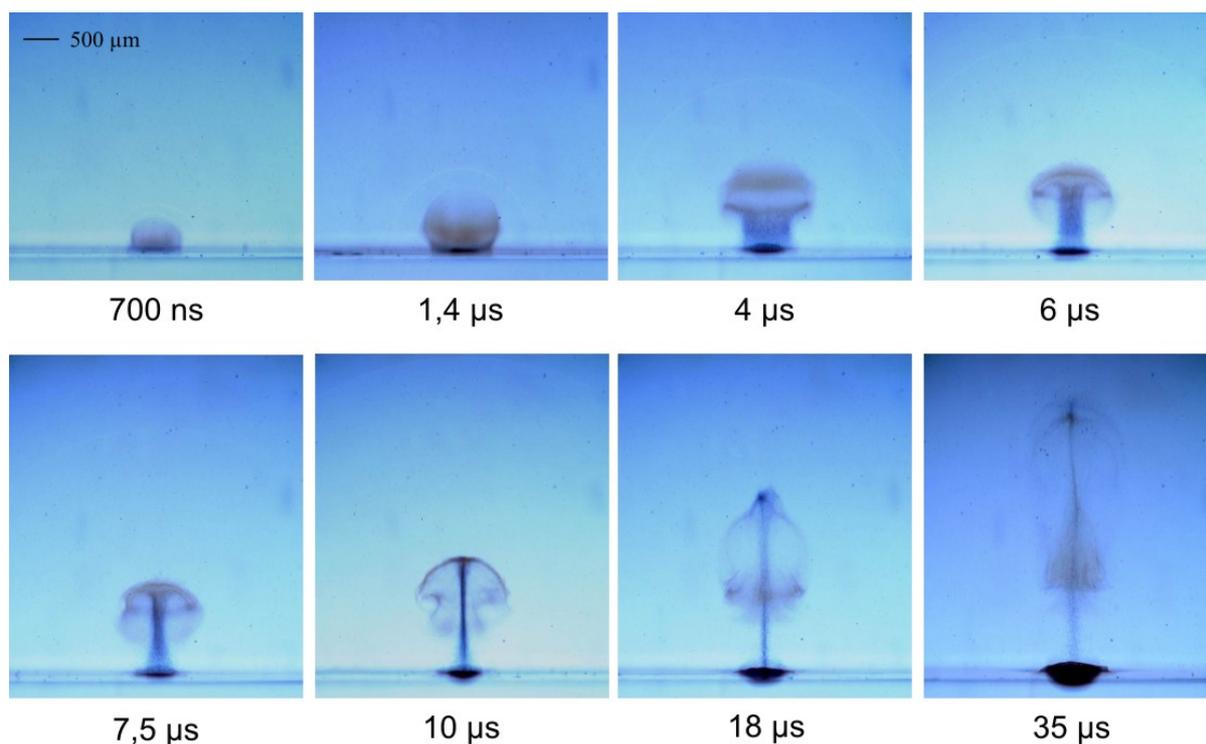


Abbildung 4.34. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,24 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Hellfeldverfahren. Im Vergleich zu einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ fällt hier der deutlich geringere Tröpfchenanteil der Ablationswolke auf. Nach etwa $4 \mu\text{s}$ beginnt die Eindellung der Wasseroberfläche aufgrund des Rückstoßes der primären Ablationsprodukte, der ebenfalls ausgeprägter ist als bei $0,12 \text{ J/cm}^2$.

feinen, rötlich erscheinenden Wassertröpfchen in der Anfangsphase beginnt nach $2,6 \mu\text{s}$ zusätzlich der Auswurf deutlich größerer, bläulich erscheinender Wassertröpfchen (Abbildung 4.35). Die vollständige Verdampfung eines Teils des abladierten Volumen tritt auch bei freilaufenden Laserpulsen auf (z.B. Abbildung 4.10), ist dort aber weniger deutlich zu erkennen. Die Ursache hierfür ist, dass es dort aber im Gegensatz zu gütegeschalteten Laserpulsen aufgrund der geringeren Expansionsgeschwindigkeit der Ablationswolke keine klar abgegrenzte Kontaktfront zwischen der Wolke und der Umgebungsluft gibt.

Durch die Expansion der Ablationswolke entsteht wiederum eine Stoßwelle, die sich nach $2,2 \mu\text{s}$ bereits deutlich von der Kontaktfront abgesetzt hat (Abbildung 4.36). Die Stoßwelle ist bereits in den Hellfeldaufnahmen in Abbildung 4.34 nach $6 \mu\text{s}$ als schwache Struktur zu erkennen. Dies deutet auf einen im Vergleich zur Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ stärkeren Brechungsindexgradienten hin, da dort im Hellfeldverfahren keine Stoßwelle sichtbar ist.

Die Ausbreitung der Ablationswolke erfolgt wie schon bei der geringeren Bestrahlung zunächst sphärisch und geht nach $1,4 \mu\text{s}$ in eine vorwiegend geradlinige Bewegung über (Abbildung 4.34). Hieran schließt sich die ebenfalls bei $0,12 \text{ J/cm}^2$ beobachtete Einschnürung der Ablationswolke im Bereich der Wasseroberfläche sowie die Ausbildung eines Ringwirbels an, der in diesem Fall allerdings erst nach $14 \mu\text{s}$ vollständig ausgebildet ist (Abbildung 4.35). Der Ringwirbel vermischt die Wassertröpfchen mit den Partikeln und bewirkt eine Beschleunigung der gesamten Ablationswolke, die an den Ortskurven in Abbildung 4.38 ables-

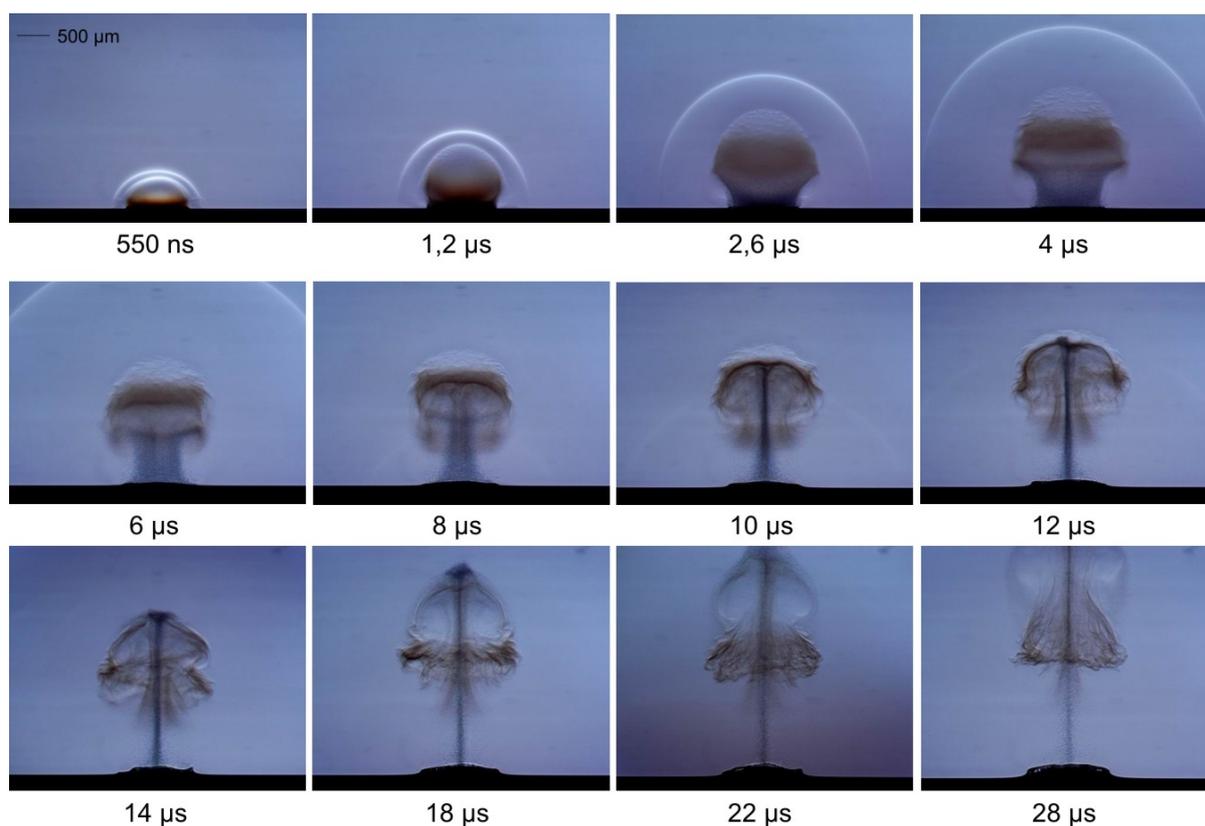


Abbildung 4.35. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,24 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Hoffman-Verfahren. Der obere Teil der Ablationswolke erscheint in Folge der turbulenten Dampfausbreitung als gekräuselte Struktur. Dies ist insbesondere in den Aufnahmen nach 4 µs und 6 µs zu erkennen. Die innere Stoßwelle, die hier erstmals zu sehen ist, tritt als undeutliche Struktur nach 6 µs kurz nach der Reflektion an der Wasseroberfläche auf. Am deutlichsten ist sie nach 10 µs zu erkennen.

bar ist. Es entsteht wiederum die in den Dunkelfeldaufnahmen ab 15 µs sichtbare Dreiteilung der Wolke (Abbildung 4.37), bestehend aus Wassertröpfchen an der Oberkante des Ringwirbels und in dessen Nachströmung, sowie einem Bereich höherer Dampfdichte im Inneren des Wirbels.

Gegenüber einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ wird hier bei $0,24 \text{ J/cm}^2$ ein neues Phänomen sichtbar, das wie die äußere Stoßwelle durch die Expansion der Ablationswolke hervorgerufen wird. Durch die Kollision der ruhenden Luftmoleküle mit den schnell expandierenden Moleküle an der Kontaktfront werden diese teilweise reflektiert und bilden eine innere Stoßwelle, die sich von der Kontaktfront ablöst, die Ablationswolke in Richtung Wasseroberfläche durchläuft und schließlich an dieser reflektiert wird. Bei der Bestrahlung von $0,24 \text{ J/cm}^2$ ist diese innere Stoßwelle zunächst nur indirekt an der Tröpfchenakkumulation in der Wolke zu erkennen. Durch die Strömung hinter der Stoßfront werden Tröpfchen in Richtung Probenoberfläche bewegt und kollidieren nach $6\text{-}8 \text{ µs}$ mit der nach wie vor von Probenoberfläche aufsteigenden Strömung (Abbildung 4.32). Diese Strömung trägt sie mit und schafft so einen Tröpfchenschirm an der Wolkenobergrenze. Dort beginnt er sich durch Vermischung mit der Umgebungsluft und anschließender Verdampfung nach etwa $15\text{-}20 \text{ µs}$ aufzulösen (Abbildung

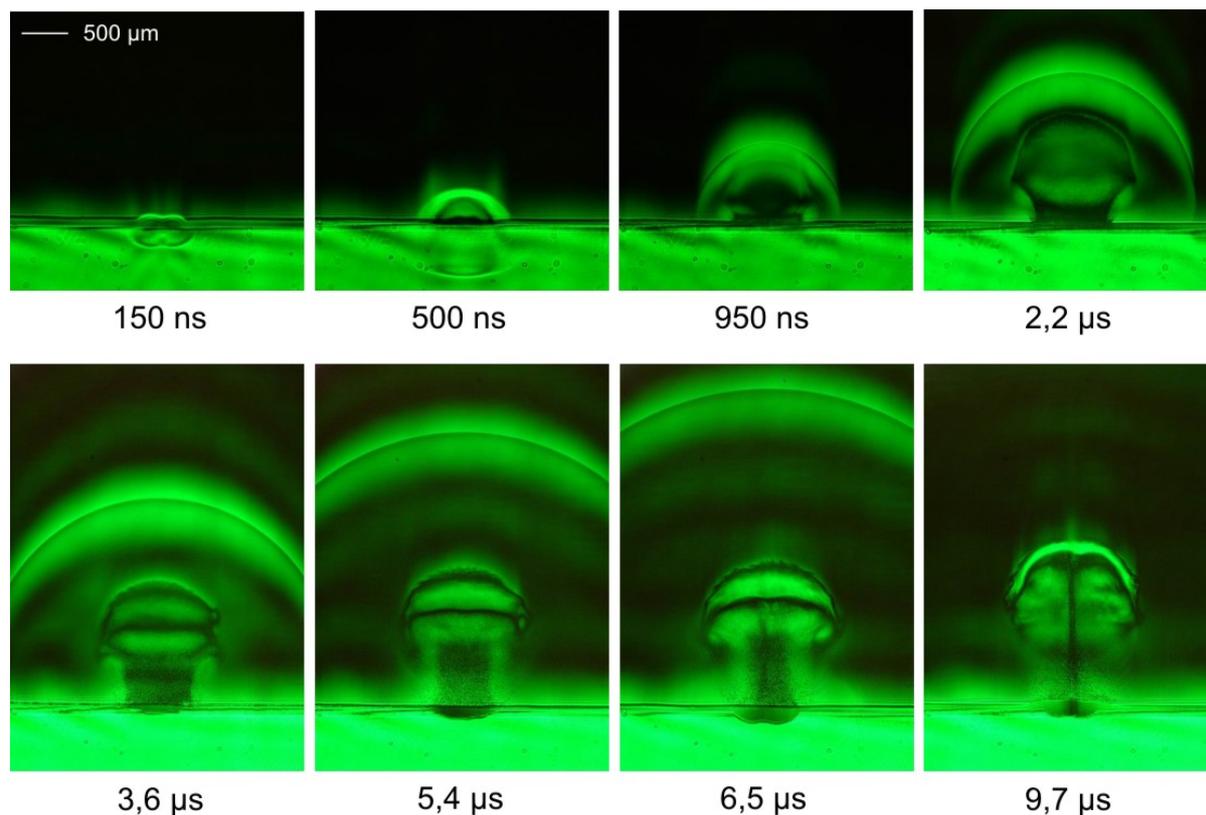


Abbildung 4.36. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,24 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Nach 150 ns tritt unter der Wasseroberfläche eine sphärische Druckwelle auf. Die externe Stoßwelle in der Umgebungsluft ist sehr deutlich als breite Struktur zu erkennen. In den Aufnahmen nach $3,6$, $5,4$ und $6,5 \text{ µs}$ ist die innere Stoßwelle kurz nach der Reflexion an der Wasseroberfläche zu sehen.

4.34 und 4.35). Die innere Stoßwelle ist im Anschluss an die Reflexion an der Wasseroberfläche in den Dunkelfeldaufnahmen (Abbildung 4.36) nach $5,4$ und $6,5 \text{ µs}$ sowie in den Hoffmanaufnahmen (Abbildung 4.35) nach 8 und 10 µs zu erkennen. Die Ortskurve der Ablationsbestandteile (Abbildung 4.38) enthält ebenfalls die Ausbreitung dieser Stoßwelle, soweit sie aus den verfügbaren Aufnahmen erfassbar ist. Möglicherweise tritt die innere Stoßwelle bereits bei einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ auf, ist dort aber aufgrund der begrenzten Empfindlichkeit der verwendeten Aufnahmeverfahren nicht nachweisbar.

Es ist bemerkenswert, dass die Tröpfchen in der Ablationswolke erst in der turbulenten Grenzschicht zwischen Ringwirbel und Umgebungsluft verdampfen. Die Langlebigkeit der Tröpfchen innerhalb der Wolke deutet darauf hin, dass die aus einem stabilen, gesättigtem Zweiphasengemisch besteht, wie es theoretisch am Ende einer Phasenexplosion zu erwarten ist (Abschnitt 2.4.5).

Der Rückstoß der Ablationsprodukte bewirkt wie schon bei $0,12 \text{ J/cm}^2$ die Entstehung einer Stoßwelle unter Wasser, die hier allerdings stärker ausgeprägt ist und in den Dunkelfeldaufnahmen (Abbildung 4.36) auch nach 500 ns noch deutlich sichtbar ist. Die Eindellung der Wasseroberfläche sowie deren Aufwölbung an den Rändern des bestrahlten Areal ist ebenfalls ausgeprägter und zeigt nur noch geringe Einflüsse der Inhomogenitäten

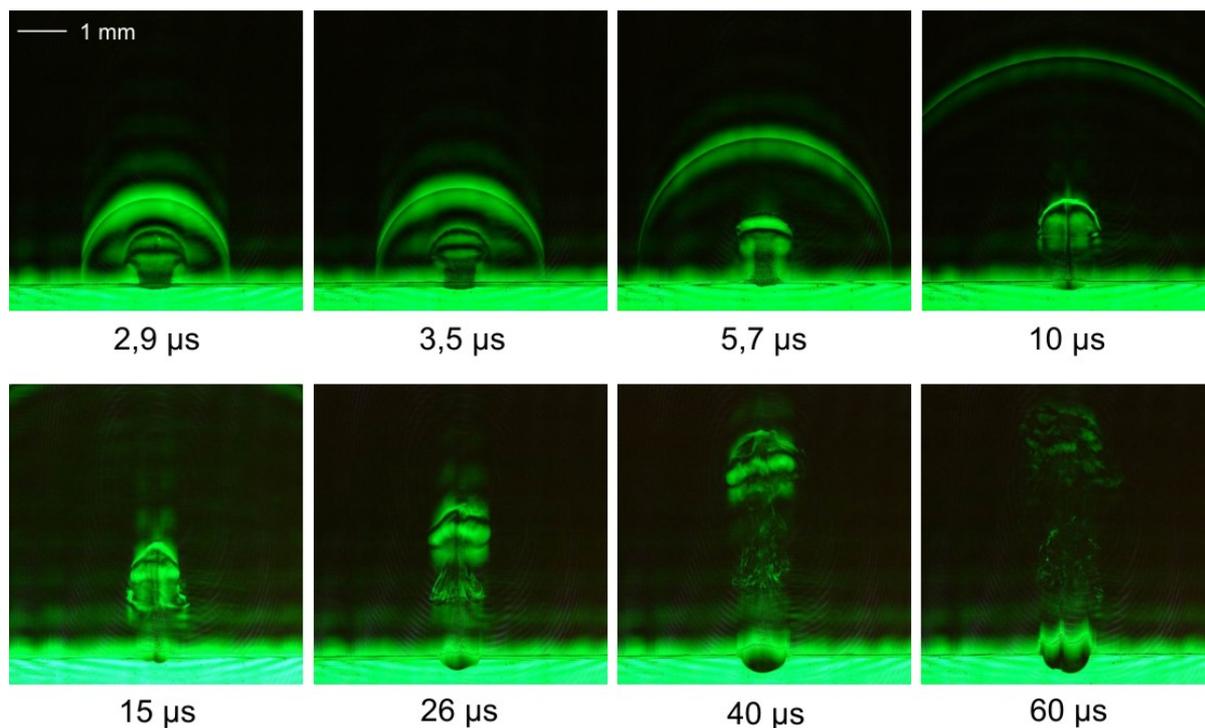


Abbildung 4.37. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,24 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Nach etwa $10 \mu\text{s}$ beginnt die Ausbildung eines Ringwirbels mit einer dreigeteilten Struktur. Dieser Wirbel entfernt sich von der Oberfläche und behält dabei seine Form weitestgehend bei. Selbst nach $60 \mu\text{s}$ ist dieser noch zu erkennen.

falls ausgeprägter und zeigt nur noch geringe Einflüsse der Inhomogenitäten des Strahlprofils (Abbildung 4.34, 4.36 und 4.37).

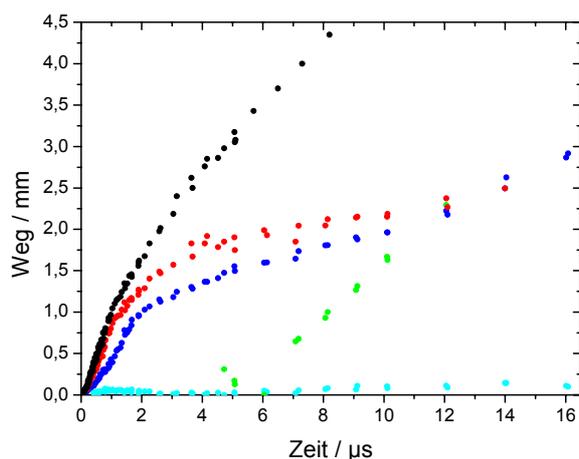


Abbildung 4.38. Ortskurve der Ablationsbestandteile bei der Bestrahlung von Wasser mit $0,24 \text{ J/cm}^2$. Im Gegensatz zu $0,12 \text{ J/cm}^2$ expandieren Wasserdampf und Tröpfchen in einem gewissen Abstand voneinander. Nach $12 \mu\text{s}$ erfolgt eine Beschleunigung beider Bestandteile durch den einsetzenden Ringwirbel. Die externe Stoßwelle wird nach etwa $5,5 \mu\text{s}$ an der Wasseroberfläche reflektiert und durchläuft anschließend die Ablationswolke.

Bestrahlung von Wasser mit 0,48 J/cm²

Bei einer Bestrahlung von 0,48 J/cm² verschiebt sich der Ablationsbeginn erwartungsgemäß weiter zu früheren Zeiten. Bereits nach 44 ns ist in den Auflichtaufnahmen (Abbildung 4.39) eine deutliche Schwärzung der Wasseroberfläche sichtbar, die nach 136 ns einen Durchmesser von 1 mm entsprechend der Größe des bestrahlten Areal erreicht hat. Die Inhomogenitäten des Laserstrahlprofils haben hier und bei allen größeren Bestrahlungen keinen Einfluss mehr auf die Gestalt des Areal, im Gegensatz zu einer Bestrahlung von 0,12 oder 0,24 J/cm²

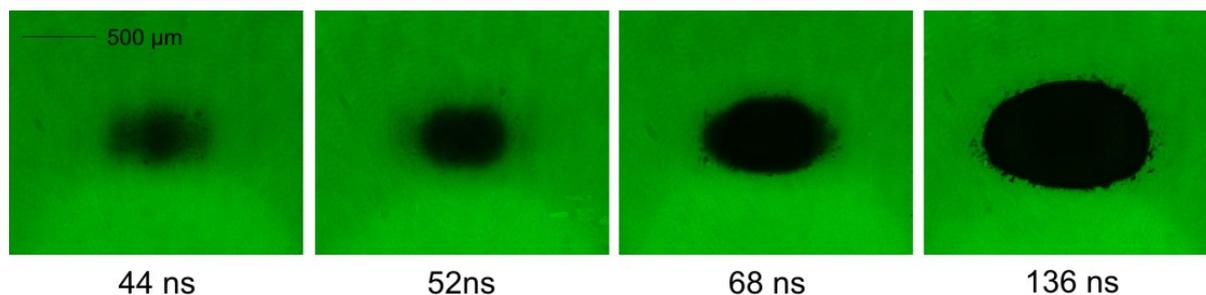


Abbildung 4.39. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von 0,48 J/cm² und einer Fleckgröße von 1 mm, aufgenommen im Auflichtverfahren. Das bestrahlte Areal weist im Gegensatz zu geringeren Bestrahlungen eine gleichmäßige Form auf. Die Inhomogenitäten des Laserstrahlprofils haben hier und bei höherer Bestrahlung keine Auswirkungen mehr.

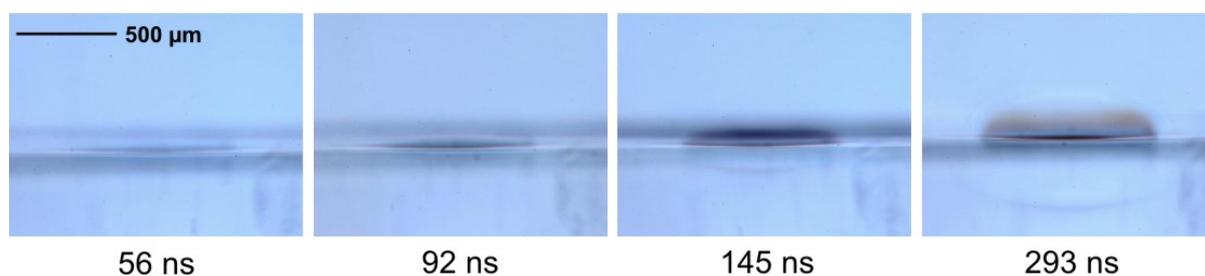


Abbildung 4.40. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von 0,48 J/cm² und einer Fleckgröße von 1 mm, aufgenommen im Hellfeldverfahren. Erste Anzeichen der Ablation treten hier nach 56 ns auf.

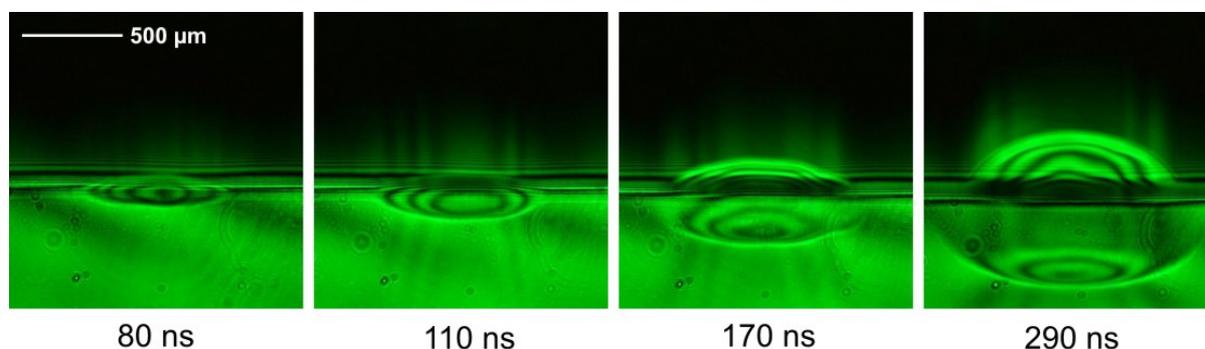


Abbildung 4.41. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von 0,48 J/cm² und einer Fleckgröße von 1 mm. Die Ablationswolke erscheint hier als Abfolge von drei hellen Streifen, die vermutlich durch Interferenzeffekte innerhalb der Ablationswolke verursacht werden. Die Stoßwelle unter der Wasseroberfläche ist sehr ausgeprägt und erscheint bereits nach 10 ns als Abfolge von hellen und dunklen Streifen.

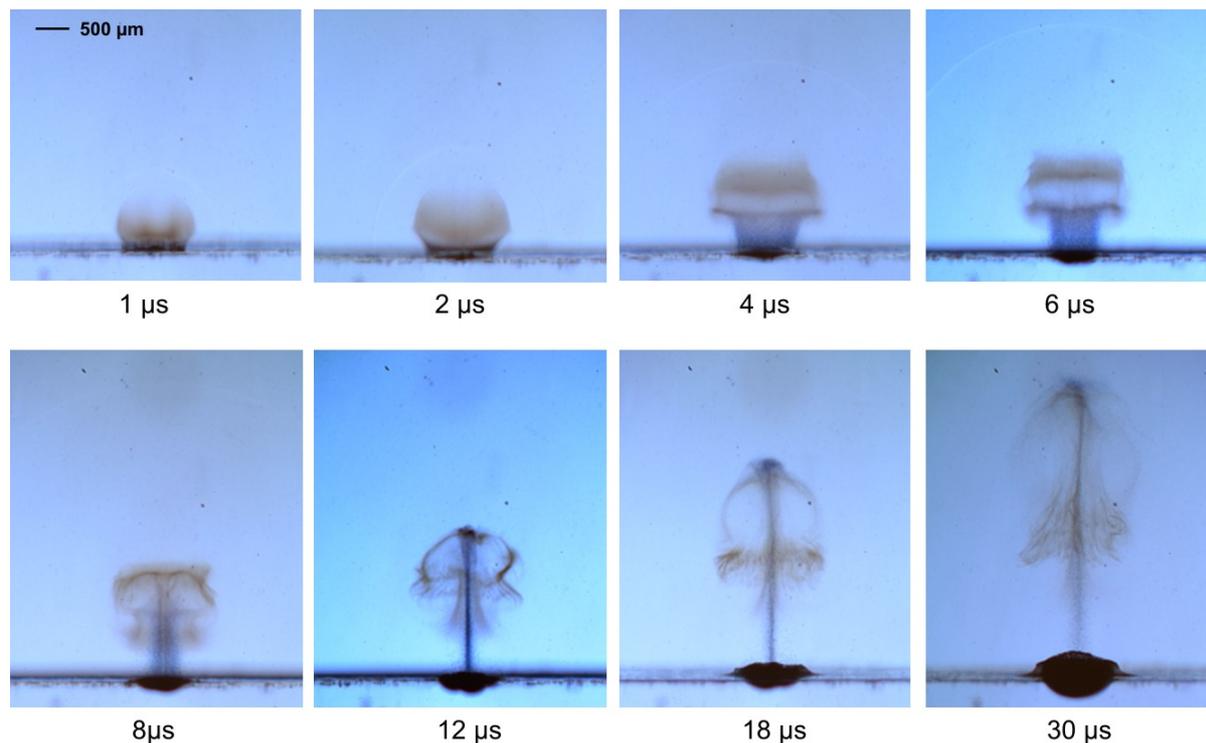


Abbildung 4.42. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,48 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Hellfeldverfahren. Der transparente, mit Dampf gefüllte Oberteil der Ablationswolke ist hier deutlich sichtbar.

zeigt sich zu jeder Zeit eine gleichmäßige Schwärzung der Wasseroberfläche. Der Auswurf von Wassertropfchen beginnt im Zentrum des bestrahlten Areals und breitet sich innerhalb von 136 ns gleichmäßig über die gesamte Fläche aus.

Im Hellfeldverfahren (Abbildung 4.40) zeigt sich der Ablationsbeginn nach etwa 56 ns , während im Dunkelfeldverfahren (Abbildung 4.41) nach 80 ns erste Anzeichen in Form einer sehr dünnen Dampfschicht und einer Stoßwelle unter der Wasseroberfläche sichtbar sind. Die Ablationswolke stellt sich in dieser Aufnahmetechnik nach 290 ns als Abfolge von mehreren hellen Streifen dar, die vermutlich durch Interferenzeffekte beim Durchgang durch die Ablationswolke verursacht werden.

Der Anteil feiner, rötlich erscheinender Tröpfchen an der Ablationswolke ist gegenüber geringeren Bestrahlungen weiter reduziert und man erkennt nach 1 und $2 \mu\text{s}$ deutlich die breiter gewordene Dampfschicht oberhalb der Tröpfchen (Abbildung 4.42 und 4.43). An die kleinen Tröpfchen schließt sich nach $3 \mu\text{s}$ der Auswurf von größeren, bläulich erscheinenden Tröpfchen an (Abbildung 4.43). Die Oberfläche der Dampfschicht erscheint bei dieser Bestrahlung in den Hoffmanaufnahmen (Abbildung 4.43) sehr deutlich strukturiert. Dies deutet auf verstärkte Turbulenzen infolge der Reibung zwischen Grenzschicht und Umgebungsluft hin.

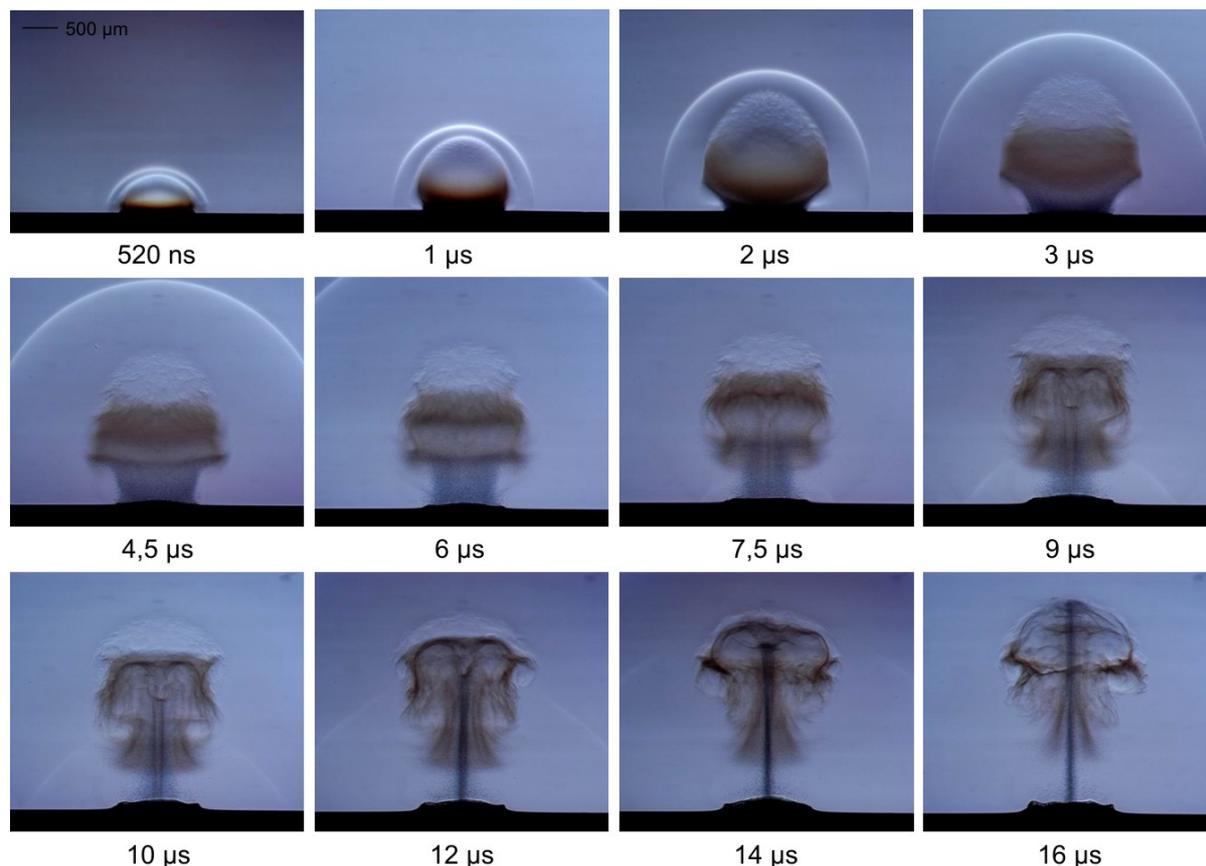


Abbildung 4.43. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,48 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Hoffman-Verfahren. Die turbulente Struktur der Oberfläche der oberen Ablationswolke tritt hier deutlich hervor. Darüber hinaus zeigt die Aufnahme nach $2 \mu\text{s}$ sehr deutlich die innere Stoßwelle in Form eines dunklen Streifens innerhalb der Wolke. Nach der Reflektion erscheint diese als heller Streifen in der Umgebungsluft.

Der Übergang von der anfangs sphärischen in die geradlinige Ausbreitung der Ablationswolke erfolgt nach etwa $2,5 \mu\text{s}$ (Abbildung 4.43) und damit später als bei $0,24$ oder $0,12 \text{ J/cm}^2$. Die anschließende Einschnürung der Struktur an der Wasseroberfläche sowie die Entstehung des Ringwirbels treten ebenfalls später auf, dieser ist erst nach $16 \mu\text{s}$ vollständig ausgebildet (Abbildung 4.43). Der Abstand der Wassertropfen von der Kontaktfront nimmt zunächst aufgrund unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeiten und danach wegen der Strömung in der zurücklaufenden inneren Stoßwelle zu, bevor beide Schichten im Zuge der Ringwirbelbildung miteinander vermischt werden und die Wolke als Ganzes durch den Wirbel nach $16 \mu\text{s}$ beschleunigt wird. Dies erkennt man an den Hoffmanaufnahmen in Abbildung 4.43 und den Ortskurven von Tröpfchen und Kontaktfront in Abbildung 4.46. In Folge des Ringwirbels entsteht wie bereits bei geringeren Bestrahlungen die dreigliedrige Struktur der Ablationswolke, die insbesondere in der Dunkelfeldaufnahme nach $25 \mu\text{s}$ sichtbar ist (Abbildung 4.45).

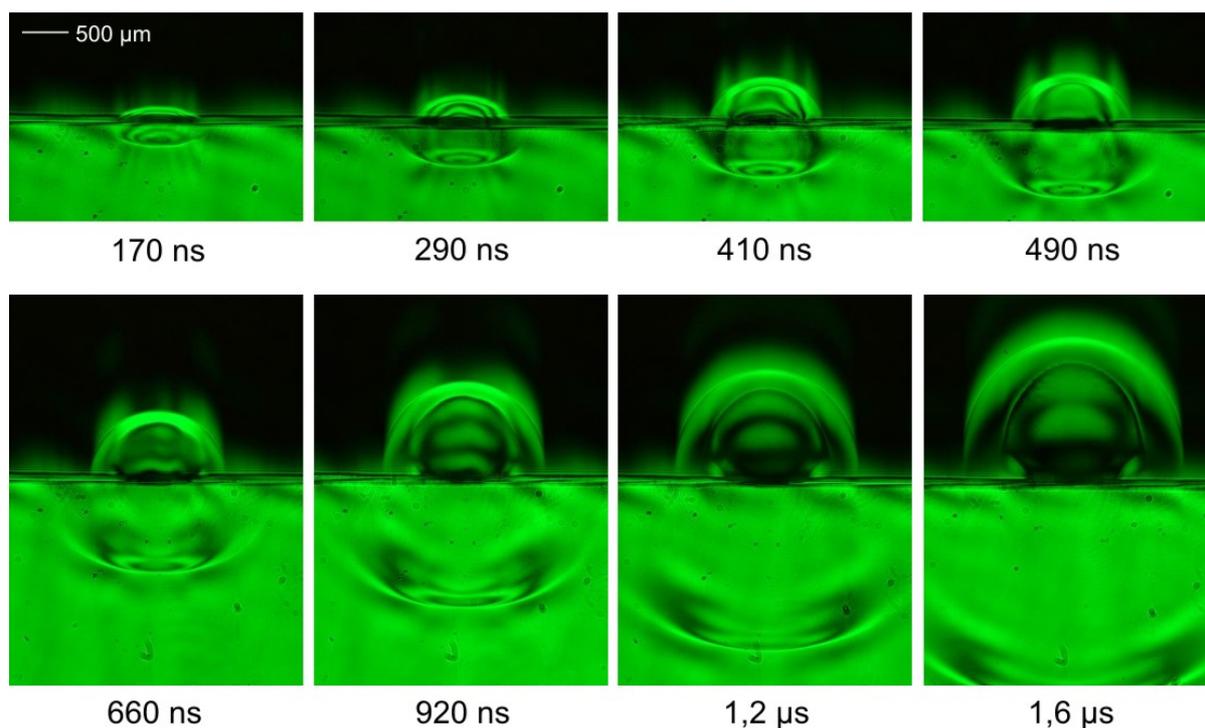


Abbildung 4.44. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,48 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Die Stoßwelle unter Wasser expandiert als deutlich sichtbare sphärische Welle, die als Abfolge von hellen und dunklen Streifen erscheint.

Die dreigliedrige Struktur entsteht, weil die Verdampfung der Tröpfchen durch die Pufferschicht aus gesättigtem Dampf zwischen Tröpfchen und Umgebungsluft verzögert wird. Durch die Ringwirbelbildung werden daher Tröpfchen in die Schicht zwischen Ringwirbel und Nachlauf transportiert. Damit entsteht folgende Abfolge aus hellen und dunklen Bereichen: Dampfschicht am Rande des Wirbels (hell), dichte abschattende Tröpfchenschicht (dunkel), Ringwirbel mit geringer Tröpfchendichte (hell), abschattende dichte Tröpfchenschicht (dunkel), Nachlauf des Ringwirbels mit geringer Tröpfchendichte (hell). Diese Abfolge lässt sich allerdings nur durch den Vergleich der Dunkelfeld- (Abbildung 4.44) mit den Hoffman-Aufnahmen (Abbildung 4.43) identifizieren, wo es sehr gut zu erkennen ist.

Die rücklaufende innere Stoßwelle ist innerhalb der Ablationswolke in den Hoffmannaufnahmen (Abbildung 4.43) bereits nach 2 µs sichtbar, ebenso in den Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.45 nach $2,1$ und $3,7 \text{ µs}$. Man erkennt an diesen Aufnahmen, dass die innere Stoßwelle nach 2 µs zunächst eine konvexe, an den Rändern nach unten gebogene Form aufweist. Anschließend durchläuft sie zwischen 2 und 3 µs einen Fokus und erscheint nach $3,7$ als konkave, an den Rändern nach oben gebogene Welle. Der Fokus ist in der Dunkelfeldaufnahme nach $2,1 \text{ µs}$ fast erreicht und die innere Stoßwelle erscheint hier als breites und sehr helles Objekt im Zentrum der Ablationswolke. Nach der Reflektion an der Wasseroberfläche nach etwa 6 µs lässt sich die Ausbreitung der Stoßwelle in den Hoffmann- und Dunkelfeldaufnahmen von Abbildung 4.43 und 4.45 bis nach 12 µs verfolgen.

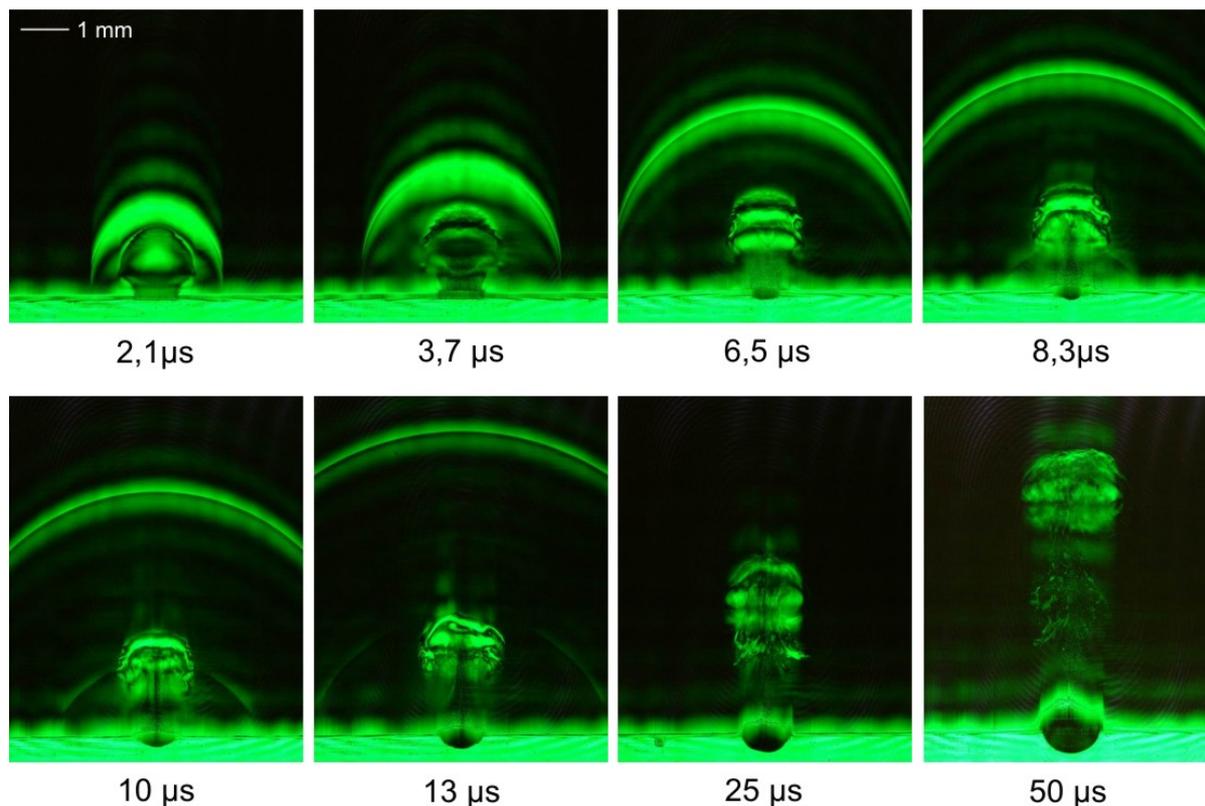


Abbildung 4.45. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,48 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Die innere Stoßwelle ist hier nach der Reflexion an der Wasseroberfläche in den Aufnahmen nach $8,3 \mu\text{s}$, $10 \mu\text{s}$ und $13 \mu\text{s}$ gut zu erkennen.

Die Folgen des Rückstoßes der Ablationsprodukte zeigen sich zunächst in der unter Wasser auftretenden Stoßwelle, die in den Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.41 bereits nach 10 ns auftritt und ein Anzeichen für einen sehr frühen Ablationsbeginn ist. Gegenüber einer Bestrahlung von $0,24 \text{ J/cm}^2$ ist der Brechungsindexgradient dieser Stoßwelle so weit erhöht, dass die Welle auch in den Hellfeldaufnahmen nach 145 ns und 293 ns sichtbar ist (Abbildung 4.40). In den Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.41 und 4.44 lässt sich die Ausbreitung bis zum Verlassen des Bildfeldes nach $1,6 \mu\text{s}$ verfolgen. Die Stoßwelle breitet sich dabei als sphärische Welle mit einer nach $1,6 \mu\text{s}$ auf etwa $500 \mu\text{m}$ angestiegenen Gesamtbreite aus und erscheint als Abfolge von hellen und dunklen Streifen. Darüber hinaus bewirkt der Rückstoß eine bereits bei geringeren Bestrahlungen beobachtete Eindellung der Oberfläche, deren Ansätze erstmals nach $4 \mu\text{s}$ auftreten (Abbildung 4.42) und die sich nach $50 \mu\text{s}$ zu einer Kavität mit etwa $500 \mu\text{m}$ Radius entwickelt hat (Abbildung 4.45). Nach $4 \mu\text{s}$ beginnt ebenfalls die Aufwölbung der Wasseroberfläche an den Rändern des bestrahlten Areals (Abbildung 4.43), die nach $50 \mu\text{s}$ ebenfalls eine Höhe von etwa $50 \mu\text{m}$ erreicht.

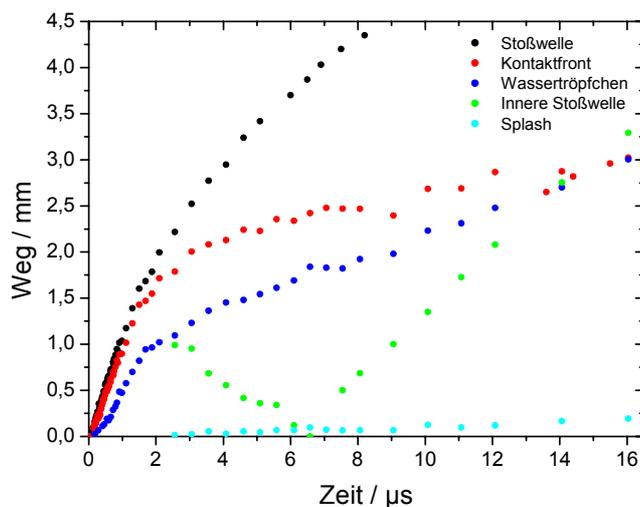


Abbildung 4.46. Ortskurven der Ablationsbestandteile bei der Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von $0,48 \text{ J/cm}^2$. Die innere Stoßwelle lässt sich auf ihrem Weg in Richtung Wasseroberfläche verfolgen und wird nach etwa $6,5 \mu\text{s}$ reflektiert. Zwischen der Kontaktfront und den Wassertröpfchen besteht ein deutlicher Abstand.

Bestrahlung von Wasser mit $1,40 \text{ J/cm}^2$

Bei Bestrahlung von Wasser mit $1,40 \text{ J/cm}^2$ zeigt sich in den Auflichtaufnahmen in Abbildung 4.47 bereits nach 32 ns eine deutliche Schwärzung, die nach 132 ns einen Durchmesser von $1,3 \text{ mm}$ erreicht und damit sich damit über die bestrahlte Fläche hinaus ausgebreitet hat. Der scharfe Rand des schwarzen Areals nach 132 ns und die Tatsache, dass die Schwärzung in der Seitenansicht in Abbildung 4.48 nach 132 ns und 192 ns exakt eine Breite von 1 mm aufweist deuten darauf hin, dass die weite laterale Ausbildung in den Auflichtbildern auf eine Eindellung zurückzuführen, an deren schrägen Flächen das Licht aus der abbildenden Optik heraus abgelenkt wird. Eine Ausweitung des Ablationsprozesses über die bestrahlte Fläche hinaus hätte ungleichmäßigerer und weniger scharfe Abgrenzung des betroffenen Areals zur Folge.

Im Hellfeldverfahren (Abbildung 4.48) tritt nach 52 ns eine dünne Tröpfchenschicht auf, über der man nach 132 ns und 192 ns eine Dampfschicht erkennt. Die nachfolgenden Aufnahmen nach 530 ns und 980 ns in Abbildung 4.49 bestätigen, dass der Tröpfchenanteil der Ablationswolke viel geringer als ist bei kleineren Bestrahlungen und sich nur noch in unmittelbarer Nähe der Wasseroberfläche und an den Rändern der Ablationswolke Wassertröpfchen finden. Der darüber befindliche Dampfanteil tritt aufgrund der starken Turbulenzen durch Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten am Rande der Wolke und der dadurch hervorgerufenen Brechungsindexgradienten bereits in den Hellfeldaufnahmen nach 980 ns und $1,7 \mu\text{s}$ deutlich hervor (Abbildung 4.49).

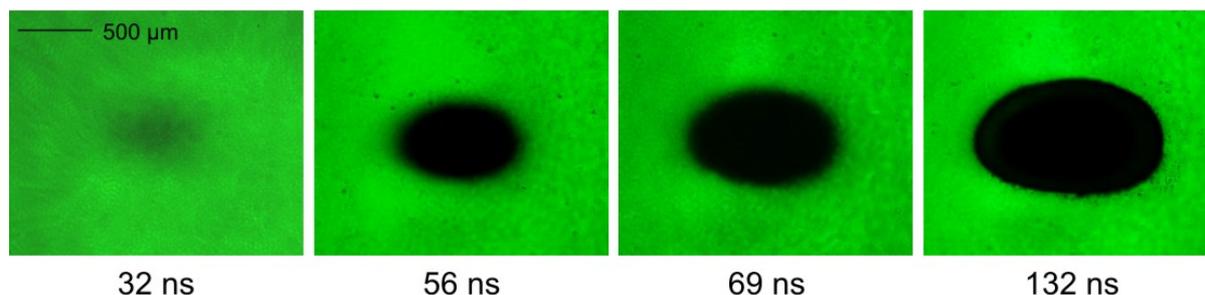


Abbildung 4.47. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm, aufgenommen im Aufrichtverfahren. Nach 32 ns tritt bereits eine leichte Schwärzung der Oberfläche auf, anschließend breitet sich diese sehr gleichmäßig über die gesamte bestrahlte Fläche aus.

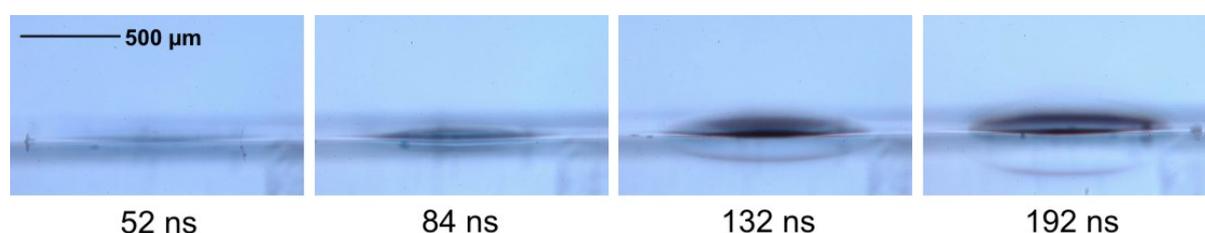


Abbildung 4.48. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm, aufgenommen im Hellfeldverfahren.

Zusätzlich zu den sehr feinen, rötlich erscheinenden Wassertröpfchen in der Frühphase der Ablation treten wie auch bei geringeren Bestrahlungen darauffolgend deutlich größere, dunkelblaue Wassertröpfchen auf, die nach $3,5 \mu\text{s}$ in den Hoffmanaufnahmen (Abbildung 4.51) hervortreten und damit etwa zum gleichen Zeitpunkt erscheinen wie bei geringeren Bestrahlungen.

Im Hoffman-Verfahren in Abbildung 4.50 erkennt man bereits nach 80 ns die äußere Stoßwelle. Die äußere Stoßwelle löst sich anschließend nach etwa $2 \mu\text{s}$ und damit deutlich später als bei geringeren Bestrahlungen von der Kontaktfront ab. Des weiteren erscheint das Innere der Ablationswolke während der ersten 400 ns als hell erleuchtete Struktur. In den Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.52 stellt sich die Ablationswolke als Abfolge mehrerer heller Streifen dar. Dieses Phänomen trat in den Dunkelfeldaufnahmen bereits bei einer Bestrahlung von $0,48 \text{ J/cm}^2$ (Abbildung 4.41) auf und wurde dort durch Interferenzeffekte erklärt. Das Erscheinen hier als hell erleuchtete Struktur in den Hoffman-Aufnahmen deutet darüber hinaus auf eine Lichtablenkung an der als Linse wirkenden Ablationswolke als Zone größerer Dichte hin [92, 120].

Nach Entstehung der inneren Stoßwelle breitet sich die Ablationswolke im unteren, mit Tröpfchen gefüllten Teil bis zum Zeitpunkt von $3,5 \mu\text{s}$ (Abbildung 4.51) sphärisch aus und dehnt sich dabei lateral weit über die Grenzen des bestrahlten Areals aus, während zeitgleich im oberen Teil der Wolke die Vorwärtsbewegung des Dampfanteils überwiegt. Dies ist in den Hoffmanaufnahmen in Abbildung 4.51 sehr deutlich nach $3,5$ und $4,6 \mu\text{s}$ zu erkennen. Die Ortskurven in Abbildung 4.54 zeigen, dass zu diesem Zeitpunkt mit $1,5 \text{ mm}$ der größte Abstand zwischen Kontaktfront und Wassertröpfchen erreicht ist.

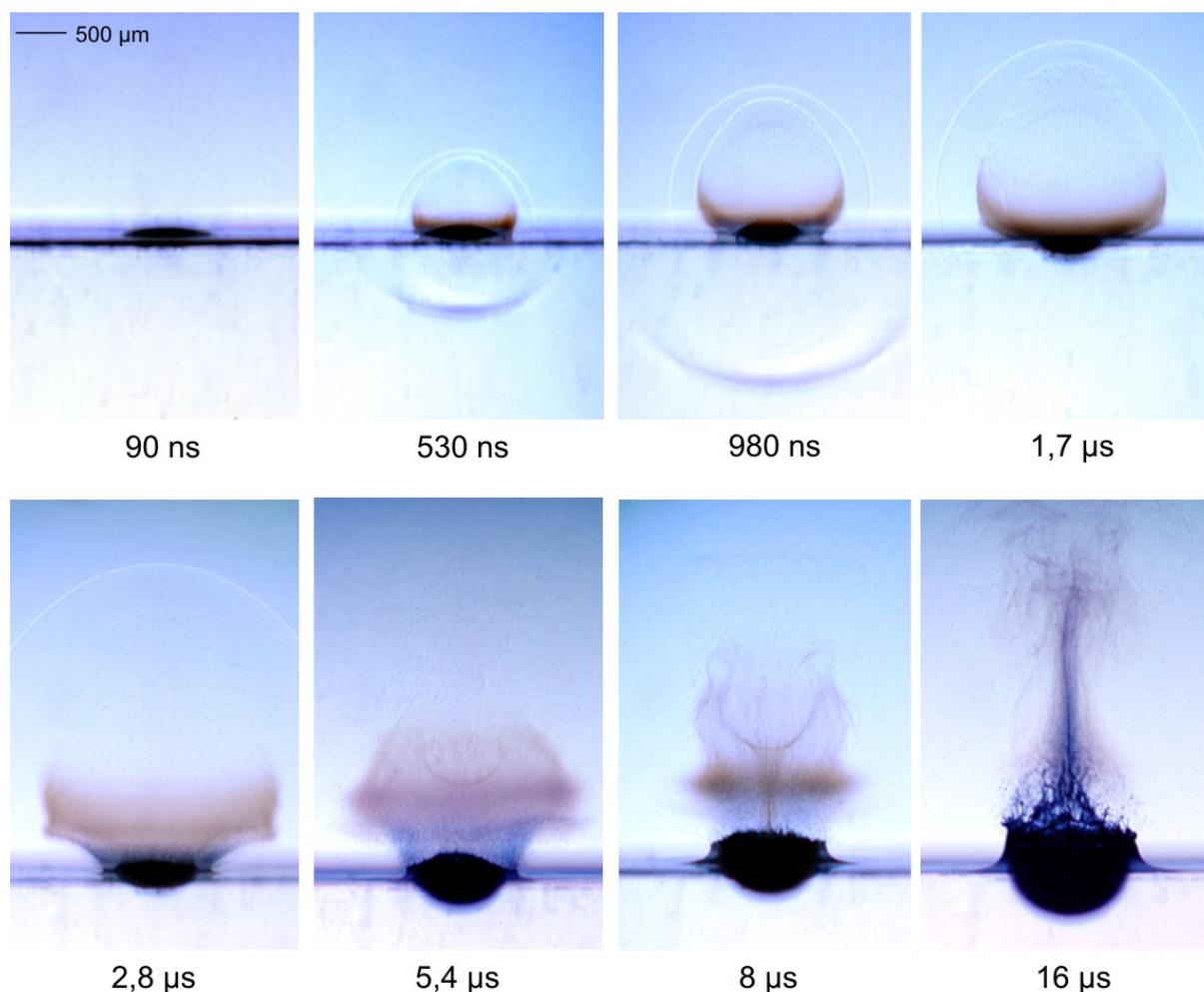


Abbildung 4.49. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Hellfeldverfahren. Die Ablationswolke besteht nur noch zu einem geringen Teil aus Wassertröpfchen, die bei Ablationsbeginn bevorzugt in den Randbereichen der Wolke auftreten. Die Fokussierung der inneren Stoßwelle bewirkt eine Umlenkung des Tröpfchenstromes, der insbesondere nach $8 \mu\text{s}$ sichtbar wird. Nach $16 \mu\text{s}$ sieht man erstmals die Ansätze eines rückstoßinduzierten Tröpfchenauswurfes.

Die Entstehung eines Ringwirbels beginnt deutlich später als bei kleineren Bestrahlungswerten. Erste Ansätze hierfür sind erst nach $5,7 \mu\text{s}$ in den Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.53 zu erkennen und erfassen zunächst nur den oberen Teil der Ablationswolke. Die Verwirbelung bewirkt die bereits bekannte Vermischung von feinen Wassertröpfchen und Dampf, die nach etwa $12 \mu\text{s}$ abgeschlossen ist (Abbildung 4.54). Eine infolge des Ringwirbels entstehende dreigliedrige Schichtung der Ablationswolke tritt in den Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.53 nach $16 \mu\text{s}$ auf und bleibt bis zum Ende des betrachteten Zeitraumes nach $45 \mu\text{s}$ als stabile Struktur erhalten, die sich kontinuierlich von der Wasseroberfläche entfernt. Eine Einschnürung des Tröpfchenstroms im Bereich der Wasseroberfläche tritt zwar auf, ist jedoch erst nach $20 \mu\text{s}$ und damit wesentlich später als bei kleineren Bestrahlungen vollständig ausgebildet.

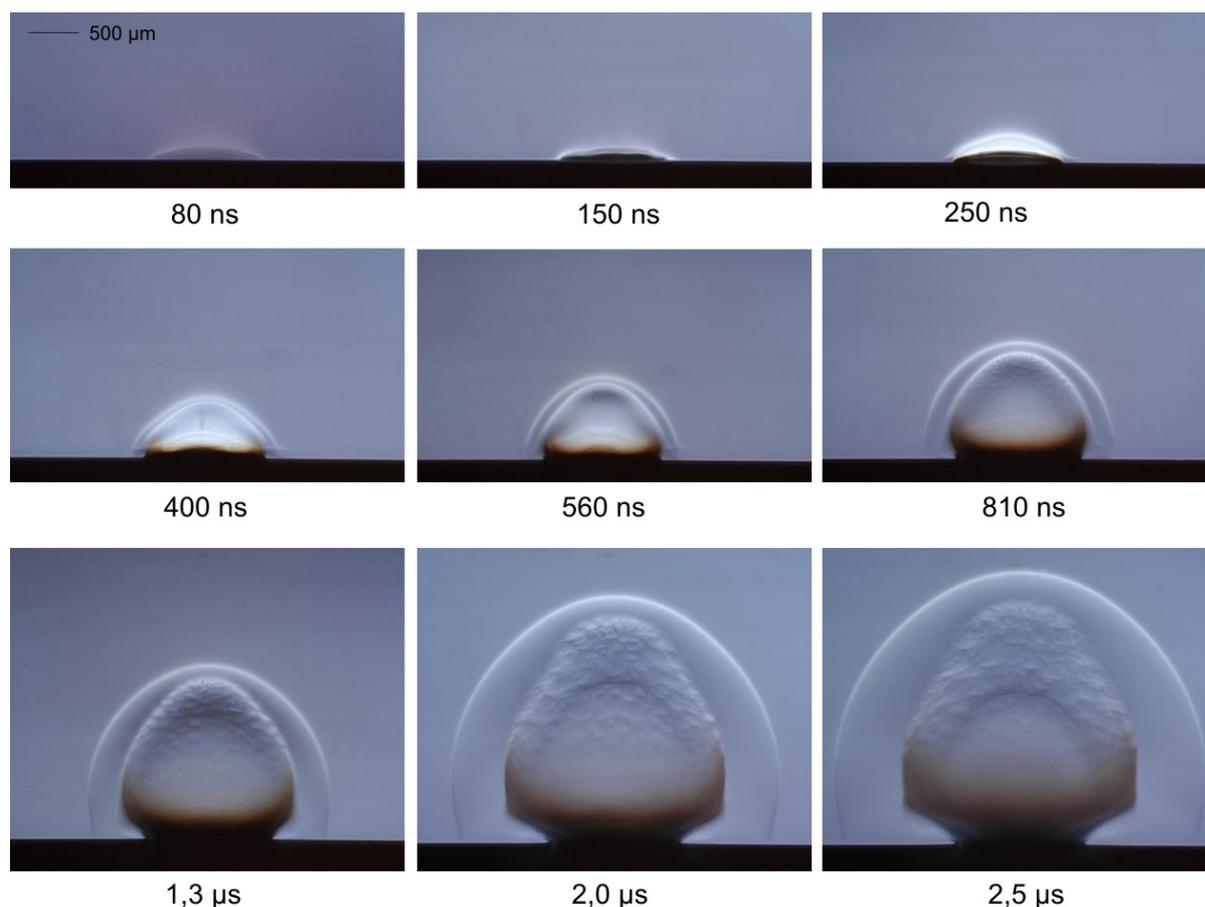


Abbildung 4.50. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm . Die Aufnahmen zeigen sehr deutlich die turbulente Struktur der Ablationswolke. Die innere Stoßwelle tritt erstmals nach 560 ns in Form einer Schwärzung an der Oberseite der Wolke in Erscheinung und ist sehr deutlich nach $1,3$ und $2,0 \mu\text{s}$ zu sehen.

Auffällig in den in diesem Abschnitt gezeigten Bildserien ist das sehr viel deutlichere Auftreten der inneren Stoßwelle und deren Einfluss auf die Ablationswolke. Bereits in den Hellfeldaufnahmen nach 980 ns und $1,7 \mu\text{s}$ ist die innere Stoßwelle als schwache Struktur zu erkennen (Abbildung 4.49), sehr deutlich tritt sie nach 560 ns in den Hoffmanaufnahmen (Abbildung 4.49) und den Dunkelfeldaufnahmen (Abbildung 4.52) auf. Die Ausbreitung der inneren Stoßwelle lässt sich damit beginnend mit dem Ablösen von der Kontaktfront, über die Reflexion an der Wasseroberfläche nach $9 \mu\text{s}$ und die nachfolgende Ausbreitung bis zu einem Abstand von 3 mm nach $16 \mu\text{s}$ verfolgen und ist als Ortskurve in Abbildung 4.54 enthalten.

Bei dieser Bestrahlung lässt sich die Fokussierung der inneren Stoßwelle innerhalb der Ablationswolke, die nach $3,2 \mu\text{s}$ ihr Maximum erreicht, besonders deutlich verfolgen. Dies zeigt sich in den Hoffman-Aufnahmen in Abbildung 4.51 nach $3,5 \mu\text{s}$ und $4,6 \mu\text{s}$ sowie die Dunkelfeld-Aufnahmen nach $2,5$, $3,2$ und $4,1 \mu\text{s}$ in Abbildung 4.53. Nach $2,5 \mu\text{s}$ erkennt man sie innere Stoßwelle als konvexe Struktur oberhalb des Fokus, nach $4,1 \mu\text{s}$ hingegen zeigt sie sich unterhalb als konkave Welle. Die Reflexion der Stoßwelle an der Wasseroberfläche ist

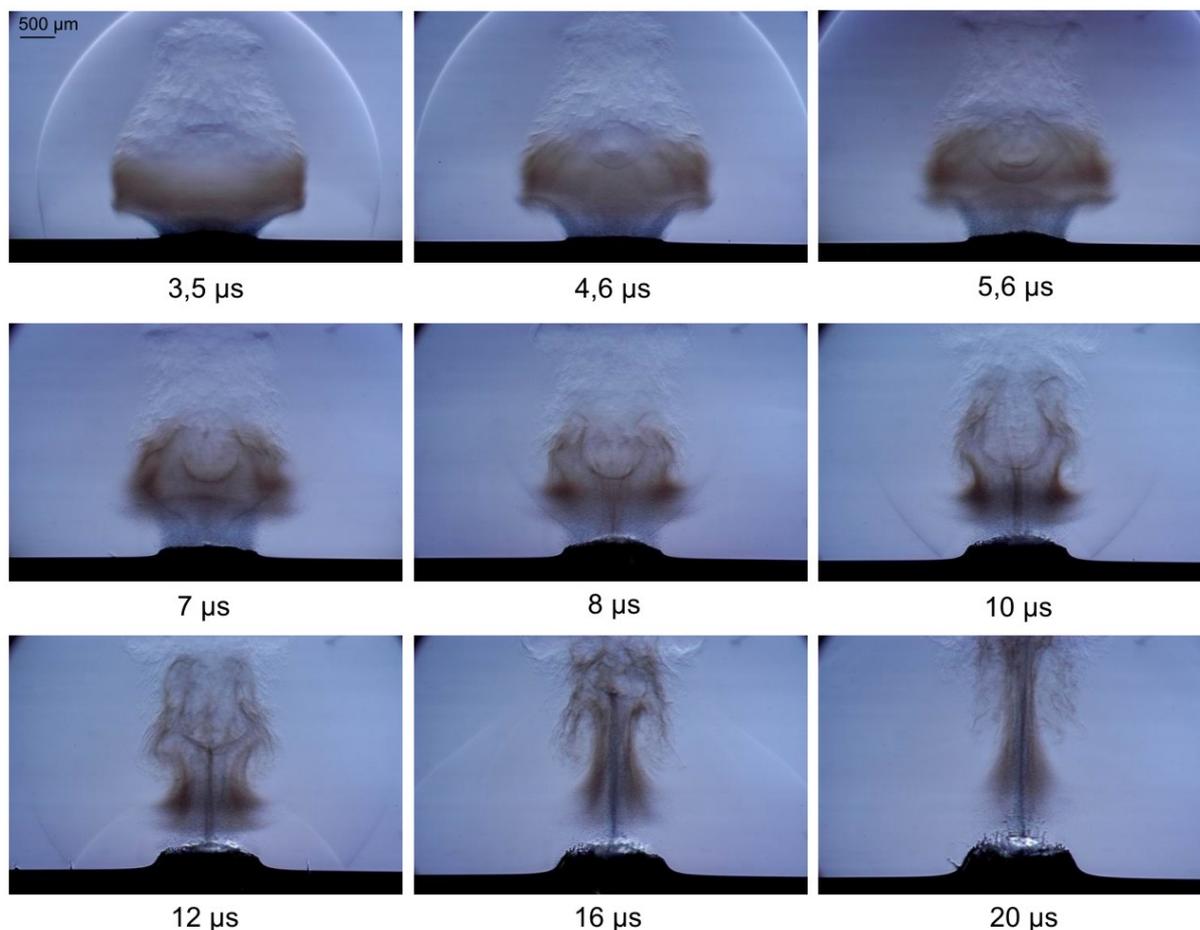


Abbildung 4.51. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Hoffman-Verfahren. Wie schon in den Hallfeldd Bildern tritt hier nach $5,6 \mu\text{s}$ eine Umlenkung des Tröpfchenstromes zu den Seiten hin auf. Die innere Stoßwelle ist deutlich zu sehen und zeigt sich insbesondere in den Aufnahmen nach 10 und $12 \mu\text{s}$.

in den Dunkelfeldaufnahmen nach $8,4 \mu\text{s}$ (Abbildung 4.53) zu sehen, die Hoffmanaufnahme nach $12 \mu\text{s}$ in Abbildung 4.51 zeigt sehr deutlich die einfallende Welle an den Bildrändern sowie die sich entfernende reflektierte Welle im Zentrum. Die anschließende Ausbreitung der reflektierten inneren Stoßwelle lässt sich in den Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.53 bis zu einem Zeitpunkt von $19 \mu\text{s}$ verfolgen.

Die innere Stoßwelle bewirkt einen Massentransport in Richtung der Oberfläche, der infolge der Stoßwellenfokussierung nur im Inneren der Ablationswolke erfolgt. In den Randbereichen außerhalb des Fokus geht die von der Oberfläche weg gerichtete Ablationsströmung hingegen ungehindert weiter. Die resultierende Umlenkung der Strömung in die ringförmigen Außenbereiche ist in Ansätzen in den Hellfeldd aufnahmen in Abbildung 4.49 nach $5,4 \mu\text{s}$ sowie in den Hoffmanaufnahmen in Abbildung 4.51 nach $5,6 \mu\text{s}$ zu erkennen und kann hier bis nach $12 \mu\text{s}$ verfolgt werden. Die Ablationsströmung überwindet hier schließlich den Massentransport in Richtung der Oberfläche, so dass keine Umlenkung in die Außenbereiche mehr erfolgt.

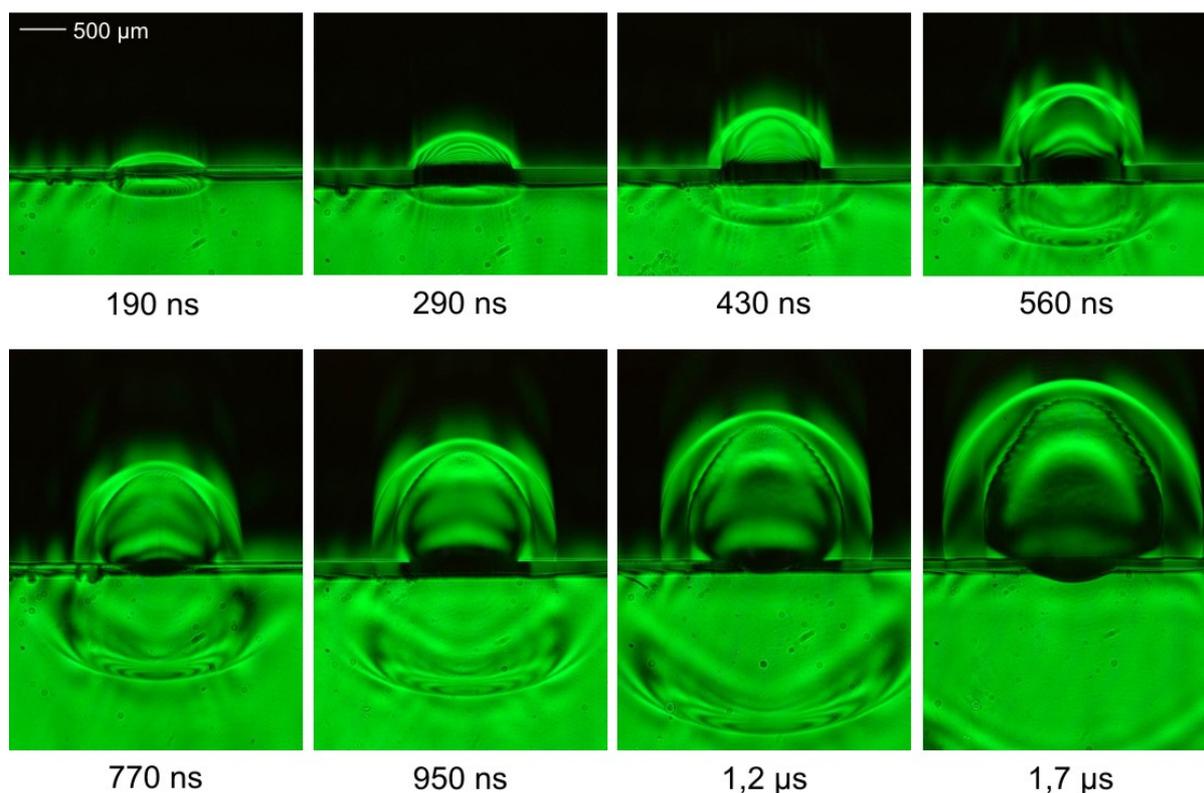


Abbildung 4.52. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm . In den ersten Aufnahmen erscheinen im Inneren der Ablationswolke durch Interferenzeffekte mehrere helle Streifen. Die innere Stoßwelle ist sehr deutlich sichtbar, insbesondere nach $1,70 \mu\text{s}$.

Rückstoßeffekte treten bei dieser Bestrahlung sowohl über als auch unter der Wasseroberfläche wesentlich stärker auf als noch bei $0,48 \text{ J/cm}^2$. Bereits die Hellfeldaufnahmen nach 132 ns (Abbildung 4.48) zeigen deutlich die Stoßwelle unter der Wasseroberfläche, die sich in den Dunkelfeldaufnahmen bis zum Verlassen des Bildfeldes nach $1,7 \mu\text{s}$ (Abbildung 4.52) verfolgen lässt. Die Eindellung der Oberfläche setzt bereits nach 192 ns ein (Abbildung 4.48) und nach $45 \mu\text{s}$ (Abbildung 4.53) hat sich eine $700 \mu\text{m}$ tiefe Kavität gebildet. Zeitgleich erreicht die Aufwölbung der Wasseroberfläche ebenfalls eine Höhe von $700 \mu\text{m}$.

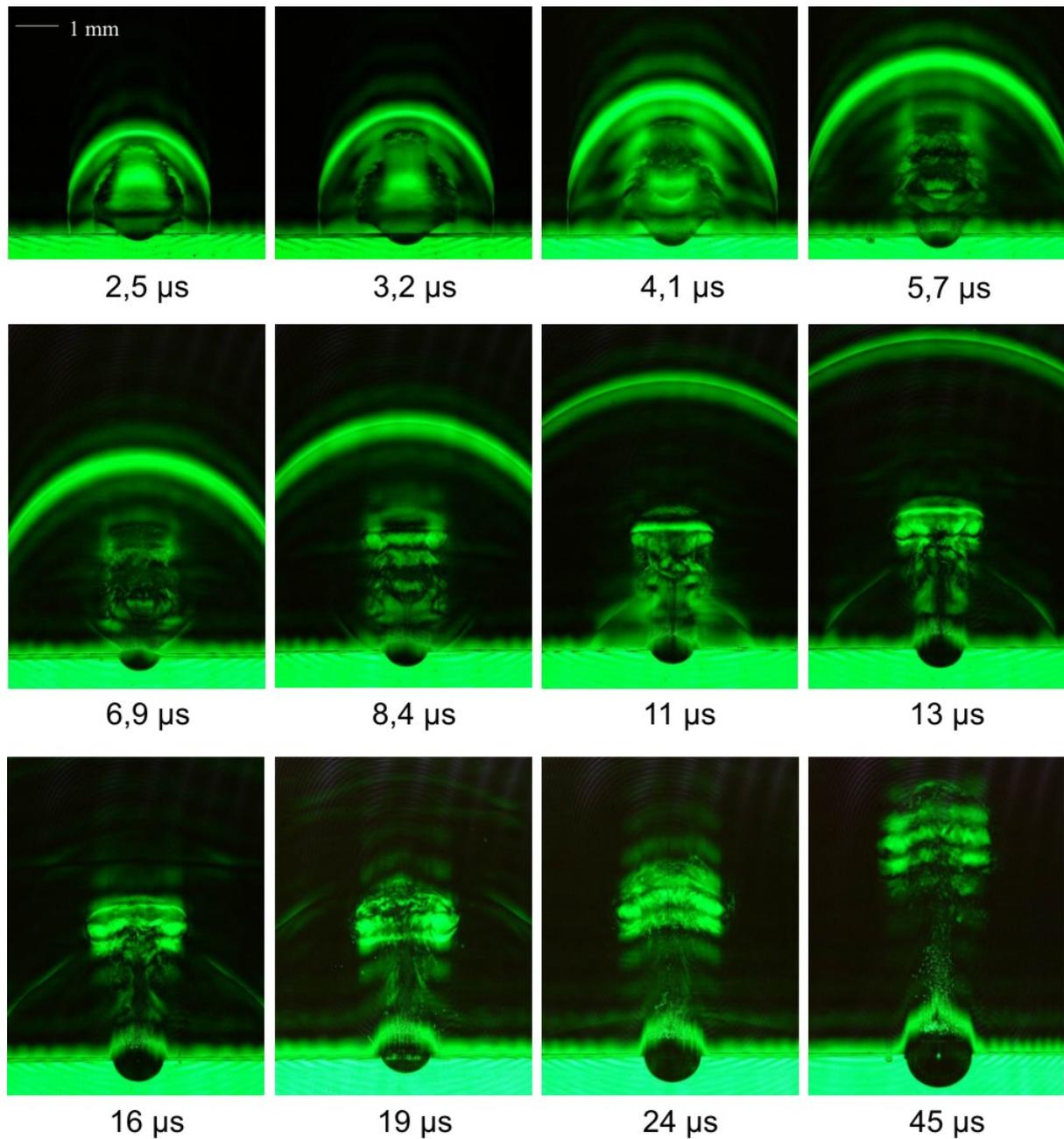


Abbildung 4.53: Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm, aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Die innere Stoßwelle ist sehr deutlich vor ($6,9 \mu\text{s}$) und nach ($11 \mu\text{s}$ und später) zu sehen, sie erscheint noch nach $19 \mu\text{s}$ als deutlich sichtbare Struktur. Infolge der Ringwirbelbildung erscheint die Ablationswolke als geschichtete Struktur, die auch nach $45 \mu\text{s}$ noch intakt ist.

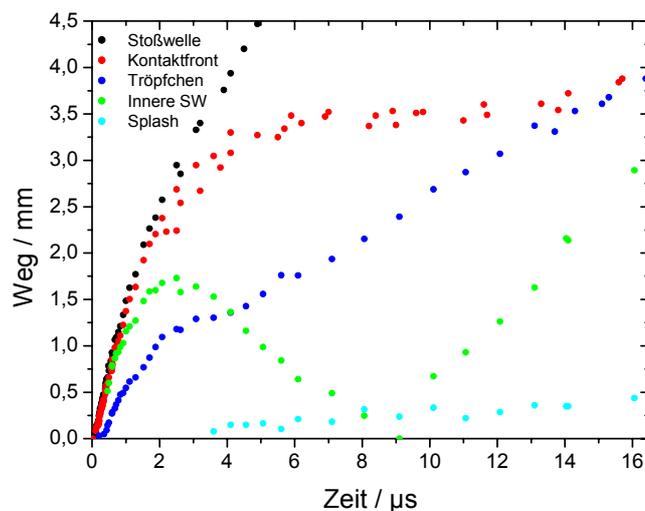


Abbildung 4.54: Ortskurven der Ablationsbestandteile bei der Bestrahlung von Wasser mit $1,40 \text{ J/cm}^2$. Die innere Stoßwelle lässt sich bei dieser Bestrahlung sehr deutlich verfolgen, beginnend mit dem Ablösen von der Kontaktfront.

Bestrahlung von Wasser mit $2,80 \text{ J/cm}^2$

Im Gegensatz zu den bisher gezeigten Bildserien wurde bei der Bestrahlung mit $2,80 \text{ J/cm}^2$ die Fleckgröße auf $700 \mu\text{m}$ verkleinert, da nur so die geforderte Bestrahlung bei der maximal zur Verfügung stehenden Pulsenergie des Lasersystems von $10,6 \text{ mJ}$ realisiert werden konnte (Abschnitt 3.1.1).

Bereits nach 20 ns manifestiert sich der Beginn des Materialauswurfes in den Auflichtaufnahmen in Abbildung 4.55 in Form einer Oberflächenschwärzung und erstreckt sich nach 124 ns über einen Durchmesser von $800 \mu\text{m}$, was bereits geringfügig über das bestrahlte Areal hinaus reicht. Die Ablation beginnt dabei im Zentrum und dehnt sich anschließend sehr gleichmäßig über die gesamte Fläche aus.

Nach 40 ns tritt in den Hellfeldaufnahmen in Abbildung 4.56 der Anfang des Tröpfchenauswurfs in Form eines dünnen schwarzen Streifens auf. Bereits nach 204 ns zeigt sich hier ein deutlicher Abstand zwischen Kontaktfront und den ausgeworfenen Tröpfchen. Die Hellfeldaufnahmen nach 570 und 730 ns in Abbildung 4.58 bestätigen, dass die Ablationswolke nur noch zu einem geringen Teil mit Wassertröpfchen gefüllt ist, die wiederum bevorzugt in den Randbereichen der Wolke auftreten. Größere, schwarz erscheinende Wassertröpfchen treten nur in geringem Maße nach $4 \mu\text{s}$ in den Hellfeld- (Abbildung 4.58) und Hoffmannaufnahmen (Abbildung 4.60) auf.

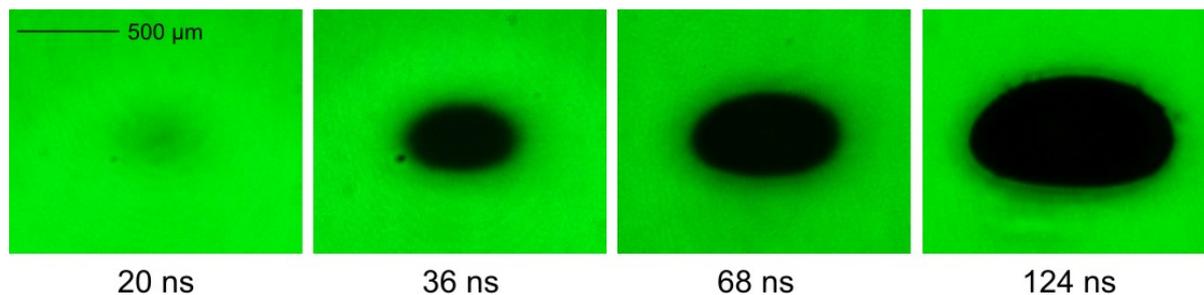


Abbildung 4.55. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $2,80 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $700 \mu\text{m}$, aufgenommen im Auflichtverfahren. Die Schwärzung setzt nach 20 ns im Zentrum des bestrahlten Arealis ein und breitet sich anschließend sehr gleichmäßig über die gesamte Fläche aus.

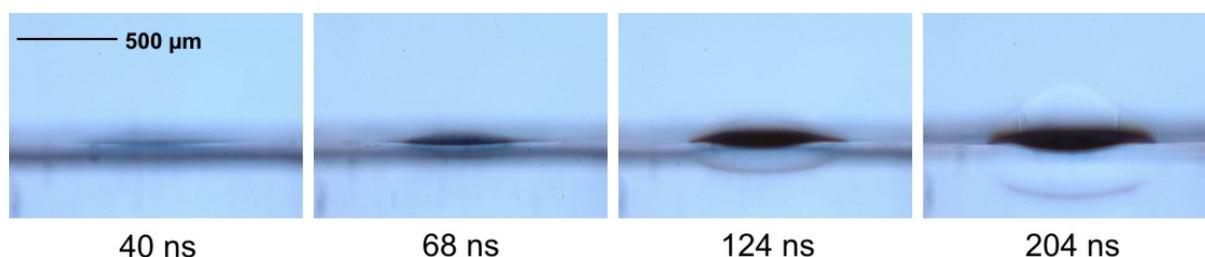


Abbildung 4.56. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $2,80 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $700 \mu\text{m}$, aufgenommen im Hellfeldverfahren. Nach 204 ns ist bereits deutlich ersichtlich, dass die sich Tröpfchenschicht auf den unteren Teil der Ablationswolke beschränkt.

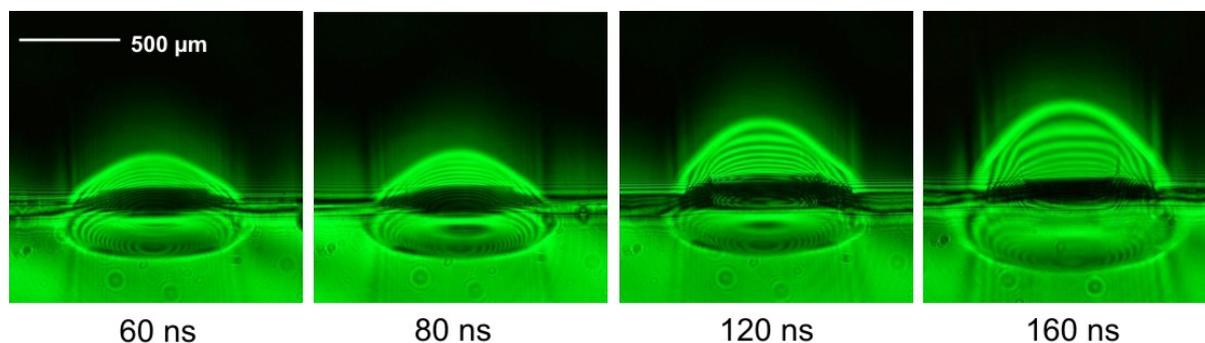


Abbildung 4.57. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $2,80 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $700 \mu\text{m}$, aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Das Innere der Ablationswolke erscheint als Abfolge von bis zu sieben hellen und dunklen Streifen, die sich nicht unmittelbar den einzelnen Ablationsbestandteilen zuordnen lassen und wahrscheinlich durch Interferenzeffekte in der Wolke entstehen.

Die entstandene Stoßwelle ist sehr deutlich in den Dunkelfeldaufnahmen nach 60 ns in Abbildung 4.57 zu sehen. Das Innere der Ablationswolke erscheint im hier als Abfolge von hellen und dunklen Streifen, die wahrscheinlich durch Interferenzeffekte in der Ablationswolke entstehen und die erst nach 890 ns vollständig verschwunden sind (Abbildung 4.61).

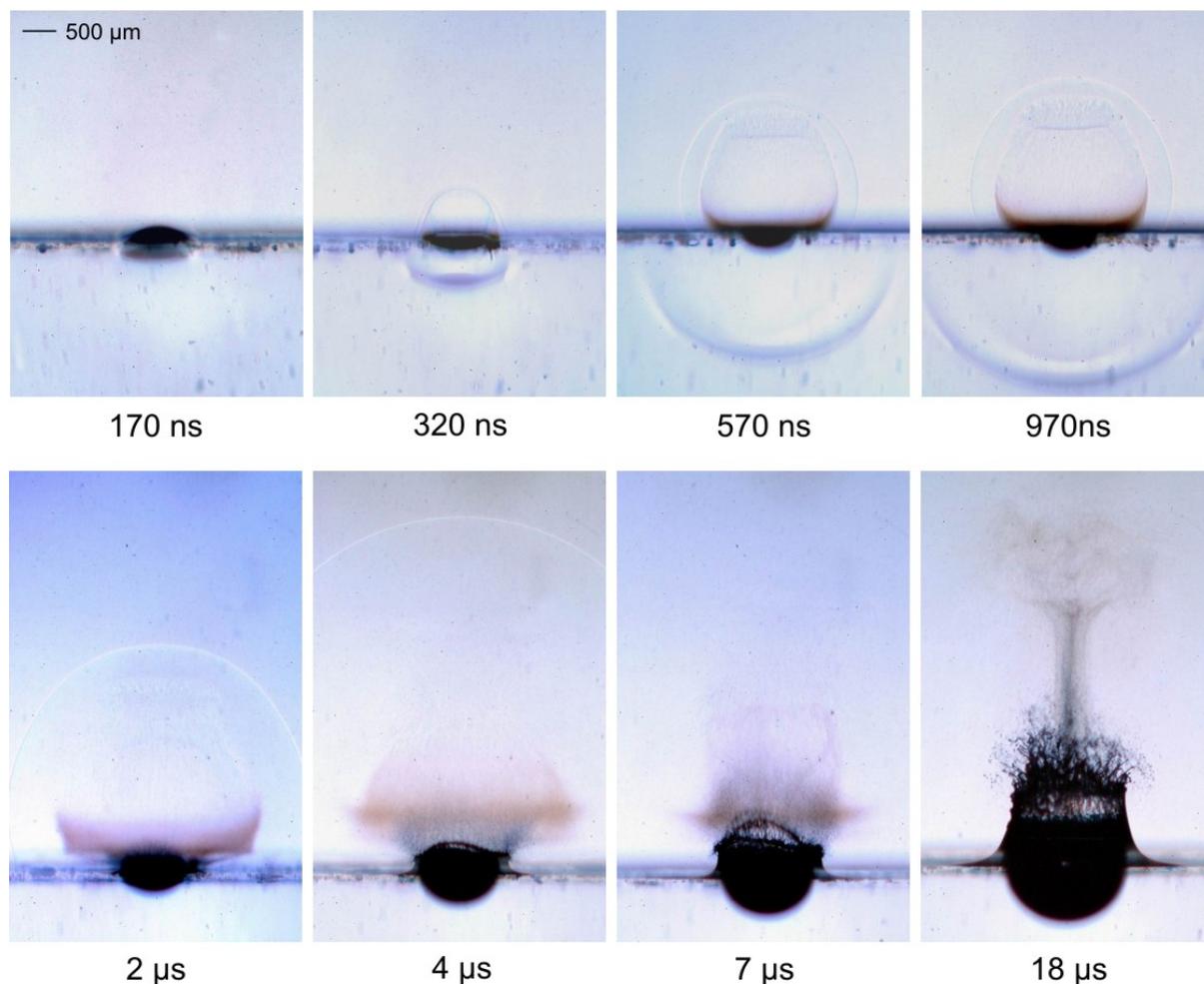


Abbildung 4.58. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $2,80 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $700 \mu\text{m}$, aufgenommen im Hellfeldverfahren. Die Ablationswolke ist nur zu einem geringen Teil mit Wassertröpfchen gefüllt. Nach $18 \mu\text{s}$ erfolgt der Auswurf von sehr großen Wassertropfen infolge des Rückstoßes.

Die innere Stoßwelle erscheint sehr deutlich und ist auch in den Hellfeldaufnahmen in Abbildung 4.74 nach 570 ns deutlich zu erkennen. Bei dieser Bestrahlung beeinflusst die druckabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßfront erstmals deutlich deren Form. Im Zentrum der Ablationswolke ist der Druck höher als in den Randbereichen, so dass sich die Welle hier schneller ausbreitet und die Randbereiche einholt. Hieraus resultiert, dass die innere Stoßwelle über einen längeren Zeitraum hinweg, angefangen von 700 ns bis $2 \mu\text{s}$, nahezu gerade ist (Abbildung 4.61 und 4.62). Die seitlichen, schräg nach oben gerichtete Fortsätze an den Rändern entsprechen den seitlich reflektierten Anteilen der Stoßfront. Die Entstehung dieser Fortsätze ist in den Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.61 von 690 ns bis $1,4 \mu\text{s}$ gut zu erkennen. Die anfangs wegen der nichtlinearen Ausbreitungseffekte gerade Stoßfront wird durch Interferenz mit diesen von der Seite kommenden Stoßwellen wieder gekrümmt, da sich im Bereich der Überlagerung die Druckwerte addieren und somit die Ausbreitung an den Rändern wiederum schneller erfolgen kann als im Zentrum. Es kommt daher schließlich doch noch zu einer Fokussierung der inneren Stoßwelle in der Ablationswolke. Nach dem Durchlaufen des Fokus nach etwa $4 \mu\text{s}$ bewirkt die durch die innere Stoßwelle verursachte Material-

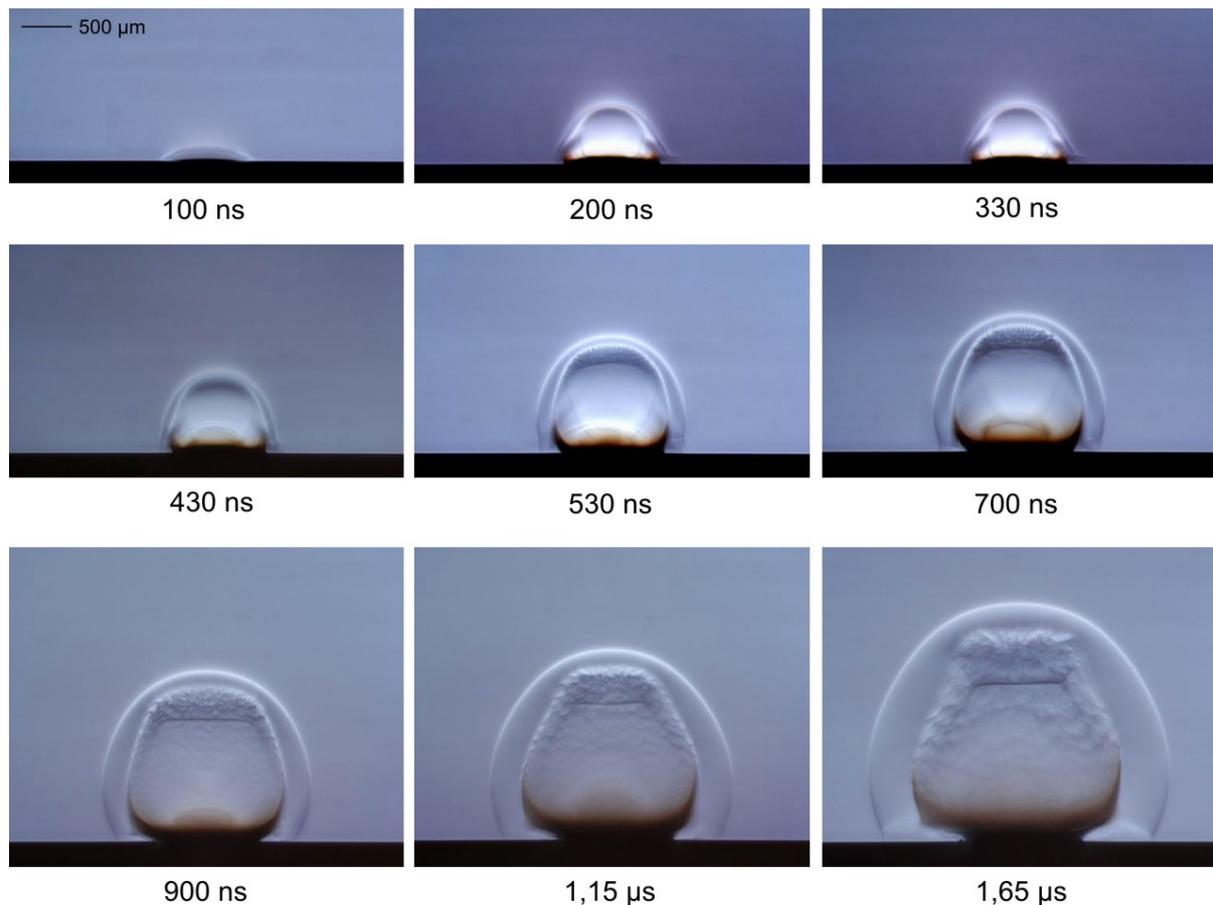


Abbildung 4.59. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $2,80 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $700 \text{ }\mu\text{m}$, aufgenommen im Hoffman-Verfahren. Die Ablationswolke erscheint hier sehr deutlich strukturiert. Die innere Stoßwelle zeigt sich bereits nach 200 ns als dunkler Streifen am oberen Rand der Ablationswolke. Nach 900 ns hat sie eine gerade Form angenommen, die auch nach $1,65 \text{ }\mu\text{s}$ noch stabil ist.

strömung in Richtung der Oberfläche wie schon bei geringeren Bestrahlungen die Umlenkung der Ablationsströmung in die Außenbereiche. Dies zeigt sich in den Hoffmanaufnahmen in Abbildung 4.60 nach $4,6$ und $5,6 \text{ }\mu\text{s}$.

Im Zuge der Expansion erstreckt sich die Ablationswolke weit über den Rand des bestrahlten Areals hinaus und erreicht nach $3,5 \text{ }\mu\text{s}$ ihre maximale laterale Ausdehnung (Abbildung 4.60). Zu diesem Zeitpunkt hat sich im oberen Teil der Ablationswolke bereits eine Einschnürung gebildet, in der sich nach $19 \text{ }\mu\text{s}$ Ansätze eines Ringwirbels zeigen (Abbildung 4.62). Obgleich auch hier aufgrund der Verwirbelung eine Vermischung von Dampf und Wassertröpfchen stattfindet und sich in den Dunkelfeldaufnahmen nach $14 \text{ }\mu\text{s}$ wiederum eine dreigliedrige Struktur zeigt (Abbildung 4.62), erreicht der Wirbel dennoch nicht seine vollständige Ausbildung. Eine Einschnürung der Ablationswolke findet dabei nicht in unmittelbarer Nähe der Wasseroberfläche statt, allerdings erfolgt der Tröpfchenstrom aus dem Wasserfilm heraus nach $18 \text{ }\mu\text{s}$ konzentriert im Zentrum des bestrahlten Areals (Abbildung 4.60).

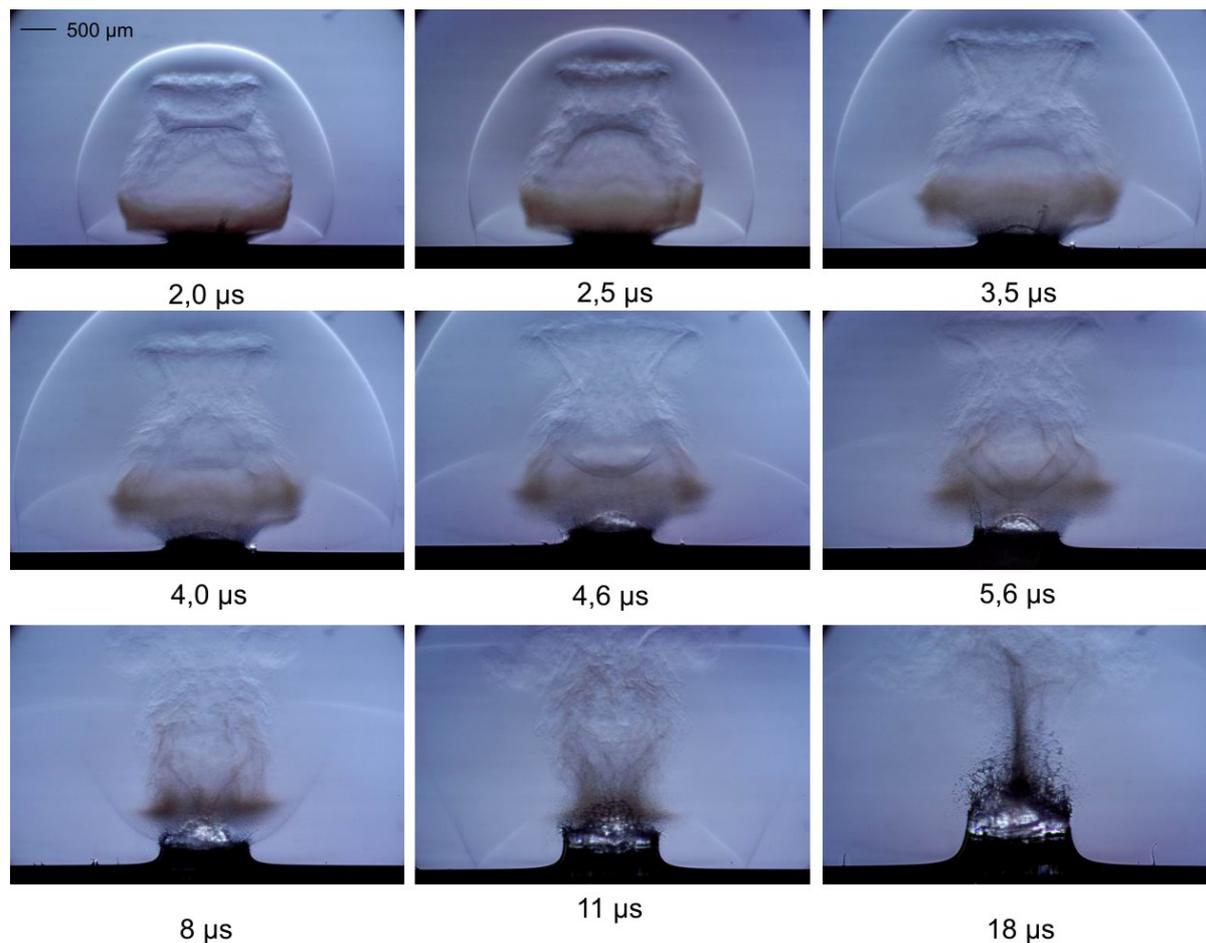


Abbildung 4.60. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $2,80 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $700 \text{ }\mu\text{m}$, aufgenommen im Hoffman-Verfahren. Die externe Stoßwelle wird als Mach-Reflexion an der Oberfläche reflektiert. Ein Teil der Reflexion durchläuft anschließend die Ablationswolke und ist auch nach $11 \text{ }\mu\text{s}$ noch in den Aufnahmen zu erkennen.

Ein bisher bei geringeren Bestrahlungen noch nicht beobachtetes Phänomen zeigt sich in der Interaktion der äußeren Stoßwelle mit der Wasseroberfläche. Die Stoßwelle wird an der Wasseroberfläche reflektiert und als Resultat dieser „Mach-Reflexion“ (Abschnitt 2.4.6), die bei der Reflexion sehr starker Stoßwellen oberhalb eines bestimmten Grenzwinkels auftreten kann, entsteht ein eine zur Probenoberfläche senkrechte Stoßwelle. Dieser sogenannte „Mach-Stamm“ schneidet die einlaufende und reflektierte Stoßwelle im „Tripple Punkt“. Die ersten Ansätze für diese Form der Reflexion finden sich in den Hoffmannaufnahmen in Abbildung 4.59 nach $1,65 \text{ }\mu\text{s}$, sehr deutlich ist sie nach $3,5 \text{ }\mu\text{s}$ in Abbildung 4.60 zu sehen. Der nach oben reflektierte Stoßwellenanteil durchläuft die Ablationswolke und lässt sich noch nach $19 \text{ }\mu\text{s}$ in den Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.62 verfolgen.

Eine weitere deutliche Veränderung gegenüber geringeren Bestrahlungen betrifft die Rückstoßeffekte, die sowohl über als auch unter Wasser sehr viel intensiver sind. Die Stoßwelle unter der Wasseroberfläche ist auch in den Hellfeldaufnahmen (Abbildung 4.56 und Abbildung 4.58) sehr deutlich sichtbar und lässt sich hier bis zum Verlassen des Bildfeldes nach 970 ns verfolgen. Erstmals findet hier nach $18 \text{ }\mu\text{s}$ der Auswurf von großen Wassertrop-

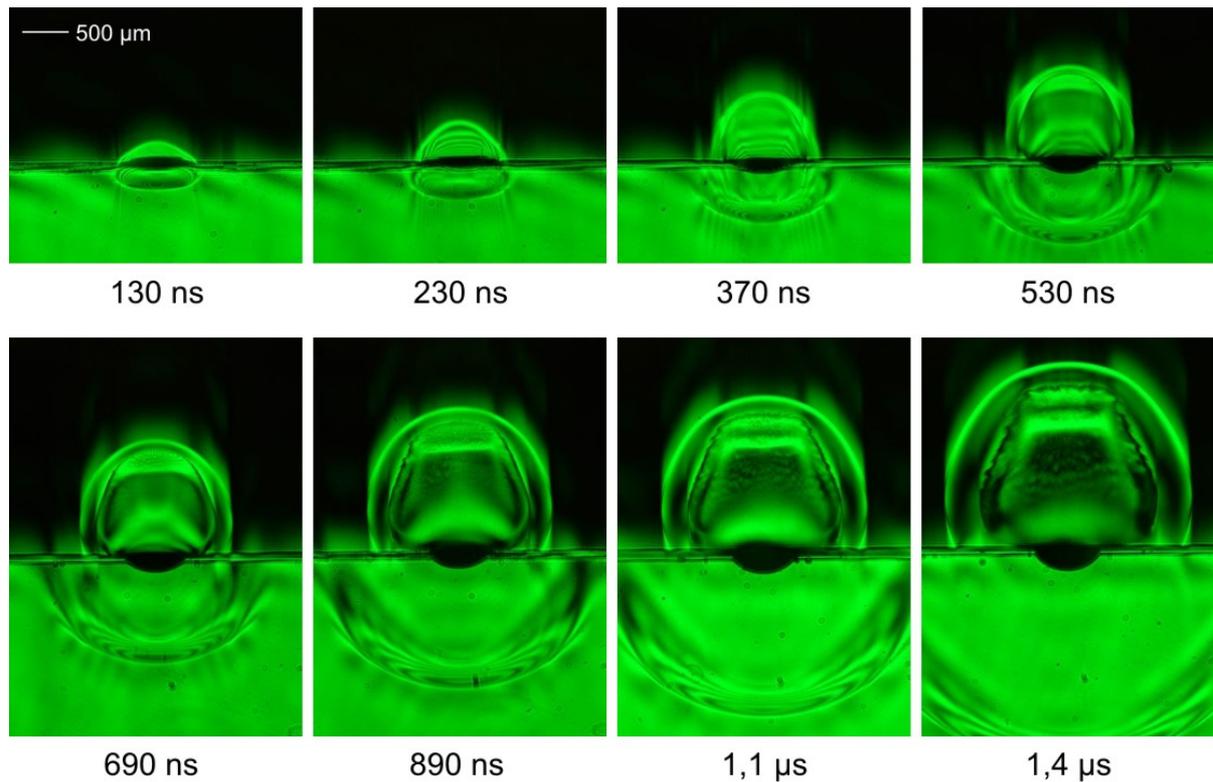


Abbildung 4.61. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $2,80 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $700 \mu\text{m}$, aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Man erkennt sehr deutlich die innere Stoßwelle als hellen Streifen in den Aufnahmen sowie die Entstehung der seitlichen Fortsätze.

fen statt, die sich infolge des Rückstoßes von den Rändern des aufgewölbten Wasserfilms ablösen (Abbildung 4.58). Zu diesem Zeitpunkt hat dieser eine Höhe von $1,5 \text{ mm}$ erreicht, die Ausdehnung der Kavität unter Wasser beträgt etwa 1 mm . Nach $51 \mu\text{s}$ beginnen die Ränder der Aufwölbung zur Mitte hin zu kontrahieren und die Struktur schließt sich (Abbildung 4.62). Dabei entsteht eine im Zentrum hohle Wassersäule, die sich im oberen Teil zu einem dünnen, massiven Flüssigkeitsstrahl (Jet) vereint. Diese Phänomene werden im Detail in Kapitel 5 behandelt.

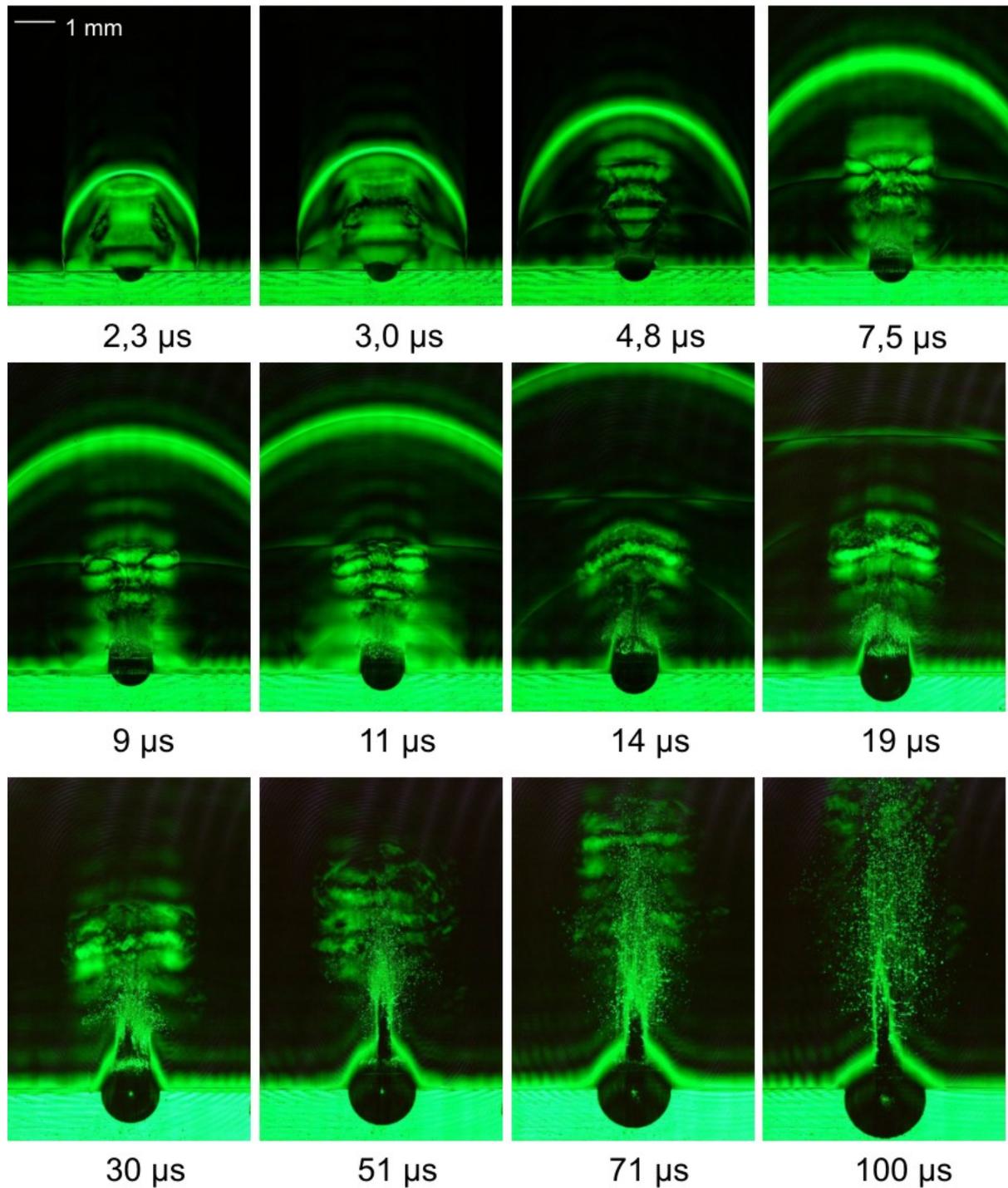


Abbildung 4.62. Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $2,80 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $700 \mu\text{m}$, aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Die Verwirbelung der Dampf Wolke beschränkt sich hier auf den oberen Teil. Es bildet sich, wie bei geringeren Bestrahlungen auch, eine mehrgliedrige Struktur aus, die auch nach $71 \mu\text{s}$ noch intakt ist. Nach $52 \mu\text{s}$ beginnt der Kollaps des Wasserfilms, aus dem sich anschließend eine massive Wassersäule im Zentrum des Arealis bildet.

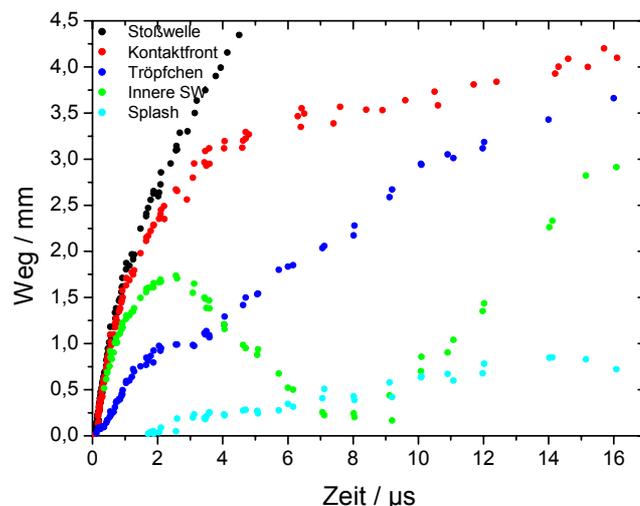


Abbildung 4.63: Ortskurven der Ablationsbestandteile bei der Bestrahlung von Wasser mit $2,80 \text{ J/cm}^2$.

Bestrahlung von Wasser mit $5,40 \text{ J/cm}^2$

Die in Abbildung 4.64 bis 4.72 präsentierten Aufnahmen wurden mit einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ erstellt. Dies entspricht der höchsten für die Untersuchungen in dieser Arbeit verwendeten Bestrahlung kurz unterhalb der Grenze für Plasmabildung an der Wasseroberfläche und erforderte einen auf $500 \mu\text{m}$ reduzierten Strahldurchmesser.

Der im Auflichtverfahren in Abbildung 4.64 sichtbare Ablationsbeginn zeigt sich bereits nach 12 ns und weitet sich nach 144 ns auf eine laterale Ausdehnung von $750 \mu\text{m}$ aus. Auffallend ist, dass hier im Gegensatz zu geringeren Bestrahlungen nach 56 ns eine Schwärzung auch außerhalb des eigentlichen Ablationsareals auftritt, die nach 144 ns mit dem zentralen Areal verschmolzen ist. Die Ursache hierfür sind höchst wahrscheinlich Strahlinhomogenitäten außerhalb des Hauptareals, die bei geringeren Bestrahlungen noch keine Effekte hervorrufen konnten. Der im Hellfeldverfahren in Abbildung 4.66 sichtbare Teilchenauswurf beginnt nach 24 ns .

Die innere Stoßwelle ist in den ersten Dunkelfeldaufnahmen (Abbildung 4.69) bereits nach 240 ns als separate Struktur am oberen Rand der Ablationswolke sichtbar. In Bodennähe treten wie schon bei $2,80 \text{ J/cm}^2$ eine Vielzahl von hellen Streifen auf, die nicht unmittelbar den einzelnen Ablationsbestandteilen zugeordnet werden können und auf Interferenzeffekte zurückzuführen sind.

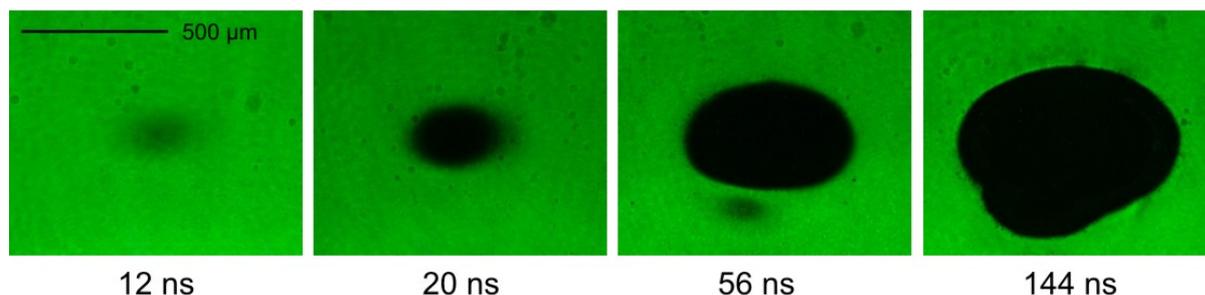


Abbildung 4.64. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $500 \mu\text{m}$, aufgenommen im Auflichtverfahren. Die Ausbreitung der betroffenen Fläche erfolgt zunächst gleichmäßig, nach 56 ns erscheint jedoch eine Schwärzung außerhalb des zentralen Bereiches, die nach 144 ns miteinander verschmelzen.

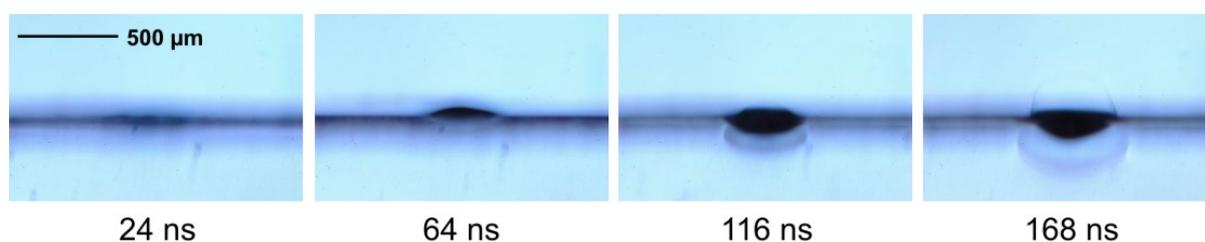


Abbildung 4.65. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $500 \mu\text{m}$, aufgenommen im Hellfeldverfahren. Die Ablation beginnt nach etwa 24 ns . Einzelne Wassertropfchen sind auch nach 168 ns noch nicht zu erkennen.

Ein bisher noch nicht aufgetretenes Phänomen zeigt sich in der Hoffman-Aufnahmen nach 140 ns in Abbildung 4.67. Oberhalb der Ablationswolke ist eine hell erleuchtete Zone sichtbar, ein sogenannter Halo, die nach 240 ns von der eigentlichen Kontaktfront eingeholt wird. Die Erscheinung des Halo wird durch einen kleinen Anteil von ballistischen Moleküle hervorgerufen, die im Gegensatz zum Großteil der Moleküle keine oder nur eine vorwärtsgerichtete Streuung erfahren und daher in der Anfangsphase eine Zone hohen Drucks oberhalb der Kontaktfront bilden.

Der Partikelanteil der Ablationswolke ist gegenüber geringeren Bestrahlungen weiter verringert. Die Wassertropfchen konzentrieren sich zunächst auf einen dünnen Bereich an der Wasseroberfläche und sind erst nach 800 ns als rötlich schimmernder Schleier zu erkennen (Abbildung 4.66). Vorher ist die Tröpfchenkonzentration so hoch, dass die Tröpfchenwolke komplett schwarz erscheint.

Die externe Stoßwelle löst sich bei der hier betrachteten Bestrahlung bereits nach $1 \mu\text{s}$ von der Kontaktfront ab (Abbildung 4.72) und entfernt sich anschließend sehr schnell. Die Ablösung geschieht dabei sehr viel früher als bei geringeren Bestrahlungen. Die Stoßwelle expandiert als sphärische Welle, wobei das Zentrum der Expansion nicht direkt an der Wasseroberfläche, sondern oberhalb liegt und sich mit der Stoßwelle zusammen entfernt. Dies erkennt man insbesondere in den Hoffmanaufnahmen nach $1,3$ und $1,7 \mu\text{s}$ in Abbildung 4.67. Die externe Stoßwelle wird wie schon bei einer Bestrahlung von $2,80 \text{ J/cm}^2$ als Mach-Reflektion an der Oberfläche reflektiert. Erste Ansätze hiervon zeigen sich schon nach 640 ns . Der nach

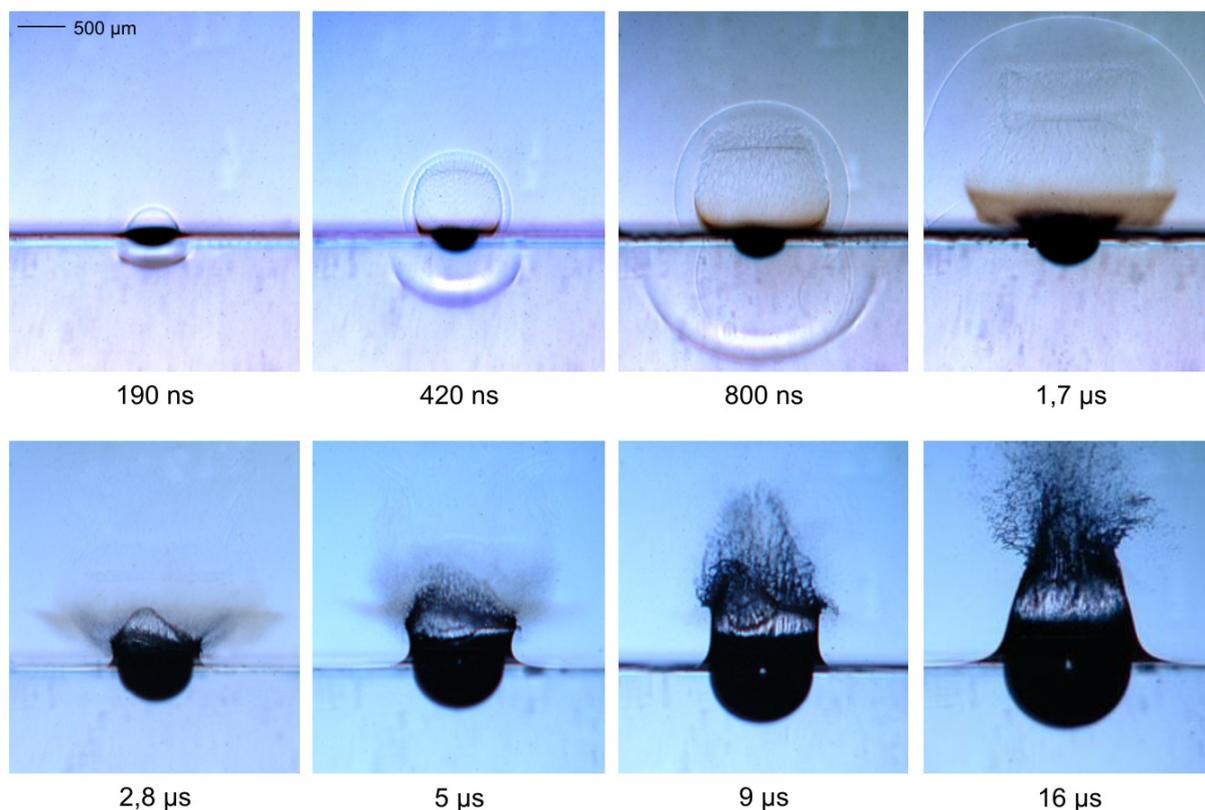


Abbildung 4.66. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $500 \mu\text{m}$, aufgenommen im Hellfeldverfahren. Die Wassertropfchen sind erst nach 800 ns als rötlicher Schleier zu erkennen und verschwinden nach etwa $4 \mu\text{s}$. Es treten sehr ausgeprägte rückstoßinduzierte Effekte auf, die den Auswurf einer Vielzahl von großen Wassertropfen nach $9 \mu\text{s}$ zur Folge haben.

oben gerichtete Anteil der Reflektion durchläuft anschließend die Ablationswolke (Abbildung 4.68) und beschleunigt sie dabei zusammen mit der etwas später eintreffenden reflektierten inneren Stoßwelle (Abbildung 4.72).

Die Ausbreitung der Wolke ist in den ersten 240 ns auf breiter Front gleichförmig vorwärts gerichtet, anders als bei einer Bestrahlung von $2,80 \text{ J/cm}^2$. Erst danach beginnt die sphärische Ausbreitung der Wolke mit einem Expansionszentrum, das oberhalb der Wasseroberfläche liegt. Aus der dominierenden Vorwärtsbewegung resultiert eine außerordentlich starke innere Stoßwelle. Diese ist in den Dunkelfeldaufnahmen bereits nach 240 ns zu erkennen (Abbildung 4.69). Wie schon bei $2,80 \text{ J/cm}^2$ breitet sich die innere Stoßwelle in dem Bereich erhöhten Drucks im Zentrum der Ablationswolke schneller aus als an den Rändern und entwickelt daher nach 780 ns eine gerade Form, an deren Rändern nach $1 \mu\text{s}$ seitlich einlaufende Fortsätze auftreten (Abbildung 4.67 und 4.70). Die Überlagerung des horizontalen Anteils mit den seitlichen Fortsätzen führt hier nach $1,3 \mu\text{s}$ wieder zu einer Beschleunigung der inneren Stoßwelle in den Randbereichen, die dort eine leichte Krümmung zur Folge haben. In diesem Fall reicht dieser Effekt jedoch im Gegensatz zur Bestrahlung mit $2,80 \text{ J/cm}^2$ nicht aus, um eine Fokussierung der inneren Stoßwelle zu erreichen. Allerdings interagiert diese während des Durchgangs durch die Ablationswolke mit der an der Wasseroberfläche reflektierten externen Stoßwelle. Dies zeigt sich nach $2,4$ und $3 \mu\text{s}$ in den Hoffmanaufnahmen in Abbildung

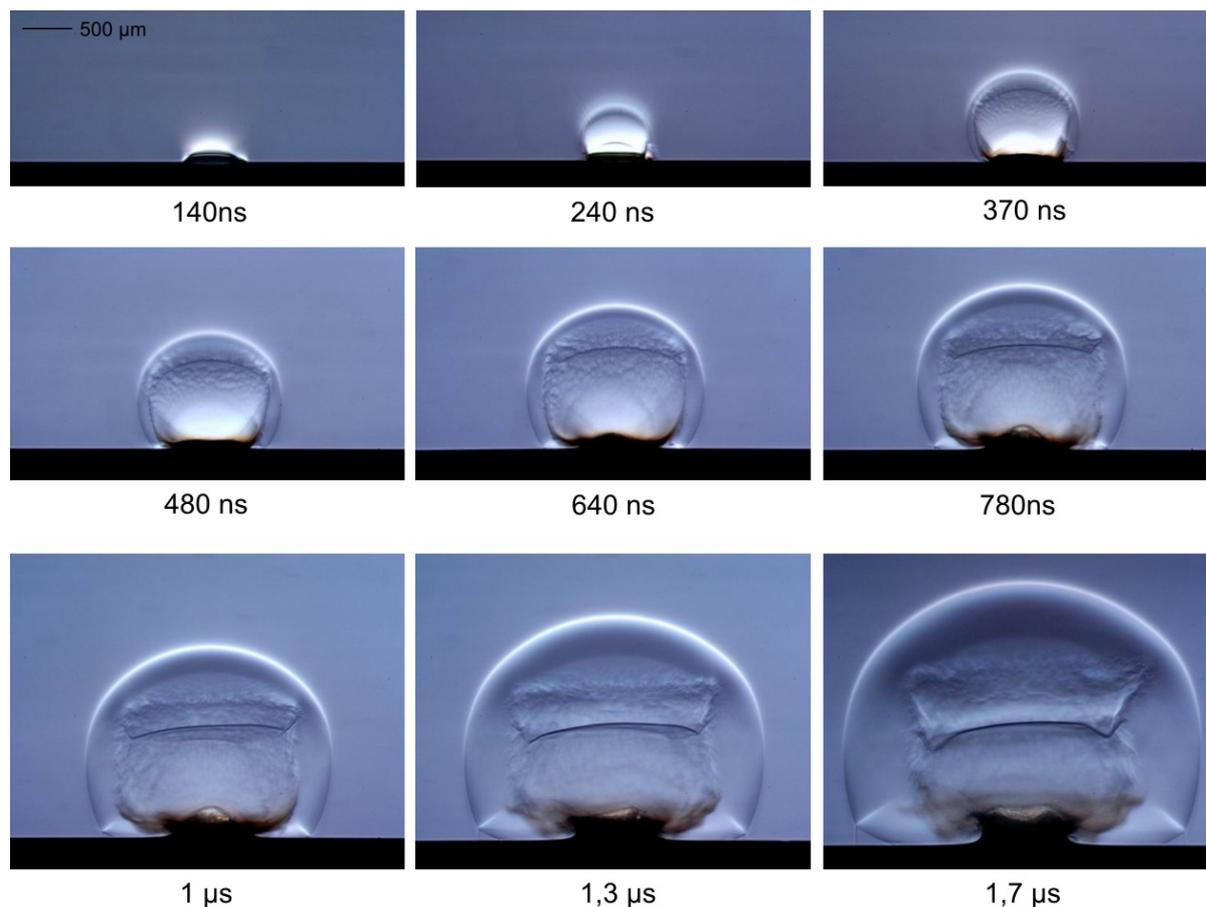


Abbildung 4.67. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $500 \mu\text{m}$, aufgenommen im Hoffman-Verfahren. Die Aufnahmen nach 140 und 240 ns zeigen eine leuchtende Zone oberhalb der Ablationswolke, einen sogenannten Halo. Die Zentrum der Expansion der externen Stoßwelle liegt oberhalb der Wasseroberfläche und entfernt sich von dieser. Die innere Stoßwelle nimmt nach $1 \mu\text{s}$ eine nahezu ebene Form an, zusätzlich zeigen sich an den Rändern seitlich einlaufende Fortsätze.

4.68. Die Reflektion der inneren Stoßwelle an der Wasseroberfläche ist hingegen nur schlecht zu erkennen, da zu diesem Zeitpunkt bereits eine ausgeprägte Aufwölbung der Wasseroberfläche aufgetreten ist. In den Dunkelfeldaufnahmen nach $4,6 \mu\text{s}$ in Abbildung 4.70 sieht man nach $4,6 \mu\text{s}$ die innere Stoßwelle unmittelbar nach der Reflektion, deutlicher ist diese in den Aufnahmen nach $7,9$ und $9,5 \mu\text{s}$ zu erkennen

Während der Expansion breitet sich die Ablationswolke seitlich sehr weit über das bestrahlte Areal hinaus aus und erreicht nach etwa $1,7 \mu\text{s}$ ihre maximale laterale Ausdehnung (Abbildung 4.66 und 4.67). Die ausbleibende Fokussierung der inneren Stoßwelle hat zur Folge, dass es keinen zentralen Massentransport in Richtung der Oberfläche gibt, wie er unter anderem bei einer Bestrahlung von $0,48 \text{ J/cm}^2$ auftritt. Infolge dessen erfährt die von der Oberfläche weg gerichtete Ablationsströmung keine Umlenkung in die Randbereiche der Wolke und ermöglicht somit auch keine Ringwirbelbildung in der Ablationswolke. Die Ausbreitung der Wolke verlangsamt sich im Vergleich zu geringeren Bestrahlungen schneller und wird durch den ausbleibenden Ringwirbel in der Spätphase nicht wieder beschleunigt. Dies lässt sich gut an den Ortskurven in Abbildung 4.72 ablesen.

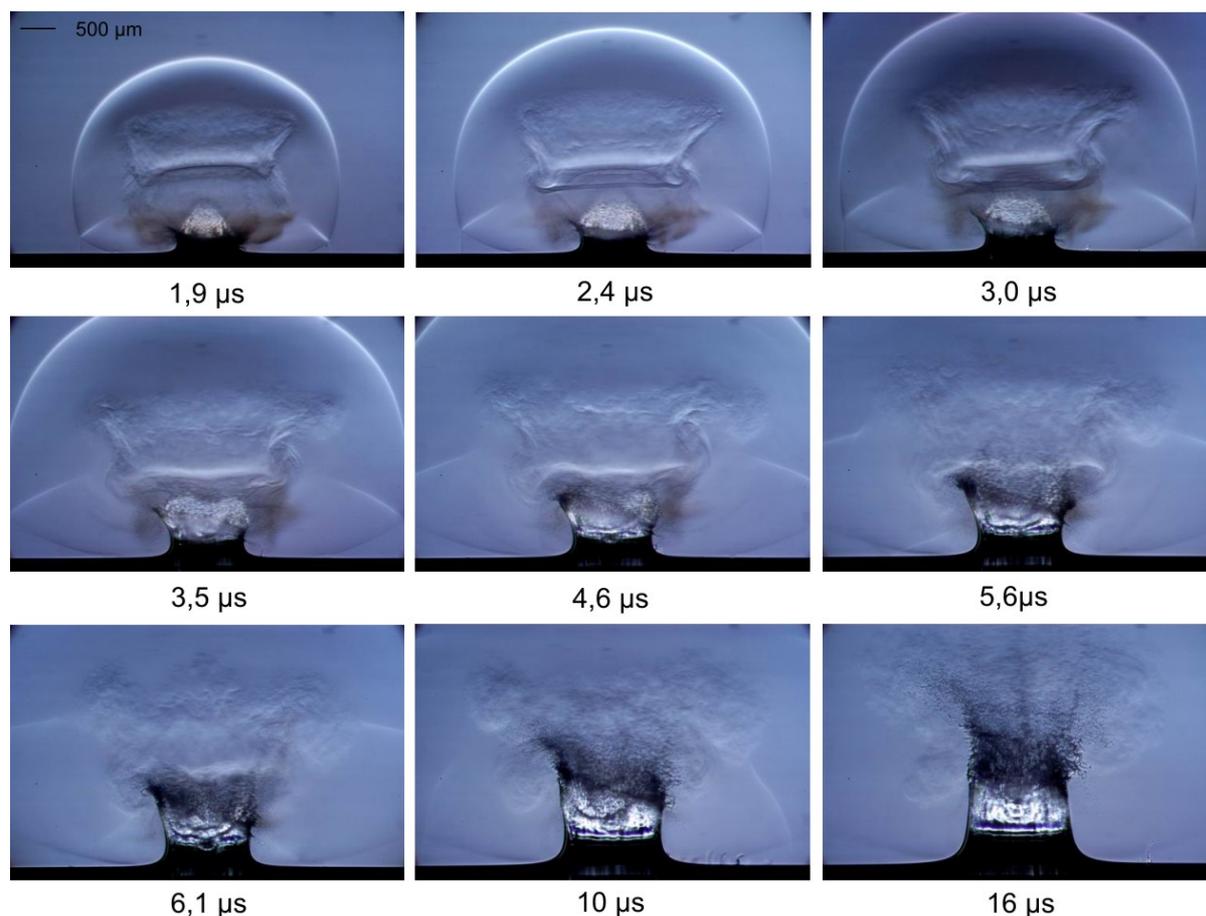


Abbildung 4.68. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $500 \mu\text{m}$, aufgenommen im Hoffman-Verfahren. Die externe Stoßwelle wird an der Wasseroberfläche in Form einer Mach-Reflexion reflektiert. Der Hauptteil durchläuft anschließend die Ablationswolke und interagiert nach $2,4 \mu\text{s}$ mit der inneren Stoßwelle.

Die Ausbreitung der Wassertöpfchen lässt sich nur bis etwa $4 \mu\text{s}$ nach Ablationsbeginn verfolgen (Abbildung 4.68). Durch den Durchlauf der inneren Stoßwelle erfolgt eine zusätzliche Aufheizung der Ablationswolke und ermöglicht somit die Verdampfung der Tröpfchen innerhalb der Wolke aus ursprünglich gesättigtem Wasserdampf (Abschnitt 2.2.5).

Der Einfluss der rückstoßinduzierten Effekte übertrifft bei dieser Bestrahlung sehr deutlich alle bisher betrachteten Fälle. Bereits unmittelbar nach dem Beginn des Laserpulses sieht man unterhalb der Wasseroberfläche eine Stoßwelle (Abbildung 4.69), deren Expansion bis zum Verlassen des Bildfeldes nach $1,3 \mu\text{s}$ zu verfolgen ist (Abbildung 4.70). Die Ausbildung der Kavität unter der Wasseroberfläche beginnt bereits nach 64 ns (Abbildung 4.65) und verursacht einen nach 420 ns sichtbaren Wasserfilm an der Oberfläche (Abbildung 4.66). Dieser erreicht eine Höhe von mehreren Millimetern und mündet in die Ablösung einer Vielzahl von großen Wassertropfen nach $9 \mu\text{s}$. Wie schon bei einer Bestrahlung von $2,80 \text{ J/cm}^2$ schließt sich der Wasserfilm nach $34 \mu\text{s}$ und es bildet sich im Zentrum des bestrahlten Areals eine innen hohle Wassersäule (Abbildung 4.71), die nach $89 \mu\text{s}$ anfängt zu kollabieren. Anschlie-

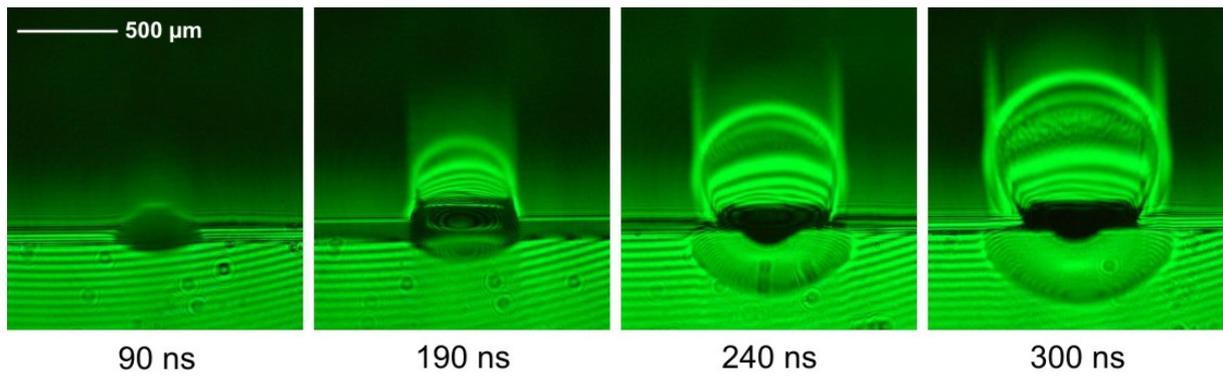


Abbildung 4.69. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $500 \mu\text{m}$, aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Bereits unmittelbar nach dem Laserpulsbeginn tritt eine Dampfplume und eine Stoßwelle unterhalb der Wasseroberfläche auf. Die innere Stoßwelle ist bereits nach 120 ns als separate Struktur innerhalb der Ablationswolke zu erkennen.

End schließt sich nach $200 \mu\text{s}$ die Blase unterhalb der Wasseroberfläche und löst sich von dieser ab (Abbildung 4.71).

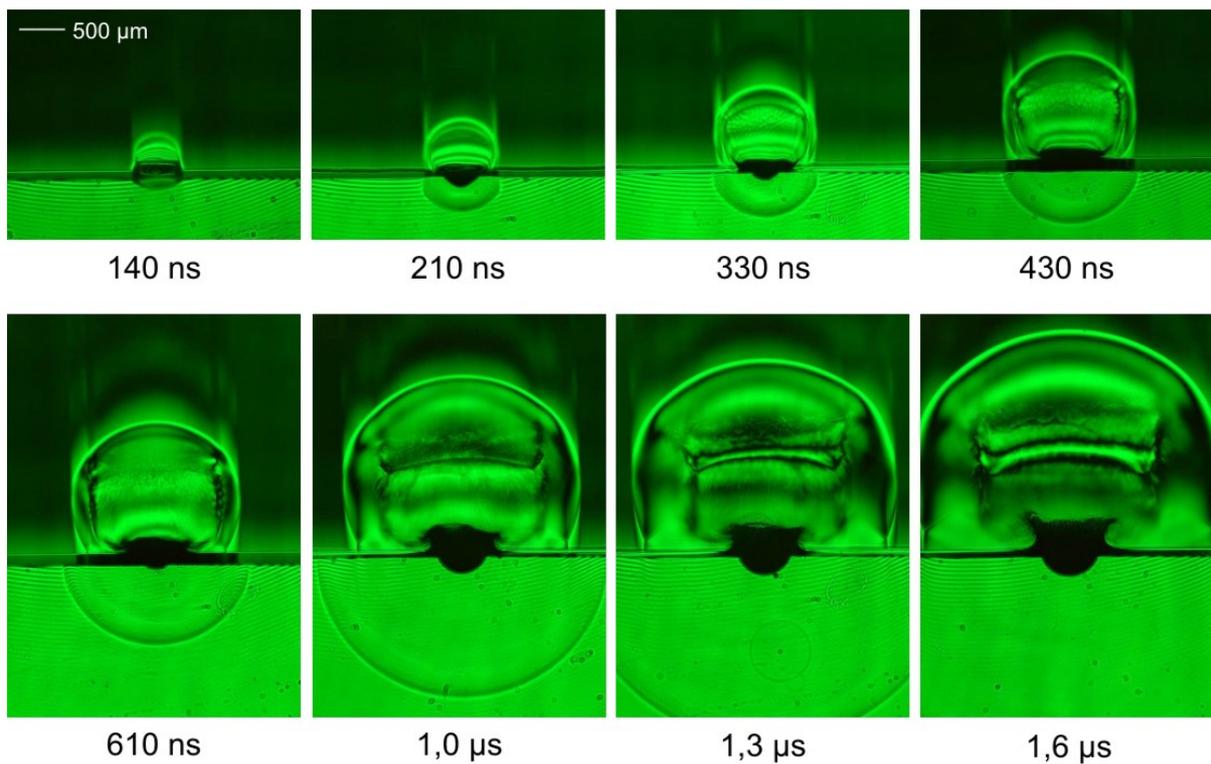


Abbildung 4.70. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $500 \mu\text{m}$, aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Die innere Stoßwelle ist nach $1,3$ und $1,6 \mu\text{s}$ sehr deutlich ausgeprägt zu sehen.

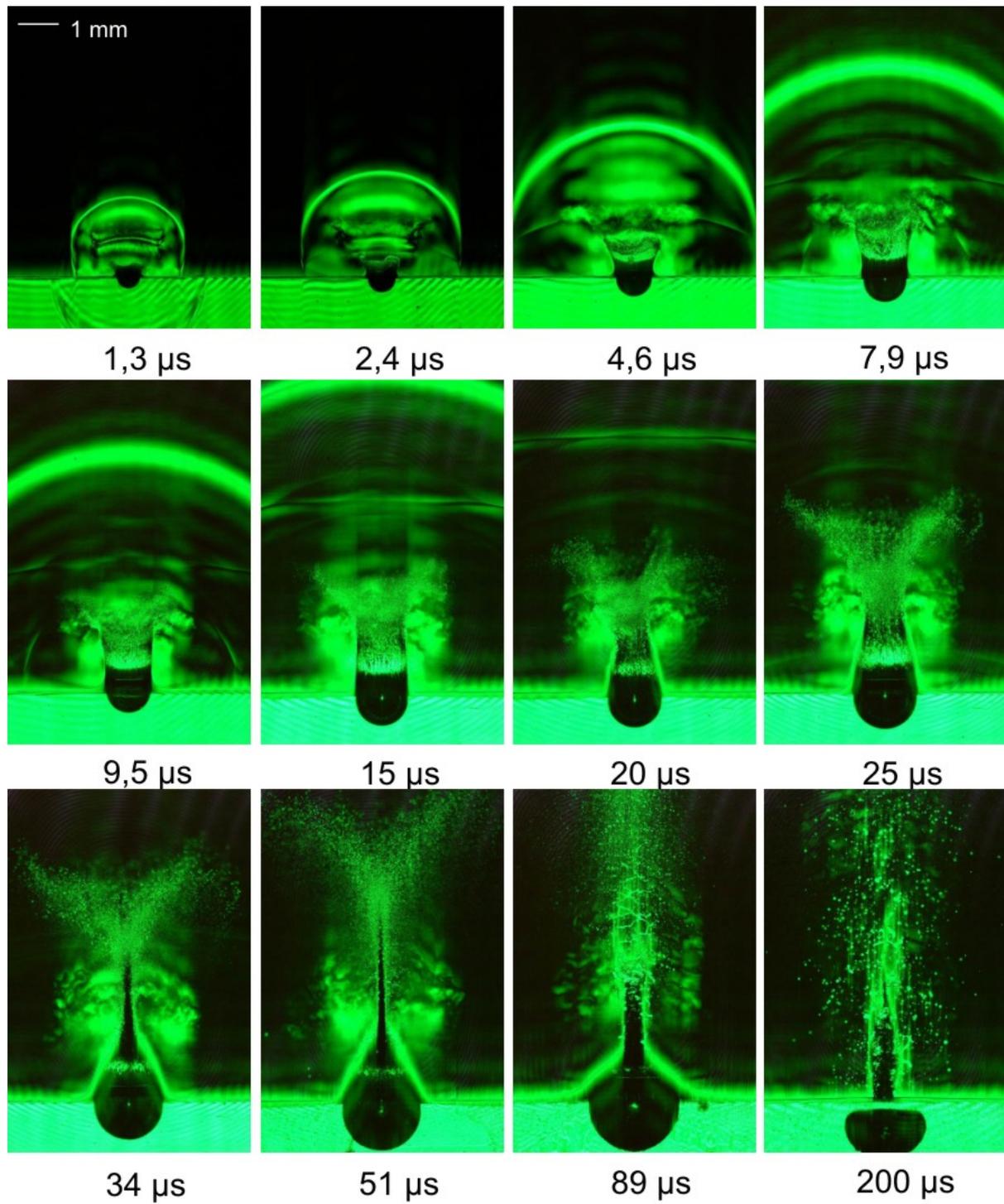


Abbildung 4.71. Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $500 \mu\text{m}$, aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Die Reflektion der inneren Stoßwelle erfolgt nach $4,6 \mu\text{s}$ und ist anschließend sehr deutlich nach $9,5 \mu\text{s}$ zu erkennen. Die reflektierte externe Stoßwelle ist bis zum Verlassen des Bildfeldes nach $20 \mu\text{s}$ zu sehen. Im Gegensatz zu geringeren Bestrahlungen expandiert die Dampfwolke nicht, sondern bleibt in Bodennähe bestehen. Die Wassersäule kollabiert nach etwa $34 \mu\text{s}$. Anschließend schließt sich die Kavität unter der Wasseroberfläche und löst sich von dieser ab.

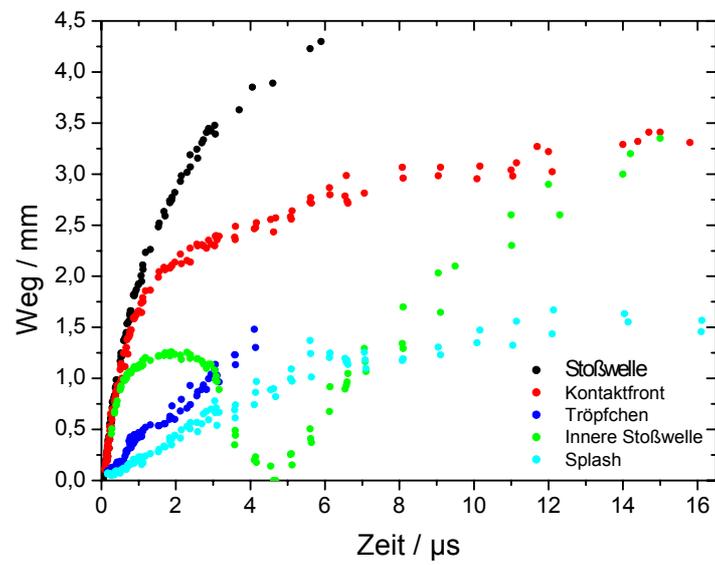


Abbildung 4.72. Ortskurven der Ablationsbestandteile bei der Bestrahlung von Wasser mit $5,40 \text{ J/cm}^2$. Die externe Stoßwelle löst sich bereits sehr früh von der Kontaktfront ab, deren Ausbreitung sich anschließend stark verlangsamt. Die Ausbreitung der Wassertropfchen lässt sich nur bis nach etwa $4 \mu\text{s}$ verfolgen.

4.3.2 Ablation von Leber mit Bestrahlungen von 1,40 J/cm² und 5,40 J/cm²

Leber weist eine sehr schwache Gewebematrix auf (Abschnitt 2.1.2) und ist deshalb ein gut geeignetes Material, um die Auswirkungen einer leicht erhöhten mechanischen Festigkeit auf den Ablauf der Ablationsdynamik zu untersuchen.

In diesem Abschnitt werden Bildserien der Ablation von Leber mit einer Bestrahlung von 1,40 und 5,40 J/cm² gezeigt. Die Darstellung erfolgt im Hellfeld- und Dunkelfeldverfahren.

Bestrahlung von Leber mit 1,40 J/cm²

Die Hellfeldaufnahmen der Leberablation bei einer Bestrahlung von 1,40 J/cm² (Fleckgröße 1 mm) in Abbildung 4.73 zeigen, dass die Ablation nach 76 ns beginnt. Dies ist geringfügig später als bei der Ablation von Wasser mit der gleichen Bestrahlung, wo die ersten Anzeichen eines Tröpfchenauswurfs nach 52 ns sichtbar wurden (Abbildung 4.48). Die Ablationswolke erscheint während der ersten 300 ns komplett schwarz, erst nach 384 und 492 ns zeigt sich ein hellerer Bereich am oberen Rand der Wolke (Abbildung 4.73). Anhand der Aufnahmen nach 630 ns und 1 μ s in Abbildung 4.74 ist zu erkennen, dass die Ablationswolke vollständig mit großen, schwarz erscheinenden Gewebepartikeln gefüllt ist. Im Zuge der Expansion der Ablationswolke nimmt die Teilchendichte ab und lässt nach 1 μ s im oberen Bereich einzelne Partikel erkennen. Nach 3 μ s ist die Dichte soweit gesunken, dass innerhalb der gesamten Wolke die Teilchenstruktur sichtbar wird (Abbildung 4.74). Im Gegensatz zur Ablation von Wasser tritt hier während des gesamten Zeitraumes nur eine Partikelgröße auf. Diese Partikel sind wesentlich größer als die Wassertröpfchen während der Anfangsphase und erscheinen nicht in Form eines rötlichen Schimmers.

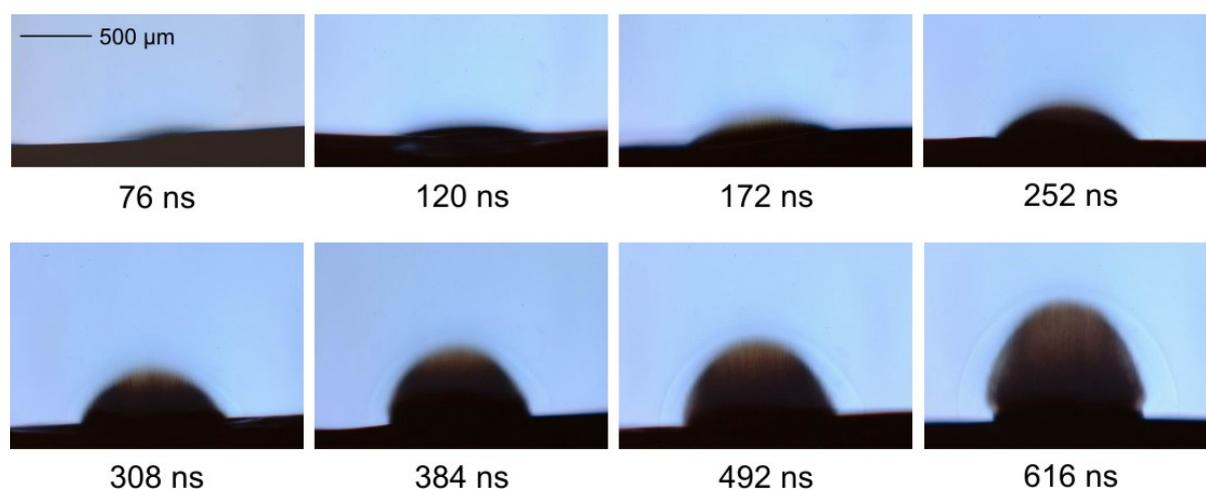


Abbildung 4.73. Ablation von Leber bei einer Bestrahlung von 1,40 J/cm² und einer Fleckgröße von 1 mm, aufgenommen im Hellfeldverfahren. Die Ablationswolke erscheint während der Anfangsphase komplett mit Gewebepartikeln gefüllt.

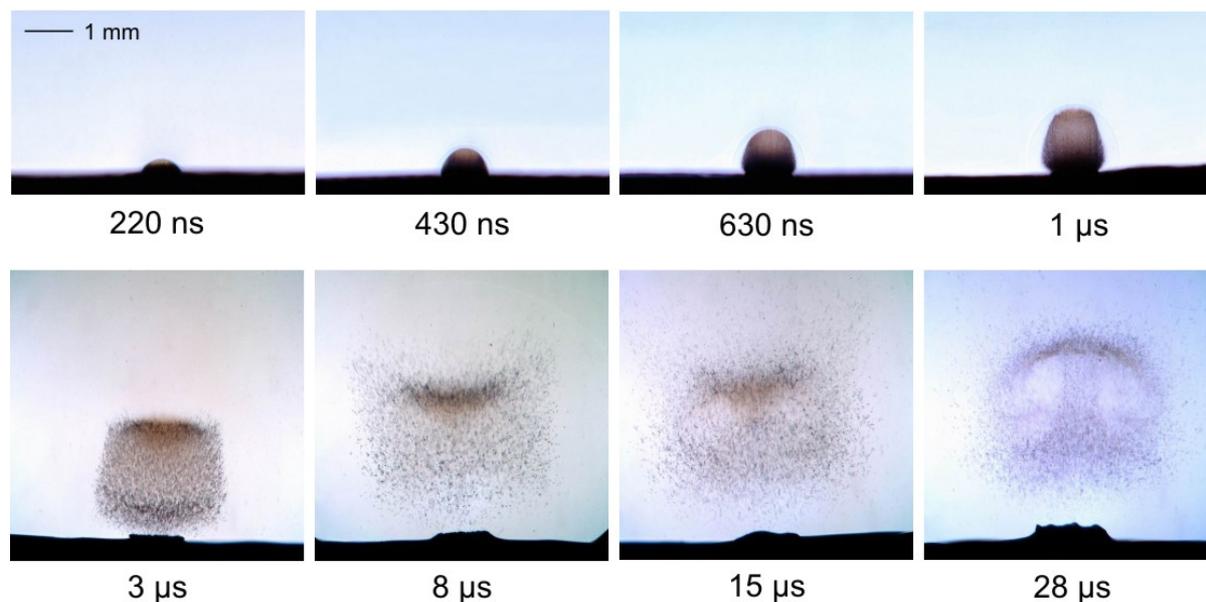


Abbildung 4.74. Ablation von Leber bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Hellfeldverfahren. Nach 630 ns und $1 \mu\text{s}$ ist die Teilchendichte im oberen Teil der Wolke geringer geworden und man erkennt einzelne Gewebepartikel. Nach $3 \mu\text{s}$ erfolgt durch den Einfluss der inneren Stoßwelle eine Partikelverdichtung mit anschließender Eindellung an der Oberkante der Wolke. Hieraus bildet sich nach $28 \mu\text{s}$ ein Ringwirbel.

Wie schon bei der Ablation von Wasser tritt auch bei der Ablation von Leber durch die Expansion der Ablationswolke eine Stoßwelle auf, die in den Dunkelfeldaufnahmen nach 670 ns in Abbildung 4.75 als heller Ring um die Ablationswolke herum sichtbar ist.

Die Ausbreitung der Ablationswolke erfolgt anfangs nahezu sphärisch und geht nach etwa $1 \mu\text{s}$ in eine hauptsächlich vorwärts gerichtete Bewegung über. Nach $3 \mu\text{s}$ sind die seitlichen Ränder der Wolke nahezu senkrecht und parallel zueinander ausgerichtet. Der Auswurf von Gewebepartikeln endet etwa zur gleichen Zeit, so dass nach $8 \mu\text{s}$ unmittelbar an der Probenoberfläche keine Partikel mehr sichtbar sind (Abbildung 4.74). Im Gegensatz zur Ablation von Wasser zeigt sich bei Leber keine Einschnürung der Ablationswolke im unteren Teil, weil die Ablation früher endet als bei Wasser.

Betrachtet man die Ablationswolke in den Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.75, so ist ersichtlich, dass die Gewebepartikel innerhalb der Ablationswolke mit Dampf vermischt sind. Die Partikel erscheinen nach $2 \mu\text{s}$ vor einem hellen Hintergrund, der durch die Lichtablenkung des Dampfes hervorgerufen wird. Nach $25 \mu\text{s}$ erkennt man deutlich die Dampf Wolke im Abstand von einigen Millimetern zur Gewebeoberfläche (Abbildung 4.76), die wie bei der Ablation von Wasser eine geschichtete Struktur aufweist. Anschließend separiert sich der Dampf von den Gewebepartikeln und erreicht nach $101 \mu\text{s}$ den oberen Bildrand. Zu diesem Zeitpunkt befinden sich die Partikel deutlich unterhalb der Dampf Wolke.

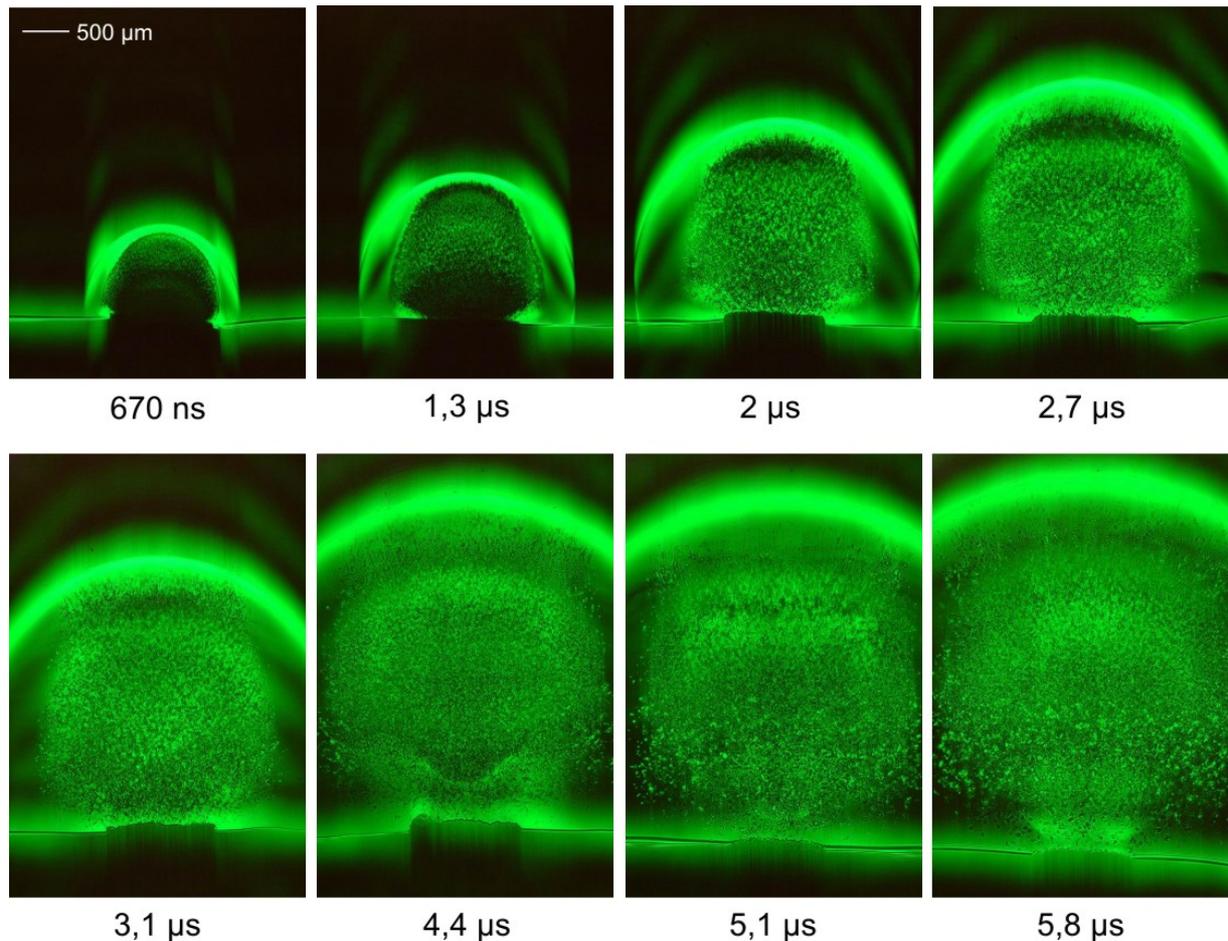


Abbildung 4.75. Ablation von Leber bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Man erkennt sehr deutlich die externe Stoßwelle als hellen Ring oberhalb der Ablationswolke. Die Wolke ist mit heißem Dampf vermischt und erscheint deshalb als hell leuchtende Struktur. Nach $4,4 \mu\text{s}$ erkennt man die innere Stoßwelle kurz vor der Reflektion an der Gewebeoberfläche.

Die Kollision der in der Wolke enthaltenen Dampfmoleküle mit den ruhenden Molekülen der Umgebungsluft bewirkt wie bei der Ablation von Wasser eine innere Stoßwelle, die sich innerhalb der Ablationswolke in Richtung der Probenoberfläche ausbreitet und hier reflektiert wird. Nach dem Ablösen der inneren Stoßwelle von der Kontaktfront und während des Durchlaufens der Ablationswolke tritt im oberen Teil der Wolke nach $3 \mu\text{s}$ eine deutlich sichtbare Partikelkonzentration auf, aus der sich nach $8 \mu\text{s}$ eine Eindellung der Partikelwolke entwickelt hat (Abbildung 4.74). Die innere Stoßwelle tritt sehr deutlich in den Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.76 nach $4,7 \mu\text{s}$ kurz vor der Reflektion und in den Aufnahmen nach $7,6$, $9,5$ und $12 \mu\text{s}$ nach der Reflektion an der Oberfläche hervor.

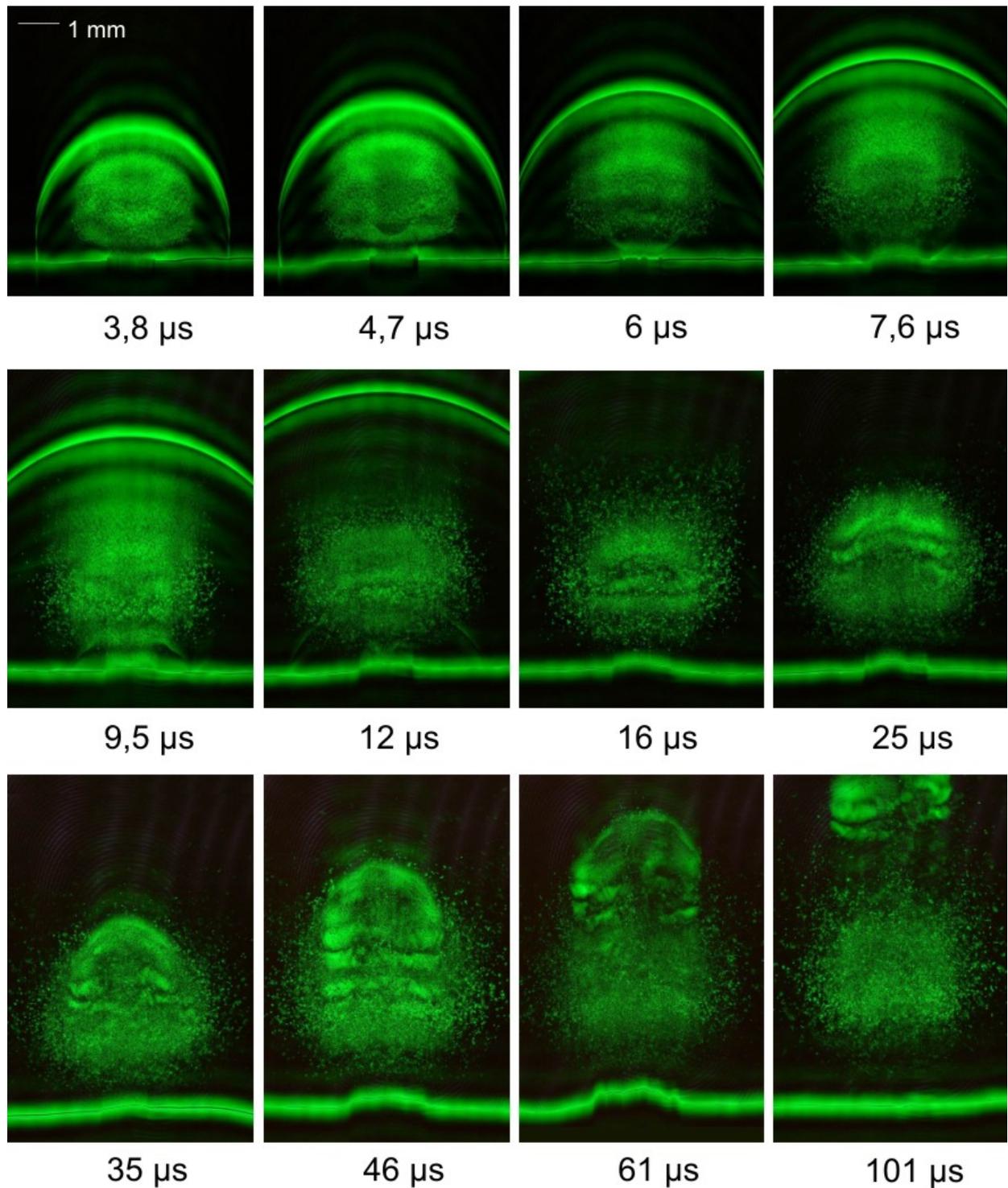


Abbildung 4.76. Ablation von Leber bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Nach $25 \mu\text{s}$ erkennt man deutlich die Dampf Wolke, die sich anschließend von den Partikeln separiert und von der Oberfläche entfernt, während die Partikel als ortsfeste Wolke zurückbleiben.

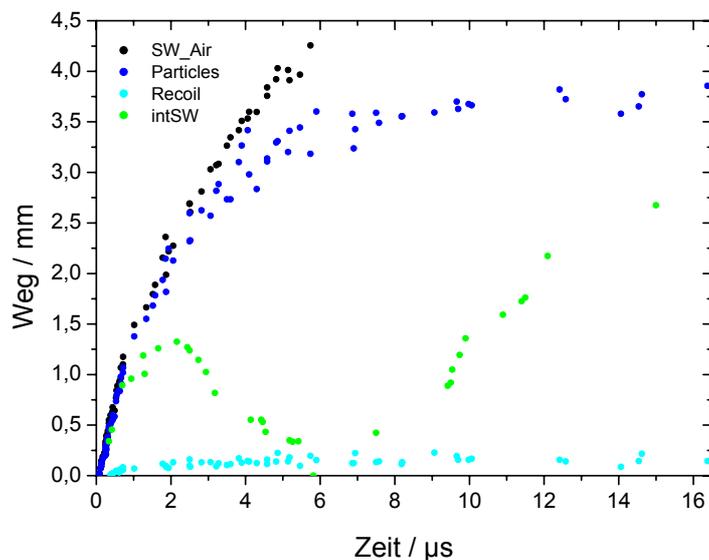


Abbildung 4.77. Ortskurve der Ablationsbestandteile von Leber bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$. Bei dieser Bestrahlung ist die Wolke vollständig mit Partikeln angefüllt, so dass ein Kontaktfront nicht gesondert erfasst wurde.

In den Hellfeldaufnahmen in Abbildung 4.74 zeigt sich nach $15 \mu\text{s}$ ein beginnender Ringwirbel, der die in der Wolke enthaltenen Partikel mitreißt und die von der inneren Stoßwelle verdichtete Partikelschicht über die gesamte Oberkante der Wolke verteilt. Nach $28 \mu\text{s}$ erkennt man deutlich den ausgebildeten Wirbel. Die Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.76 lassen erkennen, dass der in Wolke enthaltene Dampf durch den Wirbel beschleunigt wird und sich von dem ab $8 \mu\text{s}$ (Abbildung 4.77) nahezu ortsfesten Partikelanteil trennt. Dabei bildet sich innerhalb der Dampf Wolke ebenso wie bei Wasser eine räumliche Schichtung aus. Nach $100 \mu\text{s}$ ist der Dampf klar von den Teilchen getrennt. Bei der Ablation von Wasser trat der Ringwirbel früher auf und war nach $15 \mu\text{s}$ bereits komplett ausgebildet.

Nach $3 \mu\text{s}$ zeigt sich in den Hellfeldaufnahmen in Abbildung 4.74 eine Aufwölbung an den Rändern des bestrahlten Areals, die auf den Rückstoßdruck zurückzuführen ist. Die Aufwölbung erreicht nach $28 \mu\text{s}$ eine maximale Höhe von etwa $250 \mu\text{m}$ und ist damit wesentlich geringer ausgeprägt als die Flüssigkeitssäule bei der Ablation von Wasser. Man beobachtet ebenfalls keinen Auswurf von größeren Gewebepartikeln, die sich von den Rändern ablösen.

Bestrahlung von Leber mit 5,4 J/cm²

Bei der Ablation von Leber mit einer Bestrahlung von 5,40 J/cm² zeigen die Hellfeldaufnahmen in Abbildung 4.78 nach 44 ns zeigen den Beginn der Ablation. Dies ist 20 ns später als die erste Hellfeldaufnahme bei der Ablation von Wasser mit der gleichen Bestrahlung in Abbildung 4.65, allerdings ist der Ablauf der Leberablation nach 44 ns bereits etwas weiter fortgeschritten als bei der Wasserablation nach 24 ns, so dass man wohl davon ausgehen kann, dass der Materialauswurf bei der Ablation von Wasser und Leber nahezu zeitgleich einsetzt.

Nach 132 ns und noch deutlicher nach 308 ns ist in den Hellfeldaufnahmen zu erkennen, dass die Ablationswolke zu einem wesentlich geringeren Teil mit Gewebepartikeln gefüllt ist als bei einer Bestrahlung von 1,40 J/cm² (Abbildung 4.73). Dies entspricht der bereits bei der Wasserablation angestellten Beobachtung, dass ein Anstieg der Bestrahlung mit einem Rückgang des Tröpfchenanteils und einer Erhöhung des Anteils gasförmiger Bestandteile verbunden ist. Allerdings zeigt der direkte Vergleich, dass der Anteil der Leberpartikel an der Ablationswolke deutlich höher ist als der Anteil der Tröpfchen bei der Wasserablation in Abbildung 4.66. Während des gesamten Vorgangs tritt wie bereits bei einer Bestrahlung von 1,40 J/cm² nur eine Partikelgröße auf.

Der Oberteil der Ablationswolke ist mit gasförmigen Produkten (Wasserdampf und dissoziierten Biomolekülen) gefüllt. Bei der Expansion der Wolke entsteht wie in allen bisher betrachteten Fällen eine äußere Stoßwelle, die bereits nach 150 ns deutlich zu erkennen ist. Das Ablösen der inneren Stoßwelle von der Kontaktfront wird nach 310 ns sichtbar (Abbildung 4.80).

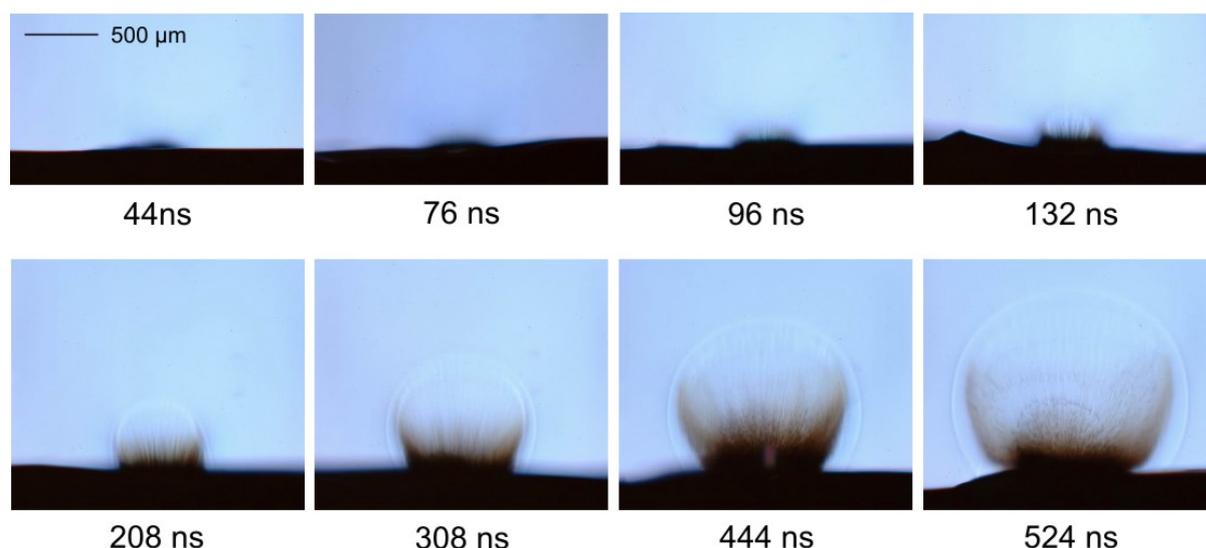


Abbildung 4.78. Ablation von Leber bei einer Bestrahlung von 5,40 J/cm² und einer Fleckgröße von 1 mm, aufgenommen im Hellfeldverfahren. Die Ablation beginnt nach 44 ns. Anders als bei zu einer Bestrahlung von 1,40 J/cm² besteht die Ablationswolke hier zu einem weitaus geringeren Teil aus Gewebepartikeln und zum größeren Anteil aus gasförmigen Produkten.

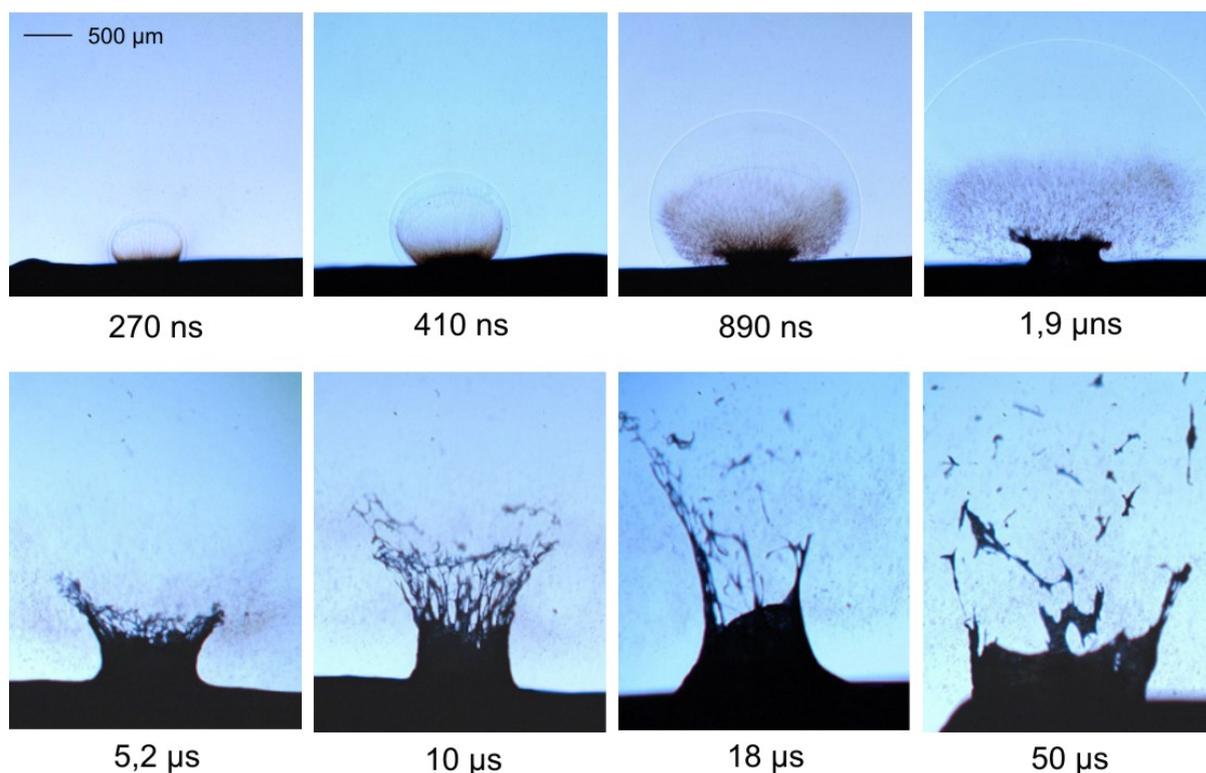


Abbildung 4.79. Ablation von Leber bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Hellfeldverfahren. Man erkennt sehr deutlich die starken rückstoßinduzierten Effekte, die eine große Ähnlichkeit mit der Ablation von Wasser aufweisen. Es entsteht eine Gewebesäule, an deren Rändern große Partikel ausgeworfen werden.

Die Wolke dehnt sich im weiteren Verlauf seitlich weit über das bestrahlte Areal hinaus aus, wie man nach $1,9 \mu\text{s}$ in Abbildung 4.79 erkennen kann. Die senkrechte Ausbreitung der Partikel stagniert aufgrund des Passierens der inneren Stoßwelle nach etwa $6 \mu\text{s}$ im Abstand von etwa $2,5 \text{ mm}$ zur Probenoberfläche.

Sie äußere Stoßwelle wird an der Probenoberfläche reflektiert. Durch diese Mach-Reflexion entsteht nach $1,1 \mu\text{s}$ ein Mach-Stamm, der nach $1,6 \mu\text{s}$ deutlich sichtbar ist. Die nach oben laufende reflektierte Welle interagiert nach $2,2 \mu\text{s}$ mit der rücklaufenden inneren Stoßwelle (Abbildung 4.80). Die innere Stoßwelle reißt einen großen Teil der Partikel mit sich und säubert so den oberen Teil der Ablationswolke von Partikeln. Die Reflexion der Stoßwelle an der Probenoberfläche ist aufgrund der durch Rückstoßeffekten bereits stark aufgerissenen Oberfläche relativ schlecht zu erkennen, die Dunkelfeldaufnahmen nach $4,7$ und $7,3 \mu\text{s}$ in Abbildung 4.81 zeigen die Stoßwelle kurz nach der Reflexion.

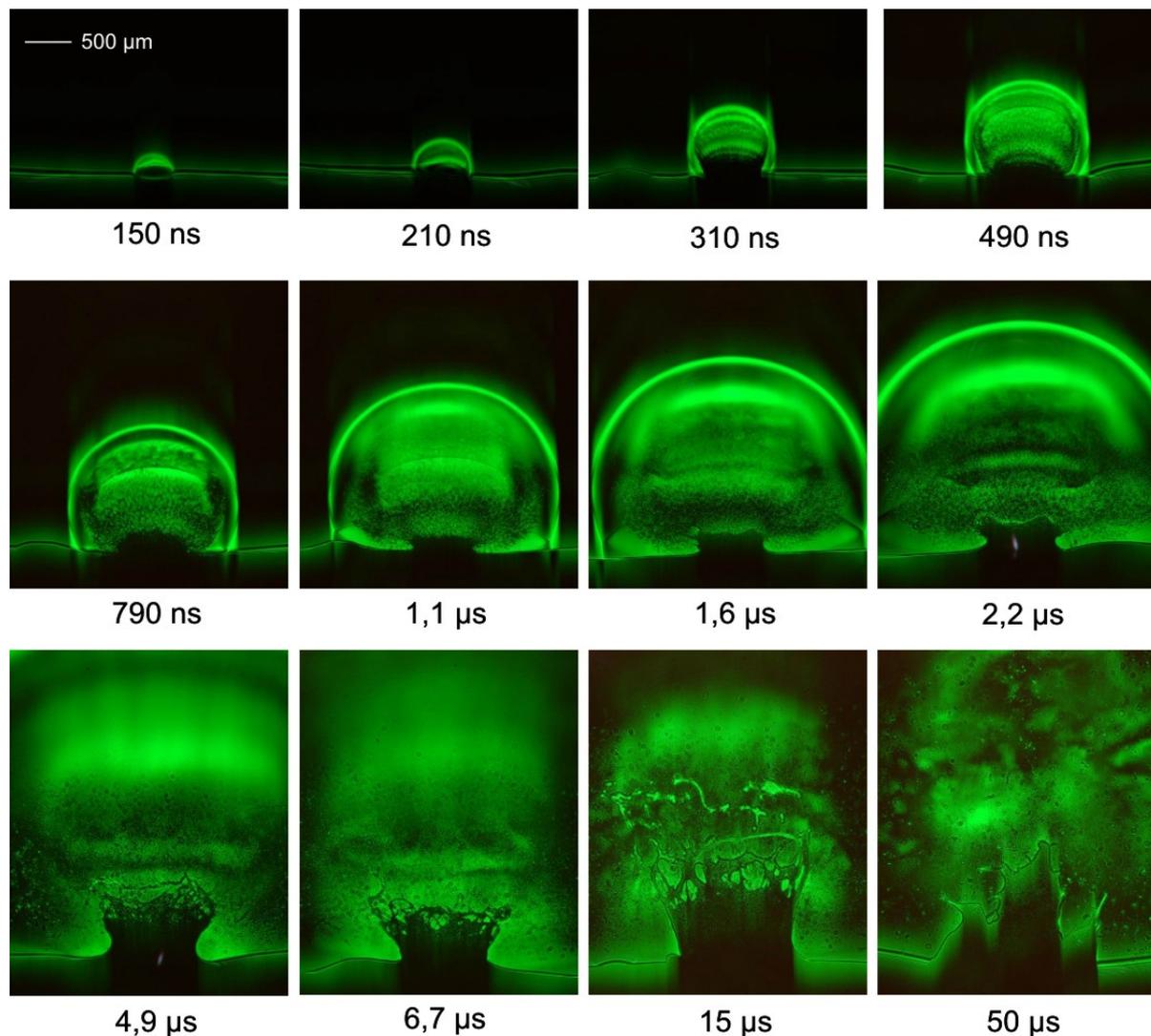


Abbildung 4.80. Ablation von Leber bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Die innere Stoßwelle lässt sich ab 320 ns verfolgen. Ihr Durchgang beeinträchtigt die Ablationswolke weitaus weniger als bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$.

Bei der Bestrahlung von Leber mit $5,40 \text{ J/cm}^2$ beobachtet man, ebenso wie bei der Wasserablation, keinen Ringwirbel. Der Dampf entfernt sich während der ersten $8 \mu\text{s}$ etwa $2,75 \text{ mm}$ von der Probenoberfläche und bewegt sich dort aufgrund der Interaktion mit der inneren Stoßwelle nur mehr langsam fort (Abbildung 4.82). Die Dunkelfeldaufnahmen nach $18 \mu\text{s}$ und den darauf folgenden Zeiten zeigen in Abbildung 4.81, dass die Dampf Wolke keinerlei Verwirbelungen aufweist und sich nur extrem langsam über einen Zeitraum von $200 \mu\text{s}$ in die Nähe des oberen Bildrand bewegt, entsprechend einem Abstand von 5 mm , und dabei langsam verblasst. Dies ist eine deutlich Abweichung zu den bisher betrachteten Fällen, bei denen stets eine Verwirbelung aufgetreten ist, die mit einer beschleunigten Expansion des Dampfes verbunden war.

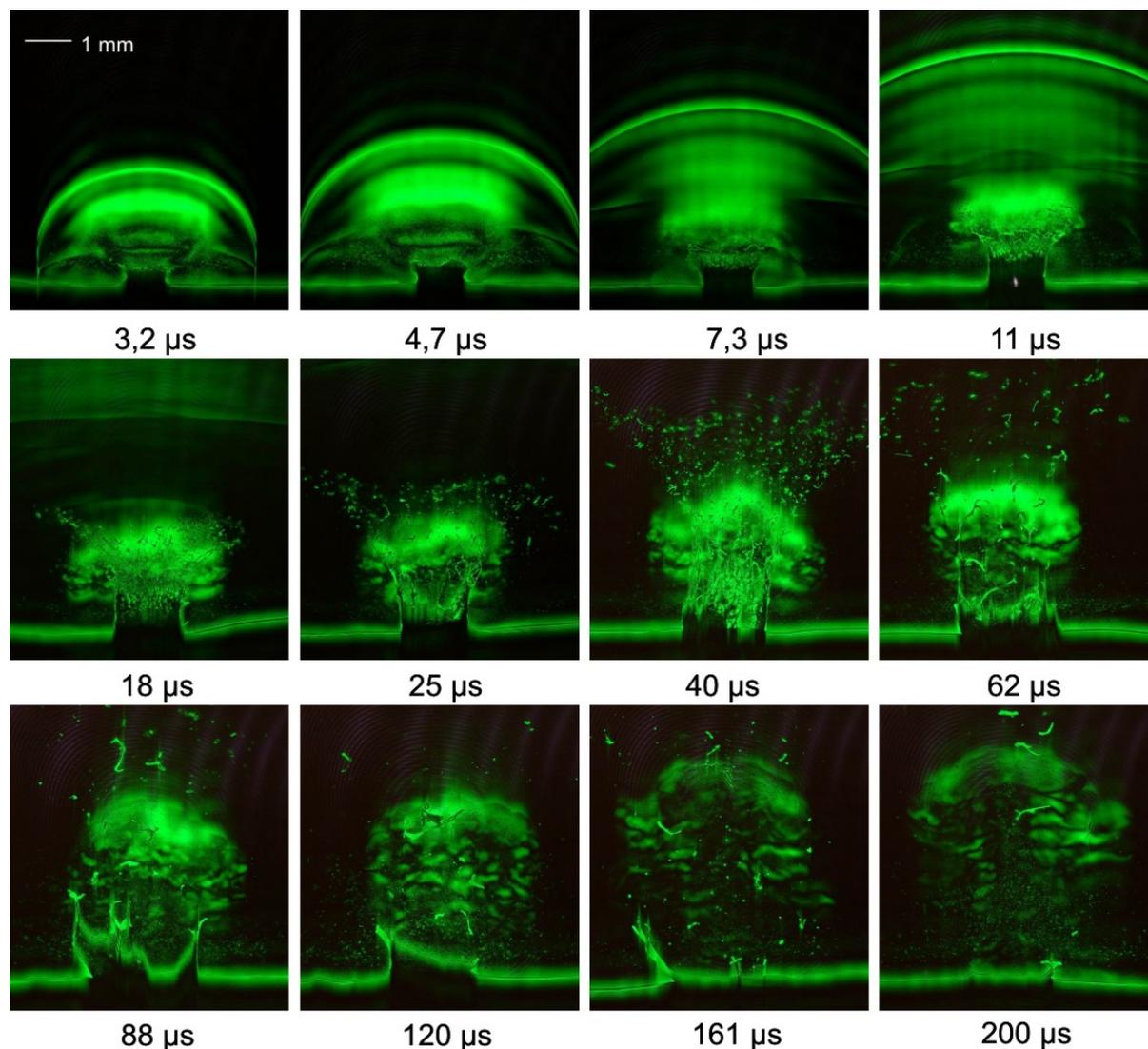


Abbildung 4.81. Ablation von Leber bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm, aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Nach $3,2 \mu\text{s}$ ist zu erkennen, dass die externe Stoßwelle auch in diesem Fall als Mach-Reflektion reflektiert wird. Innerhalb der Dampf Wolke tritt keine Verwirbelung auf, sondern die Wolke entfernt sich sehr langsam von der Oberfläche.

Der Einfluss des Rückstoßdrucks ist sehr stark, wie man bereits nach 890 ns deutlich erkennen kann. Zu früheren Zeiten lässt sich das Aufreißen der Oberfläche noch nicht von dem Partikel auswurf trennen. Der Fortgang der Rückstoßdynamik ähnelt sehr stark der von Wasser. Nach $18 \mu\text{s}$ hat sich eine hohle Säule mit einer Höhe von 2 mm gebildet und man beobachtet den Auswurf von großen Gewebeteilen (Abbildung 4.79). Die ausgeworfenen Partikel überholen nach $25 \mu\text{s}$ die Dampf Wolke und erreichen nach $62 \mu\text{s}$ den oberen Bildrand. Gleichzeitig geht die ringförmige Aufwölbung zurück und ist nach $200 \mu\text{s}$ nicht mehr zu erkennen, obgleich im Bild noch große Partikel herumfliegen (Abbildung 4.81).

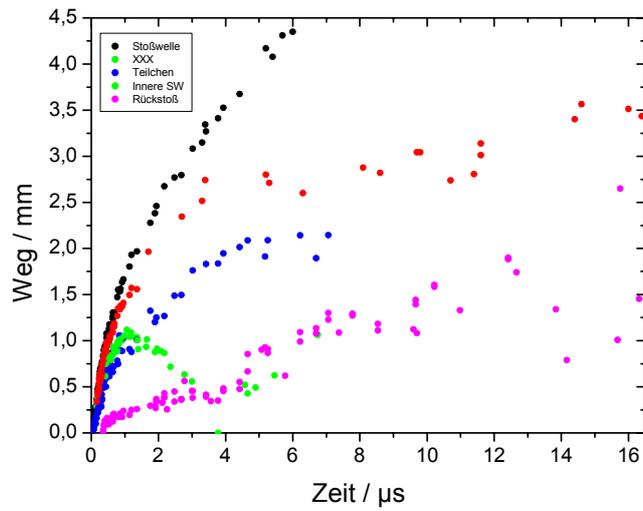


Abbildung 4.82. Ortskurven der Ablation von Leber bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$. Die Ausbreitung von Dampf und Partikeln lässt anders als bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ getrennt erfassen. Darüber hinaus tritt ein sehr ausgeprägter rückstoßinduzierter Materialauswurf auf.

4.3.3 Ablation von Haut mit Bestrahlungen von 1,40 und 5,40 J/cm²

Die mechanische Festigkeit von Haut ist bedeutend größer als die von Leber (Abschnitt 2.1.2). Aus diesem Grund erlaubt die Betrachtung der Ablationsdynamik Rückschlüsse auf den Einfluss der extrazellulären Matrix auf den Ablationsprozess.

In diesem Abschnitt wird die Ablation mit einer Bestrahlung von 1,40 und 5,40 J/cm² im Hellfeld- und Dunkelfeldverfahren dargestellt.

Ablation von Haut mit 1,4 J/cm²

Die Abbildung 4.83 bis 4.86 zeigen die Ablationsdynamik bei der Ablation von Haut mit einer Bestrahlung von 1,40 J/cm² und einer Fleckgröße von 1 mm. Zusätzlich sind in Abbildung 4.88 die Ortskurven der einzelnen Ablationsprodukte dargestellt.

Die Aufnahmen bei einer Bestrahlung von 1,40 J/cm² wurden mit einer Fleckgröße von 1 mm erstellt. Die ersten Anzeichen für den Ablationsbeginn sind in den Hellfeldaufnahmen (Abbildung 4.83) erst nach 108 ns zu sehen. Dies ist deutlich später als bei Wasser (52 ns) und Leber (72 ns) mit gleicher Bestrahlung. Bemerkenswerter Weise wird bei Haut zunächst eine Aufwölbung der intakten Oberfläche beobachtet, die über einen Zeitraum von einigen 10 ns stabil bleibt und erst nach 152 ns aufreißt. Während zwischen 108 und 152 ns nur eine minimale Formausdehnung der Oberfläche erfolgt, bereitet sich die entstehende Ablationswolke nach dem Aufreißen der Oberfläche sehr viel schneller aus (Abbildung 4.83). Das gleiche Bild zeigen die Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.85. Hier ist nach 120 ns ebenfalls nur eine geringfügige Veränderung an der Probenoberfläche sichtbar und erst nach 270 ns ist eine Ablationswolke mit einer sie umgebenden Stoßwelle entstanden.

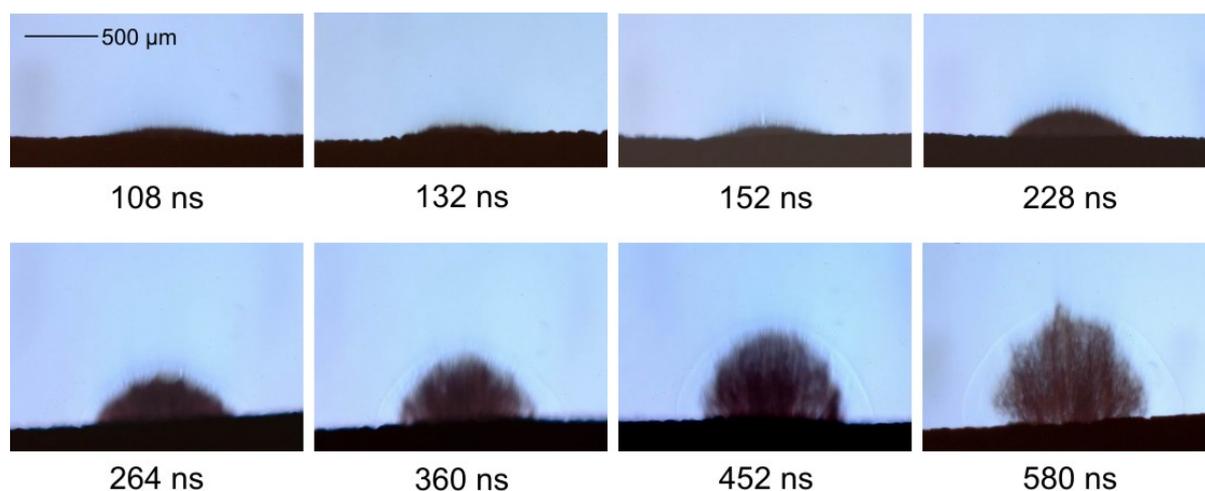


Abbildung 4.83. Ablation von Haut bei einer Bestrahlung von 1,40 J/cm² und einer Fleckgröße von 1 mm, aufgenommen im Hellfeldverfahren. Die Ablation beginnt nach 108 ns mit dem Aufwölben der noch intakten Probenoberfläche, die erst 40 ns später aufreißt.

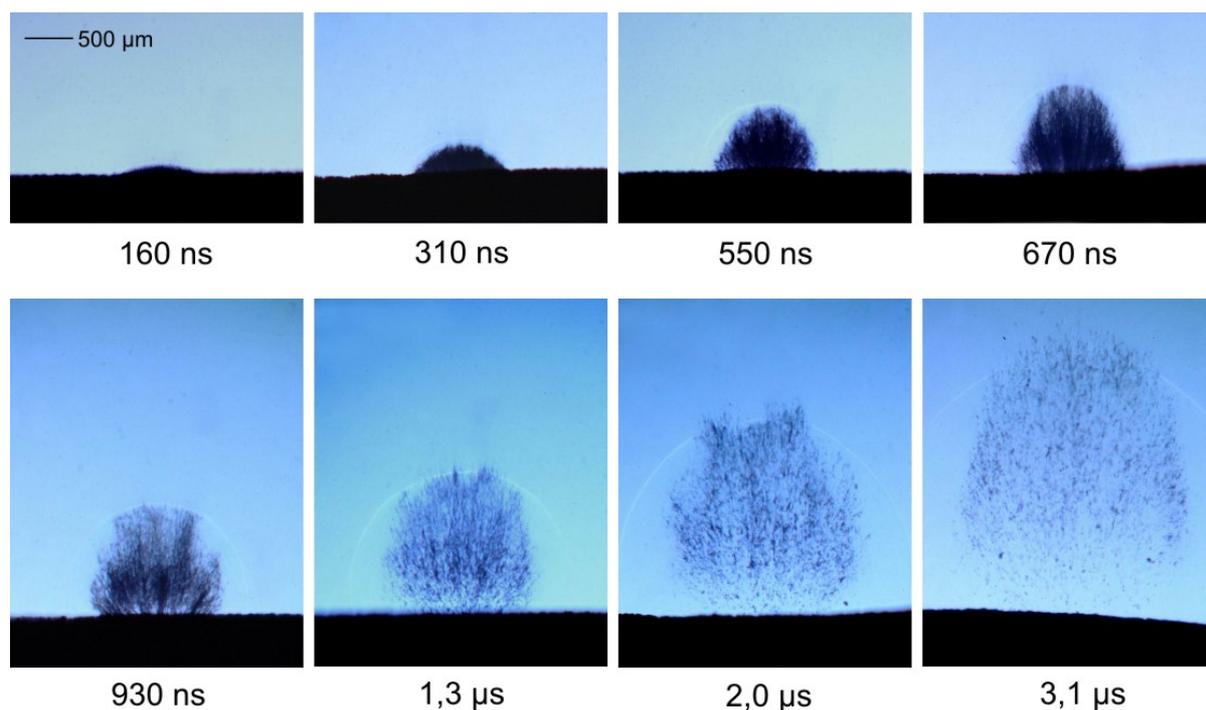


Abbildung 4.84. Ablation von Haut bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Hellfeldverfahren. Die Ablationswolke erscheint anfangs aufgrund der hohen Partikeldichte komplett schwarz, erst nach etwa $670 - 930 \text{ ns}$ sind einzelne Hautpartikel zu erkennen. Bemerkenswert ist hierbei, dass die Partikel nach $1,3 \mu\text{s}$ die externe Stoßwelle überholen.

Die Ablationswolke ist, wie auch schon bei der Ablation von Leber, bei dieser Bestrahlung zunächst komplett mit Gewebepartikeln gefüllt. Die Teilchendichte ist wiederum in der Anfangsphase so hoch, dass die Wolke komplett schwarz erscheint und erst nach $670 - 930 \text{ ns}$ einzelne Teilchen sichtbar werden (Abbildung 4.84). Die ausgeworfenen Partikel sind deutlich größer als die Wassertröpfchen in der Anfangsphase, und ebenfalls größer als die Leberpartikel.

Die Ablationswolke breitet sich während der Expansion der Wolke seitlich nur geringfügig über das bestrahlte Areal aus und expandiert bevorzugt in Richtung der Senkrechten. Im Gegensatz zu allen bisher betrachteten Fällen bewegen sich einige Partikel schneller als die äußere Stoßwelle, die ursprünglich durch die Expansion der Ablationswolke entstanden ist. Nach 930 ns haben einige Teilchen die Stoßwelle eingeholt und nach $3,1 \mu\text{s}$ deutlich überholt (Abbildung 4.84). In den Ortskurven in Abbildung 4.87 sieht man, dass sich Stoßfront und Partikelfront über einen längeren Zeitraum simultan ausbreiten. Im Gegensatz dazu bleiben bei der Bestrahlung von Wasser die Tröpfchen binnen kurzer Zeit deutlich hinter der Stoßwelle zurück, während ausgeworfene Leberpartikel ebenfalls sehr schnell expandieren, die externe Stoßwelle aber nicht überholen. Der Auswurf von Hautpartikeln endet nach etwa $3 \mu\text{s}$. Die Hellfeldaufnahme (Abbildung 4.86) nach $3,1 \mu\text{s}$ zeigt erst in einigem Abstand von der Probenoberfläche Gewebepartikel, aber keine mehr in unmittelbarer Nähe.

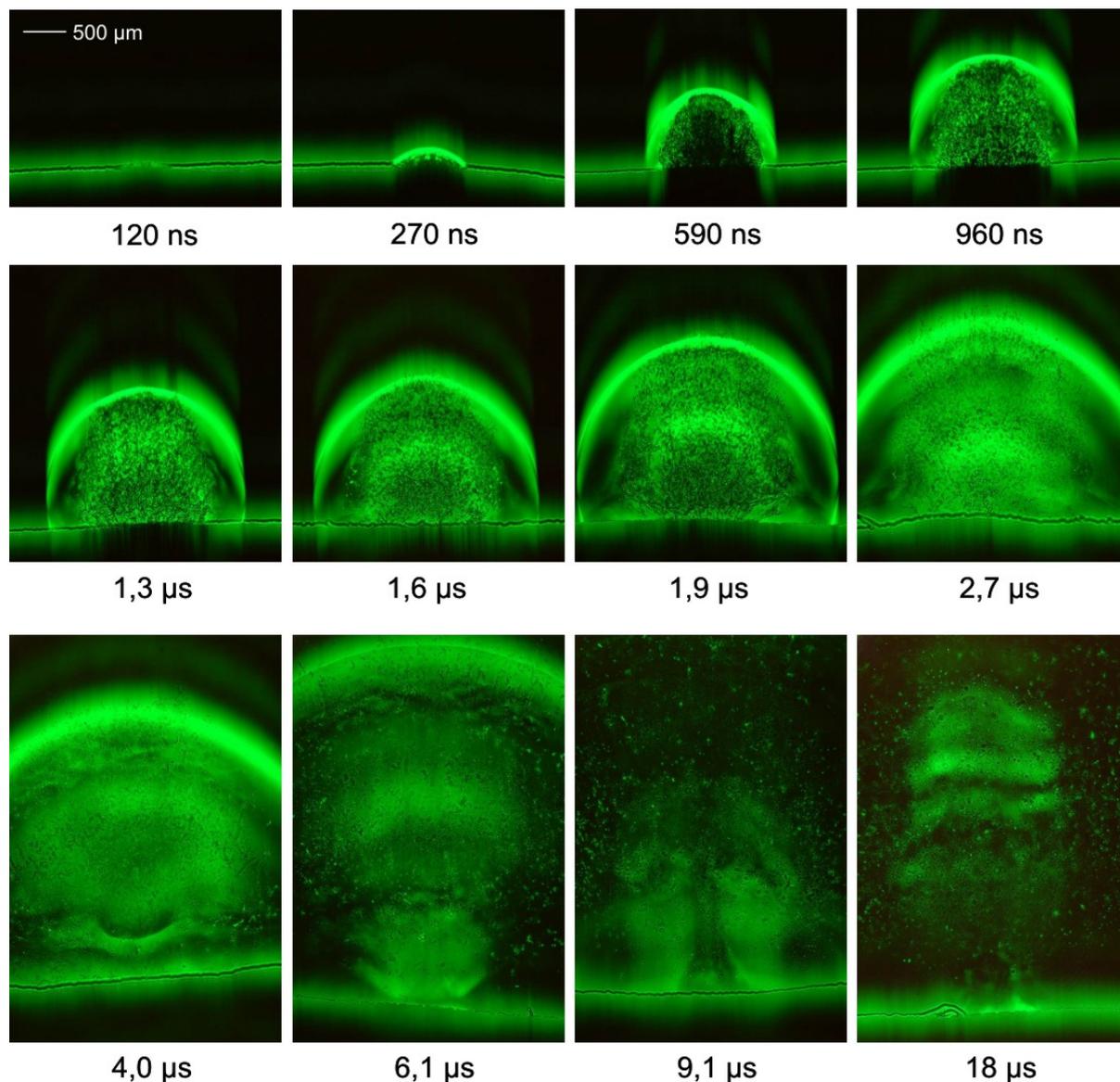


Abbildung 4.85. Ablation von Haut bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm , aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Auch hier zeigt sich nach 120 ns zunächst nur eine geringfügige Veränderung an der Oberfläche, die eigentliche Ablationswolke ist erst nach 270 ns entstanden. Nach 4 μs erkennt man innerhalb der Ablationswolke deutlich die innere Stoßwelle als hellen Streifen. Die Reflektion an der Oberfläche erfolgt nach $6,1 \text{ μs}$.

Neben der äußeren Stoßwelle erkennt man trotz der hohen Partikeldichte in den Dunkelfeldaufnahmen nach 960 ns die innere Stoßwelle (Abbildung 4.85). Die Bewegung der inneren Stoßwelle lässt sich in den darauffolgenden Dunkelfeldaufnahmen sehr gut verfolgen. Auch hier erfolgt nach etwa 3 μs eine Fokussierung, im Gegensatz zu der Ablations von Leber bei dieser Bestrahlung zeigt sich hier allerdings keine Auswirkungen der inneren Stoßwelle auf die Expansion der Partikel. Die Stoßwelle erreicht nach $6,1 \text{ μs}$ die Probenoberfläche und ist auch nach der Reflektion noch nach 12 und 16 μs in den Aufnahmen zu erkennen (Abbildung 4.86).

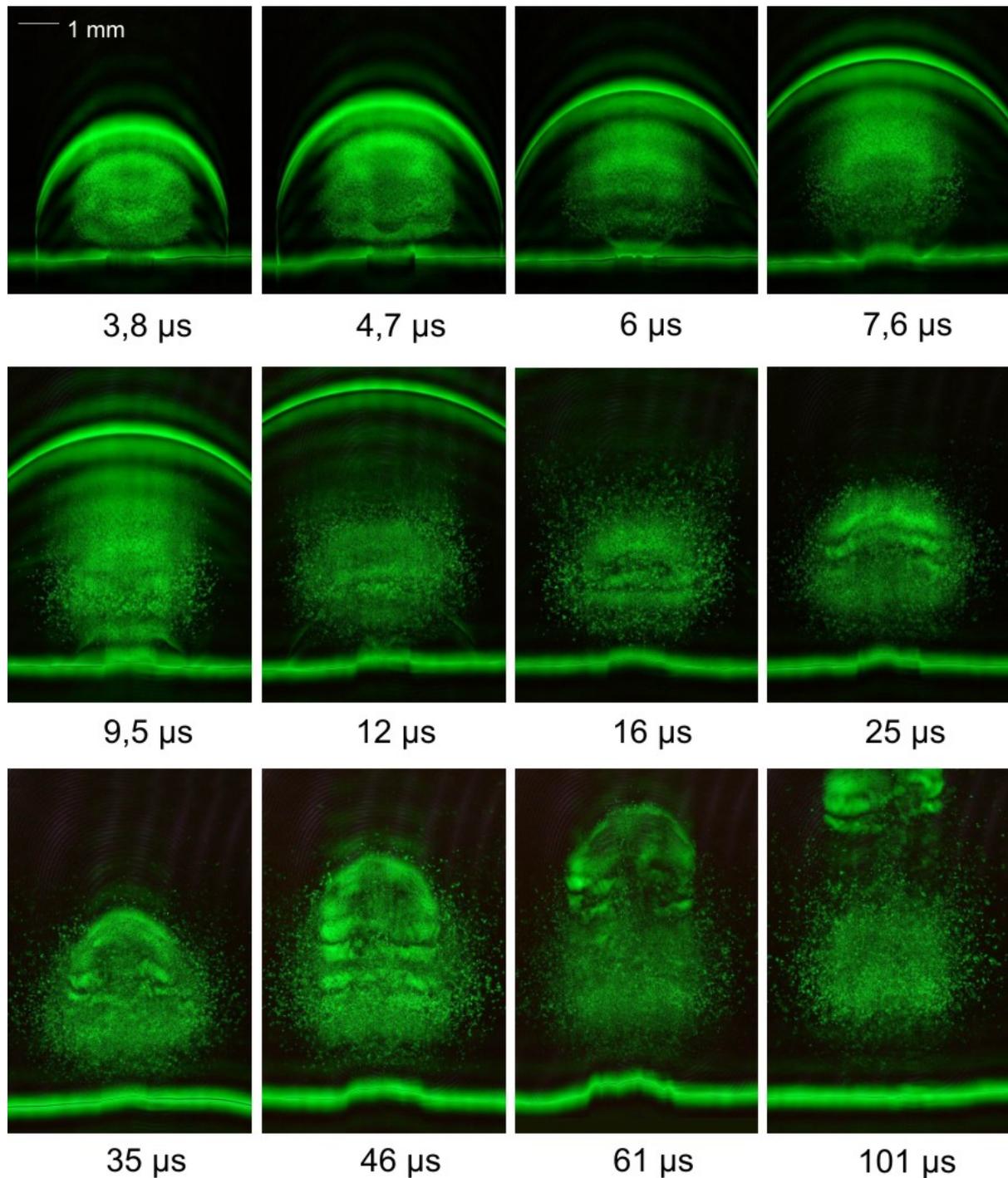


Abbildung 4.86. Ablation von Haut bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von 1 mm, aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Die Ausbreitung der inneren Stoßwelle ist auch nach der Reflexion in den Aufnahmen nach 9,5 und 12 µs noch deutlich zu erkennen. Nach 35 µs erfolgt eine leichte Verwirbelung der Ablationswolke, der sich die Trennung von der Partikelwolke anschließt. Bemerkenswert ist das Auftreten schwacher rückstoßinduzierter Effekte nach 7,6 – 61 µs.

Wie schon bei der Ablation von Leber besteht auch bei Haut die Ablationswolke aus einem Gemisch aus Dampf und Gewebepartikeln. Dies zeigt sich an dem hellen Hintergrund der Wolke in den Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.85 und 4.86. Nach 35 µs zeigen sich

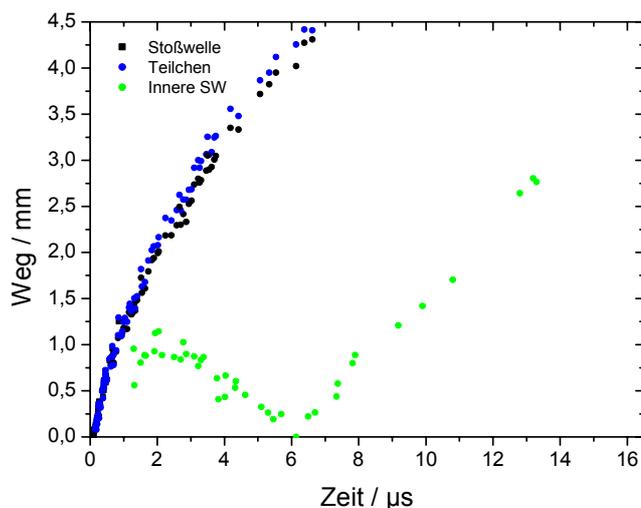


Abbildung 4.87. Ortskurven der Ablationsbestandteile bei der Bestrahlung von Haut mit $1,40 \text{ J/cm}^2$. Die externe Stoßwelle und die Hautpartikel expandieren nahezu auf gleicher Höhe, wobei die Partikel die Stoßwelle nach etwa $2 \mu\text{s}$ überholen.

in den Dunkelfeldaufnahmen in Abbildung 4.86 die Ansätze eines Ringwirbels, der allerdings weniger stark ausgeprägt ist als bei der Bestrahlung von Wasser und keine Auswirkungen auf die in nahezu konstantem Abstand von der Probenoberfläche verharrende Partikelwolke hat. Der Dampf trennt sich im Rahmen der Ringwirbelbildung von den Partikeln und erreicht nach $101 \mu\text{s}$ den oberen Bildrand.

In der Spätphase der Ablation erfolgt eine geringe rückstoßinduzierte Deformation der Probenoberfläche. Dieses beginnt nach $7,6 \mu\text{s}$ (Abbildung 4.86) und damit deutlich nach dem Ende des eigentlichen Partikelauswurfs, der nach $3 \mu\text{s}$ beendet ist (Abbildung 4.84). Eine nennenswerte Dampfentstehung ist nach $7,6 \mu\text{s}$ ebenfalls nicht mehr zu erkennen. Die maximale Höhe der Deformation wird nach $61 \mu\text{s}$ mit etwa $500 \mu\text{m}$ erreicht, nach $101 \mu\text{s}$ ist hiervon nichts mehr zu erkennen (Abbildung 4.86).

Bestrahlung von Haut mit 5,4 J/cm²

Die Bildserien dieses Abschnitts (Abbildung 4.88 bis 4.91) zeigen die Ablationsdynamik von Haut bei einer Bestrahlung von 5,40 J/cm² und einer Fleckgröße von 500 µm. Die Ablation beginnt nach 80 ns mit dem bereits bei einer Bestrahlung von 1,40 J/cm² beobachteten Aufwölben der noch intakten Probenoberfläche (Abbildung 4.88). Das Aufreißen der Oberfläche geschieht aber früher als bei der kleineren Bestrahlung, man erkennt nach 121 ns bereits im Ansatz die expandierende Ablationswolke. Die Hellfeldaufnahme nach 324 ns (Abbildung 4.88) zeigt, ebenso wie die Dunkelfeldaufnahme nach 310 ns (Abbildung 4.90), dass die Ablationswolke nur zu einem Teil aus Gewebepartikeln besteht, darüber befindet sich eine gasförmige Schicht.

Die ausgeworfenen Partikel expandieren geradlinig in einem kleinen Winkelbereich zur Senkrechten. Ihr Auswurf endet bereits nach 1,8 µs (Abbildung 4.89). Im Gegensatz zur Ablation von Haut mit einer Bestrahlung von 1,40 J/cm² erreichen die expandierende Partikel hier nicht die Stoßwelle, sondern bleiben deutlich hinter dieser zurück, weil die oberste Gewebeschicht, deren Ablation die Stoßwelle treibt, aufgrund der hohen Energiedichte photothermisch in gasförmige Bestandteile dissoziiert wird.

Die innere Stoßwelle tritt in den Dunkelfeldaufnahmen nach 310 ns deutlich hervor (Abbildung 4.90) und bewirkt nach 1,1 µs eine Verlangsamung der Partikelausbreitung im Zentrum der Ablationswolke, so dass diese gegenüber den Randbereichen zurückbleiben (Abbildung 4.89). Nach 2,4 µs und damit kurz vor der Reflektion der Stoßwelle an der Probenoberfläche erscheint die Welle im Zentrum konvex mit nach oben gebogenen Rändern. Nach 3,8 µs erreicht die Stoßwelle die Probenoberfläche, ohne einen Fokus durchlaufen zu

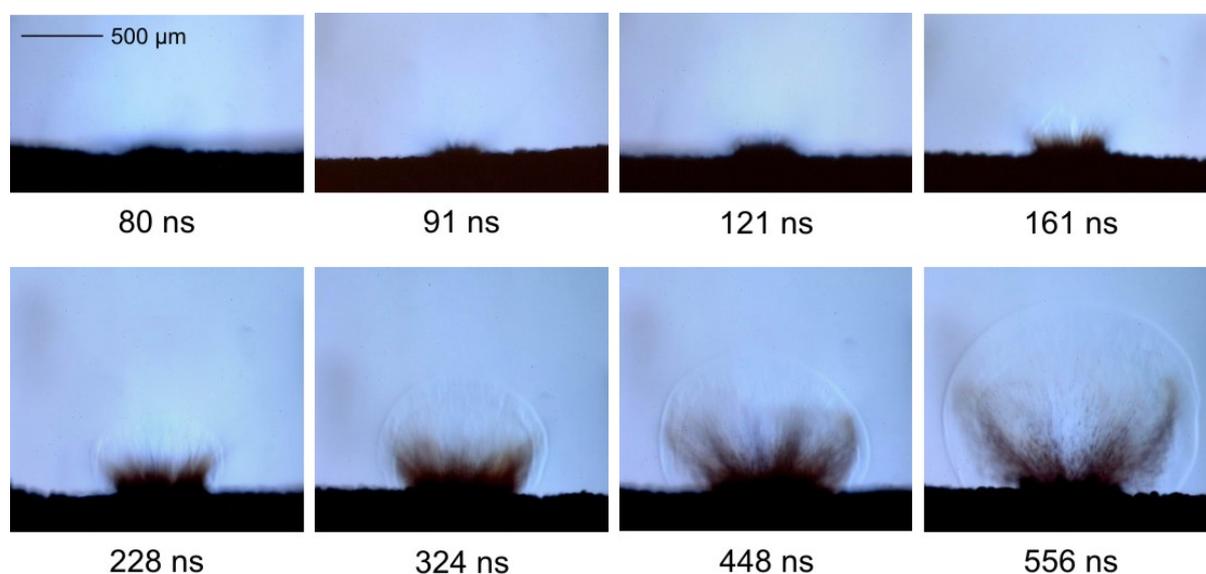


Abbildung 4.88. Ablation von Haut bei einer Bestrahlung von 5,40 J/cm² und einer Fleckgröße von 500 µm, aufgenommen im Hellfeldverfahren. Auch bei dieser Bestrahlung erfolgt zunächst ein Aufwölben der intakten Oberfläche, bevor diese nach 120 ns aufreißt. Der Partikelanteil der Ablationswolke ist gegenüber einer Bestrahlung von 1,40 J/cm² deutlich reduziert.

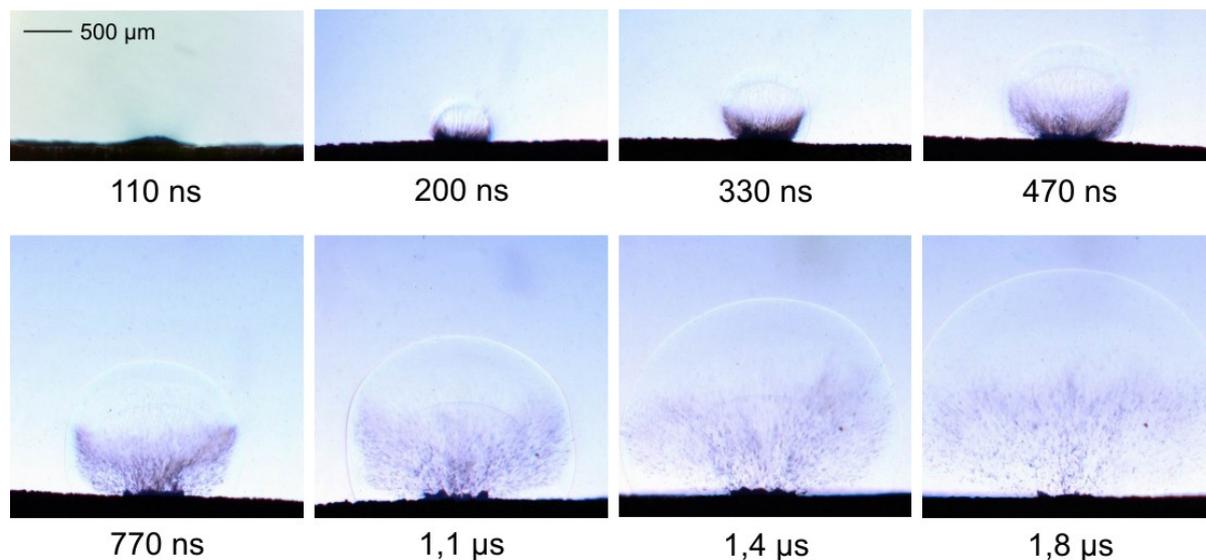


Abbildung 4.89. Ablation von Haut bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $500 \mu\text{m}$, aufgenommen im Hellfeldverfahren. Der Partikelanteil ist deutlich reduziert, der Auswurf endet nach etwa $1,8 \mu\text{s}$.

haben. Die Reflektion selber lässt sich gut in den darauf folgenden Aufnahmen nach $4,7$ und $5,4 \mu\text{s}$ erkennen (Abbildung 4.91).

Die Dunkelfeldaufnahmen der Spätphase der Ablation in Abbildung 4.91 zeigen nach $19 \mu\text{s}$ sehr deutlich den Dampfanteil der Ablation, wobei eine Ringwirbelbildung nur in Ansätzen nach $t > 45 \mu\text{s}$ zu erkennen ist. In der Dampfwolke tritt keine geschichtete Struktur auf, wie sie bei geringeren Bestrahlungen bei Wasser beobachtet wurde. Nach $121 \mu\text{s}$ erreicht die Dampfwolke den oberen Rand des Bildfeldes. Auffallend ist, dass auch nach $251 \mu\text{s}$ noch eine relativ hohe Dampfdichte im Bild auftritt.

Bemerkenswerter Weise werden bei dieser Bestrahlung im Gegensatz zu $1,40 \text{ J/cm}^2$ keine rückstoßinduzierten Effekte beobachtet, obgleich die Bestrahlung nahezu vervierfacht wurde.

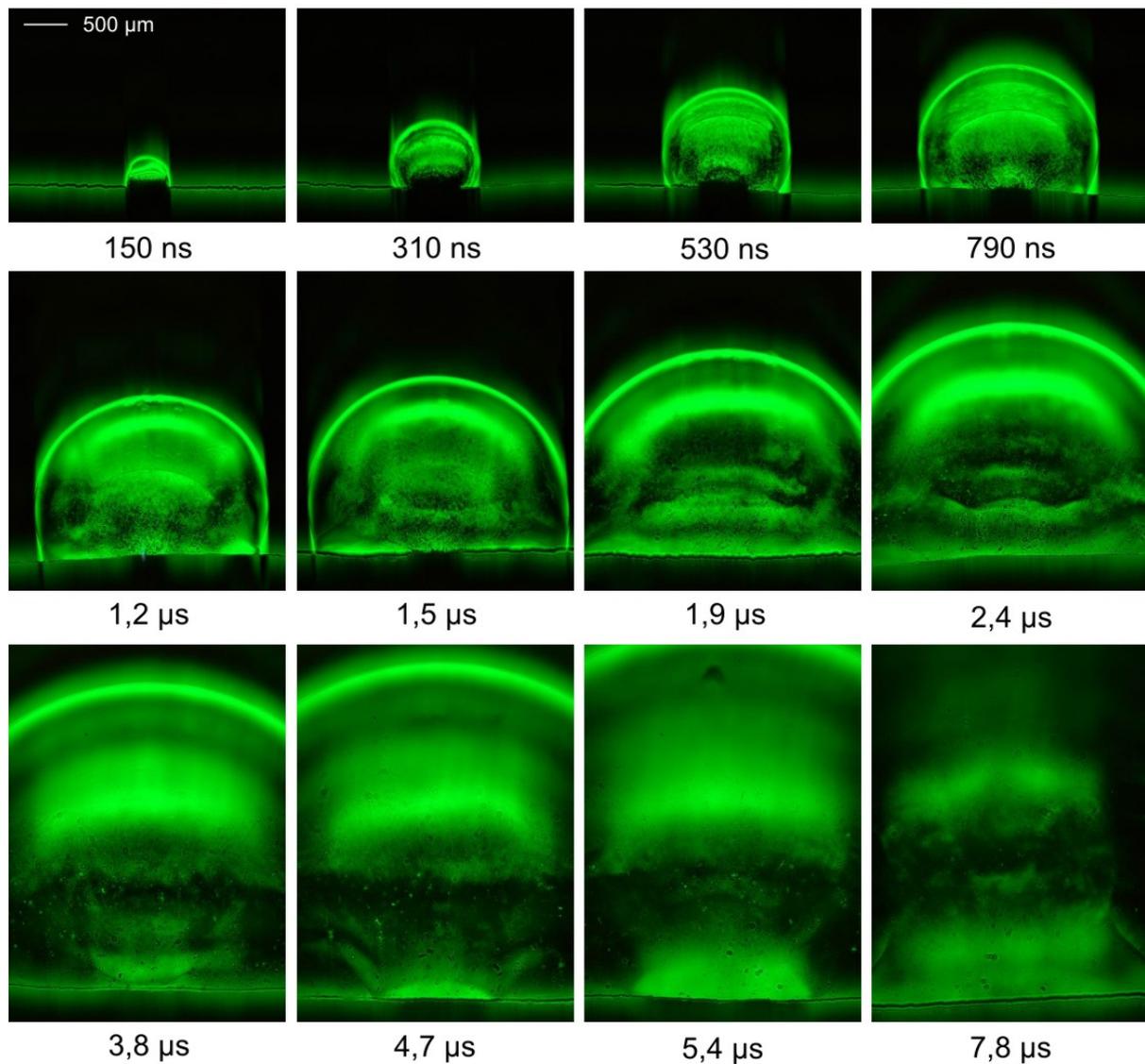


Abbildung 4.90. Ablation von Haut bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $500 \mu\text{m}$, aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Man erkennt deutlich die innere Stoßwelle, die nach $3,8 \mu\text{s}$ die Oberfläche erreicht, ohne einen Fokus durchlaufen zu haben. Nach der Reflektion ist die Stoßwelle sehr deutlich in den Aufnahmen nach $4,7$ und $5,4 \mu\text{s}$ zu erkennen. Die Oberkante der Dampfwolke erscheint als sehr deutliche helle Struktur.

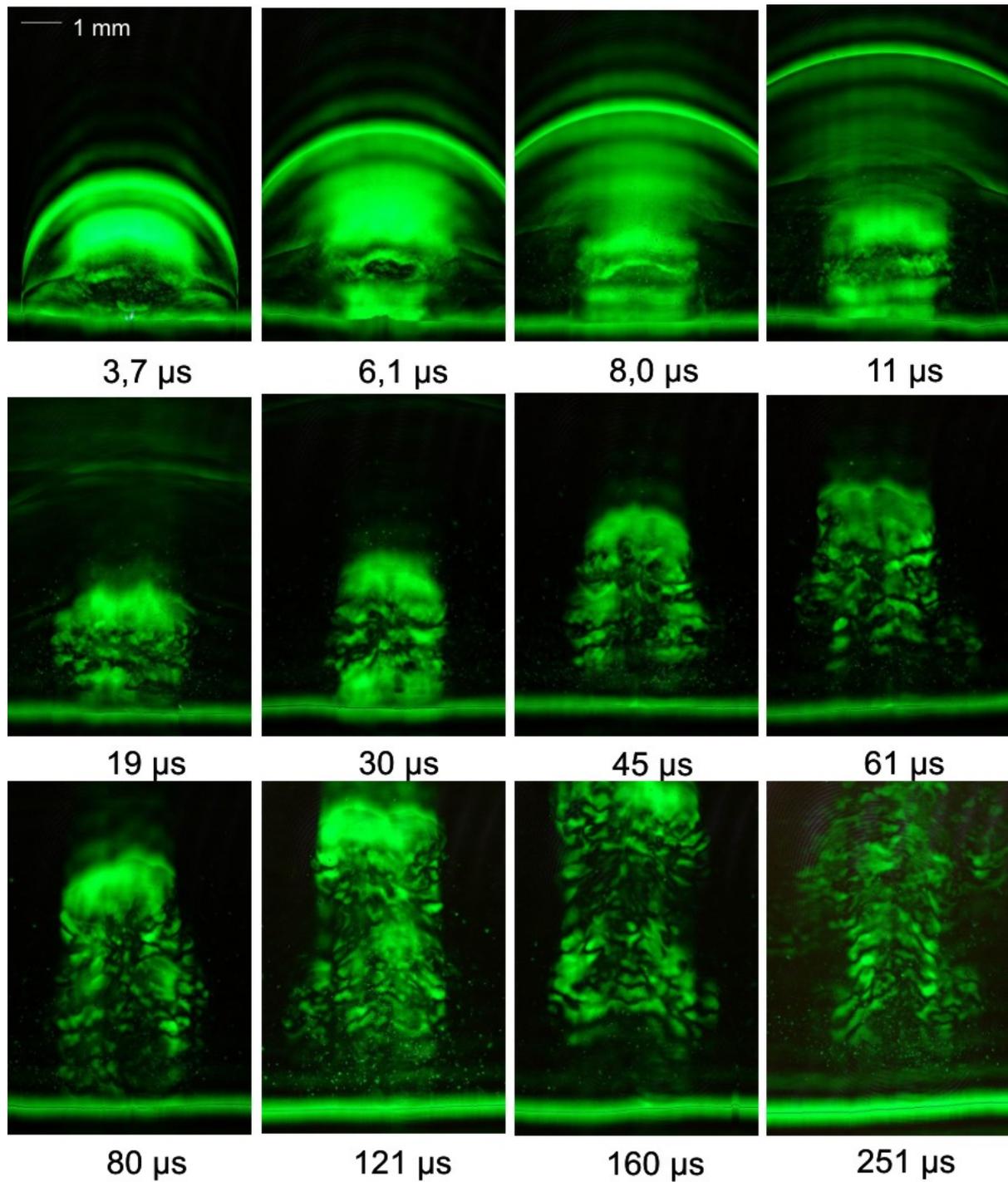


Abbildung 4.91. Ablation von Haut bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ und einer Fleckgröße von $500 \mu\text{m}$, aufgenommen im Dunkelfeldverfahren. Die äußere Stoßwelle wird als Mach-Reflektion reflektiert. Man erkennt eine sehr ausgeprägte Dampf Wolke.

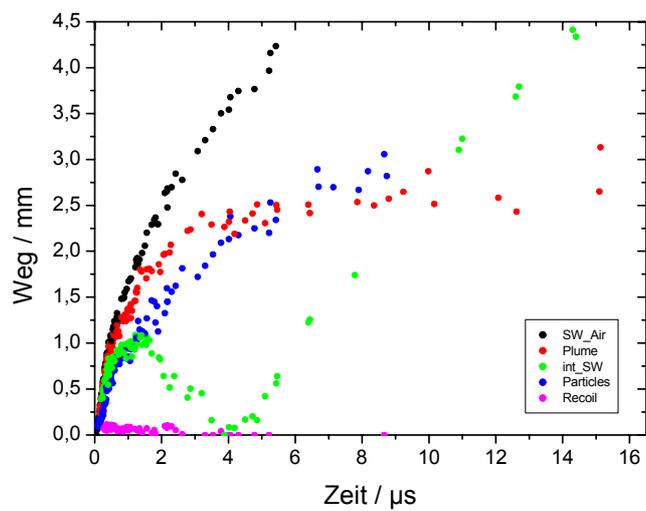


Abbildung 4.92. Ortskurven der Ablationsbestandteile bei der Bestrahlung von Haut mit 5,40 J/cm². Die Partikel treten hier in deutlichem Abstand zur externen Stoßwelle auf.

4.4 Diskussion der Ablationsdynamik mit gütegeschalteten Laserpulsen

Bei der Diskussion der Ablationsdynamik von freilaufenden Laserpulsen mit 200 μs Pulsdauer in Abschnitt 4.2 wurde gezeigt, dass der primäre Materialauswurf bei Wasser und Gewebe durch eine Phasenexplosion hervorgerufen wird, die bei hinreichend hoher Bestrahlung bereits während des ersten Spikes des Laserpulses einsetzt.

Werden für die Ablation gütegeschaltete Laserpulse mit einer Dauer von 80 ns verwendet, so führt dies zu einer um bis zu drei Größenordnungen höheren Energiedepositionsrates als bei der Verwendung von freilaufenden Laserpulsen und damit auch zu wesentlich höheren Energiedichten in der Probe. Die Darstellung der Ablationsdynamik anhand von kurzzeitfotografischen Bildserien in Abschnitt 4.3 zeigt, dass diese von einer großen Vielfalt an thermodynamischen und strömungsphysikalischen Phänomenen begleitet wird. Etliche dieser Phänomene konnten in dieser Arbeit erstmals experimentell beobachtet werden. Sie werden im folgenden Abschnitt diskutiert, gegliedert nach primärem Materialauswurf (Abschnitt 4.4.1), Dynamik der Ablationswolke (Abschnitt 4.4.1.3), Bestimmung des Rückstoßdrucks (Abschnitt 4.4.2) und rückstoßinduziertem Materialauswurf (Abschnitt 4.4.3).

4.4.1 Primärer Materialauswurf

4.4.1.1 Phasenübergänge bei Wasser

Der primäre Materialauswurf geht mit einer Abfolge von explosiver Verdampfung, der Abstrahlung einer Stoßwelle und dem Auswurf sehr feiner Tröpfchen einher. Wie bereits bei der Betrachtung der Ablation mit freilaufenden Laserpulsen, so ist auch in diesem Fall das Auftreten von Tröpfchen bei allen betrachteten Bestrahlungen ein Zeichen für das Einsetzen einer Phasenexplosion, da Oberflächenverdampfung oder normales Kochen ausschließlich eine Dampfbildung hervorrufen würden (Abschnitt 1.2). Die Interpretation des Tröpfchenauswurfs als Indikator für eine Phasenexplosion stimmt auch mit den theoretisch bestimmten volumetrischen Energiedichten am Ende des Laserpulses überein, deren Tiefenprofil in Abbildung 4.93 in für die experimentell untersuchten Bestrahlungen dargestellt ist [121]. Die Berechnung der Kurven erfolgte unter Berücksichtigung der Bestrahlungsabhängigkeit der optischen Eindringtiefe („Ausbleichen“, Abschnitt 2.1.4), wohingegen der Einfluss der Wärmeleitung aufgrund des thermischen Einschlusses während der Energiedeposition vernachlässigt werden konnte (Abschnitt 2.2.1). Das Ausbleichen der Probe hat zur Folge, dass die berechneten Kurven mit zunehmender Bestrahlung flacher verlaufen als dies bei einem konstanten Absorptionskoeffizienten der Fall wäre. Als weitere Randbedingung wurde vereinfachend angenommen, dass während des Laserpulses keine Energieabfuhr durch einen Phasenübergang erfolgt. Die gezeigten Kurven sind daher als obere Abschätzung der maximal erreichbaren Energiedichten anzusehen.

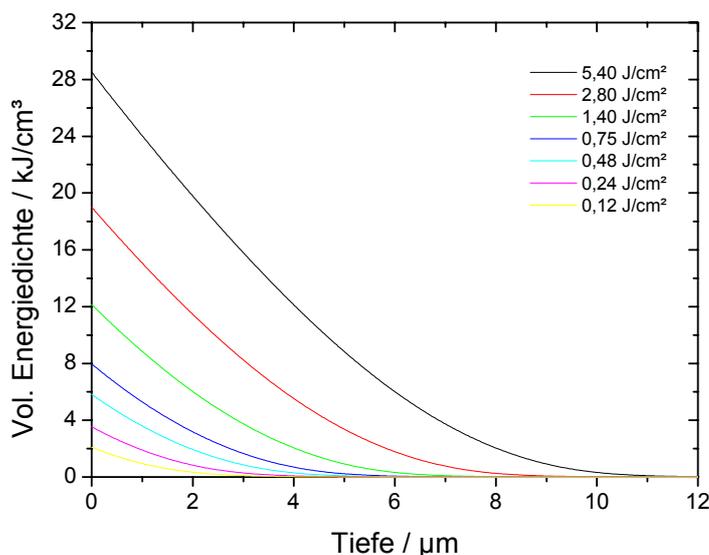


Abbildung 4.93. Tiefenprofil der volumetrischen Energiedichte im Zentrum des bestrahlten Areals am Ende des Laserpulses bei der Bestrahlungen von Wasser mit $0,12 - 5,40 \text{ J/cm}^2$. Für die Berechnung wurde der bestrahlungsabhängige Absorptionskoeffizient von Wasser berücksichtigt. Die Kurven zeigen, dass selbst bei der geringsten verwendeten Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ der Schwellwert für eine Phasenexplosion von $1,27 \text{ kJ/cm}^3$ an der Probenoberfläche deutlich überschritten wird. Quelle: [121]

Bereits bei der niedrigsten betrachteten Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ wird an der Oberfläche eine volumetrische Energiedichte von $2,2 \text{ kJ/cm}^3$ erreicht und damit die erforderliche Energiedichte für eine Phasenexplosion überschritten. Die maximal mögliche Energiedichte im Zentrum des bestrahlten Areals, die bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ erreicht wird, beträgt $28,4 \text{ kJ/cm}^3$ und ist damit um den Faktor $22,4$ größer als die für das Aufheizen der Probe bis zur spinodalen Grenze und damit das Einsetzen einer Phasenexplosion erforderliche Energiedichte von $1,27 \text{ kJ/cm}^3$. Unter der Annahme einer konstanten Wärmekapazität würde diese maximale Energiedichte einen Temperaturanstieg von 6760° K bewirken.

Anhand derselben theoretischen Betrachtungen lässt sich auch ermitteln, zu welchem Zeitpunkt während des Laserpulses die für eine Phasenexplosion erforderliche volumetrische Energiedichte im Zentrum des bestrahlten Areals erreicht wird. In Abbildung 4.93 wird dieser Zeitpunkt mit dem experimentell aus den Bildserien in Abschnitt 4.3.1 bei unterschiedlichen Bestrahlungen bestimmten Zeitpunkt des Materialauswurfs verglichen. Für die Bestimmung des Auswurfzeitpunktes wurden die im Auflicht- und Hellfeldverfahren erstellten Bildserien ausgewertet, da diese beiden Techniken eine hohe Empfindlichkeit für den Nachweis von Wassertropfen aufweisen.

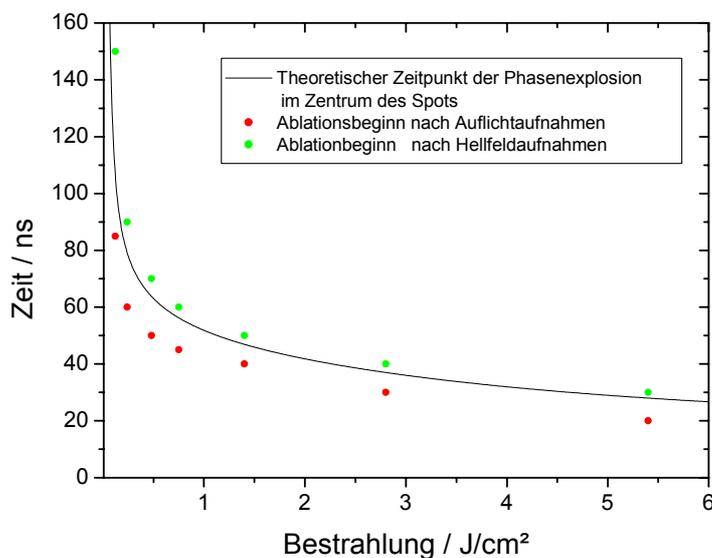


Abbildung 4.94. Vergleich des theoretisch bestimmten Zeitpunkts des Materialauswurfs mit den experimentell aus den Bildserien ermittelten Werten. Theorie und Experiment stimmen im Mittel gut überein, wobei die Auflichtaufnahmen einen geringfügig früheren und die Hellfeldaufnahmen einen späteren Materialauswurf anzeigen.

Die Übereinstimmung ist bei allen Bestrahlungen sehr hoch, wobei generell das Auflichtverfahren einen geringfügig früheren und das Hellfeldverfahren einen späteren Zeitpunkt liefert. Die Ursache hierfür ist, dass im Auflichtverfahren auch die Lichtablenkung an einer Dampfschicht oder einer Oberflächenverformung zu einer Schwärzung führen kann, wohingegen eine Sichtbarkeit der Tröpfchen im Hellfeldverfahren eine endliche Schichtdicke erfordert. Im Mittel stimmen jedoch die experimentell bestimmten Zeiten mit den theoretischen überein und bestätigen somit die Hypothese, dass der Materialauswurf mit dem Auftreten einer Phasenexplosion einsetzt. Im weiteren Verlauf geht die Ablation dann bei hinreichend großer Bestrahlung in eine Dampfexplosion über (s.u.).

Die durch die Phasenexplosion ausgeworfenen Wassertröpfchen können durch die verwendete Abbildungsoptik nicht aufgelöst werden und erscheinen bei allen Bestrahlungen in den Hellfeld- und Hoffmannaufnahmen als rötlicher Schleier. Dies ist besonders gut in den Hellfeldaufnahmen in Abbildung 4.27 und 4.34 bei Bestrahlungen von 0,12 und 0,24 J/cm² zu erkennen. Die geringe Tröpfchengröße resultiert aus der dünnen Schichtdicke, die von der primären Phasenexplosion erfasst wird und aus dem Mechanismus der spinodalen Dekomposition selber (Abschnitt 2.2.5). Der rötliche Farbeindruck ist darauf zurückzuführen, dass die Tröpfchen kleiner sind als die Wellenlänge des zur Belichtung verwendeten Lichts und dadurch Rayleigh-Streuung hervorrufen. Hierbei steigt die Intensität der Streustrahlung mit der vierten Potenz der Wellenlänge an, so dass der blaue Anteil des zur Beleuchtung verwendeten Lichts zu einem großen Teil aus der abbildenden Optik herausgestreut wird und damit den beobachteten rötlichen Farbeindruck hervorruft [122].

Der Tröpfchenanteil der Ablationswolke verringert sich mit steigender Bestrahlung. Während die Wolke bei einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ fast vollständig mit Wassertröpfchen gefüllt ist (Abbildung 4.27), erscheint das Oberteil der Wolke ab einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ vollständig transparent (Abbildung 4.49) und enthält nur im Bereich der Wasseroberfläche Tröpfchen. Die Aufteilung von Wasserdampf und Tröpfchen innerhalb der Ablationswolke hängt von den erreichten Energiedichten in der Flüssigkeit ab. Bei Werten oberhalb von $2,59 \text{ kJ/cm}^3$ wird die Verdampfungsenthalpie von Wasser bei Normaltemperatur überschritten und die Flüssigkeit wird vollständig in Dampf umgewandelt (Abschnitt 2.2.7). Dieser Prozess wird als Dampfexplosion bezeichnet. Die Abschätzung der erreichten Energiedichten in Abbildung 4.93 zeigt, dass dieser Wert bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ bis hinab in eine Tiefe von $7,5 \text{ }\mu\text{m}$ erreicht werden kann, während bei $0,12 \text{ J/cm}^2$ selbst unmittelbar an der Wasseroberfläche nur eine Energiedichte von $2,2 \text{ kJ/cm}^3$ erreicht wird und somit keine vollständige Verdampfung erfolgen kann. Beim Voranschreiten der Ablationsfront in die Tiefe sinkt die Energiedichte in der Probe ab und beim Unterschreiten der Verdampfungsenthalpie von Wasser beginnt der Tröpfchenauswurf durch die einsetzende Phasenexplosion. Mit zunehmender Bestrahlung steigt dabei in Übereinstimmung mit den Beobachtungen der Dampfanteil der Ablationswolke an.

Der Übergang von einer Dampfexplosion in eine Phasenexplosion beginnt, wie die kurzzeitfotografischen Aufnahmen zeigen, gegen Ende des Laserpulses oder, bei großen Bestrahlungen, sogar nach dem Ende des Laserpulses, wenn die Ablationsfront die Tiefe erreicht, in der die Energiedichte für eine vollständige Verdampfung unterschritten wird. Der Auswurf von Wassertröpfchen dauert für einige μs an, wobei zu späteren Zeiten deutlich größere Wassertröpfchen auftreten, die aufgrund ihrer Abmessungen keine Rayleighstreuung hervorrufen und daher in den Aufnahmen dunkelblau erscheinen. Diese Beobachtung stimmt mit den in Abbildung 4.95 dargestellten molekulardynamischen Simulationen überein, die

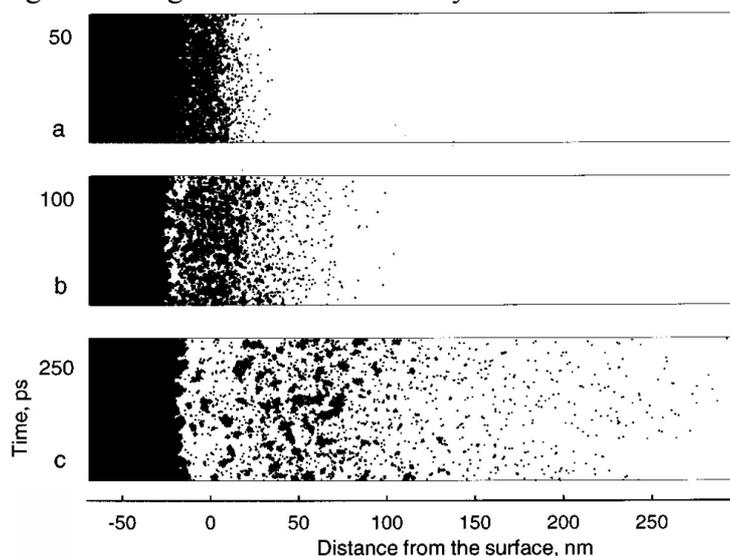


Abbildung 4.95. Molekulardynamische Simulation des Materialauswurfs nach Zhigilei [123] unter thermischem Einschluss beim 1,75-fachen der Schwellwertbestrahlung. Analog zur Ablation von Wasser treten in der Anfangsphase sehr kleine Partikel auf, während zu späteren Zeiten wesentlich größere Materialanhäufungen ausgeworfen werden. Quelle: [123]

Abbildung 4.95 dargestellten molekulardynamischen Simulationen überein, die unter thermischen Einschluss bei einer Bestrahlung mit dem 1,75-fachen Schwellwert für den Materialauswurf durchgeführt worden sind [123]. Die Simulationen sagen voraus, dass das aus oberen Schichten eines molekularen Substrates ausgeworfene Material sich in gasförmige Moleküle mit einem kleinen Anteil sehr kleiner Cluster zersetzt, während zu späteren Zeiten deutlich größere Molekülanhäufungen ausgeworfen werden.

4.4.1.2 Phasenübergänge bei Gewebe

Die Ablationswolke bei der Ablation von Leber mit einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ umfasst ebenso wie bei der Ablation von Wasser einen mit gasförmigen Ablationsprodukten gefüllten oberen Bereich (Abbildung 4.79 und 4.80) auf, der allerdings einen kleineren Anteil an der Wolke einnimmt als bei Wasser (Abbildung 4.66). Der transparente Teil der Wolke zeigt, dass in der Anfangsphase der Leberablation eine vollständige Verdampfung des Gewebewassers sowie eine thermische Zersetzung der Biomoleküle stattfindet. Hierfür sind Temperaturen von über 1000°C erforderlich. Zu späteren Zeiten erreicht die Ablationsfront Gewebeschichten mit geringerer Energiedichte, in denen keine Zersetzung der Biomoleküle mehr erfolgen kann. Hier verursacht die Phasenexplosion des überhitzten Gewebewassers ein Aufreißen des Gewebes, in dessen Folge relativ große Gewebepartikel ausgeworfen werden.

Die erforderliche Energiedichte für die thermische Zersetzung der Gewebematrix ist höher als für die komplette Verdampfung des Gewebewassers. Dies hat zur Folge, dass eine transparente Wolke erst bei höheren Temperaturen bzw. Bestrahlungswerten beobachtet wird als bei der Ablation von Wasser. Dies zeigt sich bei der Leberabtragung mit einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$, bei der die komplette Ablationswolke mit Gewebepartikeln angefüllt ist (Abbildung 4.74), während die Wolke bei der Ablation von Wasser mit gleicher Bestrahlung bereits zu einem großen Teil mit Dampf gefüllt ist (Abbildung 4.49).

Die Ablation von Haut weist aufgrund ihrer hohen Reißfestigkeit (Abschnitt 2.1.2) in der Anfangsphase einen von der Wasser- und Leberablation abweichenden Verlauf auf. Die extrazelluläre Matrix widersteht zunächst dem Druckanstieg durch die Phasenexplosion im Gewebewasser. Dies zeigt sich in einem Aufwölben der noch intakten Geweboberfläche, das sowohl bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ (Abbildung 4.83) als auch von $5,40 \text{ J/cm}^2$ (Abbildung 4.88) auftritt. Erst nach einem weiteren Druckanstieg durch Kochen unter mechanischem Einschluss (Abschnitt 2.2.6) erfolgt das Aufreißen der Probenoberfläche. Ähnlich wie bei der Leberablation mit gleicher Bestrahlungsstärke besteht bei der Hautabtragung mit $5,40 \text{ J/cm}^2$ der Oberteil der Ablationswolke aus gasförmigen Ablationsprodukten, wobei der transparente Teil der Wolke etwas kleiner ist als bei Leber. Dies zeigt, dass auch bei der Hautablation eine Dissoziation der Biomoleküle auftritt, die allerdings eine etwas höhere Energiedichte erfordert als bei Leber, so dass der Partikelauswurf bereits zu einem früheren Zeitpunkt einsetzt.

Wie schon bei der Ablation von Leber mit einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ sind auch bei der Hautablation mit dieser Bestrahlung die erreichten Energiedichten nicht ausreichend, um

eine Dissoziation der Biomoleküle zu verursachen. Die Ablationswolke ist deshalb vollständig mit Gewebepartikeln gefüllt (Abbildung 4.74).

4.4.1.3 Ursprung hoher Energiedichten

Die Untersuchungen haben gezeigt, dass bei der Bestrahlung mit gütegeschalteten Er:YAG Laserpulsen eine Phasenexplosion einsetzt, sobald die dafür nötige Energiedichte erreicht ist. Darüber hinaus wird bei hohen Bestrahlungen die vollständige Verdampfung der Flüssigkeit und der Biomoleküle beobachtet. Dies erfordert einen Anstieg der Energiedichten und der Temperatur bis hin zu einem superkritischen thermodynamischen Zustand. Die Ursache für das Erreichen dieser hohen Energiedichten liegt in dem Einfluss des Rückstoßdrucks, der bei der Ablation der oberen Schichten entsteht.

Die Verdampfungsrates steigt zu Beginn des Laserpulses aufgrund des sprunghaften Temperaturanstiegs sehr schnell an, weil sich an der Oberfläche noch kein der Temperatur entsprechender Sättigungsdampfdruck ausgebildet hat (Abschnitt 2.2.3). Gegenüber einer Verdampfung im thermodynamischen Gleichgewicht erfolgt der Phasenübergang hierbei sehr rasch, da der geringe Dampfdruck eine entsprechend geringe Kondensationsrate bedingt. Der daraus resultierende Rückstoßdruck in der Probe lässt sich nach Formel 2.7 als Funktion der Oberflächentemperatur abschätzen. Hieraus ergibt sich bis zum Einsetzen einer Phasenexplosion bei der spinodalen Temperatur $T = 578^\circ \text{K}$ ein maximaler Rückstoßdruck von 1,48 MPa. Dies bewirkt einen Anstieg der Siedetemperatur um fast 100°C , während die spinodale Temperatur nur um 20°C ansteigt (Abschnitt 2.2.5). Die Energieabfuhr durch normales Kochen wird aufgrund der deutlich erhöhten Siedetemperatur also stark verringert, gleichzeitig aber erhöht sich die für eine Phasenexplosion erforderliche Temperatur nur geringfügig.

Beim Erreichen der spinodalen Temperatur an der Probenoberfläche setzt eine Phasenexplosion ein, die mit einem sehr viel stärkeren Druckanstieg auf 9,3 MPa verbunden ist (Abschnitt 2.2.5). Diese starke Druckerhöhung hat zur Folge, dass in den darunter liegenden Schichten die druckabhängige spinodale Temperatur soweit ansteigt, dass eine Phasenexplosion in diesen Schichten zunächst unterdrückt wird. Wenn die Laserbestrahlung weiter andauert, steigt die Energiedichte weiter an, und es werden superkritische thermodynamische Zustände erreicht. Zugleich wird durch den Verbrauch an latenter Wärme für den Phasenübergang an der Oberfläche die Temperatur in der angrenzenden Schicht der Probe herabgesetzt, so dass sich ein Temperaturmaximum unterhalb der Oberfläche einstellt. Ein explosiver Phasenübergang am Ort des Temperaturmaximums erfolgt dann, wenn durch die andauernde Laserbestrahlung Energiedichte und Temperatur soweit angestiegen sind, dass der entsprechende Dampfdruck den Rückstoßdruck von der Ablation der darüber liegenden Schichten überwinden kann. Wegen des dabei erzeugten noch höheren Rückstoßdrucks könne nun in der Probe noch höhere Energiedichten erreicht werden. Die Energiedichte steigt mindestens bis zu dem Zeitpunkt an, an dem das Intensitätsmaximum des Laserpulses erreicht wird. Auf diesem Weg können Temperaturen von über 1000°C erreicht werden, die bei der Abtragung von Leber und Haut zu einer thermischen Zersetzung der Biomoleküle führen.

Wenn die Energiedeposition durch den Laserpuls geringer wird als die Energieabfuhr oder die Energiezufuhr ganz aufhört, beginnt die Energiedichte in der Flüssigkeit wieder zu sinken. Wird dabei der Wert für eine vollständige Verdampfung des Wassers unterschritten, beginnt der Auswurf von Tröpfchen. Bei der Gewebeablation beginnt der Auswurf von Gewebefragmenten, wenn die Temperatur für die photothermische Dissoziation der Gewebematrix unterschritten wird. Durch den Einfluss des Rückstoßdrucks wird der Materialauswurf tieferer Schichten verzögert. Dies ist vermutlich die Ursache für den mehrere Mikrosekunden lang andauernden Auswurf von Tröpfchen und Gewebsfragmenten.

Der Umstand, dass insbesondere bei hohen Bestrahlungen Partikel erst gegen Ende des Laserpulses auftreten, hat frühere Autoren zu der Annahme veranlasst, dass die Ablation der Probe auch erst am Ende des Pulses einsetzt und der Prozess daher durch das Explosionsmodell beschrieben werden kann (Abschnitt 2.5.1). Die in diesem Kapitel gezeigten kurzzeitfotografischen Aufnahmen sowie die dazu angestellten theoretischen Überlegungen belegen jedoch, dass die Ablation sehr wohl schon während des Laserpulses einsetzt, aufgrund der hohen Energiedichten aber bei großen Bestrahlungen zunächst eine vollständige Verdampfung der Flüssigkeit erfolgt und erst später bei abnehmender Leistungsdichte des Laserpulses Wassertröpfchen auftreten. Aus diesem Grund sind die dem Explosionsmodell zugrunde liegenden Annahmen hier nicht zutreffend.

Sofern der Phasenübergang keine vollständige Verdampfung der Flüssigkeit bewirkt und der Laserpuls noch andauert, absorbieren die entstandenen Wassertröpfchen einen Teil der Laserpulsenergie und können dadurch verdampfen. Dies erklärt, warum bei hohen Bestrahlungen im oberen Teil der Ablationswolke keine Tröpfchen auftreten, obgleich zumindest durch die primäre Phasenexplosion Wassertröpfchen hervorgebracht werden.

Molekuldynamische Simulationen zeigen, dass der Rückstoßdruck zu Beginn des Laserpulses einsetzt [123]. Ebenso zeigen Messungen mit PVDF-Schallaufnehmern, dass das Maximum des Rückstoßdruckes bei der Ablation von Haut mit einem gütegeschalteten Er:YSGG Laser und der 2,5-fachen Schwellbestrahlung kurz nach dem Maximum des Laserpulses erreicht wird [5]. Diese Arbeiten bestätigen, dass sich bereits zu Beginn des Laserpulses ein starker Rückstoßdruck bildet und dass dieser durch die Energieabsorption im weiteren Verlauf des Laserpulses weiter ansteigen kann. Die eigenen Untersuchungen ergaben, dass der Rückstoßdruck bei der Wasserablation mit hoher Bestrahlung Hunderte von MPa beträgt (siehe Abschnitt 4.4.3).

4.4.2 Dynamik der Ablationswolke

Die Ablationswolke besteht aus einem Gemisch aus Dampf und Wassertröpfchen, bzw. dissoziierten Biomolekülen und Gewebepartikeln, die infolge des explosiven Phasenübergangs ausgeworfen werden. Aufgrund des sehr starken Druckanstieges in der abgetragenen Schicht erfolgt die Expansion der Wolke mit sehr hoher Geschwindigkeit und hat die Entstehung einer äußeren und einer inneren Stoßwelle zur Folge. Später entwickelt sich aus der expandierenden Wolke ein in Abhängigkeit von der Bestrahlung mehr oder weniger ausgeprägter Ringwirbel.

Die Ausbreitung der einzelnen Bestandteile der Ablationswolke und ihre Wechselwirkung untereinander werden in diesem Abschnitt diskutiert.

4.4.2.1 Anfängliche Ausbreitung der Ablationswolke

Bei hohen Bestrahlungen tritt in der ersten Phase der Expansion ein als „Plume splitting“ bezeichnetes Phänomen auf [124, 125]. Die eigentliche Ablationswolke besteht aus dem größten Teil der expandierenden Moleküle, deren kinetische Energie sich aufgrund einer Vielzahl von elastischen Stößen mit den umgebenden Luftmolekülen und der adiabatischen Expansion der Wolke schnell verringert. Im Gegensatz hierzu erfährt ein kleiner Teil der Moleküle keine oder nur eine vorwärtsgerichtete Streuung, so dass ihre Ausbreitung der im Vakuum ähnlich ist. Diese als ballistisch bezeichneten Moleküle bewegen sich schneller als die Ablationswolke und bilden eine Zone mit erhöhtem Druck und Temperatur oberhalb der Kontaktfront, die in der Hoffmannaufnahme bei der Bestrahlung von Wasser mit $5,40 \text{ J/cm}^2$ in Abbildung 4.67 nach 140 ns als Halo sichtbar ist. Der Halo hat eine maximale Ausdehnung von 200-300 μm und verschwindet nach etwa 300 ns, wenn die Ablationswolke sich über die maximale Zone der kollisionslosen Ausbreitung hinaus ausgedehnt hat.

Die mittlere freie Weglänge von Gasmolekülen bei der Ausbreitung in Luft beträgt bei einem Druck von 1 bar und einer Temperatur von 1000°C etwa 0,1 mm [87], was deutlich geringer ist als die maximale Ausdehnung des Halos. Dies zeigt, dass nur ein geringer Teil der expandierenden Moleküle zu dessen Entstehung beitragen kann. Der hier beschriebene Effekt des „Plume splitting“ wurde bisher nur bei der Ablation mit einem geringem Umgebungsdruck von bis zu 200 mTorr beobachtet [124]. Die gezeigten Aufnahmen der Ablationsdynamik deuten darauf hin, dass dieser Effekt auch bei Normaldruck auftreten kann, allerdings beschränkt auf einen erheblich geringeren räumlichen und zeitlichen Bereich.

Bei hohen Bestrahlungen treten innerhalb der Ablationswolke im Bereich der Kontaktfront und der Probenoberfläche Bereiche mit erhöhter Dichte auf, zwischen denen sich eine Zone niedrigerer Dichte befindet. Diese Bereiche zeigen sich in den Hoffmannaufnahmen bei Bestrahlungen von $2,80 \text{ J/cm}^2$ (Abbildung 4.59) und $5,40 \text{ J/cm}^2$ (Abbildung 4.67) im Zeitbereich zwischen 200 und 600 ns in Form eines dunklen Bereiches unterhalb der Kontaktfront und eines hellen Bereiches an der Oberfläche. Dieses Phänomen wurde durch numerische Rechnungen auf Basis der Bilanzgleichungen von Masse, Impuls und Energie von Aden [120] vorhergesagt.

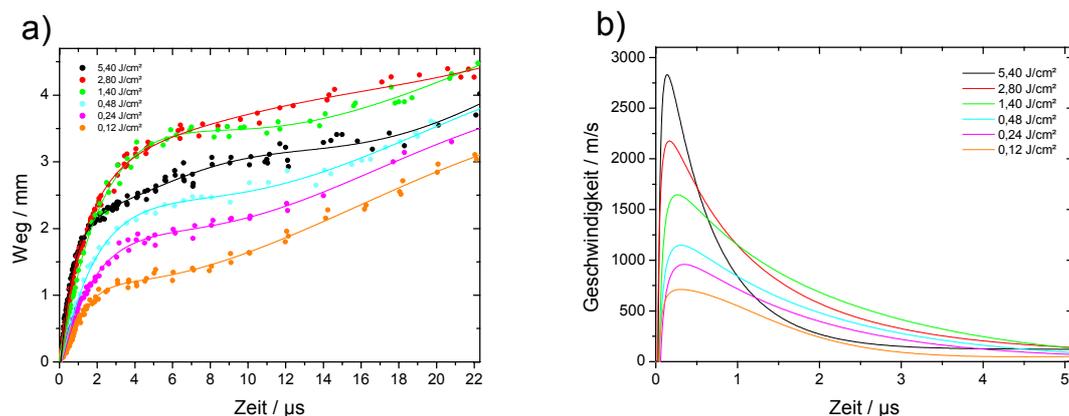


Abbildung 4.96. Expansion der Kontaktfront (a) und ihre Geschwindigkeit während der ersten 5 μs (b). Die Kontaktfront bewegt sich mit einer sehr hohen Geschwindigkeit von bis zu 2800 m/s bei einer Bestrahlung von 5,40 J/cm^2 . Die Maximalgeschwindigkeit nimmt mit der Bestrahlung zu, wobei die Front bei Bestrahlungen $> 1,40 \text{ J}/\text{cm}^2$ nach Erreichen der Maximalgeschwindigkeit stark abgebremst wird.

Abbildung 4.96a zeigt die anhand der Bildserien ermittelte Ausbreitung der Kontaktfront während der ersten 22 μs bei unterschiedlichen Bestrahlungen von Wasser. An die aus den einzelnen Bildserien ermittelten Messpunkte wurden mathematische Funktionen angefügt und anhand deren Ableitung die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Kontaktfront innerhalb der ersten 5 μs bestimmt. Die resultierenden Geschwindigkeitskurven sind in Abbildung 4.96b dargestellt.

Bei der explosionsartigen Verdrängung der Umgebungsluft durch die Ablationswolke entsteht eine Stoßwelle (Abschnitt 2.4.2), die bereits bei einer Bestrahlung von 0,12 J/cm^2 in den Dunkelfeldaufnahmen deutlich sichtbar ist (Abbildung 4.29). Die Ausbreitung dieser Stoßwelle ist in Abbildung 4.97a für die ersten 2 μs dargestellt, wohingegen Bildteil b die ähnlich

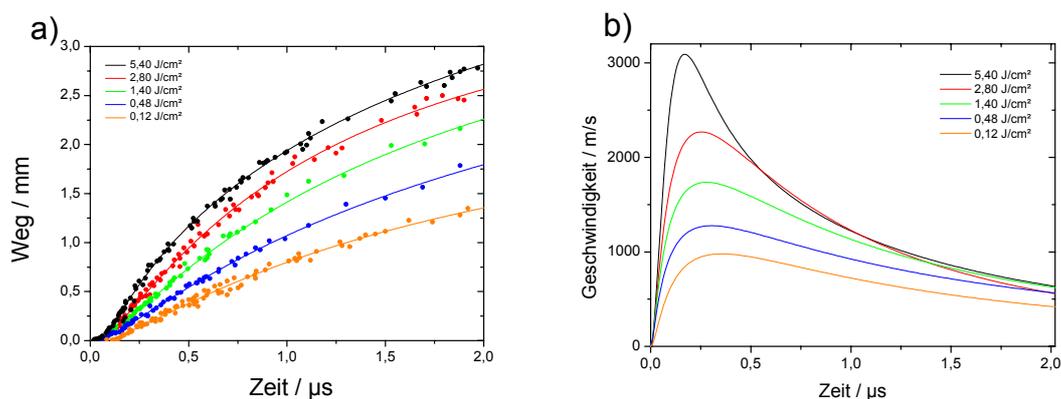


Abbildung 4.97. Ausbreitung der äußeren Stoßwelle (a) und ihre Geschwindigkeit (b). Die Maximalgeschwindigkeit steigt mit der Bestrahlung an und beträgt bei 5,40 J/cm^2 3090 m/s. Analog zur Ausbreitung der Kontaktfront sinkt die Ausbreitungsgeschwindigkeit mit zunehmendem Abstand bei der maximalen Bestrahlungen schneller ab.

Bestrahlung [J/cm ²]	Kontaktfront V_{\max} [m/s]	Stoßwelle V_{\max} [m/s]	Stoßwelle P_{\max} [MPa]
0,12	765	967	0,90
0,24	959	1157	1,30
0,48	1283	1326	1,60
0,75	1338	1467	2,10
1,40	1646	1741	3,00
2,80	2176	2275	5,06
5,40	2831	3081	9,29

Tabelle 4.2. Zusammenstellung der maximalen Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Kontaktfront und äußerer Stoßwelle sowie des maximalen Drucks innerhalb der Stoßwelle. In beiden Fällen steigt die Geschwindigkeit mit der Bestrahlung an, wobei die Stoßwelle sich schneller ausbreitet als die Kontaktfront. Der Druck innerhalb Stoßwelle steigt auf bis zu 9,29 MPa bei 5,40 J/cm².

wie bei der Ausbreitung der Kontaktfront ermittelten Geschwindigkeiten zeigt.

Die erreichten Maximalgeschwindigkeiten von Stoßwelle und Kontaktfront sind in Tabelle 4.2 in Abhängigkeit von der Bestrahlung zusammengefasst. Anhand der Stoßwellengeschwindigkeit wurde nach Formel 2.14 der dort herrschende Druck berechnet. Man sieht, dass die Geschwindigkeiten beider Bestandteile mit der Bestrahlung ansteigen, wobei die Stoßwelle stets etwas schneller ist als die Kontaktfront. Bereits bei der geringsten untersuchten Bestrahlung von 0,12 J/cm² erfolgt die Ausbreitung mit deutlicher Überschallgeschwindigkeit, wobei die Maximalgeschwindigkeit der Kontaktfront bei 711 m/s und die der Stoßwelle bei 967 m/s liegt. Diese Werte wachsen kontinuierlich mit der Bestrahlung an und steigen bei 5,40 J/cm² auf 2831 m/s für die Kontaktfront und 3081 m/s für die Stoßwelle an, entsprechend Mach 8,2 und Mach 9. Die steigenden Geschwindigkeiten werden durch die mit der Bestrahlung ansteigenden Energiedichten in der Probe und dem daraus resultierenden stärkern Druckanstieg infolge des Phasenübergangs verursacht. Würde der Druckanstieg in der Anfangsphase des Phasenübergangs direkt auf die Stoßwelle übertragen werden, so müsste bereits bei der kleinsten Bestrahlung der Gleichgewichtsdruck der spinodalen Temperatur von 9,3 MPa erreicht werden und mit der Bestrahlung deutlich darüber ansteigen. In der Realität werden 9,3 MPa erst bei der höchsten Bestrahlung von 5,40 J/cm² beobachtet, während bei 0,12 J/cm² ein deutlich niedrigerer Wert von 0,9 MPa auftritt. Die Abweichung kommt dadurch zustande, dass der Druck während der Phasenexplosion aufgrund der Temperaturabnahme durch den Phasenübergang stark abfällt. Zudem erfolgt er nur in einem sehr kleinen Volumen und nimmt im Zuge der Expansion der Ablationswolke weiter ab. Da erst diese Expansion die Stoßwelle verursacht, tritt an der Stoßfront ein wesentlich geringerer Druck auf als zu Beginn der Phasenexplosion in der überhitzten Flüssigkeit. Die Amplitude der Druckwellen innerhalb der Probe („Rückstoßdruck“) spiegelt hingegen viel eher dem im Probenmaterial erreichten Maximaldruck wieder. Er wurde z. B. für eine Bestrahlung von 5,40 J/cm² bei

der Wasserablation zu 921 MPa bestimmt (Abschnitt 4.4.3) und ist damit etwa 100 Mal so groß wie der Druckwert in Luft.

Der Zeitpunkt, zu dem die jeweiligen Maximalgeschwindigkeiten erreicht werden, stimmt für die Kontaktfront und die Stoßwelle in etwa überein und verschiebt sich mit abnehmender Bestrahlung zu späteren Zeiten. Während das Maximum bei einer Bestrahlung von 5,40 J/cm² nach etwa 150 ns erreicht wird, ist dies bei 0,12 J/cm² erst nach 360 ns der Fall. Die Ursache hierfür liegt vermutlich in dem früheren Ablationsbeginn bei hohen Bestrahlungen sowie in den höheren Energiedichten in der Probe, die einen stärkeren Druckanstieg und eine entsprechend höhere Beschleunigung zur Folge haben.

Bei Bestrahlungen von 2,80 und 5,40 J/cm² erfolgt die Reflektion der externen Stoßwelle an der Oberfläche in Form einer sogenannten Mach-Reflektion (Abschnitt 2.4.6). Hierbei entsteht durch nichtlineare Überlagerung der einfallenden und der reflektierten Welle in Grenzflächennähe ein sogenannter Mach-Stamm. Diese Phänomen tritt sowohl bei der Ablation von Wasser (Abbildung 4.60 und 4.70), als auch von Leber (Abbildung 4.83) und Haut (Abbildung 4.91) auf. Der Grenzwinkel für das Einsetzen einer Mach-Reflektion verringert sich mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle (Abschnitt 2.4.6), so dass diese Art der Reflektion erst bei hohen Bestrahlungen mit entsprechend hohen Expansionsgeschwindigkeiten auftritt. Außerdem liegt nur bei hohen Bestrahlungen das Zentrum der externen Stoßwelle oberhalb der Probenoberfläche. Dies ist eine Voraussetzung für den schrägen Einfall der Stoßwelle auf der Oberfläche und ermöglicht somit die Mach-Reflektion.

Betrachtet man die Ausbreitung von Stoßwelle und Kontaktfront bei der Ablation von Wasser, Leber und Haut mit Bestrahlungen von 1,4 und 5,4 J/cm² in Abbildung 4.98, so sieht man, dass die Expansion bei allen Materialien recht ähnlich verläuft. Neben den Ortskurven sind in den Diagrammen die jeweiligen maximalen Ausbreitungsgeschwindigkeiten eingetragen. Der Vergleich der Kontaktfronten bei einer Bestrahlung von 1,4 J/cm² ist hier nicht dargestellt, da deren Position bei der Ablation von Leber und Haut nicht zu identifizieren ist (Abbildung 4.75 und 4.85).

Die Expansion der Stoßwelle und der Kontaktfront erfolgt bei der Bestrahlung von Wasser am schnellsten, gefolgt von Leber und Haut. Dies zeigt sich sowohl in den Ortskurven als auch in den erreichten Maximalgeschwindigkeiten, die in den Diagrammen eingetragen sind. Bei der Bestrahlung mit 5,40 J/cm² verringert sich die maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle von 3081 m/s bei Wasser über 2948 m/s bei Leber auf 2800 m/s bei Haut. Die Ursache für diese Abnahme liegt in dem unterschiedlichen Wassergehalt der einzelnen Materialien. Ein geringer Wassergehalt bedingt einen geringeren Absorptionskoeffizienten und damit niedrigere volumetrische Leistungsdichten während der Bestrahlung. Demzufolge erfolgt bei Wasser infolge des Phasenüberganges ein höherer Druckanstieg als bei Leber und Haut und dadurch eine schnellere Expansion von Kontaktfront und Stoßwelle.

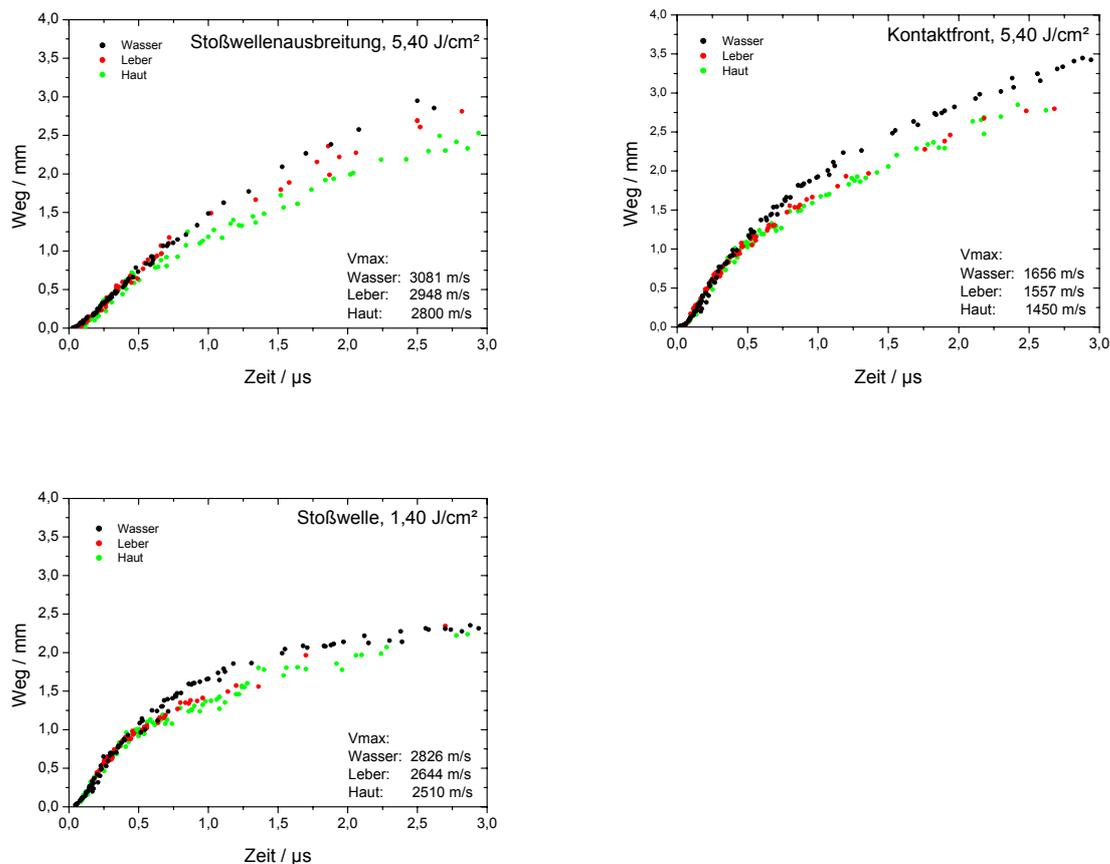


Abbildung 4.98. Ausbreitung von Stoßwelle und Kontaktfront bei einer Bestrahlung von 5,40 J/cm² sowie der Stoßwelle bei 1,40 J/cm² bei der Ablation von Wasser, Leber und Haut. In den Diagrammen ist jeweils die Maximalgeschwindigkeit der Ablationsbestandteile angegeben. In allen betrachteten Fällen erfolgt die Ausbreitung bei der Ablation von Wasser am schnellsten, gefolgt von Leber und Haut.

Sowohl bei der Ablation von Wasser als auch von Leber und Haut löst sich die Stoßwelle von der nachfolgenden Kontaktfront nach 800 ns bis 1 μ s ab. Dies ist aus den Dunkelfeldserien der jeweiligen Bestrahlung ersichtlich und in den zugehörigen Ortskurven dargestellt, so z. B. in den Abbildung 4.52 und 4.54 für die Bestrahlung von Wasser mit 1,40 J/cm². In dieser Phase hat sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Kontaktfront aufgrund der Verdrängung der umliegenden Luft bereits deutlich reduziert, liegt aber für alle Bestrahlungen noch deutlich im Überschallbereich (Abbildung 4.96b), ebenso wie die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle (Abbildung 4.97b). Es fällt auf, dass der Geschwindigkeitsrückgang bei den hohen Bestrahlungen 2,80 und 5,40 J/cm² überproportional stark ausfällt, was sich insbesondere bei der Ausbreitung der Kontaktfront bemerkbar macht. Die sehr hohe Geschwindigkeit in der Anfangsphase bewirkt hier einen überproportional hohen Gegendruck in der umliegenden Luft und hat neben dem starken Abbremsen der Kontaktfront auch die Entstehung einer sehr kräftigen inneren Stoßwelle zur Folge (Abschnitt 4.4.2.2). Zwischen 4 und 15 μ s wird ein Geschwindigkeitsminimum der Kontaktfront erreicht, bevor anschließend die Ablationswolke

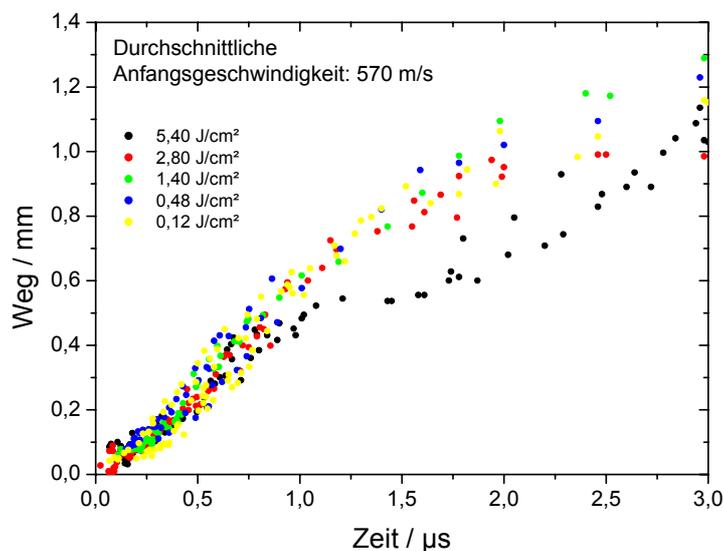


Abbildung 4.99. Ausbreitung der Tröpfchen bei der Ablation von Wasser. In der Anfangsphase erfolgt die Ausbreitung nahezu unabhängig von der verwendeten Bestrahlung mit einer durchschnittlichen Geschwindigkeit von 570 m/s.

durch den entstehenden Ringwirbel eine erneute Beschleunigung erfährt (vgl. Abbildung 4.96). Das Phänomen der Ringwirbelbildung wird in Abschnitt 4.4.2.2 ausführlich erläutert.

Wie bereits in Abschnitt 4.4.1 erläutert wurde, hängt der Partikelanteil der Ablationswolke von der in der Probe erreichten Energiedichte ab. Je größer die Schichtdicke ist, in der die Aufheizung für eine vollständige Verdampfung oder thermische Zersetzung ausreicht, desto geringer ist der Anteil an Tröpfchen und Partikeln. Die Ausbreitung der Wassertröpfchen ist für unterschiedliche Bestrahlungen in Abbildung 4.99 dargestellt. Im Gegensatz zu Stoßwelle und Kontaktfront erfolgt die Ausbreitung der Tröpfchenwolke in der Anfangsphase bei allen Bestrahlungen mit etwa der gleichen Geschwindigkeit von ca. 570 m/s. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Tröpfchenauswurf bei allen Bestrahlungen gerade dann einsetzt, wenn die erforderliche Energiedichte von $2,53 \text{ kJ/cm}^3$ für die vollständige Verdampfung des Wassers unterschritten wird. Der Tröpfchenauswurf erfolgt daher in allen Fällen mit ähnlicher Stärke und kinetischer Energie der Tröpfchen. Der Zeitpunkt des Auswurfs verschiebt sich dabei mit zunehmender Bestrahlung nach hinten, da die Energiedichte für die vollständige Verdampfung zu immer späteren Zeiten unterschritten wird. Die deutlich abnehmende Ausbreitungsgeschwindigkeit der Tröpfchen bei 2,80 und insbesondere 5,40 J/cm^2 nach etwa 1-1,5 μs ist auf die starke Verlangsamung der gesamten Ablationswolke durch die innere Stoßwelle zurückzuführen.

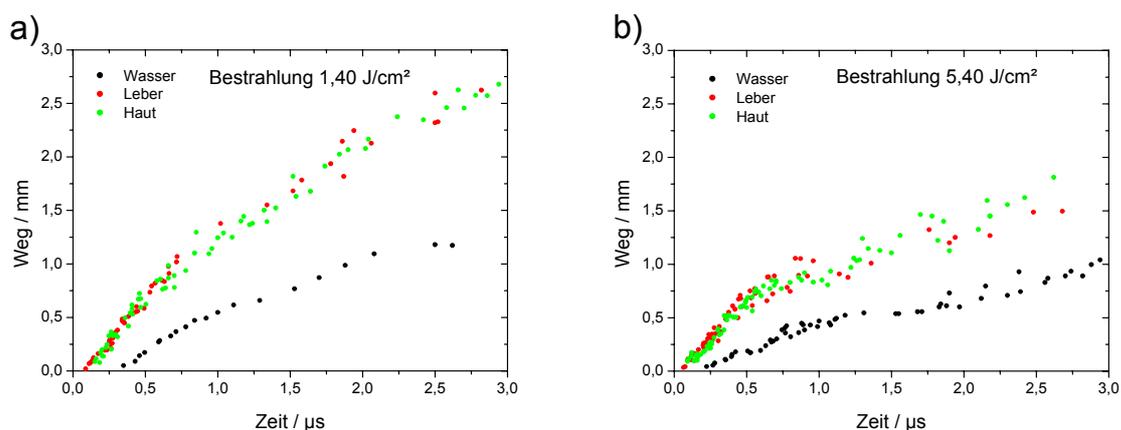


Abbildung 4.100. Partikel- und Tröpfchenausbreitung bei Wasser, Leber und Haut bei Bestrahlungen von a) 1,4 und b) 5,4 J/cm². In beiden Fällen expandieren die Gewebeteilchen deutlich schneller als die Wassertröpfchen. Der Materialauswurf erfolgt bei Wasser deutlich später als bei Leber und Haut.

Bei der Ablation von Leber und Haut erfolgt der Materialauswurf mit deutlich höherer Geschwindigkeit als der Tröpfchenauswurf bei Wasser, wie die Ortskurven von Wasser, Leber und Haut bei Bestrahlungen von 1,40 und 5,40 J/cm² in Abbildung 4.100 zeigen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit in der Anfangsphase beträgt bei beiden Bestrahlungen etwa 1500 m/s für Leber und Haut und ist damit etwa 2,6 mal schneller als bei Wasser (580 m/s). Die höhere Geschwindigkeit ist auf die im Vergleich zu Wasser höhere Schwelle für eine vollständige thermische Zersetzung zurück zu führen (Abschnitt 2.2.7) so dass der Partikel- auswurf bereits bei einer höheren Energiedichte erfolgt als bei der Wasserablation. Bei einer Bestrahlung von Leber und Haut mit 1,40 J/cm² ist die Ablationswolke vollständig mit Partikeln gefüllt (Abbildung 4.74 und 4.84) und es findet in keiner Schicht eine vollständige thermische Zersetzung des Materials statt, wohingegen bei Wasser zunächst eine Dampfexplosion einsetzt, infolge derer ein großer Teil des absorbierenden Volumens vollständig verdampft wird (Abbildung 4.49). Da die Energieverteilung in der Probe in beiden Fällen identisch sind, erfolgt der Auswurf von Gewebepartikeln aus einer flacheren Schicht mit einer sehr viel größeren Energiedichte als im Falle von Wasser und die Expansion erfolgt entsprechend schneller. Hieraus resultiert auch der spätere Zeitpunkt des Tröpfchenauswurfs bei Wasser, da hier erst gegen Ende des Laserpulses die Energiedichte für eine vollständige Verdampfung unterschritten wird.

Bei einer auf 5,40 J/cm² erhöhten Bestrahlung expandieren die Gewebepartikel aus denselben Gründen mit einer höheren Geschwindigkeit als die Wassertröpfchen. Im Gegensatz zu einer Bestrahlung von 1,40 J/cm² tritt hier auch bei der Bestrahlung von Gewebe zunächst eine vollständige thermische Dissoziation der oberen Probenschicht auf (Abbildung 4.79 und 4.88), allerdings zu einem geringeren Anteil als bei Wasser. Da für die thermische Dissoziation der Biomoleküle eine höhere Energiedichte erforderlich ist als für die vollständige Verdampfung von Wasser, setzt der Partikel- auswurf bei Gewebe früher ein als bei Wasser und erfolgt mit höherer Geschwindigkeit. Zusätzlich beobachtet man hier erneut, dass zwar die

Anfangsgeschwindigkeit der Partikel und Tröpfchen genauso groß ist wie bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$, die Expansion aber anschließend schneller abgebremst wird.

Sowohl der Anteil von Gewebeteilchen als auch von Wassertröpfchen ist in den Randbereichen der Ablationswolke größer als im Zentrum, da aufgrund des Laserstrahlprofils die Energiedichte hier geringer ist und somit weniger Flüssigkeit vollständig verdampft wird. Dieser Effekt ist in den Hoffmanaufnahmen erstmals bei einer Bestrahlung von $0,48 \text{ J/cm}^2$ sichtbar (Abbildung 4.43) und tritt mit ansteigender Bestrahlung verstärkt auf, bis bei $5,40 \text{ J/cm}^2$ nur noch ein feiner Partikelstreifen am äußeren Rand der Ablationswolke sichtbar ist (Abbildung 4.67). Nach 2-3 μs steigt bei Bestrahlungen von bis zu $2,80 \text{ J/cm}^2$ der Tröpfchenanteil im zentralen Bereich an.

Bei Bestrahlungen von $2,80$ und $5,40 \text{ J/cm}^2$ verdampft ein Großteil der Wassertröpfchen nach 5-8 μs (Abbildung 4.58 und 4.66) aufgrund der hohen Energiedissipation an der Front der inneren Stoßwelle, die mit zunehmender Bestrahlung stärker wird (Abschnitt 4.4.2.2). Bei geringen Bestrahlungen von $0,12$ – $0,48 \text{ J/cm}^2$ tritt in der Anfangsphase keine Verdampfung der ausgeworfenen Tröpfchen innerhalb der Wolke auf, sondern erst nach 15-20 μs im Zuge der Ringwirbelbildung und der damit verbundenen Vermischung der Umgebungsluft (Abbildung 4.27, 4.34 und 4.43). Bei Leber oder Haut zeigt sich weder eine Verdampfung der ausgeworfenen Partikel noch eine Kondensation des verdampften Gewebewassers.

4.4.2.2 Entstehung der inneren Stoßwelle und Interaktion mit der Ablationswolke

Die Expansion der Ablationswolke verursacht neben der äußeren auch eine innere Stoßwelle, die sich innerhalb der Wolke in Richtung der Probenoberfläche fortbewegt. Die Stoßwelle entsteht, wenn die rasch expandierenden Moleküle der Ablationswolke an der Kontaktfront mit den ruhenden Molekülen der Umgebungsluft kollidieren und teilweise reflektiert werden. Hierdurch entsteht eine Zone hoher Dichte und hohen Drucks, aus der sich eine innere Stoßwelle entwickelt, sobald der Druck innerhalb der Wolke infolge der Expansion niedriger ist als der Druck an der Kontaktfront (Abschnitt 2.4.5). Die innere Stoßwelle bewegt sich innerhalb der Ablationswolke in Richtung Probenoberfläche und wird dort wieder in die Wolke zurück reflektiert. Mit Ausnahme der Bestrahlung von Wasser mit $0,12 \text{ J/cm}^2$ (Abbildung 4.29) konnte die innere Stoßwelle in allen betrachteten Fällen sowohl bei der Ablation von Wasser als auch von Leber und Haut beobachtet werden. Bei Bestrahlungen bis $0,48 \text{ J/cm}^2$ war diese erst unmittelbar vor oder nach der Reflektion an der Oberfläche (Abbildung 4.36 und 4.45) sichtbar, wohingegen bei Bestrahlung ab einschließlich $1,40 \text{ J/cm}^2$ die innere Stoßwelle bereits ab dem Zeitpunkt des Ablösens von der Kontaktfront nach 200-300 ns beobachtet werden kann (z.B. Abbildung 4.59 für Wasser, $1,40 \text{ J/cm}^2$).

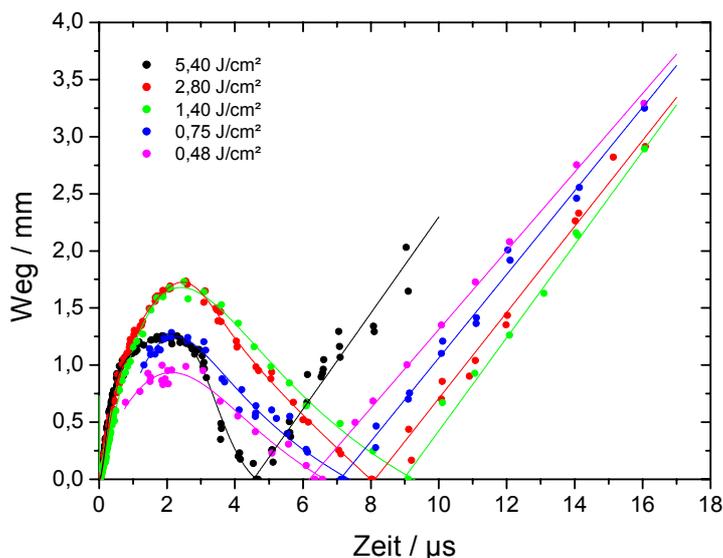


Abbildung 4.101. Ausbreitung der inneren Stoßwelle bei der Ablation von Wasser mit unterschiedlichen Bestrahlungen. Neben den Datenpunkten zeigt die Darstellung auch angefittete Funktionen, anhand derer die Ausbreitungsgeschwindigkeit der inneren Stoßwelle vor und nach der Ablation ermittelt wurde.

Abbildung 4.101 zeigt die Orts-Zeitkurven der Stoßwellenausbreitung vor und nach der Reflexion an der Probenoberfläche bei der Wasserablation mit Bestrahlungen ab $0,48 \text{ J/cm}^2$. Auf die Darstellung der Stoßwellenausbreitung bei einer Bestrahlung von $0,24 \text{ J/cm}^2$ wurde verzichtet, da sich aus den Bildserien keine ausreichende Anzahl von Datenpunkten ermitteln ließ. Die Ausbreitungskurven wurden vor und nach der Reflexion getrennt voneinander angefittet, um aus der Ableitung der Funktionen die jeweiligen Ausbreitungsgeschwindigkeiten ermitteln zu können.

In der Anfangsphase ist die Expansionsgeschwindigkeit der Ablationswolke größer als die Geschwindigkeit, mit der sich die innere Stoßwelle von der Kontaktfront entfernt. Daher bewegt sich die innere Stoßwelle noch von der Oberfläche weg. Wenn sich nach etwa $2,5 \mu\text{s}$ die Expansion der Wolke verlangsamt hat und der Druck in ihrem Inneren erheblich geringer ist

Bestrahlung	v_{max} vor Reflexion	v bei Reflexion	v nach Reflexion
$5,40 \text{ J/cm}^2$	800 m/s	290 m/s	421 m/s
$2,80 \text{ J/cm}^2$	433 m/s	270 m/s	376 m/s
$1,40 \text{ J/cm}^2$	320 m/s	167 m/s	407 m/s
$0,75 \text{ J/cm}^2$	330 m/s	171 m/s	366 m/s
$0,48 \text{ J/cm}^2$	265 m/s	265 m/s	344 m/s

Tabelle 4.3. Geschwindigkeit der inneren Stoßwelle in Abhängigkeit von der Bestrahlung. Aufgelistet ist jeweils die Maximalgeschwindigkeit vor der Reflexion und die annähernd konstante Geschwindigkeit nach der Reflexion.

als an der Kontaktfront, beginnt die Annäherung der inneren Stoßwelle an die Oberfläche. Der Zeitpunkt der Bewegungsumkehr hängt sowohl vom Beginn der Ablösens der inneren Stoßwelle von der Kontaktfront, als auch von der Geschwindigkeit der Stoßwelle ab und erfolgt je nach Bestrahlung zu unterschiedlichen Zeiten: als erstes für $5,40 \text{ J/cm}^2$ nach $4,5 \mu\text{s}$ und als letztes für $1,40 \text{ J/cm}^2$ nach $9 \mu\text{s}$. Bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ ist die Kollision der Kontaktfront mit der umliegenden Luft besonders stark. Dies hat eine starke Verlangsamung der Kontaktfront (Abbildung 4.96) und die Entstehung einer sehr starken inneren Stoßwelle zur Folge, die sich schon sehr früh auf die Oberfläche zu bewegt und diese bereits nach $4,5 \mu\text{s}$ erreicht. Im Gegensatz hierzu löst sich die innere Stoßwelle bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ in deutlich größerem Abstand von der Kontaktfront und bewegt sich langsamer von ihr weg, so dass in dieser Kombination die Oberfläche erst sehr spät erreicht wird. Bei allen anderen Bestrahlungen liegt entweder der Umkehrpunkt näher an der Oberfläche liegt ($0,48$ und $0,75 \text{ J/cm}^2$) oder die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle ist höher ($2,80 \text{ J/cm}^2$).

Nach der Reflektion an der Oberfläche durchläuft die innere Stoßwelle erneut die Ablationswolke und lässt sich bei hohen Bestrahlungen auch $20 \mu\text{s}$ nach Beginn des Laserpulses noch in den Dunkelfeldaufnahmen erkennen, so z. B. in Abbildung 4.61 bei einer Bestrahlung von $2,80 \text{ J/cm}^2$. Die numerischen Simulationen der Stoßwellenausbreitung nach der Explosion einer sphärischen TNT-Ladung von Brode [92] sagen voraus, dass sich aus dem Zusammenspiel der reflektierten inneren Stoßwelle und der Kontaktfront eine weitere zurücklaufende Welle bilden kann, die wiederum die Oberfläche erreicht und hier reflektiert wird. Eine solche zweite innere Stoßwelle wurde in den hier vorgestellten Untersuchungen nicht beobachtet, möglicherweise weil die Expansion der Ablationswolke eine kolbenartige Komponente enthält, die zur Abweichung von der sphärischen Ausbreitung und zur Entstehung eines Ringwirbels führt (Abschnitt 4.4.2.3).

Die innere Stoßwelle tritt auch bei der Ablation von Leber (Abbildung 4.75 und 4.85) und Haut (Abbildung 4.85 und 4.90) auf und wird damit im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal bei der Ablation von Wasser und biologischem Gewebe nachgewiesen.

Die Form der inneren Stoßwelle spiegelt bei ihrer Entstehung die Form der Kontaktfront der Ablationswolke wider. Die Kontaktfront ist wegen der anfangs stark vorwärts gerichteten Bewegung des abgetragenen Materials zentral stärker gekrümmt als es bei einer rein sphärischen Ausbreitung der Fall wäre. Daher wird die Stoßwelle bei geringer Bestrahlung in die Wolke hinein an einen Ort oberhalb der Probenoberfläche fokussiert (gut sichtbar z.B. in Abbildung 4.51). Mit zunehmender Bestrahlung wächst aber der Stoßwellendruck, und die Wellenausbreitung wird immer mehr durch nichtlineare Effekte beeinflusst. Da die Druckamplitude auf der Mittelachse der Ablationswolke am größten ist, bereitet sich die Stoßwelle dort am schnellsten aus, wodurch sich der Krümmungsradius immer mehr verringert und sich die Fokusslage verschiebt. Dieser Effekt ist bereits bei einer Bestrahlung von $0,48 \text{ J/cm}^2$ zu beobachten (Abbildung 4.43, $2 \mu\text{s}$) und wird bei einer Bestrahlung von $2,80 \text{ J/cm}^2$ so stark, dass die innere Stoßwelle zwischen 700 ns und $1,65 \mu\text{s}$ als nahezu ebene Welle verläuft (Abbildung 4.59). Gleichzeitig löst sich aber von den seitlichen Rändern der Ablationswolke

aufgrund deren schneller lateraler Ausbreitung eine schwächere zylindrische Welle ab. Diese überlagert sich mit der ebenen Welle im Zentrum der Wolke und beide bilden zusammen nach $2,5 \mu\text{s}$ wiederum eine halbkreisförmige Stoßwelle (Abbildung 4.60), die nach etwa $4 \mu\text{s}$ einen Fokus durchläuft. Aufgrund der nichtlinearen Ausbreitung der Stoßwelle ist der Fokus im Vergleich zur Dynamik bei geringeren Bestrahlungen deutlich verbreitert. Erhöht man die Bestrahlung auf $5,40 \text{ J/cm}^2$, so erfolgt die Ausbreitung der inneren Stoßwelle ab etwa 500 ns als nahezu ebene Welle, die lediglich in den Randbereichen eine Krümmung infolge der seitlich einlaufenden zylindrischen Anteile erfährt (Abbildung 4.67 und 4.68). Da die zentrale innere Stoßwelle bei dieser Bestrahlung viel stärker als die Randwelle ist, wird keine Fokussierung beobachtet.

Bei der Bestrahlung von Leber (Abbildung 4.80) und Haut (Abbildung 4.85) mit $5,40 \text{ J/cm}^2$ machen sich nichtlineare Effekte der Schallausbreitung in gleichem Maße bemerkbar. Die Aufnahmen von Haut zeigen nach $2,4 \mu\text{s}$ sehr deutlich die innere Stoßwelle als Überlagerung der zentralen ebenen und der seitlich einlaufenden zylindrischen Welle, die ohne Fokussierung nach $3,8 \mu\text{s}$ die Probenoberfläche erreicht.

Die höchste Ausbreitungsgeschwindigkeit in Richtung der Probenoberfläche wird bei allen Bestrahlungen nach etwa $3,5 \mu\text{s}$ erreicht und liegt für geringere Bestrahlungen unterhalb der normalen Schallgeschwindigkeit. Lediglich bei $2,80 \text{ J/cm}^2$ und $5,40 \text{ J/cm}^2$ treten mit 420 bzw. 820 m/s erhöhte Werte auf und bestätigen damit die oben diskutierten Einflüsse nichtlinearer Schallausbreitung. Unmittelbar vor der Reflektion an der Probenoberfläche liegt die Ausbreitungsgeschwindigkeit für alle Bestrahlungen unterhalb der normalen Schallgeschwindigkeit, wobei die Abweichung bei $5,40 \text{ J/cm}^2$ mit 290 m/s am geringsten und für $0,48 \text{ m/s}$ mit 190 m/s am stärksten ausfällt. Die Ursache hierfür ist vermutlich die verringerte Ausbreitungsgeschwindigkeit einer akustischen Welle in einem Zweiphasengemisch, wie es in diesem Bereich in Form von Wasserdampf und Tröpfchen vorliegt (Abschnitt 2.4.5). Da der Tröpfchenanteil bei niedrigen Bestrahlungen am höchsten ist, ist hier auch die Abweichung von der normalen Schallgeschwindigkeit am größten. Nach der Reflektion breitet sich die Stoßwelle bei allen Bestrahlungen bis einschließlich $2,80 \text{ J/cm}^2$ mit annähernd normaler Schallgeschwindigkeit aus, lediglich bei $1,40 \text{ J/cm}^2$ und $5,40 \text{ J/cm}^2$ ist der Wert mit 407 m/s und 421 m/s signifikant erhöht. Die Geschwindigkeiten steigen vor und nach der Reflektion generell mit der Bestrahlung an. Die hohe Geschwindigkeit bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ hat dabei eine stärkere Dissipation an der Stoßfront zur Folge und erklärt damit die Verdampfung der Tröpfchen beim Durchgang der Front.

4.4.2.3 Einsetzen der Ringwirbelbildung

Bei allen betrachteten Bestrahlungen entwickelt sich innerhalb der Ablationswolke ein Ringwirbel, nachdem sich die Überschallströmung der Anfangsphase verlangsamt hat und die Ausbreitung der Wolke mit Unterschallgeschwindigkeit verläuft. Bei kleinen Bestrahlungen von $0,12 - 0,48 \text{ J/cm}^2$ setzt die Ringwirbelbildung nach $3-5 \mu\text{s}$ ein, für große Bestrahlungen nach etwa $5 \mu\text{s}$. Abbildung 4.96 zeigt, dass zu diesem Zeitpunkt die Geschwindigkeit der Kontaktfront in jedem Fall unter die Schallgeschwindigkeit in Luft von 350 m/s abgefallen ist. Der Übergang von der anfangs nahezu sphärischen Ausbreitung zur Entstehung des

Ringwirbels ist bei geringer Bestrahlungen von $0,12 \text{ J/cm}^2$ und $0,24 \text{ J/cm}^2$ sehr deutlich (Abbildung 4.27 und 4.34), jedoch bei höheren Bestrahlungen weitaus weniger ausgeprägt. Neben der Wechselwirkung der Ablationswolke mit dem umgebenden Gas spielt hier auch der Einfluss der inneren Stoßwelle eine Rolle.

Die Ausbildung eines Ringwirbels erfordert, dass die Ausbreitung der Ablationswolke nicht vollständig sphärisch abläuft, sondern eine kolbenartige, vorwärtsgerichtete Komponente enthält. Dies ist gleichbedeutend mit der Forderung, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit entlang der Mittelachse der Ablationswolke größer sein muss als die auswärts gerichteten Komponenten, die eine Verbreiterung der Wolke hervorruft. Ein Parameter, der die Art der Ausbreitung erfasst, ist der Quotient aus der Höhe h und der Breite b der Ablationswolke, der in Abbildung 4.102 dargestellt ist. Je mehr der Quotient h/b den Wert Eins übersteigt, umso größer ist der kolbenartige Anteil an der Ausbreitung. Es ist deutlich zu erkennen, dass dieser Anteil mit abnehmender Bestrahlung deutlich zunimmt, wohingegen bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ zu keiner Zeit die Höhe der Ablationswolke deren Breite übersteigt und daher auch keine Ringwirbelbildung auftritt. Hieraus ist ersichtlich, dass die Bildung eines Ringwirbels bei kleinen Bestrahlungen gegenüber höheren deutlich begünstigt ist.

Eine genaue Betrachtung von Abbildung 4.102 offenbart einen Wechsel von stark vorwärtsgerichteter Bewegung in der Anfangsphase, die zu einer raschen Zunahme des Quotienten h/b auf Werte um 1 führt, zu einer andauernden sphärischen Bewegung ($h/b \sim 1$) und einer wieder stärker vorwärtsgerichteten Bewegung ($h/b > 1$). Der Übergang zur sphärischen Bewegung wird durch die Randomisierung der Geschwindigkeitsvektoren in der heißen Ablationswolke bewirkt, die durch die Umgebungsluft in ihrer Vorwärtsbewegung behindert wird. Die spätere erneute Beschleunigung der Wolke wird bei geringen Bestrahlungen vor allem

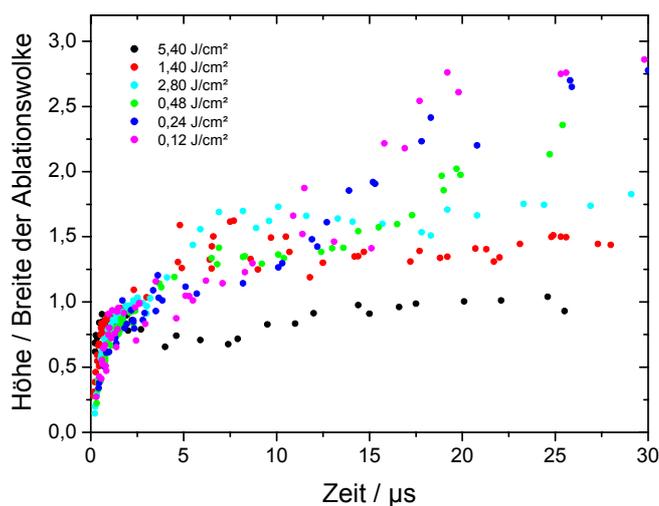


Abbildung 4.102. Quotient aus Höhe h und Breite b der Ablationswolke bei der Bestrahlung von Wasser mit unterschiedlichen Bestrahlungen. Der Wert ist ein Maß dafür, ob bei der Ausbreitung die sphärische oder die geradlinige Komponente überwiegt, die eine Ringwirbelbildung begünstigt.

durch die mehrere Mikrosekunden andauernde Emission von Tröpfchen von der Probenoberfläche ausgelöst. Zudem wird hier die ursprüngliche Vorwärtsbewegung durch die Kollision mit der Umgebungsluft nur schwach abgebremst. Bei hohen Bestrahlungen, bei denen die Expansionsbewegung der Wolke zwischenzeitlich fast vollständig zum Erliegen kommt (vgl. Daten für $2,80 \text{ J/cm}^2$ in Abbildung 4.96), spielen die reflektierte innere und äußere Stoßwelle die Hauptrolle bei der Beschleunigung der Wolke in der Spätphase der Ablationsdynamik.

Bei der stark vorwärtsgerichteten Ausbreitung der Ablationswolke in der Spätphase mit $v < c_0$ lenkt der Gegendruck der Umgebungsluft den nach oben gerichteten Fluss von Dampf und Partikeln zu den Seiten um. Dieses Umlenken der Strömung ist insbesondere in den Hellfeldaufnahmen in Abbildung 4.27 und 4.34 bei Bestrahlungen von $0,12$ und $0,24 \text{ J/cm}^2$ nach $5\text{-}6 \mu\text{s}$ zu erkennen. Gleichzeitig bewirkt die schnelle Strömung im unteren Bereich der Wolke aufgrund der Bernoullie-Gesetze einen verringerten statischen Druck, der ein radiales Einströmen von Umgebungsluft zur Folge hat und damit den Tröpfchenstrom auf das Zentrum des bestrahlten Areals konzentriert. Auch dieser Effekt tritt bei geringen Bestrahlungen besonders deutlich hervor, so z.B. bei $0,24 \text{ J/cm}^2$ nach $8\text{-}10 \mu\text{s}$ (Abbildung 4.35). Die Kombination beider Effekte bewirkt die Bildung eines Ringwirbels, die Beschleunigung der Ablationswolke und das Ablösen der Wolke von der Probenoberfläche. Nach dem Ablösen bleibt das Volumen der Wolke annähernd konstant und der Wirbel breitet sich mit annähernd konstanter Geschwindigkeit aus. Die Beschleunigung zeigt sich in den Ortskurven der Kontaktfront, die in Abbildung 4.96 für unterschiedliche Bestrahlungen dargestellt sind. Nach $15\text{-}20 \mu\text{s}$ erkennt man hier insbesondere bei niedrigen Bestrahlungen einen deutlichen Anstieg der Geschwindigkeit. Unterhalb des Wirbels finden sich auch nach bis zu $35 \mu\text{s}$ noch Teile des Partikelstromes an der Oberfläche (Abbildung 4.34). Diese Tröpfchenansammlung ist allerdings nicht mehr auf einen andauernden Materialauswurf zurückzuführen, sondern wird durch Tröpfchen verursacht, die im Nachlauf des Wirbels zurückbleiben.

In der Anfangsphase der Ausbreitung der Ablationswolke bewirkt die Vorwärtsbewegung Reibung zwischen den expandierenden Gasmassen und der ruhenden Umgebungsluft, die aufgrund von Kelvin-Helmholtz Instabilitäten eine turbulente Grenzschicht verursacht. Bei geringen Bestrahlungen tritt diese Verwirbelung nach etwa $2 \mu\text{s}$ auf, sichtbar in Abbildung 4.35 und 4.43 für Bestrahlungen von $0,24$ und $0,48 \text{ J/cm}^2$. Bei Bestrahlungen von $2,80$ und $5,40 \text{ J/cm}^2$ erscheint bereits nach etwa 500 ns eine turbulente Grenzschicht innerhalb der Ablationswolke und bleibt für etwa $2\text{-}3 \mu\text{s}$ bestehen (Abbildung 4.59 und 4.67).

Die Form des voll ausgebildeten Ringwirbels hängt sowohl von dem kolbenartigen als auch von dem sphärischen Anteil der Ausbreitung ab. Sofern der kolbenartige Anteil sehr ausgeprägt ist, entsteht ein Wirbel mit einem sehr dünnen Stamm, der schnell rotiert und dessen Entstehung in den Randbereichen der Strömung einsetzt. Im Gegensatz hierzu bewirkt eine starke sphärische Komponente eine spätere Wirbelbildung mit einem dickeren Stamm und einer langsameren Rotationsgeschwindigkeit, in dessen Nachlauf ein großer Massenanteil zurück bleibt.

Bei geringen Bestrahlungen bis $0,48 \text{ J/cm}^2$ bewirkt die Ringwirbelbildung nach $10\text{-}15 \mu\text{s}$ eine Verteilung und Verdünnung der Dampfschicht am oberen Rand der Ablationswolke, die

durch die Verwirbelung mit der darunter liegenden Tröpfchenschicht und der Umgebungsluft vermischt wird (Abbildung 4.35 und 4.43). Außerdem beeinflusst auch die Ausbreitung der inneren Stoßwelle die Ringwirbelbildung. Die Bewegung der inneren Stoßwelle bewirkt für Bestrahlungen zwischen 0,48 und 2,80 J/cm² einen Partikelstrom in Richtung der Oberfläche, der vor dem Erreichen des Fokus konvergiert, sich dadurch beschleunigt und anschließend divergiert. Der Massenfluss kommt zum Erliegen, wenn der Druck in der divergierenden inneren Stoßwelle unter einen bestimmten Wert gefallen ist. Dieser Vorgang bewirkt die Entstehung einer dünnen Linie aus Tröpfchen in gewisser Entfernung zur Oberfläche. Dieser Massenfluss wird mit zunehmender Bestrahlung immer ausgeprägter. In den Randbereichen der Ablationswolke wird der aufwärts gerichtete Fluss hingegen nur unwesentlich von der fokussierten inneren Stoßwelle beeinflusst. Unmittelbar an der Probenoberfläche werden die Partikel aufgrund des geringen statischen Drucks auf das Zentrum des bestrahlten Areals konzentriert und in den aufwärts gerichteten Teilchenstrom eingesaugt. Dieser Teilchenfluss überwindet schließlich die Gegenbewegung durch die innere Stoßwelle und führt zu einer einheitlich aufwärts gerichteten zentralen Strömung.

Bei der Ablation von Leber und Haut wird bei einer Bestrahlung von 1,40 J/cm² ebenfalls eine Ringwirbelbildung innerhalb der Ablationswolke beobachtet. Dabei ist der Einfluss der inneren Stoßwelle auf die Ablationswolke bei einer Bestrahlung von Leber mit 1,40 J/cm² besonders ausgeprägt (Abbildung 4.74). Der Materialtransport durch die innere Stoßwelle verursacht hier nach 3 μ s eine Verdichtung der Partikel im oberen Bereich der Ablationswolke, die sich nach 8 μ s zu einer zentralen Eindellung der Wolke ausweitet. Hieraus resultieren nach 15 μ s Ansätze einer Ringwirbelbildung mit einem Drehsinn entgegengesetzt der üblichen Ringwirbelbildung. Dieser Wirbel kann sich aber nicht komplett ausbilden und wird schließlich von einem Wirbel im herkömmlichen, rechtsgerichteten Drehsinn überwältigt, der nach 28 μ s in sichtbar ist. Bei der Ablation von Haut hat die innere Stoßwelle nur bei 5,40 J/cm² einen starken Einfluss auf die Partikelbewegung in der Ablationswolke (Abbildung 4.88).

4.4.3 Rückstoßinduzierte Effekte

Der primäre Materialauswurf verursacht in der Probe einen sehr starken Rückstoßdruck, der bei Wasser und weichem Gewebe wie Leber eine Eindellung der Probenoberfläche sowie einen sehr ausgeprägten rückstoßinduzierten Materialauswurf an den Rändern des bestrahlten Areals zur Folge hat (siehe Abschnitt 2.3). Die Auswirkungen des Rückstoßes steigen mit der Bestrahlung an und zeigen sich insbesondere bei der Ablation von Wasser und Leber mit 5,40 J/cm² (Abbildung 4.66 und 4.79). Die gesamte rückstoßinduzierte Dynamik erstreckt sich bei Wasser über einen Zeitraum von mehr als 270 ms (Kapitel 5) und ist damit etwa vier Millionen mal länger als die Dauer des Laserpulses von 80 ns, wohingegen der Prozess bei der Ablation von Leber nach etwa 200 μ s beendet ist (Abbildung 4.79) und bei Haut überhaupt keine rückstoßinduzierten Effekte auftreten (Abbildung 4.89). Aufgrund der besonders lang andauernden Rückstoßdynamik bei Wasser wird diese separat und detailliert in Kapitel 5 behandelt, während dieser Abschnitt sich mit den Auswirkungen des Rückstoßes während der ersten 100-500 μ s befasst.

Der Rückstoßdruck erzeugt eine Eindellung der Probenoberfläche, die sich bei hinreichend hohen Bestrahlungen zu einem sphärischen Hohlraum ausdehnt. Das verdrängte Material fließt radial nach außen und wird durch den Widerstand des umgebenden Materials nach oben umgelenkt. Bei der Ablation von Wasser entsteht so ein feiner zylindrischer Flüssigkeitsfilm, der sich bei Bestrahlungen oberhalb von $1,40 \text{ J/cm}^2$ in einzelne Tröpfchen auflöst.

Die Bestrahlung hat einen starken Einfluss auf die Wucht des rückstoßinduzierten Materialauswurfes, da eine höhere Bestrahlung mit einer höheren Energiedichte in der Probe und damit auch einem höheren Druckanstieg infolge des Phasenüberganges verbunden ist. Bei einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ tritt infolge des relativ niedrigen Druckanstieges lediglich eine geringe Eindellung der Wasseroberfläche auf, die sich nicht zu einem sphärischen Hohlraum ausbildet (Abbildung 4.27). Aufgrund des geringen verdrängten Wasservolumens erreicht der Wulst am Rand der Eindellung lediglich eine Höhe von etwa $100 \mu\text{m}$ (Abbildung 4.28). Die Ausprägung des Hohlraumes und der Aufwerfung steigt kontinuierlich mit der Bestrahlung an (Abbildung 4.34 und 4.42). Bei $1,40 \text{ J/cm}^2$ bildet sich ein Flüssigkeitsfilm, der nach $16 \mu\text{s}$ in einzelne Wassertröpfchen zerfällt (Abbildung 4.49). Bei Bestrahlungen von $2,80$ und $5,40 \text{ J/cm}^2$ kontrahiert der anfangs zylindrische Film nach etwa $50 \mu\text{s}$. Dadurch bildet sich im unteren Teil eine konische Form aus (Abbildung 4.62 und 4.71), und weiter oben aus der zusammengeströmten Flüssigkeit ein aufwärtsgerichteter Jet, der später aufgrund von hydrodynamischen Instabilitäten zerfällt. Die Kontraktion des Flüssigkeitsfilmes wird durch die Oberflächenspannung und den Unterdruck innerhalb der Kavität hervorgerufen [73]. Die hieraus resultierende Dynamik wird detailliert in Kapitel 5 beschrieben.

Bei der Ablation von Leber werden ähnliche Effekte beobachtet wie bei der Bestrahlung von Wasser, wohingegen bei Haut keine reproduzierbaren rückstoßinduzierten Effekte auftreten und der Materialauswurf auch bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ bereits nach etwa $7 \mu\text{s}$ zum Erliegen kommt (Abbildung 4.89). Bei der Ablation von Leber mit $1,40 \text{ J/cm}^2$ ist der Einfluss des Rückstoßes weniger ausgeprägt als bei Wasser mit gleicher Bestrahlung, es zeigt sich jedoch bereits eine deutliche ringförmige Aufwölbung der Geweboberfläche bis zu einer Höhe von etwa $200 \mu\text{m}$ nach $28 \mu\text{s}$ (Abbildung 4.74). Erhöht man die Bestrahlung auf $5,40 \text{ J/cm}^2$ so treten bei Leber sehr deutliche rückstoßinduzierte Effekte auf, die eine große Ähnlichkeit mit dem sekundären Materialauswurf bei der Ablation von Wasser aufweisen (Abbildung 4.79). Es entsteht ein zylindrischer Gewebefilm, der eine Höhe von etwa $700 \mu\text{m}$ erreicht und in den Auswurf großer Gewebefragmente mündet, ebenso bildet sich nach $18 \mu\text{s}$ die schon bei Wasser beobachtete konische Form der hohlen Materialsäule, die sich allerdings im Anschluss nicht zusammenzieht. Die Dauer des Gesamtprozesses ist hier wesentlich kürzer als bei Wasser, nach etwa $200 \mu\text{s}$ endet der Materialauswurf (Abbildung 4.81).

Zum jetzigen Zeitpunkt ist es nicht vollständig geklärt, unter welchen Bedingungen sich weiches Gewebe aufgrund des Rückstoßdrucks wie eine Flüssigkeit verhält und wann wie ein Festkörper, in dem die räumliche Variation des Zug-Tensors einen größeren Einfluss auf das Verhalten des Materials hat als die lokalen skalaren Druckwerte. Letzteres scheint bei Haut der Fall zu sein, denn hier widersteht die Gewebematrix dem Rückstoßdruck und es kommt zu keinem sekundären Materialauswurf.

4.4.4 Bestimmung des Stoßwellendrucks in Luft und des Rückstoßdrucks

Die Analyse der Stoßwellenausbreitung in der Luft und in der Probe ermöglicht eine Abschätzung des auftretenden Rückstoßdrucks, als dessen Folge die in 4.4.3 diskutierten Phänomene auftreten. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwellen ist sowohl in Luft als auch in Wasser druckabhängig, so dass die anhand der Bildserien ermittelten Ortskurven beider Stoßwellenarten eine Druckbestimmung ermöglichen (Abschnitt 2.4.2). Die Anwendbarkeit dieser Methode beschränkt sich auf Bereiche, in denen die Ausbreitungsgeschwindigkeit deutlich über der normalen Schallgeschwindigkeit liegt, hat hier aber den großen Vorteil, dass keinerlei Messinstrumente in die Probe eingebracht und kalibriert werden müssen.

Betrachtet man die Ortskurven der Stoßwellen in Luft und Wasser in Abbildung 4.103, so fällt auf, dass die Expansion der Stoßwelle in Luft nach 20 ns zunächst mit einer relativ geringen Geschwindigkeit von ca. 1000 m/s beginnt und nach etwa 70 ns deutlich beschleunigt wird. In dieser Phase treten Geschwindigkeiten von über 3000 m/s auf (Tabelle 4.2). Dieses Verhalten ist auf das Anwachsen der Energiedichte in der Probe während des Intensitätsanstiegs im Laserpuls zurückzuführen (Abschnitt 4.4.1.3).

Die Ausbreitung der Stoßwelle in Wasser beginnt später, nach etwa 50 ns, und weist keine deutliche Zunahme der Geschwindigkeit nach 70 ns auf. Die Expansion erreicht aber ihre Maximalgeschwindigkeit von 2300 m/s zu diesem Zeitpunkt und damit zeitgleich mit der Beschleunigung der Stoßwellenausbreitung in Luft. Diese Stoßwelle entsteht infolge des Rückstoßdrucks der primären Ablationsprodukte.

Die Bestimmung des maximalen Drucks beider Stoßwellen anhand der Ausbreitungsgeschwindigkeit ergibt in Luft 9,29 MPa (Tabelle 4.2). Unter Wasser lässt sich der Druck nach Formel 2.24 zu 921 MPa bestimmen und ist damit um den Faktor 100 größer als in Luft. Dies bedeutet, dass aus Gründen der Impulserhaltung die Dauer des Druckpulses in Luft sehr viel

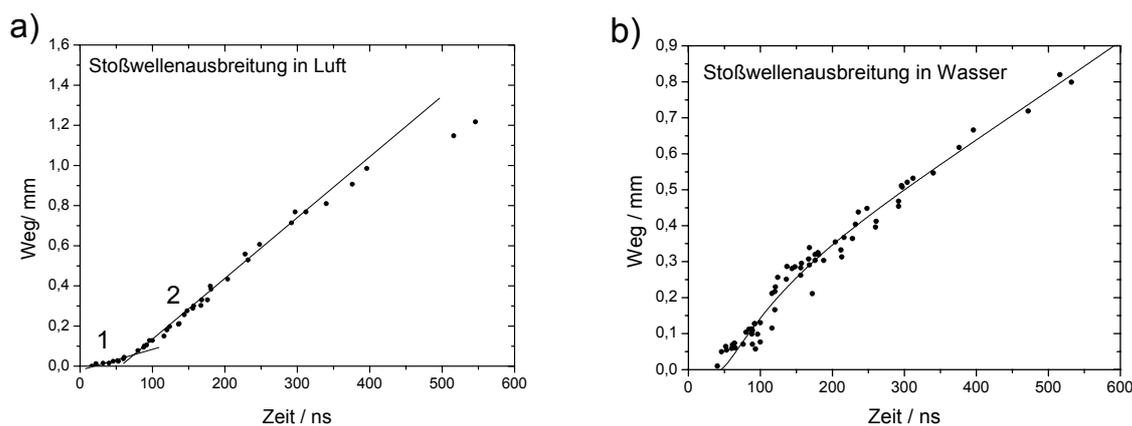


Abbildung 4.103. Stoßwellenausbreitung in Luft (a) und in der Probe (b) bei der Bestrahlung von Wasser mit $5,40 \text{ J/cm}^2$. Die Expansion der Stoßwelle in der Luft kann in zwei Teilbereiche unterteilt werden. Zunächst erfolgt eine relativ langsame Ausbreitung, die nach etwa 70 ns sehr stark beschleunigt wird. Die Expansion der Stoßwelle in Wasser beginnt nach etwa 50 ns und zeigt nach 70 ns keine besondere Beschleunigung, sie erreicht aber zu diesem Zeitpunkt ihre Maximalgeschwindigkeit.

länger sein muss als in Wasser. Messungen der rückstoßinduzierten Drucktransiente bei der Ablation von Cornea mit gütegeschalteten Er:YAG-Laserpulsen haben eine Dauer von 120 ns ergeben [126]. Dies konnte bei der Abtragung von Haut mit gütegeschalteten Er:YSGG-Laserpulsen bestätigt werden [5]. Hieraus ergibt sich, dass der Druckpuls in Luft eine Dauer von mehreren Mikrosekunden haben müsste. Diese Schlussfolgerung wird gestützt durch die Beobachtung, dass sich die Stoßwelle erst nach etwa 1 μ s von der Kontaktfront ablöst (Abschnitt 4.4.2.1), so dass der Druck, der die Ausbreitung der Ablationswolke verursacht, mindestens für eine ähnlich lange Zeit bestehen muss.

Bei der Ablation von Leber und Haut kann der Druck in der Probe aufgrund der Undurchsichtigkeit des Gewebes nicht durch Fotografieren der Druckwelle im Gewebe bestimmt werden. Unter der Annahme, dass der Druck in Luft und in der Probe bei diesen Materialien ebenso wie bei Wasser um den Faktor 100 verschieden ist, kann eine Abschätzung anhand des gemessenen Stoßwellendrucks in Luft erfolgen. Bei einer Bestrahlung von 5,40 J/cm² beträgt die Ausbreitungsgeschwindigkeit der externen Stoßwelle bei Leberablation 2948 m/s und bei Haut 2800 m/s (Abschnitt 4.4.2.1). Hieraus folgen Stoßwellendrucke von 8,5, bzw. 7,7 MPa in Luft und von 850 MPa, bzw. 770 MPa im Gewebe. Diese Werte liegen in einer ähnlichen Größenordnung wie die bei der Messung des Drucks in der Probe mit einem PVDF-Aufnehmer bei der Bestrahlung von Haut mit einem gütegeschalteten Er:YSGG-Laser ermittelten Werte bei einer Bestrahlung von 2,5 J/cm² [5]. Hier ergab sich ein Wert von 60 MPa, wohingegen bei der Abtragung von Cornea mit gütegeschalteten Er:YAG-Laserpulsen bei einer Bestrahlung von 15,9 J/cm² Druckwerte von bis zu 1000 MPa aufgetreten sind.

Die ermittelten Druckwerte sind im Fall von Leber 35000fach größer als die Reißfestigkeitsgrenze des Materials (Abschnitt 2.1.2), so dass das beobachtete Aufreißen der Probe nicht überrascht. Allerdings wird auch bei der Bestrahlung von Haut die Reißfestigkeitsgrenze von 10 MPa um den Faktor 77 überschritten, ohne dass rückstoßinduzierte Effekte auftreten (Abschnitt 4.3.3). Möglicherweise ist die Ursache hierfür, dass bei einer sehr schnell erfolgenden Dehnung des Materials eine höhere Reißfestigkeit auftritt als bei den unter quasi-statischen Besingungen ermittelte Belastungsgrenze [24-26]. Darüber hinaus ist das Auftreten von einem Rückstoßdruck oberhalb der Reißfestigkeitsgrenze eine notwendige, aber keine hinreichende Bedingung für das Aufreißen des Gewebes. Der Auswurf von Material erfordert zusätzlich, dass das Material während des Durchlaufens der Stoßwelle so stark bewegt wird, dass die Streckungsgrenze der Gewebematrix überschritten wird. Da die Kollagenfaser in Haut im Normalzustand gewellt sind, ist bei statischer Belastung eine Dehnung von 60 % erforderlich um sie zu zerreißen. Eine solche Dehnung ist beim Durchlauf einer Stoßwelle von etwa 100 ns Dauer weder global (im Bereich des gesamten Ablationsflecks) noch lokal zu erreichen. Nach dem Passieren der rückstoßinduzierten Welle herrscht in der Probe nur noch der länger andauernde Druck in der Ablationswolke (< 9,3 MPa), der die Zerreißfestigkeitsgrenze in der Haut nicht überschreitet.

Die Bewegung des Gewebes über größere Distanzen, die schließlich zum rückstoßinduzierten Materialauswurf führt, basiert auf der durch den Rückstoß verursachten Eindellung der Probe. Die treibende Kraft für die Entstehung der Kavität endet nicht mit dem Durchgang der

Drucktransienten, sondern dauert an, solange in der Ablationswolke ein hoher Druck herrscht [127], was für einige Mikrosekunden der Fall sein kann. Für das Auftreten eines rückstoßinduzierten Materialauswurfs ist daher der Druck in der Ablationswolke ausschlaggebend. Dieser beträgt bei Leber 8,5 MPa und bei Haut 7,7 MPa (s.o.), so dass nur im Falle von Leber die Reißfestigkeitsgrenze des Gewebes überschritten wird, wohingegen bei der Bestrahlung von Haut keine Effekte zu erwarten sind, zumal hier die dynamische Festigkeit möglicher Weise noch deutlich höher anzusetzen ist.

4.4.5 Zusammenfassung der Ablationsdynamik mit gütegeschalteten Laserpulsen

Für die Modellierung der Ablationsdynamik mit gütegeschalteten Laserpulsen wird oftmals das „Explosionsmodell“ herangezogen. In diesem Modell wird angenommen, dass der gesamte Materialauswurf in Form eines einzigen Phasenübergangs nach dem Ende des Laserpulses erfolgt (Abschnitt 1.5.1). Durch die getätigten Untersuchungen konnte allerdings bewiesen werden, dass der Materialauswurf bei hinreichend hoher Bestrahlung bereits sehr frühzeitig während des Laserpulses einsetzt und durch mehrere unterschiedliche Phasen charakterisiert ist. Die sehr komplexe Ablationsdynamik wird von keinem der existierenden Ablationsmodelle erfasst (Abschnitt 1.5) und stellt eine große Herausforderung für zukünftige Modellierungsansätze dar. Die hier gezeigten experimentellen Das Wissen über die Ablationsdynamik bei der Verwendung von Er:YAG Laserpulsen konnte durch die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen deutlich erweitert werden. Damit wurde eine fundierte Grundlage für die Entwicklung eines vollständigen theoretischen Modells erarbeitet.

Wie schon bei der Ablation mit freilaufenden Laserpulsen erfolgt auch mit gütegeschalteten Pulsen der Materialauswurf infolge einer Phasenexplosion (Abschnitt 4.4.1.1). Es konnte nachgewiesen werden, dass der experimentell beobachtete Zeitpunkt des Materialauswurfs mit dem theoretischen Wert für das Erreichen der hierfür nötigen Energiedichte zusammenfällt (Abschnitt 4.4.1.1). Der Rückstoßdruck der einsetzenden Phasenexplosion verzögert den Phasenübergang in den darunter liegenden Schichten der Probe. Auf diese Weise werden Energiedichten erreicht, die bei hinreichend hohen Bestrahlungen in einer Dampfexplosion, bzw. einer vollständigen thermischen Dissoziation der Gewebematrix münden (Abschnitt 4.4.1.3). Bei der Ablation von Haut widersteht die extrazelluläre Matrix zunächst dem Druckanstieg durch die primäre Phasenexplosion. Dies zeigt sich durch das Aufwölben der zunächst noch intakten Gewebeoberfläche, die erst nach einem weiteren Druckanstieg aufreißt (Abschnitt 4.4.1.2).

Aufgrund der sehr viel größeren Leistungsdichte von gütegeschalteten gegenüber freilaufenden Laserpulsen werden in der Probe sehr viel höhere Energiedichten erzielt. Dies mündet in einem größeren Anteil gasförmiger Ablationsprodukte infolge der Dampfexplosion. Neben der explosiven Verdampfung bei der Ablation von Wasser, die bereits bei freilaufenden Laserpulsen bei hohen Bestrahlungen beobachtet wurde, tritt bei gütegeschalteten Pulsen als neues Phänomen die vollständige thermische Dissoziation der Biomoleküle von Leber und Haut auf (Abschnitt 4.4.1.2). Der Umstand, dass insbesondere bei hohen Bestrahlungen ein großer Teil des abladierten Volumens in Form gasförmiger Produkte auftritt und erst gegen

Ende des Laserpulses bei abnehmender Energiedichte in der Probe der Auswurf von Wassertropfchen oder Gewebepartikeln erfolgt (Abschnitt 4.4.1.3), hat in der Vergangenheit zu der Annahme geführt, dass die Ablation mit gütegeschalteten Laserpulsen durch das „Explosionsmodell“ beschrieben werden kann. Wie bereits eingangs erwähnt, basiert dieses Modell auf der Annahme, dass die Ablation infolge eines einzigen Phasenübergangs nach Pulsende erfolgt. Diese Annahmen können durch die hier getätigten Untersuchungen und Erklärungen als nicht zutreffend eingestuft werden.

Die Expansion der Ablationsprodukte erfolgt durch die höheren Energiedichten sehr viel schneller als bei freilaufenden Laserpulsen. Infolge dessen ist die äußere Grenze der Ablationswolke als klar definierte Kontaktfront ausgebildet, die aufgrund ihres hohen Brechungsindexgradienten in den Bildserien sehr deutlich zu erkennen ist (Abschnitt 4.4.2.1). Der Anteil gasförmiger Bestandteile der Ablationswolke lässt sich daher bei gütegeschalteten Laserpulsen aufgrund der klareren Abgrenzung besser abschätzen. Die schnelle Expansion der Ablationswolke erzeugt durch die Verdrängung der umgebenden Luft eine externe Stoßwelle, die sich mit bis zu 9-facher Schallgeschwindigkeit ausbreitet und damit sehr viel schneller ist als jede bei der Bestrahlung mit freilaufenden Laserpulsen auftretende Drucktransiente. Die Ausbreitung der externen Stoßwelle erfolgt so schnell, dass deren Reflektion an der Probenoberfläche bei Bestrahlungen von $2,80 \text{ J/cm}^2$ und $5,40 \text{ J/cm}^2$ in Form einer Mach-Reflektion erfolgt (Abschnitt 4.4.2.1).

Die einzelnen Phasen der Ablation gehen bei der Verwendung gütegeschalteter Laserpulse direkt ineinander über, so dass ein kontinuierlicher Ablationsablauf mit nur einer einzigen äußeren Stoßwelle auftritt. Dieser Ablauf erfolgt bei freilaufenden Laserpulsen durch die Intensitätsmaxima in den einzelnen Peaks eher schubweise und bei geringen Bestrahlungen auch in einigen Fällen mit Unterbrechungen. Infolge dessen entsteht nicht eine einzige externe Stoßwelle, sondern eine Abfolge von Drucktransienten, die sich den einzelnen Schüben zuordnen lassen (Abschnitt 4.2).

Im Rahmen dieser Arbeit konnte erstmals experimentell die Entstehung einer inneren Stoßwelle nachgewiesen werden (Abschnitt 4.4.2.2). Diese Stoßwelle entsteht durch die Kollision der Moleküle der Ablationswolke mit den ruhenden Luftmolekülen und bewegt sich nach ihrer Entstehung in Richtung der Probenoberfläche, wird hier reflektiert und durchläuft erneut die Ablationswolke. Die innere Stoßwelle hat einen deutlichen Einfluss auf den Partikelstrom innerhalb der Ablationswolke (Abschnitt 4.4.2.2) und auf das Einsetzen einer Ringwirbelbildung (Abschnitt 4.4.2.3). Dieser Einfluss hängt insbesondere davon ab, ob die innere Stoßwelle einen Fokus innerhalb der Ablationswolke durchläuft oder ob dies bei hohen Bestrahlungen durch nichtlineare Schallausbreitung erschwert oder verhindert wird.

Der primäre Materialauswurf verursacht einen sehr starken Rückstoßdruck, der bei Wasser und weichem Gewebe einen sehr ausgeprägten rückstoßinduzierten Materialauswurf an den Rändern des bestrahlten Areals zur Folge hat und die Ablationseffizienz deutlich erhöht (Abschnitt 4.4.3). Trotz seines großen Beitrages wird auch dieser Vorgang durch keines der existierenden Modelle der Gewebeablation berücksichtigt (Abschnitt 1.5). Die anschließend ablaufende Dynamik ist sehr komplex und wird separat in Kapitel 5 behandelt. Bei Haut erfolgt

kein reproduzierbarer rückstoßinduzierter Materialauswurf, da hier die extrazelluläre Matrix nicht durch den Druckanstieg aufgerissen wird.

Vergleicht man die hier gewonnenen Erkenntnisse mit den existierenden Modellen zur Infrarot-Photoablation in Abschnitt 1.5, so bestätigt sich, dass keines von ihnen den Ablauf der Ablationsdynamik vollständig beschreibt. Der Ansatz des Explosionsmodells (Abschnitt 1.5.1), der auf einem einmaligen Phasenübergang nach dem Ende des Laserpulses basiert ohne diesen näher zu spezifizieren, hat sich als eindeutig unzutreffend erwiesen (s.o.). Die Gleichgewichtsmodelle (Abschnitt 1.5.2) vernachlässigen ebenfalls die Phasenexplosion als dominierenden Prozess, der sich durch das Auftreten von Tröpfchen eindeutig nachweisen ließ. Die Modellierung des Vorgangs als Verdampfung oder Kochen erwies sich damit ebenso als unzutreffend, da diese Prozesse nicht in der Lage wären, die durch den Laserpuls deponierte Energie abzuführen und auch keinen Tröpfchenauswurf erklären können. Darüber hinaus ist die in einigen Modellen getätigte Annahme einer festen Verdampfungstemperatur grundsätzlich unphysikalisch (Abschnitt 2.2.3). Obgleich das thermomechanische Gleichgewichtsmodell (Abschnitt 1.5.2.3) einen festen Materialauswurf vorsieht, der auf einem Druckgradienten innerhalb der Ablationswolke infolge eines gaussförmigen Strahlprofils basiert, entspricht auch dies nicht den experimentellen Daten. Weder ist für einen Materialauswurf ein gaussförmiges Strahlprofil erforderlich, noch erfolgt der Auswurf wie in dem Modell gefordert zunächst parallel zur Oberfläche. Das thermomechanische Mikroexplosionsmodell (Abschnitt 1.5.3) erlaubt zwar eine Phasenexplosion als Mechanismus, betrachtet aber nur die Vorgänge bis zum Einsetzen des Phasenübergangs. Damit kann das Modell ebenso wenig wie alle bisherigen den weiteren Anstieg der Energiedichte in der Probe bis hin zur Dampfexplosion, bzw. vollständigen thermischen Dissoziation der Gewebematrix erklären, die erst durch die Energiedeponierung nach der primären Phasenexplosion möglich wird. Der Tröpfchenauswurf bei der Wasserablation ohne den Einfluss einer Gewebematrix wäre nach dem Modell ebenfalls nicht möglich. Grundsätzlich findet der Einfluss der Gewebematrix bei den bestehenden Modellen keine korrekte Beachtung. Insbesondere die thermische Dissoziation bei hohen Energiedichten findet sich nicht wieder. Ein weiteres wesentliches Phänomen, welches keine Beachtung findet, ist der bei Wasser und weichem Gewebe wie Leber sehr ausgeprägte Beitrag des rückstoßinduzierten Materialauswurfs. Dieser erhöht zwar signifikant die Ablationseffizienz, verringert aber auch gleichzeitig die Präzision der Abtragung, die bei praktischen Anwendungen oftmals gefordert wird. Es ist daher unbedingt erforderlich, diesen Prozess bei der Modellierung zu berücksichtigen!

Die Motivation für diese Arbeit und die umfangreichen durchgeführten Untersuchungen war ursprünglich, dass die bei der Ablation entstehenden akustischen Transienten einen relativ einfach interpretierbaren Fingerabdruck für das ablatierte Material darstellen könnten, welcher die Online-Identifikation von Schichtübergängen bei der Ablation ermöglicht. Diese Hoffnung wird durch die Ergebnisse der Untersuchungen zur Ablationsdynamik stark eingeschränkt. Zum einen werden Charakteristika der Schallausbreitung in unmittelbarer Nähe der Probenoberfläche durch die starke Nichtlinearität der Schallausbreitung „verschliffen“. Aus jeder Signalform bildet sich nach einer gewissen Laufzeit eine Stoßwelle mit Stoßfront und näherungsweise exponentiellen Abfall. Darüber hinaus besteht die Ablationsdynamik nicht in

einer annähernd sphärischen Ausdehnung einer Ablationswolke, die man konzeptionell mit einem leicht interpretierbaren Schallsignal verknüpfen könnte. Vielmehr ist die Dynamik sehr kompakt, mit einer starken Abhängigkeit von der verwendeten Bestrahlung. Die Bestrahlungsabhängigkeit ist dabei stärker als die Abhängigkeit von den verschiedenen abgetragenen Materialien. Dies erschwert die Identifikation universeller materialspezifischer Signalformen, vor allem bei der Bestrahlung deutlich oberhalb der Ablationsschwelle. Bei Bestrahlungen nahe der Schwelle ist eine höhere Materialspezifität zu erwarten.

5 Rückstoßinduzierter Materialauswurf

Die Untersuchung des primären Materialauswurfs in Kapitel 4 hat gezeigt, dass dieser bei Wasser und weichem Gewebe einen sehr massiven rückstoßinduzierten Materialauswurf zur Folge hat. Besonders ausgeprägt ist dieser Effekt bei der Ablation von Wasser. Hier kann die Gesamtdauer des Prozesses bei hohen Bestrahlungen mehrere 100 ms betragen. Aufgrund der im Vergleich zum primären Materialauswurf sehr viel längeren Dauer und der Komplexität der Spätphase des sekundären Auswurfs erfolgt die Darstellung dieses Teils der Ablationsdynamik separat in diesem Kapitel.

Die verwendeten Bildserien wurden ausschließlich im Hellfeldverfahren erstellt. Dabei wurde teilweise eine diffuse Beleuchtung verwendet, um das Innere der Strukturen sichtbar zu machen (Abschnitt 3.3.2). Hoffman- oder Dunkelfeldverfahren wurden für die Untersuchung des rückstoßinduzierten Materialauswurfes nicht eingesetzt, da keine Phasenobjekte den Prozess charakterisieren.

5.1 Darstellung der Rückstoßdynamik mit freilaufenden Laserpulsen

Die Mechanismen des rückstoßinduzierten Materialauswurfs sind bei der Verwendung von freilaufenden und gütegeschalteten Er:YAG-Laserpulsen grundsätzlich identisch. Trotz der insgesamt sehr viel geringeren deponierten Energiemenge werden aber bei der Ablation mit gütegeschalteten Laserpulsen deutlich höhere Energiedichten erzielt (Kapitel 4), so dass der primäre Materialauswurf sehr viel schneller und daher mit einem größeren Rückstoßimpuls erfolgt. Daher ist auch die Vehemenz des sekundären Auswurfs erheblich größer. Ein weiterer Unterschied besteht darin, dass bei freilaufenden Laserpulsen und hohen Bestrahlungen ein erheblicher Teil der Rückstoßeffekte bereits während des Laserpulses und damit noch während der Energiedeponierung auftritt. Dadurch vermischen sich Ursache und Wirkung deutlich stärker als bei gütegeschalteten Laserpulsen, bei denen beides zeitlich nahezu vollständig voneinander getrennt ist.

In diesem Abschnitt werden zunächst Bildserien der Spätphase der Ablationsdynamik von freilaufenden Laserpulsen gezeigt, die Serien zur Dynamik bei der Verwendung von gütegeschalteten Pulsen folgen in Abschnitt 5.2.

5.1.1 Rückstoßdynamik bei einer Bestrahlung von $2,0 \text{ J/cm}^2$

Abbildung 5.1 zeigt die Auswirkungen des Rückstoßes bei einer Bestrahlung von $2,0 \text{ J/cm}^2$ mit freilaufenden Laserpulsen. Trotz der verhältnismäßig geringen Intensität des primären Materialauswurfes knapp oberhalb der Ablationsschwelle (Abschnitt 4.1.1) erkennt man hier bereits die Auswirkungen des Rückstoßes.

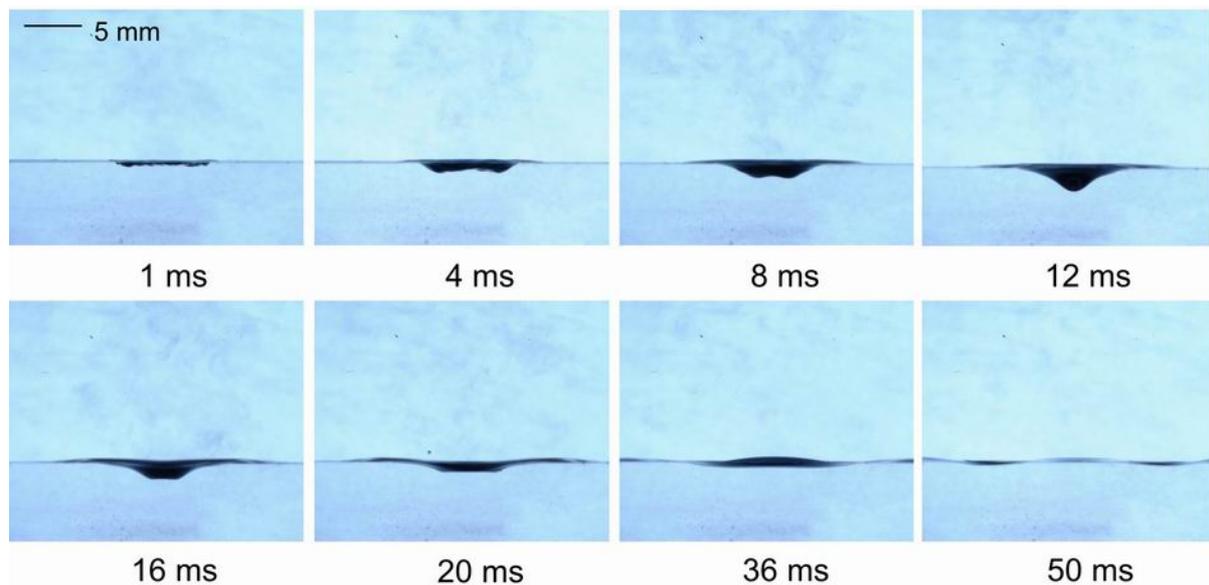


Abbildung 5.1. Darstellung der Rückstoßeffekte bei einer Bestrahlung von 2 J/cm^2 mit freilaufenden Laserpulsen. Bei dieser Bestrahlung erfolgt noch kein rückstoßinduzierter Materialauswurf, sondern es werden lediglich Oberflächenwellen erzeugt.

In der Anfangsphase, nach 1 ms und 4 ms, spiegelt die Form der Eindellung unter der Wasseroberfläche noch deutlich den Einfluss des leicht ringförmigen Laserstrahlprofils wieder. Anschließend bildet sich innerhalb von 12 ms ein Hohlraum mit einer Tiefe von 3 mm aus, dessen Form nicht sphärisch ist, sondern eher einer an der x-Achse gespiegelten Gauss-Kurve entspricht. Durch die Verdrängung der Flüssigkeit unter der vom Laser bestrahlten Fläche hat sich rund um dieses Areal die Wasseroberfläche gehoben. Dies ist der Beginn einer schwachen Oberflächenwelle, die bis zum Ende des dargestellten Zeitraums aus dem Bildfeld läuft.

Nach 16 ms beginnt die Eindellung der Oberfläche zurückzuschwingen. Zu diesem Zeitpunkt weist die Eindellung im Zentrum eine nahezu ebene Unterseite auf. Dieser Prozess setzt sich fort und mündet nach 36 ms in ein Überschwingen über die Ruhelage der Flüssigkeit hinaus. Nach 50 ms ist der Vorgang nahezu beendet und man beobachtet lediglich noch die Oberflächenwelle, die infolge der Schwingung entstanden ist.

Bei dieser Bestrahlung erfolgt noch kein rückstoßinduzierter Materialauswurf in Form von Wassertropfen.

5.1.2 Rückstoßdynamik bei einer Bestrahlung von $4,6 \text{ J/cm}^2$

Die Rückstoßeffekte bei einer Bestrahlung von $4,6 \text{ J/cm}^2$ (Abbildung 5.2) sind bereits deutlich stärker ausgeprägt als bei $2,0 \text{ J/cm}^2$. Nach 1 ms hat sich an den Rändern des bestrahlten Areal ein Wasserfilm mit einer Höhe von etwa 1 mm gebildet, von dessen oberem Rand sich einzelne Wassertropfen abgelöst haben. Die Tropfen sind in der hier gezeigten Abbildung 5.2 nur relativ undeutlich zu erkennen, eine bessere Darstellung hiervon findet sich Abbildung 4.4.

Die Riefen an der Unterseite der Eindellung sind wie schon bei einer Bestrahlung von $2,0 \text{ J/cm}^2$ auf die Inhomogenitäten des Laserstrahlprofils zurückzuführen. Nach 6 ms ist hiervon nichts mehr zu erkennen, und es hat sich eine annähernd hemisphärische Einbuchtung gebildet. Zu diesem Zeitpunkt erreicht auch der Wasserfilm oberhalb der Wasseroberfläche seine maximale Höhe von etwa 1,5 mm. Der Hohlraum hat sich nach 12 ms weiter auf 4 mm ausgedehnt, wobei sich die Höhe des Wasserfilms verringert und dieser zu den Seiten hin abfließt. Dies führt zur Entstehung einer Oberflächenwelle, die in den darauf folgenden Aufnahmen deutlich zu erkennen ist.

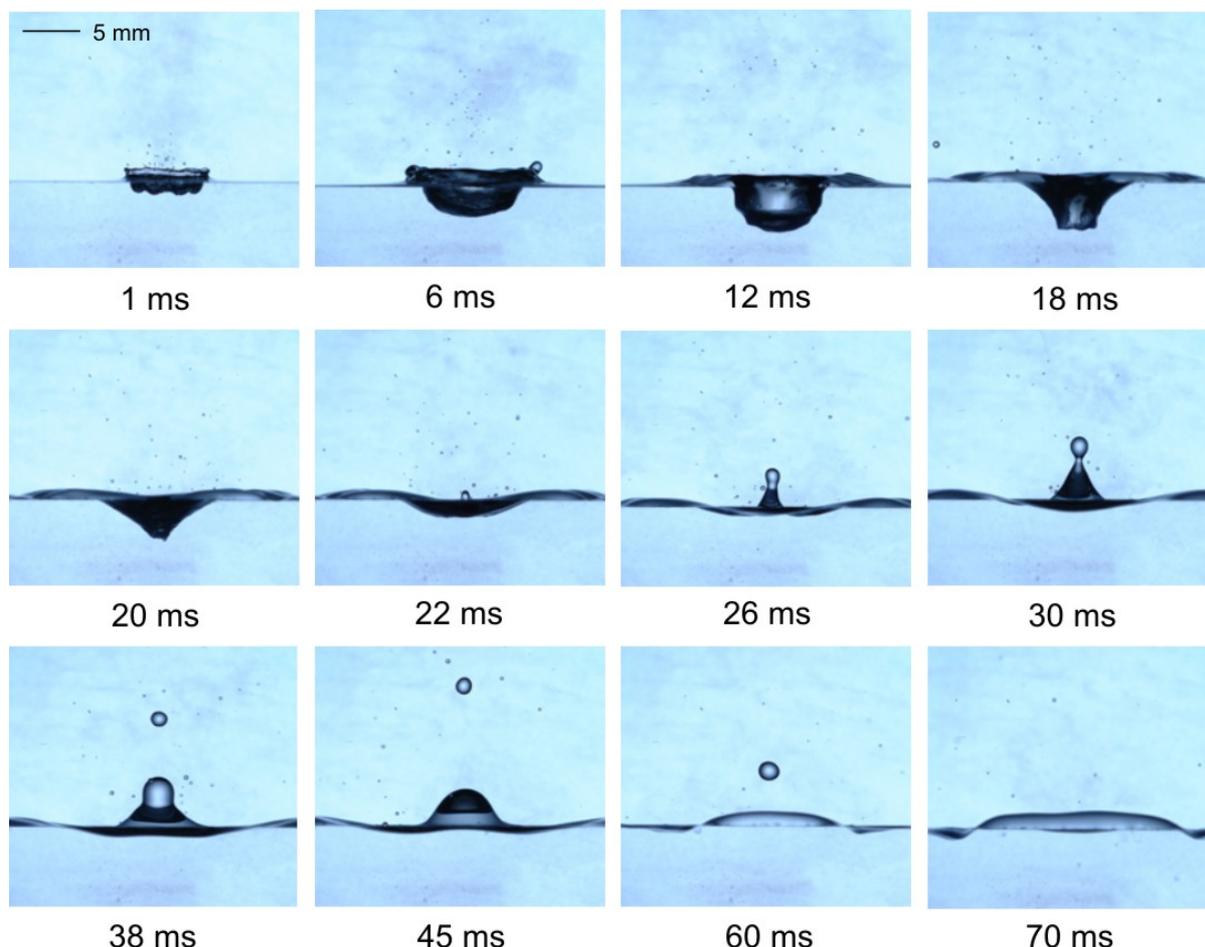


Abbildung 5.2. Rückstoßdynamik bei einer Bestrahlung von $4,6 \text{ J/cm}^2$ mit freilaufenden Laserpuls. Nach 1 ms erfolgt ein rückstoßinduzierter Auswurf von Wassertropfen. Aus dem Zurückschwingen der Wasseroberfläche resultiert nach 22 ms ein Oberflächenjet, von dessen Spitze sich nach 30 ms ein großer Wassertropfen ablöst und weggeschleudert wird.

Das Zurückschwingen der Oberfläche wird durch den hydrostatischen Druck angetrieben, der mit der Wassertiefe anwächst. Daher verliert die Eindellung während des Zurückschwingens ihre hemisphärische Form und nimmt eine Kegelform an. Dies ist nach 18 ms und 20 ms sehr gut zu sehen. Die Strömung in dem Hohlkegel ist nicht nur aufwärts gerichtet, sondern hat auch eine radiale, auf die Kegelachse gerichtete Komponente. Wegen der radialen Komponente wird sie auf die Kegelachse fokussiert, und es bildet sich nach dem Umklappen der Kegelspitze ein aufwärts gerichteter Wasserstrahl („Jet“) aus, der nach 22 ms erstmals sichtbar wird. Der Jet erhebt sich einige Millimeter über die Wasseroberfläche, und nach 30 ms löst sich von seiner Spitze ein großer Tropfen ab. Der Tropfen ist nach 38 ms bereits 3 mm von der Wassersäule weggeschleudert worden und erreicht nach 45 ms einen maximalen Abstand von 10 mm von der Wasseroberfläche, bevor er nach 60 ms unter dem Einfluss der Schwerkraft bereits wieder ein Stück weit herabgefallen ist. Durch Oberflächenspannung und Schwerkraft kollabiert die Wassersäule, was zur Entstehung einer nach 60 und 70 ms deutlich sichtbaren Oberflächenwelle führt.

5.1.3 Rückstoßdynamik bei einer Bestrahlung von 20 J/cm²

Die rückstoßinduzierte Dynamik bei einer Bestrahlung von 20 J/cm² in Abbildung 5.3 zeigt gegenüber den bisher betrachteten Fällen mit geringerer Bestrahlung einen deutlich veränderten Ablauf. Während sich nach 100 µs noch der Einfluss des inhomogenen Laserstrahlprofils in Form einer ungleichmäßigen Unterseite der Einbuchtung zeigt, hat sich bereits nach 350 µs, d.h. kurz nach dem Ende der Laserbestrahlung ein annähernd sphärischer Hohlraum gebildet. Der Wasserfilm an den Rändern des bestrahlten Areals erreicht eine Höhe von etwa 3 mm und es lösen sich hiervon eine Vielzahl von Wassertröpfchen ab, was in der Aufnahme nach 700 µs gut zu erkennen ist.

Nach 1 ms kontrahiert der obere Teil des Wasserfilms und nimmt im unteren Teil eine konische Form an. Der Wasserfilm beginnt sich zu schließen, während gleichzeitig der Hohlraum unterhalb der Oberfläche eine vollkommen sphärische Form ausbildet. Aus dem zentralen Zusammenfließen des Wasserfilms resultiert ein Jet, der nach 10 ms eine maximale Höhe von 13 mm erreicht. Nach dem Schließen des Wasserfilms wird der Hohlkegel, in dem die Strömung radial zur Kegelachse strömt und den Jet nährt, immer flacher. Es entwickelt sich bald auch ein nach unten gerichteter Jet. Dieser Jet bewegt sich innerhalb des Hohlraumes fort, wie die Aufnahmen nach 6 und 7 ms zeigen, und durchstößt nach 10 ms die Unterseite der Blase. An der Blasenoberseite bildet sich durch die radiale Strömung eine Einschnürung. Die Aufnahme nach 14 ms zeigt, dass der Jet die Blase nach unten in die Länge zieht und dadurch zu deren Ablösen von der Wasseroberfläche beiträgt. Zeitgleich entsteht an der Oberfläche ein zweiter, deutlich dickerer Jet, der aber mit etwa 6 mm eine geringere Höhe erreicht als Jet 1.

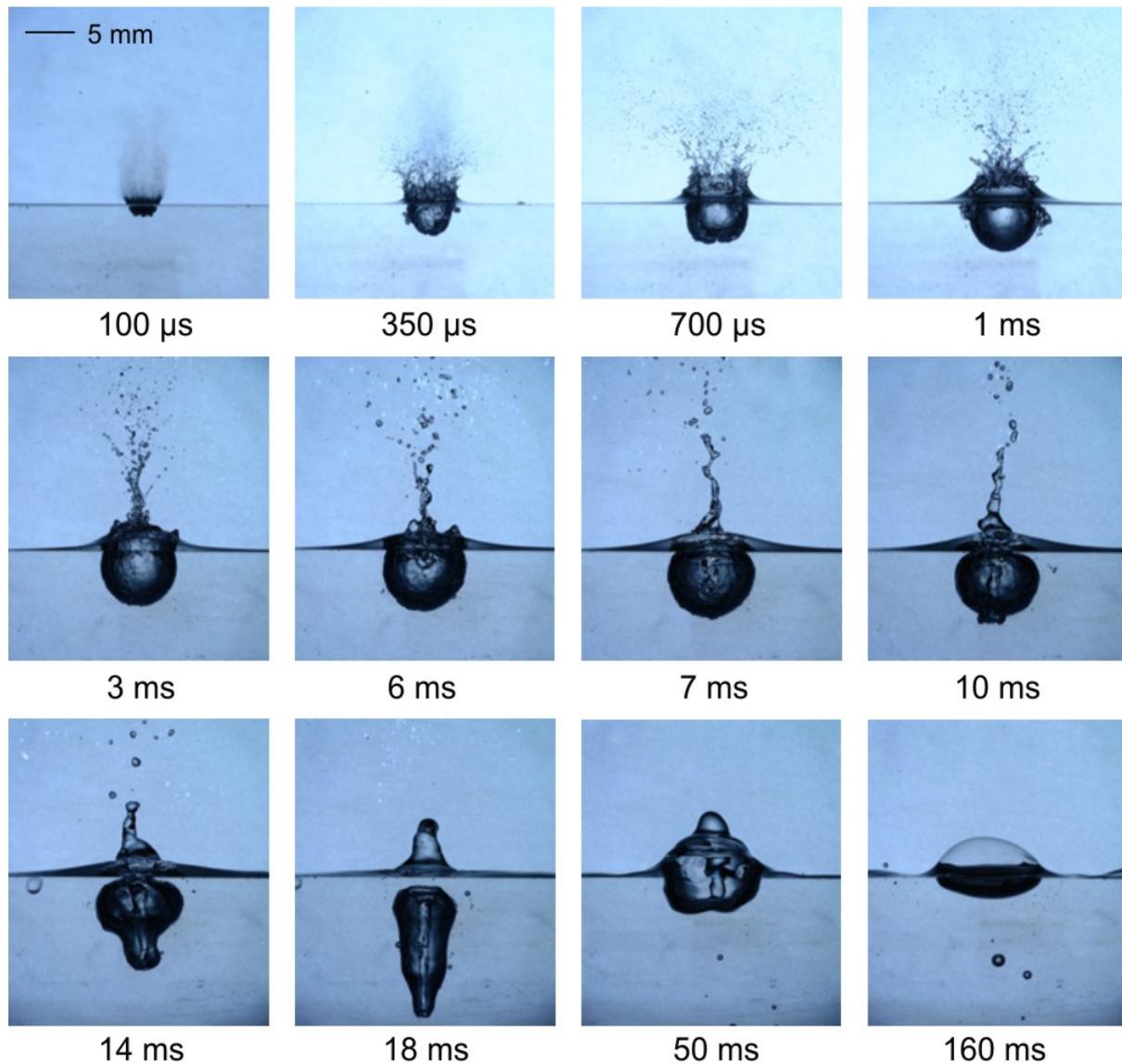


Abbildung 5.3. Rückstoßdynamik bei einer Bestrahlung von 20 J/cm^2 mit freilaufenden Laserpulsen. In der Anfangsphase löst sich eine Vielzahl von Wassertropfen von den Rändern des Wasserfilms ab. Der Wasserfilm kontrahiert im oberen Teil und es entsteht ein Jet, der sowohl nach oben als auch nach unten gerichtet ist. Der untere Teil des Jets zieht die Blase in die Länge und trägt zu deren Ablösung von der Wasseroberfläche bei. Im Anschluss daran bildet sich ein zweiter Jet, der eine geringere Höhe erreicht als Jet 1.

Die Blase unter Wasser wird nach 14 ms auf bis zu 12 mm sehr stark in die Länge gezogen und löst sich deutlich von der Wasseroberfläche ab. Im Anschluss daran steigt die Blase durch den hydrostatischen Druck wieder zur Oberfläche auf und erreicht diese nach etwa 50 ms. An der Oberseite der Blase erkennt man noch die Überreste des zweiten Jets. Die aufgestiegene Blase bleibt für einen längeren Zeitraum an der Oberfläche erhalten. Dies ist deutlich nach 160 ms zu sehen.

5.1.4 Rückstoß bei einer Bestrahlung von 100 J/cm^2

Die in Abbildung 5.4 dargestellte rückstoßinduzierte Dynamik bei einer Bestrahlung von 100 J/cm^2 ist sehr heftig. Bereits nach $100 \mu\text{s}$ tritt unter Wasser ein zylinderförmiger Hohlraum mit einer Länge von 4 mm auf, während der Wasserfilm an der Oberfläche eine Höhe von 2 mm erreicht und in viele feine Tröpfchen zerfällt. Nach $200 \mu\text{s}$ und damit gegen Ende des Laserpulses ist der Hohlraum auf eine Länge 9 mm angewachsen. Zeitgleich beginnt oberhalb der Wasseroberfläche das Schließen des Wasserfilms, aus dem wie schon bei 20 J/cm^2 ein Jet resultiert, der aber sehr bald in einzelne Tröpfchen zerfällt. Die Blase hat sich bereits nach

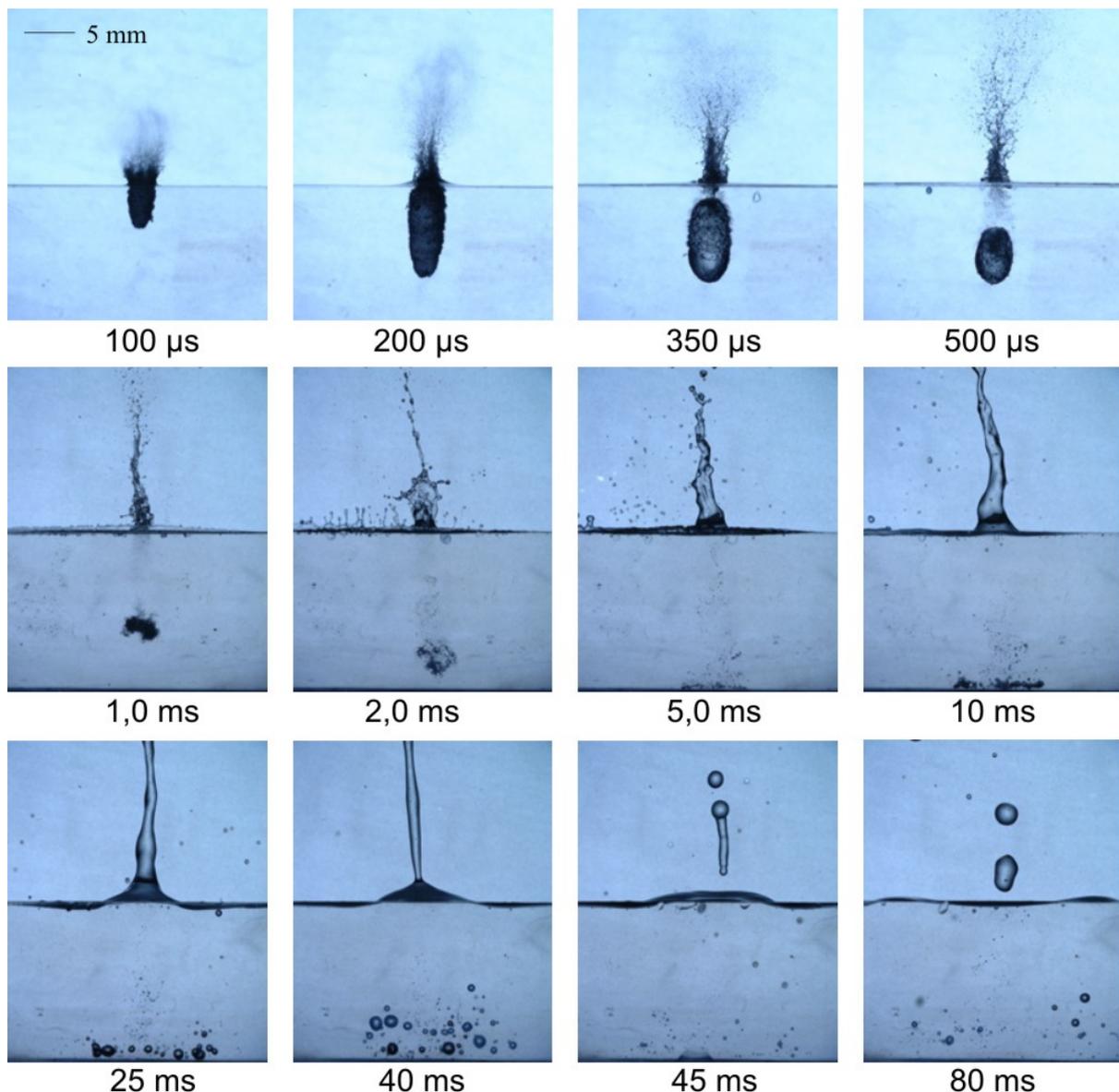


Abbildung 5.4. Rückstoßeffekte bei der Bestrahlung von Wasser mit 100 J/cm^2 . Bei dieser Bestrahlung schließt sich der Wasserfilm am Rande des bestrahlten Flecks sehr frühzeitig, doch der Jet 1 ist nicht klar sichtbar, weil er sofort instabil wird und zerfällt. Es entsteht noch während des Laserpulses ein sehr langgestreckter Hohlraum unter der Wasseroberfläche und löst sich von ihr ab. Zusätzlich tritt ein sehr ausgeprägter zweiter Jet auf, der sich über das Bildfeld hinaus ausbreitet.

350 μs von der Oberfläche abgelöst. Die Blase bewegt sich im weiteren Verlauf rasch von der Oberfläche weg und verliert dabei schnell an Größe. Sie beginnt nach 1 ms schließlich in einzelne kleine Bläschen zu zerfallen, die sich nach 5 ms am Boden der Küvette ansammeln und nach 40 ms langsam aufsteigen.

Jet 1 erreicht nach 1 ms eine Höhe von 11 mm und ist nach 2 ms größtenteils zerfallen. Es bildet sich aber ein zweiter, sehr viel dickerer Jet aus, der in den zerfallenden ersten Jet hinein stößt. Jet Nummer zwei gewinnt rasch an Länge und verlässt nach 10 ms das Bildfeld, dessen Höhe oberhalb der Wasseroberfläche 16 mm beträgt. Die maximale Länge wird wahrscheinlich nach etwa 25 ms erreicht und kann mit etwa 19 mm abgeschätzt werden. Gleichzeitig verringert sich der Durchmesser und der Jet schnürt sich etwa 3 mm oberhalb der Wasseroberfläche ab. Durch Oberflächenspannung beginnt der Jet schließlich, in einzelne Abschnitte zu zerfallen. Die Reste des Jets zeigen sich nach 45 und 80 ms als Tropfen, während sie durch den Einfluss der Schwerkraft wieder herabfallen.

In Abbildung 5.5 sind die aus vielen Aufnahmen zusammengesetzten Ortskurven verschiedener Bestandteile der rückstoßinduzierten Dynamik dargestellt. Die Pfeile oberhalb der Messpunkte für die Wassertropfen und Jet 1 symbolisieren, dass sich Tropfen von der Flüssigkeit ablösen und über den dargestellten Bereich hinaus ausbreiten. Man erkennt die Bewegung des Wasserfilm und das Ablösen der Wassertropfen an dessen Rändern sowie die Ausbildung der beiden Jets. In negativer Richtung ist die Ausbreitung der Blase von der Wasseroberfläche und ihr Ablösen dargestellt.

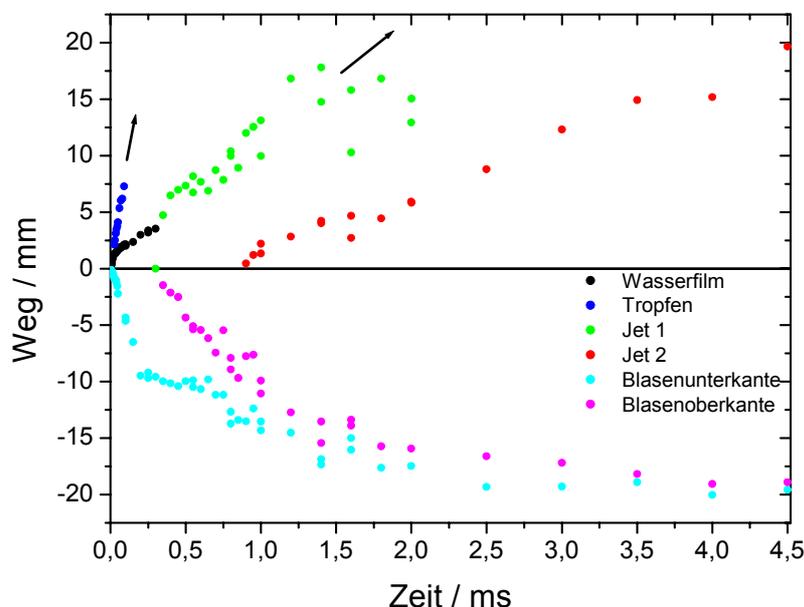


Abbildung 5.5. Ortskurven der rückstoßinduzierten Ablationsbestandteile bei einer Bestrahlung von 100 J/cm mit freilaufenden Laserpulsen. Die Pfeile symbolisieren, dass diese Komponenten sich ablösen und über den dargestellten Bereich hinaus expandieren.

5.2 Darstellung der Rückstoßdynamik mit gütegeschalteten Laserpulsen

In diesem Abschnitt wird die rückstoßinduzierte Dynamik bei der Verwendung von gütegeschalteten Er:YAG Laserpulsen dargestellt. Aufgrund der höheren Energiedichten, die infolge der kürzeren Laserpulsdauer erzielt werden, erfolgt der primäre Materialauswurf mit viel höherer Geschwindigkeit als bei freilaufenden Pulsen. Dadurch erhöht sich der Rückstoßimpuls und die Rückstoßphänomene sind bei gleicher Bestrahlung viel stärker ausgeprägt.

5.2.1 Rückstoß bei einer Bestrahlung von $0,24 \text{ J/cm}^2$

Der in Abbildung 5.6 dargestellte Ablauf der rückstoßinduzierten Dynamik bei einer Bestrahlung von $0,24 \text{ J/cm}^2$ mit gütegeschalteten Laserpulsen ähnelt stark dem Ablauf bei einer Bestrahlung von $4,6 \text{ J/cm}^2$ mit freilaufenden Laserpulsen (Abbildung 5.2).

Auf der ersten Aufnahme nach $18 \mu\text{s}$ erkennt man noch die Ablationswolke, die aus einem Gemisch aus Wassertröpfchen und Dampf besteht. Zusätzlich sind bereits die ersten Ansätze der Oberflächeneinbuchtung sowie des entstehenden Wasserfilms zu sehen. Nach $60 \mu\text{s}$ hat sich ein deutlich sichtbarer Hohlraum unter der Wasseroberfläche gebildet, während der Was-

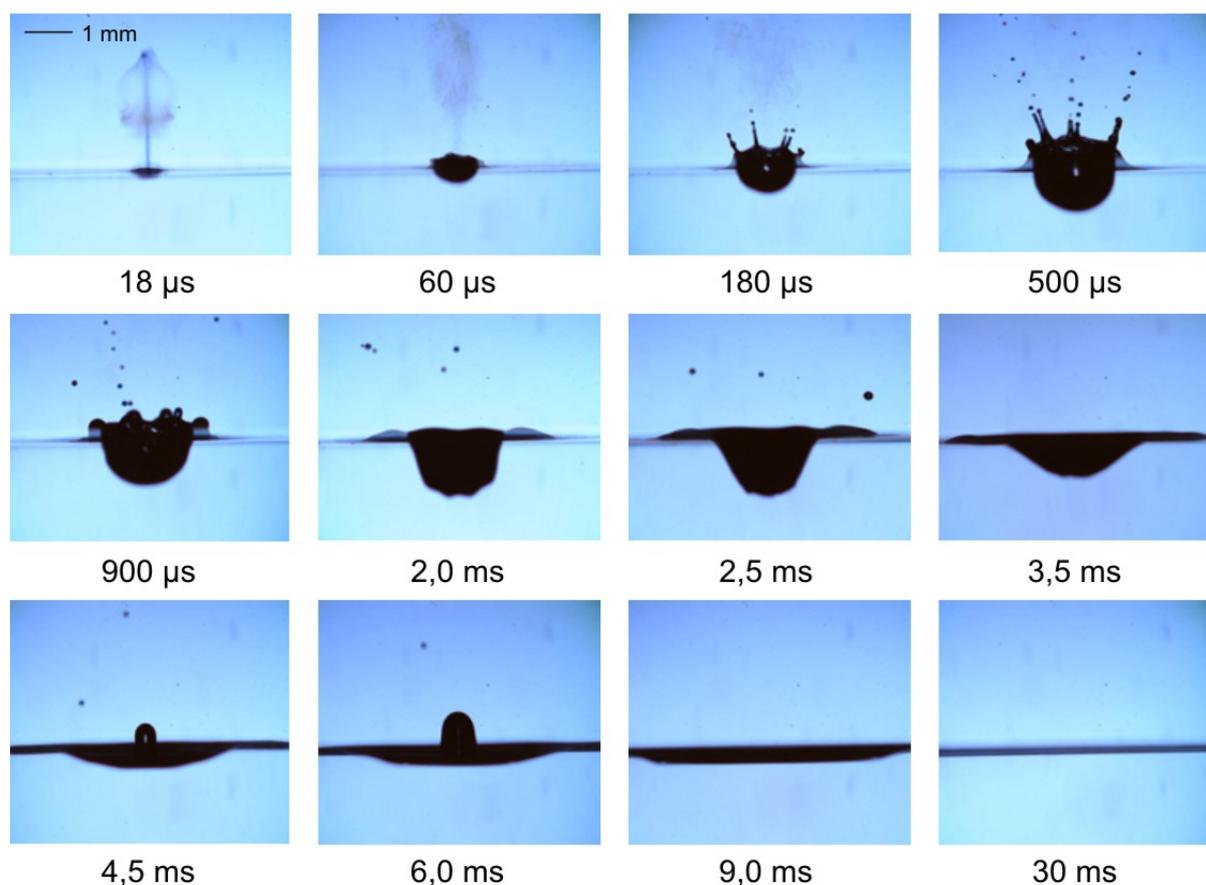


Abbildung 5.6. Rückstoßinduzierte Dynamik bei der Verwendung gütegeschalteter Laserpulse mit einer Bestrahlung von $0,24 \text{ J/cm}^2$. Nach $180 \mu\text{s}$ treten an den Rändern des Wasserfilm Flüssigkeitsfäden auf, an deren Enden sich einzelne Wassertropfen ablösen. Unter der Wasseroberfläche bildet sich ein hemisphärischer Hohlraum, dessen Zurückschwingen einen Jet verursacht.

serfilm eine Höhe von etwa 300 μm erreicht hat. Sowohl der hemisphärische Hohlraum als auch der Wasserfilm breiten sich weiter aus. Nach 180 μs und noch ausgeprägter nach 500 μs zeigen die Aufnahmen, wie sich an den oberen Rändern des Wasserfilms einzelne Fäden gebildet haben, an deren Enden sich im Vergleich zum primären Materialauswurf sehr große Wassertropfen ablösen und weiter von der Oberfläche entfernen.

Nach 900 μs zeigt sich, dass der Wasserfilm sich ein Stück weit zurückgezogen hat, allerdings ohne sich dabei zu schließen, wie es z.B. bei einer Bestrahlung von 20 J/cm^2 mit freilauferenden Laserpulsen der Fall ist (Abbildung 5.3). Die im Wasserfilm enthaltene Flüssigkeit fließt stattdessen in Form einer Oberflächenwelle seitlich ab. Der Hohlraum unterhalb der Wasseroberfläche hat nach 2 ms mit einer Tiefe von 800 μm in etwa seine maximale Ausdehnung erreicht. Zu diesem Zeitpunkt hat der Kollaps des Hohlraumes bereits begonnen.

Die Unterseite des Hohlraums stülpt sich dabei ein und verursacht nach 4,5 ms durch das Überschwingen über die Wasseroberfläche hinaus einen Jet, der nach 6 ms seine maximale Höhe von 600 μm erreicht. Danach zerfließt die gesamte Struktur.

5.2.2 Rückstoß bei einer Bestrahlung von 0,48 J/cm^2

Die hier in Abbildung 5.7 gezeigte Rückstoßdynamik bei einer Bestrahlung von 0,48 J/cm^2 zeigt viele Parallelen zu der Dynamik bei 0,24 J/cm^2 (Abbildung 5.6). Die Rückstoßeffekte führen zu einem hemisphärischen Hohlraum, der nach 500 μs eine Tiefe von 1 mm erreicht und einen Wasserfilm mit einer Höhe von 1,3 mm aufgeworfen hat. Wie bereits bei 0,24 J/cm^2 entstehen auch hier Wasserfäden an den Rändern, an deren Enden sich einzelne Wassertropfen ablösen.

Der Wasserfilm bildet nach 500 μs eine leicht konische Form aus und zieht sich anschließend nach 800 μs an den oberen Rändern zusammen, ohne sich dabei an allen Stellen zu schließen. Anstatt dessen beginnt die Flüssigkeit in dem Film nach 1,8 ms seitlich zu zerfließen und mündet anschließend in einer Oberflächenwelle.

An der Unterseite der Kavität zeigen sich nach 4 ms Unregelmäßigkeiten, die mit dem einsetzenden Zurückschwingen der Eindellung einhergehen. Wie schon bei einer Bestrahlung von 0,24 J/cm^2 schwingt die Unterseite über die Gleichgewichtslage hinaus und formt einen sehr deutlichen Jet, der nach 7,5 ms eine maximale Höhe von 11 mm erreicht. Man erkennt deutlich, dass sich die entstandene Wassersäule im Mittelteil ausdünnert und sich an ihrem oberen Ende nach 11 ms ein Tropfen abzulösen beginnt. Anschließend zerfällt der Jet und der abgelöste Wassertropfen ist zusammen mit dem unteren Teil des Jets noch nach 13 ms und 16 ms sichtbar.

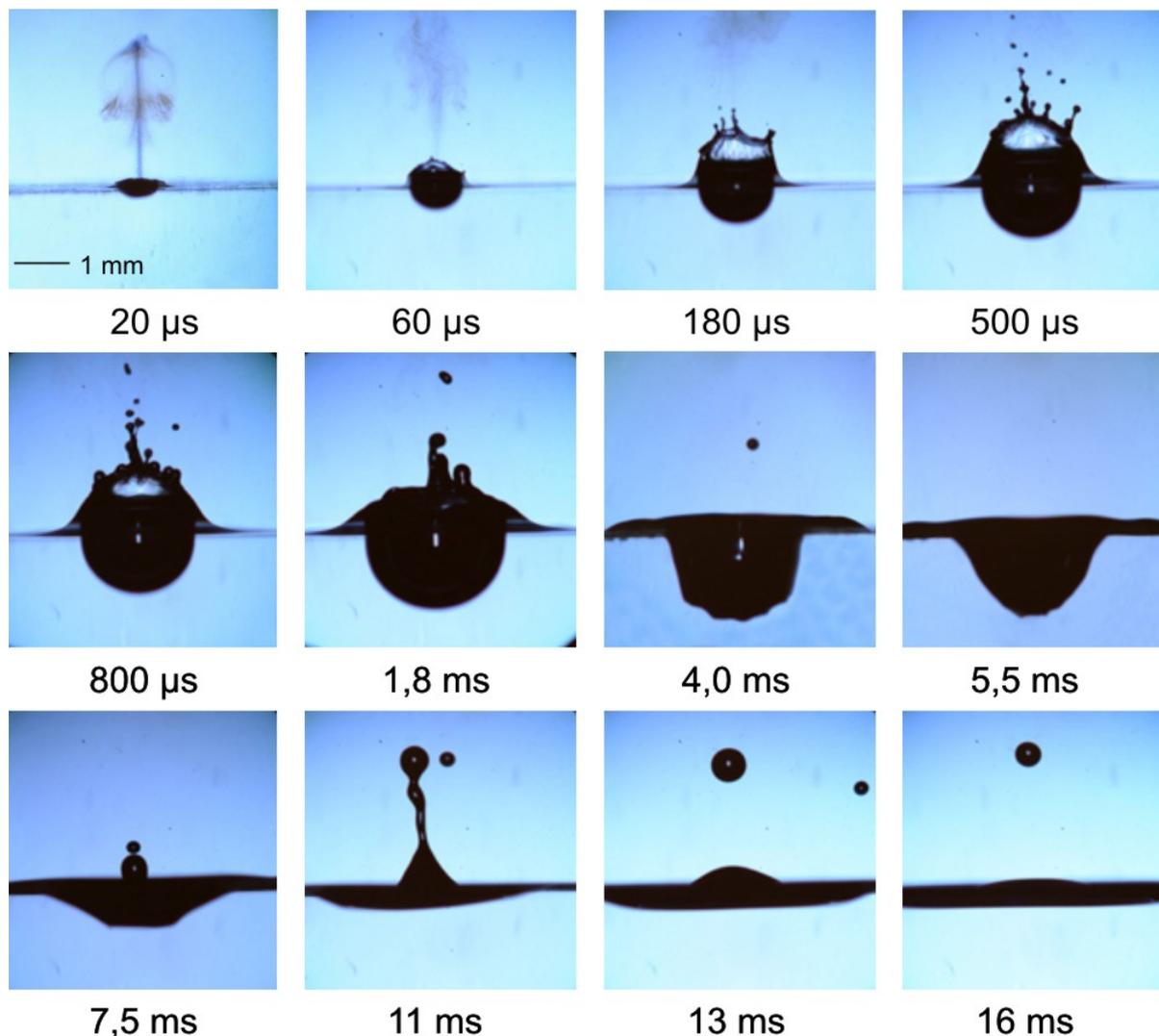


Abbildung 5.7. Rückstoßinduzierte Dynamik bei Verwendung gütegeschalteter Laserpulse mit einer Bestrahlung von $0,48 \text{ J/cm}^2$. Der Wasserfilm bildet nach $500 \mu\text{s}$ eine konische Form aus und zeigt erste Ansätze, sich am oberen Rand zu schließen. Durch das Zurückschwingen der Kavität wird ein Jet erzeugt, von dessen Enden sich nach 11 ms ein großer Wassertropfen ablöst.

5.2.3 Rückstoßdynamik bei einer Bestrahlung von $0,6 \text{ J/cm}^2$

Bei einer Bestrahlung von $0,60 \text{ J/cm}^2$ (Abbildung 5.8) tritt bei der Verwendung gütegeschalteter Laserpulse erstmals ein nach unten gerichteter Jet auf, der infolge des Schließens des Wasserfilms entstanden ist.

Nach $300 \mu\text{s}$ ist bereits ein Wasserfilm mit einer Höhe von $1,5 \text{ mm}$ entstanden. Nach $600 \mu\text{s}$ hat er sich an der Oberseite geschlossen, während der untere Teil eine leicht konische Form angenommen hat. Der durch das radiale Zusammenfließen des Wasserfilms entstandene Jet hat nach 900 und $1200 \mu\text{s}$ an Länge gewonnen, während gleichzeitig der durch den Wasserfilm gebildete Kohlkegel flacher geworden ist. Daraus resultiert auch ein nach unten gerichteter Jet, der nach $1,7 \text{ ms}$ knapp unterhalb der Wasseroberfläche im Inneren des Hohlraums

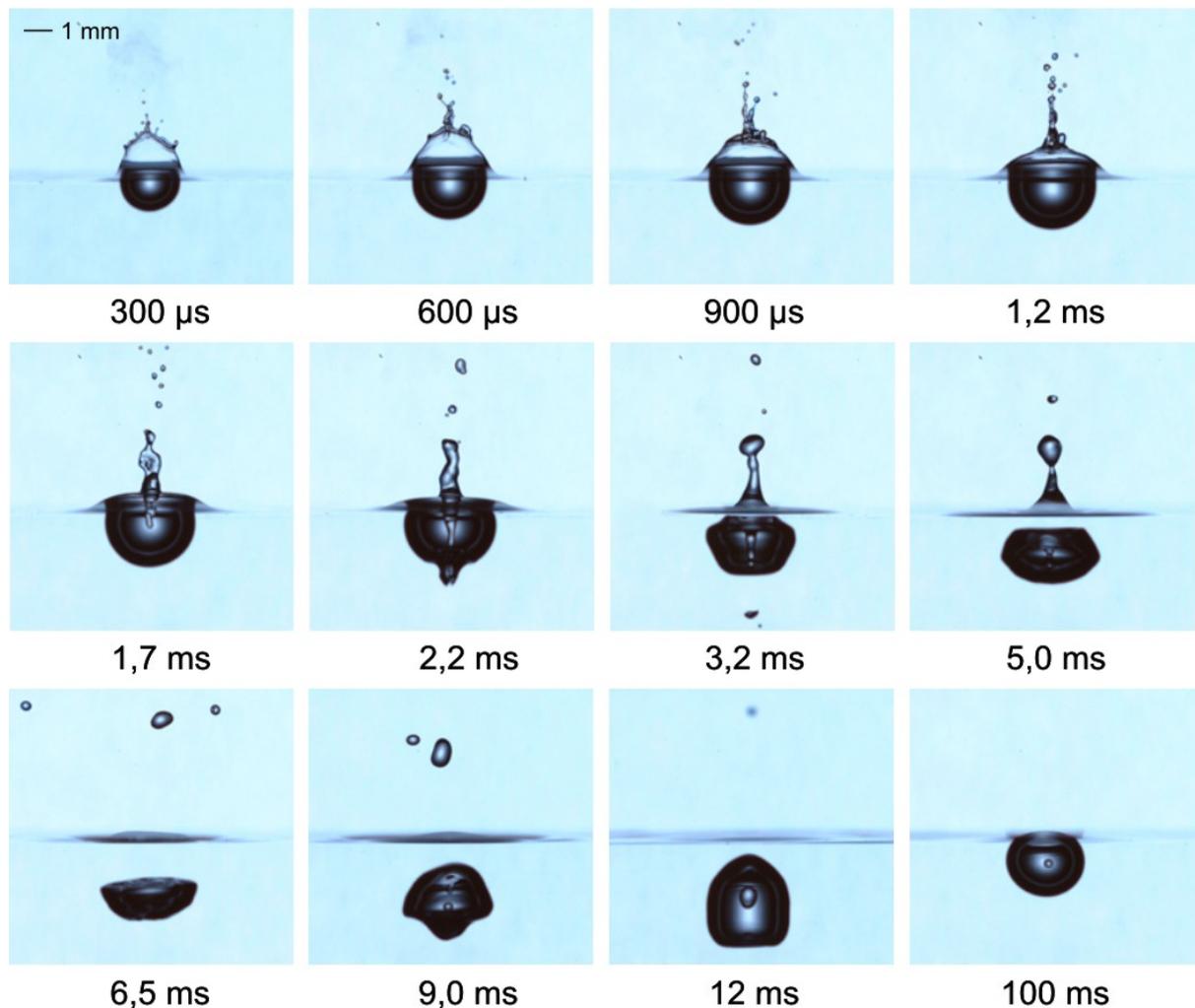


Abbildung 5.8. Rückstoßdynamik bei einer Bestrahlung von $0,60 \text{ J/cm}^2$ mit einem gütegeschalteten Laserpuls. Durch den Kollaps des Wasserfilms entstehen nach oben und unten gerichtete Jets, wobei der nach unten gerichtete Jet die Blasenunterseite durchstößt. Die Blase löst sich zunächst von der Oberfläche ab und steigt anschließend durch ihre Auftriebskraft wieder auf.

mes erscheint und nach $2,2 \text{ ms}$ die Unterseite durchstoßen hat. Zu diesem Zeitpunkt hat der Jet oberhalb der Wasseroberfläche eine Länge von 2 mm erreicht und gegenüber früheren Zeiten deutlich an Durchmesser gewonnen.

Nach $3,2 \text{ ms}$ beginnt sich am oberen Ende des Jets ein Tropfen zu bilden, der nach 5 ms nur noch eine minimale Verbindung zum Stamm des Jets aufweist, während sich dieser bereits ein Stück weit zurückgebildet hat. Auf der Aufnahme nach $6,5 \text{ ms}$ ist oberhalb der Wasseroberfläche nur noch der abgelöste Wassertropfen zu sehen, der sich weiter von der Oberfläche entfernt hat und anschließend nach 9 ms wieder zurückfällt. Der Jet hat sich zu diesem Zeitpunkt vollständig zurückgezogen und bildet eine leichte Oberflächenwelle.

Die Unterseite der Blase wird durch den nach unten gerichteten langsamen Jet kaum weiter nach unten getrieben. Die Blase beginnt zwar nach $3,2 \text{ ms}$, sich von der Wasseroberfläche abzulösen, während in ihrem Inneren noch Reste des Jets zu sehen sind. Durch die Oberflä-

chenspannung ziehen sie sich zu einem Tropfen zusammen, der während der nächsten 100 ms in der Blase zu schweben scheint. Nach 5 ms ist die Blase vollständig von der Oberfläche separiert, die maximale Tiefe der Oberkante beträgt aber nach 6,5 ms lediglich 1 mm. Anschließend taucht die Blase aufgrund ihres Auftriebes wieder langsam auf und findet sich nach 100 ms an der Wasseroberfläche, wo sie teilweise für mehrere Sekunden stabil ist.

5.2.4 Rückstoßdynamik bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$

Der Ablauf der rückstoßinduzierten Dynamik bei $1,40 \text{ J/cm}^2$ ist in Abbildung 5.9 dargestellt. 50 μs nach Ablationsbeginn zeigt sich der bereits bekannte Verlauf aus Entstehung eines Hohlraumes und eines Wasserfilmes sowie dessen radiale Kontraktion. Nach 105 μs hat sich der Wasserfilm geschlossen und aus der radialen Strömung sind zwei nach oben und unten gerichtete Jets entstanden. Der nach unten gerichtete Jet ist als schwarzes Objekt unterhalb der Oberkante des geschlossenen Wasserfilms zu sehen. Der durch den Wasserfilm gebildete Hohlkegel wird dabei immer flacher.

Der nach unten gerichtete Jet durchstößt nach 360 μs die Unterseite der Blase, wodurch diese stark in die Länge gezogen und nach unten beschleunigt wird. Infolge dessen und wegen

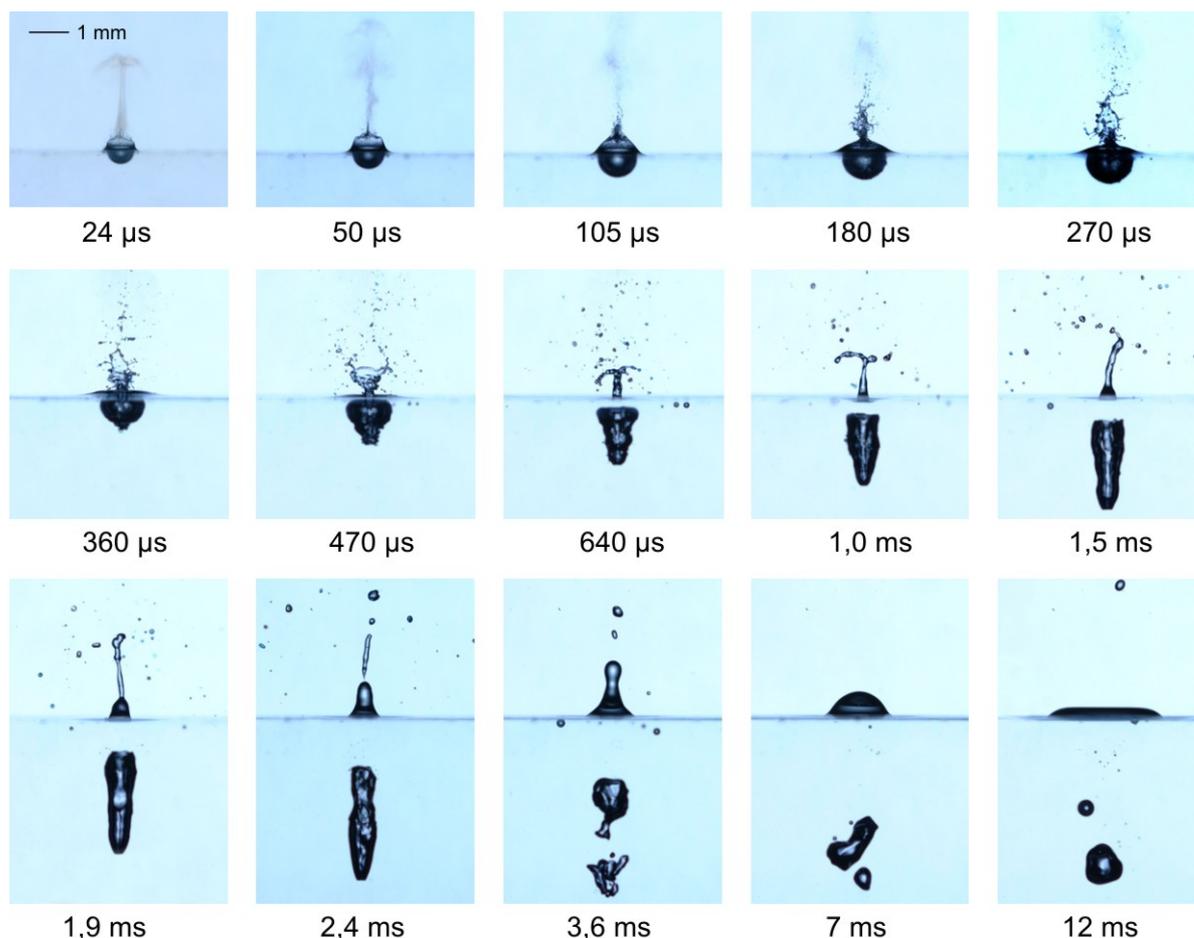


Abbildung 5.9: Rückstoßinduzierte Dynamik bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ und mit gütegeschaltetem Laserpuls. Die Kontraktion des Wasserfilms erfolgt sehr heftiger. Der nach unten gerichtete Jet durchstößt die Unterseite der Blase und zieht diese in die Länge. Anschließend entstehen noch zwei weitere aufwärts gerichtete Jets.

der andauernden radialen Strömung löst sich die Blase nach $640 \mu\text{s}$ von der Wasseroberfläche ab und erreicht nach $2,4 \text{ ms}$ eine maximale Länge von $2,6 \text{ mm}$ bei einem Abstand von $1,1 \text{ mm}$ zur Wasseroberfläche. Nach $3,6 \text{ ms}$ zerfällt sie in einzelne Blasen.

Etwa zeitgleich mit dem Ablösen der Blase nach $640 \mu\text{s}$ entsteht an der Wasseroberfläche ein zweiter Jet, der in den zerfallenden ersten Jet hinein wächst. Dieser zweite Jet erreicht nach $1,5 \text{ ms}$ eine maximale Länge von etwa $1,2 \text{ mm}$. Zu diesem Zeitpunkt erscheint an der Oberfläche ein dritter, wesentlich dickerer Jet, an dessen Spitze Jet 2 weiter existiert und sich aufwärts bewegt. Allerdings beginnt Jet 2 nach $1,9 \text{ ms}$, in einzelne Bestandteile zu zerfallen, so dass nach $3,6 \text{ ms}$ nur noch wenige Tropfen übrig sind. Zeitgleich erreicht Jet 3 seine maximale Höhe von $1,3 \text{ mm}$, bevor auch er sich zurückbildet und als Oberflächenwelle ausbreitet. Die Reste der abgelösten Blase erscheinen zu diesem Zeitpunkt im Abstand von etwa 3 mm unter der Wasseroberfläche.

Bei dieser Bestrahlung ist die rückstoßinduzierte Strömung so schnell, dass ein sehr starker nach unten gerichteter Jet entsteht. Die Blase unter der Wasseroberfläche wird sehr stark in die Länge gezogen und löst sich von der Wasseroberfläche ab. Neben dem ersten aufwärts gerichteten Jet entstehen noch zwei weitere nach oben gerichtete Jets.

5.2.5 Rückstoßdynamik bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}$

Aufgrund der extrem hohen Geschwindigkeit der Ablationswolke bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ erfolgt der rückstoßinduzierte Materialauswurf hier mit besonderer Ausprägung und wird deshalb ausführlich in drei Bildserien in den Abbildungen 5.10 bis 5.12 dokumentiert.

Der rückstoßinduzierte Materialauswurf ist bereits nach 920 ns zu sehen und beginnt demnach noch in der Phase des primären Materialauswurfes (Abbildung 5.10). Man erkennt deutlich die äußere und innere Stoßwelle, die Ablationswolke sowie die Wassertröpfchen im oberflächennahen Bereich der Wolke (siehe Kapitel 4). Unter der Wasseroberfläche befindet sich bereits eine ausgeprägte Einbuchtung. Nach $13 \mu\text{s}$ hat sich diese Blase deutlich ausgedehnt und der Wasserfilm an der Oberfläche eine Höhe von 2 mm erreicht. Der rückstoßinduzierte Materialauswurf in Form von Wasserfilm und Tropfen umfasst ein deutlich größeres Flüssigkeitsvolumen als der primäre Materialauswurf. Die Tropfen bilden nach $19 \mu\text{s}$ ein dichtes Spray oberhalb des zylindrischen Wasserfilms. Nach $13 \mu\text{s}$ beginnt eine Kontraktion an der Oberseite des Zylinders, durch die er sich in einen Hohlkegel verwandelt. Nach $26 \mu\text{s}$ hat sich die Kegelspitze geschlossen, und ein schneller, massiver Flüssigkeitsstrahl entsteht, der nach $38 \mu\text{s}$ seine maximale Höhe von $5,5 \text{ mm}$ erreicht. Danach beginnt der Jet durch Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten zu zerfallen. Nach $38 \mu\text{s}$ wird erstmals auch der aus der radialen Strömung resultierende nach unten gerichtete Jet sichtbar.

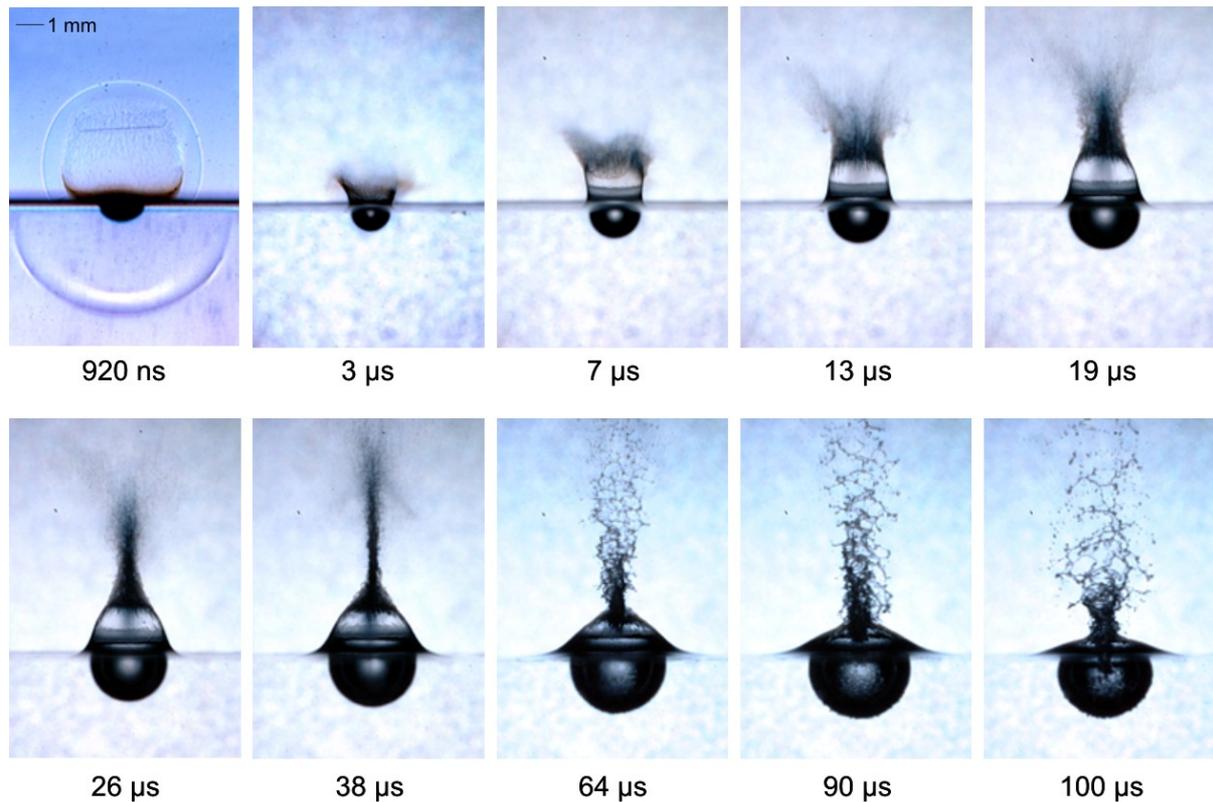


Abbildung 5.10. Anfangsphase der rückstoßinduzierten Dynamik bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ mit einem gütegeschalteten Laserpuls. Bereits nach wenigen Mikrosekunden entsteht ein hemisphärischer Hohlraum unter der Wasseroberfläche. Der Wasserfilm hat sich nach etwa 38 µs geschlossen und es entstehen sehr schnelle nach oben und unten gerichtete Jets.

Die hemisphärische Blase unter der Wasseroberfläche erreicht nach etwa 90 µs ihre maximale Ausdehnung von $2,3 \text{ mm}$, kurz bevor der untere Jet nach 100 µs die Blasenunterseite durchstößt. Zu diesem Zeitpunkt erscheinen die Ränder der Blase nicht mehr glatt, sondern weisen eine gewisse Rauigkeit auf. Des Weiteren ist zu erkennen, dass der Mittelpunkt der Blase unterhalb der Wasseroberfläche liegt. Auch ohne den Einfluss des Jets hat der Prozess der Ablösens von der Wasseroberfläche begonnen. Dies zeigt auch die nächste Aufnahme nach 140 µs in Abbildung 5.11, in der sich an der Oberfläche eine deutliche Einschnürung der Blase gebildet hat. Zu dieser Zeit ist der erste entstandene Jet bereits in Tröpfchen zerfallen. Im weiteren Verlauf zieht der untere Teil des Jets die Blase in die Länge und beschleunigt so den Ablöseprozess von der Wasseroberfläche, der nach 320 ms beendet ist.

Nach etwa 200 µs tritt ein zweiter Jet auf, der in den zerfallenden ersten Jet hinein wächst und nach etwa 320 µs eine fächerförmige Form angenommen hat. Zusätzlich erkennt man nach 380 µs und etwas deutlicher nach 440 µs unmittelbar an der Wasseroberfläche die Entstehung eines dritten Jets, an dessen Spitze Jet 2 weiter existiert. Die Aufnahme nach 750 µs zeigt sehr deutlich den dritten Jet mit einer Höhe von bereits etwa 2 mm , an deren Spitze die Reste des kollabierenden zweiten Jets anschließen. Nach 1 ms löst sich der zerfallende zweite Jet von dem langsam weiter wachsenden dritten Jet ab (Abbildung 5.12). Dabei behält

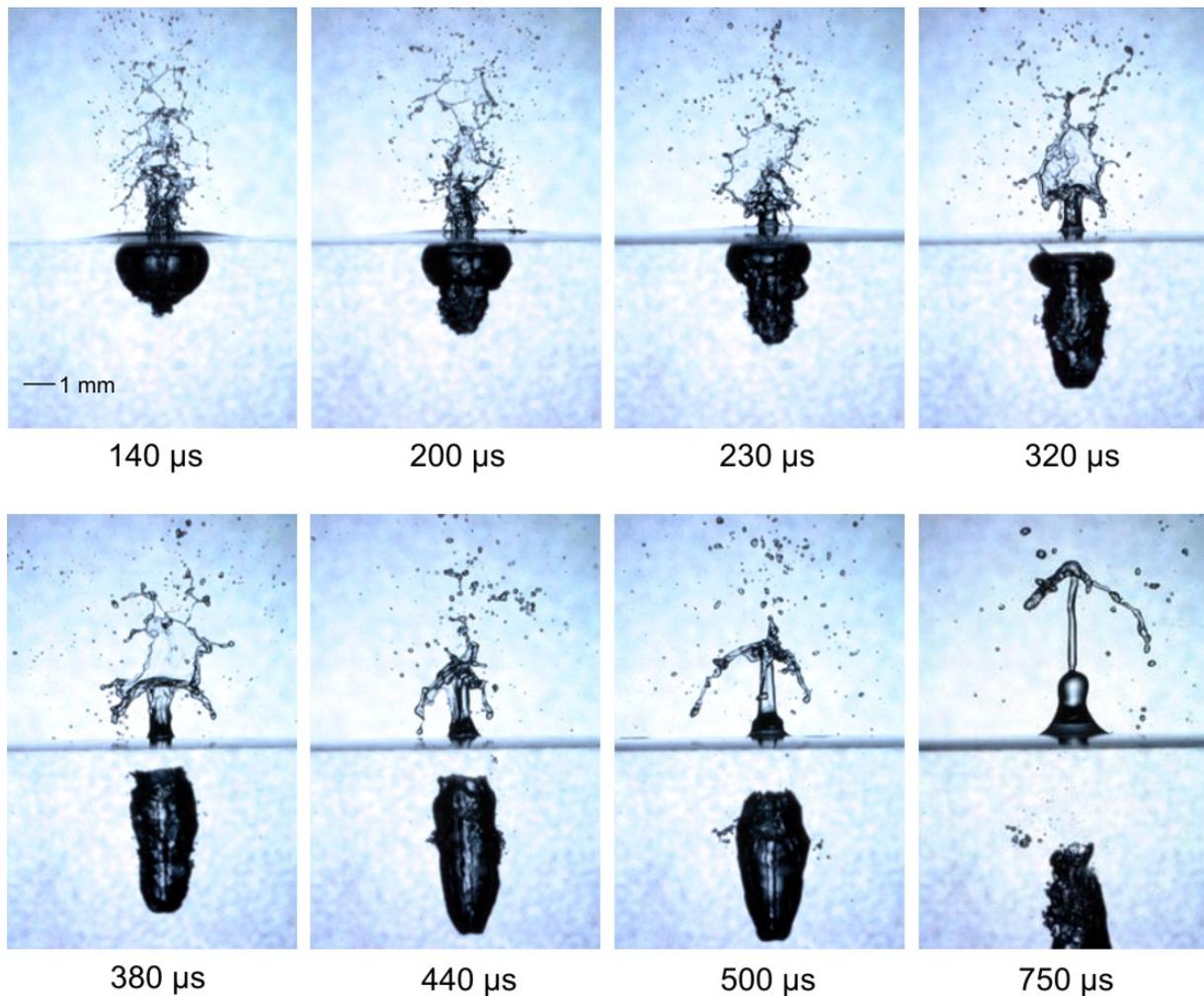


Abbildung 5.11. Mittlere Phase der rückstoßinduzierten Dynamik bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ mit gütegeschalteten Laserpulsen. Der nach unten gerichtete Teil des Jets durchstößt die Unterseite der Blase mit großer Wucht und zieht diese in die Länge. Nach etwa $200 \mu\text{s}$ entsteht ein zweiter und nach $380 \mu\text{s}$ sogar ein dritter aufwärts gerichteter Jet, an dessen Spitze Jet 2 weiter existiert. Später beginnt Jet 2 zu zerfallen.

Jet 2 sowohl hier als auch während des weitem Zerfalls nach $1,5 \text{ ms}$ seine ursprüngliche Form bei, die sich sogar noch in der Anordnung der Wassertropfen nach 3 ms erkennen lässt.

Nach 3 ms beginnt sich an der Spitze von Jet 3 ein Wassertropfen abzuschnüren, der sich nach $4,4 \text{ ms}$ vollständig abgelöst und von dem Jet entfernt hat. Zu diesem Zeitpunkt erreicht Jet 2 seine maximale Höhe von $6,6 \text{ mm}$. Danach bekommt die vorher glatte Struktur nach 6 ms Riefen und zerfällt anschließend. Dabei entsteht etwa 1 mm oberhalb der Wasseroberfläche eine sehr starke Einschnürung oberhalb eines kegelförmigen Rumpfes der Wassersäule. Während dieser Kegel auseinander fließt und nach 18 ms eine Oberflächenwelle bildet, zerfällt der Jet 3 in einzelne Wassertropfen. Nach 270 ms erkennt man noch einzelne herabfallende Tropfen in der Luft sowie die auseinanderfließende Oberflächenwelle.

Die Blase unter der Wasseroberfläche taucht in den Aufnahmen in Abbildung 5.12 weiter ab und beginnt nach $4,4 \text{ ms}$ in einer Tiefe von 9 mm in einzelne Bläschen zu zerfallen. Diese

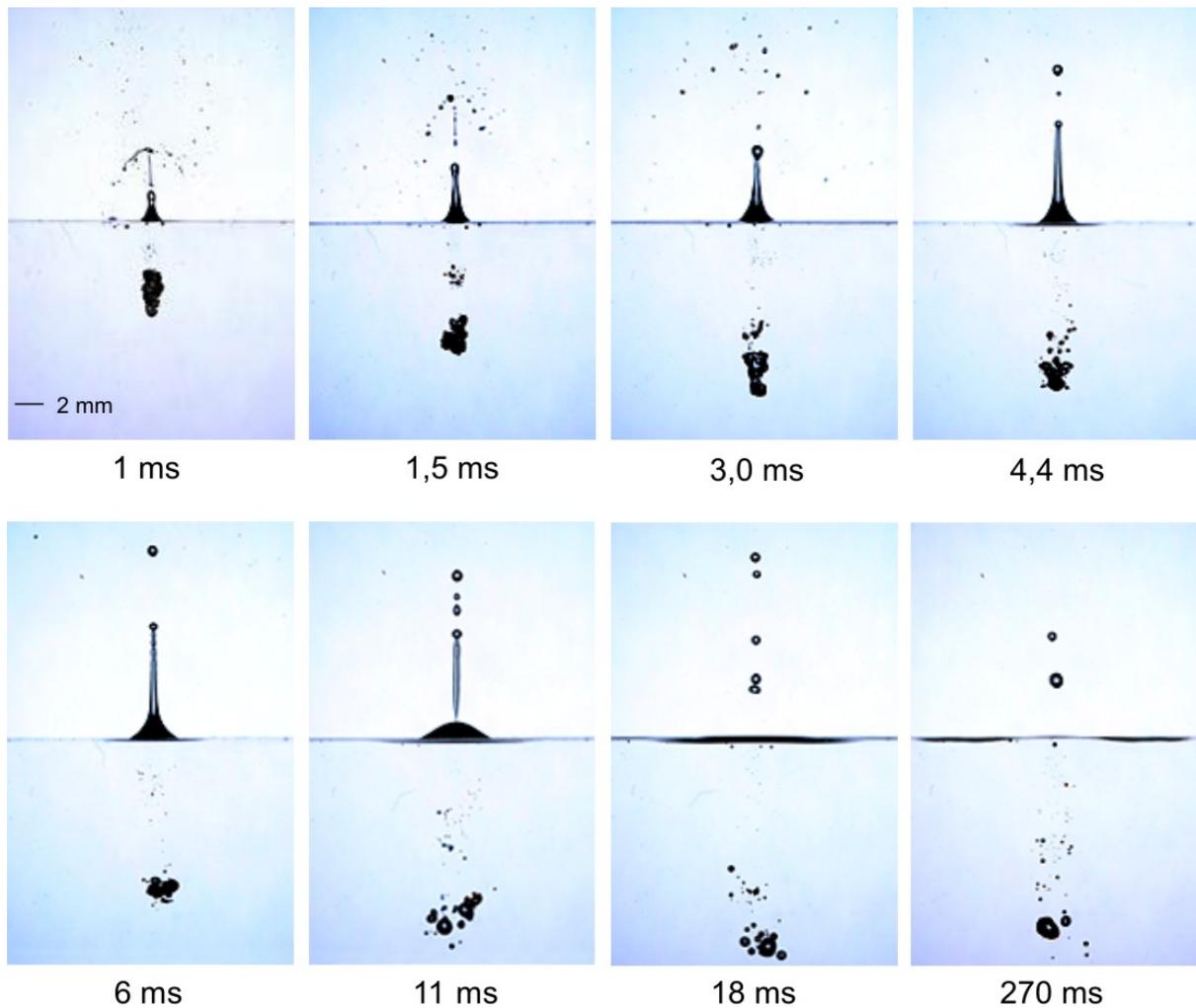


Abbildung 5.12. Endphase der rückstoßinduzierten Dynamik bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}$ mit gütegeschalteten Laserpulsen. Man erkennt nach 1 ms und $1,5 \text{ ms}$ den Zerfall von Jet 2. Anschließend wächst Jet 3 zunächst weiter und zerfällt nach 11 ms ebenfalls in einzelne Tröpfchen.

setzen den Weg in die Tiefe bis hinab zu 17 mm fort, bevor sie aufgrund ihres Auftriebes nach 270 ms wieder zu steigen beginnen.

Um die komplexe Dynamik zusätzlich zu verdeutlichen, zeigt Abbildung 5.13 die Ortskurven der einzelnen Bestandteile der rückstoßinduzierten Dynamik. Zusätzlich sind in dem Diagramm Kurven eingezeichnet, die an die Punkte angefügt wurden und anhand derer die einzelnen Ausbreitungsgeschwindigkeiten bestimmt wurden (siehe Diskussionsteil, Abschnitt 5.3). Man erkennt in Abbildung 5.13 sehr deutlich das Zusammenspiel der Oberkante des Wasserfilms mit dem ersten Jet und mit der anschließenden Blasendynamik unter der Wasseroberfläche, sowie den Beginn von Jet 2 und Jet 3.

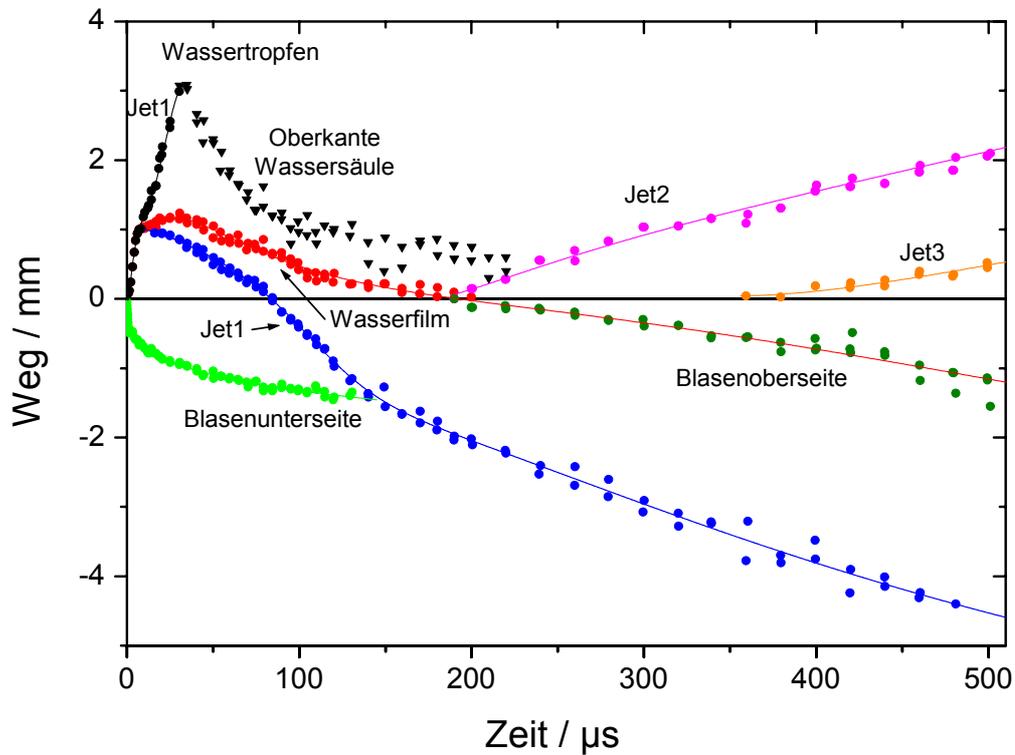


Abbildung 5.13. Ortskurven der einzelnen Bestandteile der rückstoßinduzierten Dynamik bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ mit gütegeschalteten Laserpulsen. Zusätzlich zu den Messpunkten sind in dem Diagramm angefitzte Kurven eingezeichnet, anhand deren die Geschwindigkeit der einzelnen Bestandteile bestimmt wurde (siehe Diskussion)

Bestandteil	Maximalgeschwindigkeit [m/s]
Wasserfilm	240
Blasenunterseite	900
Jet 1 nach oben	100
Jet 1 nach unten	25
Jet 2	8
Jet 3	3

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der Maximalgeschwindigkeiten der Bestandteile der rückstoßinduzierten Dynamik. Zur Definition siehe Abbildung 5.13.

5.3 Diskussion des rückstoßinduzierten Materialauswurfs

Bei der Diskussion der Rückstoßdynamik wird zunächst der Fall der gütegeschalteten Laserpulse behandelt, da hier aufgrund der kürzeren Pulsdauer eine klare Trennung zwischen Energiedeposition und hydrodynamischer Antwort vorliegt und sich diese somit gesondert betrachten lässt. Die Wechselwirkung beider Aspekte wird anschließend im Rahmen der Diskussion der Rückstoßdynamik bei Verwendung freilaufender Laserpulse behandelt.

5.3.1 Rückstoßdynamik bei gütegeschalteten Laserpulsen

Wie bereits in Abschnitt 2.3 dargestellt wurde, ist die Ursache für die gesamte, lang andauernde Dynamik der Rückstoßimpuls des primären Materialauswurfs. Ähnlich wie bei einem auf die Wasseroberfläche auftreffenden Wassertropfen entsteht durch den Rückstoßimpuls eine Einbuchtung, aus der sich eine hemisphärische Blase entwickelt. Die verdrängte Flüssigkeit fließt radial nach außen und wird durch die Kollision mit der umgebenden ruhenden Flüssigkeit an den Rändern des betroffenen Areals nach oben hin umgelenkt. Dadurch bildet sie einen zylindrischen Film, der sich im weiteren Verlauf oben schließt [71]. Eine Skizze dieses Ablaufs findet sich in Abbildung 2.12. Die Entstehung eines Wasserfilms tritt bei allen betrachteten Bestrahlungen mit gütegeschalteten Pulsen auf, das Schließen erfolgt allerdings erst bei Bestrahlungen ab $0,60 \text{ J/cm}^2$ (Abbildung 5.8).

Die anfängliche Expansionsgeschwindigkeit der Blase ist ein geeignetes Kriterium um den Rückstoßimpuls zu charakterisieren. In den Untersuchungen von Engels [71], die zu den prinzipiellen Überlegungen geführt haben, betrug die Aufprallgeschwindigkeit eines aus 20 m Höhe in einem teilevakuieren Rohr herabfallenden Wassertropfens 19 m/s. Dieser Wert kann gleichzeitig als obere Abschätzung der anfänglichen Blasenexpansionsgeschwindigkeit angesehen werden. Sie ist damit wesentlich langsamer als die in Tabelle 5.2 dargestellten Expansionsgeschwindigkeiten, die bei der Ablation mit gütegeschalteten Laserpulsen beobachtet wurden.

Die Geschwindigkeit steigt mit der Bestrahlung an, da infolge der höheren Energiedichte in der Probe und des größeren ausgeworfenen Volumens auch der Rückstoßimpuls des primären Materialauswurfs ansteigt. Bereits bei einer Bestrahlung von $0,24 \text{ J/cm}^2$ beträgt die maxi-

Bestrahlung [J/cm^2]	V_{max} [m/s]
0,24	112
0,48	140
0,60	160
1,40	340
5,40	903

Tabelle 5.2. Anfängliche und damit maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Blasenunterseite bei der Verwendung gütegeschalteter Laserpulse. Bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ beträgt die Maximalgeschwindigkeit 903 m/s.

male Expansionsgeschwindigkeit der Blasenunterseite 112 m/s und liegt damit fast 6 mal höher als die maximal realisierbare Auftreffgeschwindigkeit eines Wassertropfens. Bei 5,40 J/cm² beträgt sie 903 m/s, was dem 2,6-fachen der Schallgeschwindigkeit in Luft und 60% der Schallgeschwindigkeit in Wasser entspricht.

Der gesamte Ablauf des rückstoßinduzierten Materialauswurfes erschließt sich am besten bei der Betrachtung der Dynamik bei einer Bestrahlung von 5,40 J/cm² in Abbildung 5.10 bis 5.12. Hier erfolgt die Blasenexpansion mit einer Anfangsgeschwindigkeit von 903 m/s, der entstehende Wasserfilm wächst mit einer maximalen Geschwindigkeit von 240 m/s, bevor er sich nach 19 μ s in der Mitte des bestrahlten Areals schließt. Die Ursache hierfür liegt zum einen in der Oberflächenspannung des Wasserfilms, doch den größten Anteil hat der Unterdruck innerhalb des Wasserfilms und in der darunter befindlichen Blase, der durch die schnelle Ausdehnung des Blasenvolumens entsteht.

Die Ursache für das Schließen des Wasserfilms wurde zwar bereits 1908 von Worthington vermutet [72], doch erst 2003 durch numerische Simulationen schlüssig durch Mader nachgewiesen [73]. Abbildung 5.14 zeigt das simulierte Auftreffen eines Aluminiumprojektils mit einem Durchmesser von 2,5 mm und einer Geschwindigkeit von 2000 m/s auf eine Wasseroberfläche, wobei in einem Fall (a) der Atmosphärendruck auf 5 bar erhöht und im anderen Fall (b) auf 0,1 bar verringert wurde [73]. Die Ergebnisse dieser Simulation, die durch Experimente von Gault und Sonett verifiziert wurden [128], zeigen sehr deutlich, dass sich der Wasserfilm bei einem Umgebungsdruck von 5 bar rasch schließt und zwei nach oben und

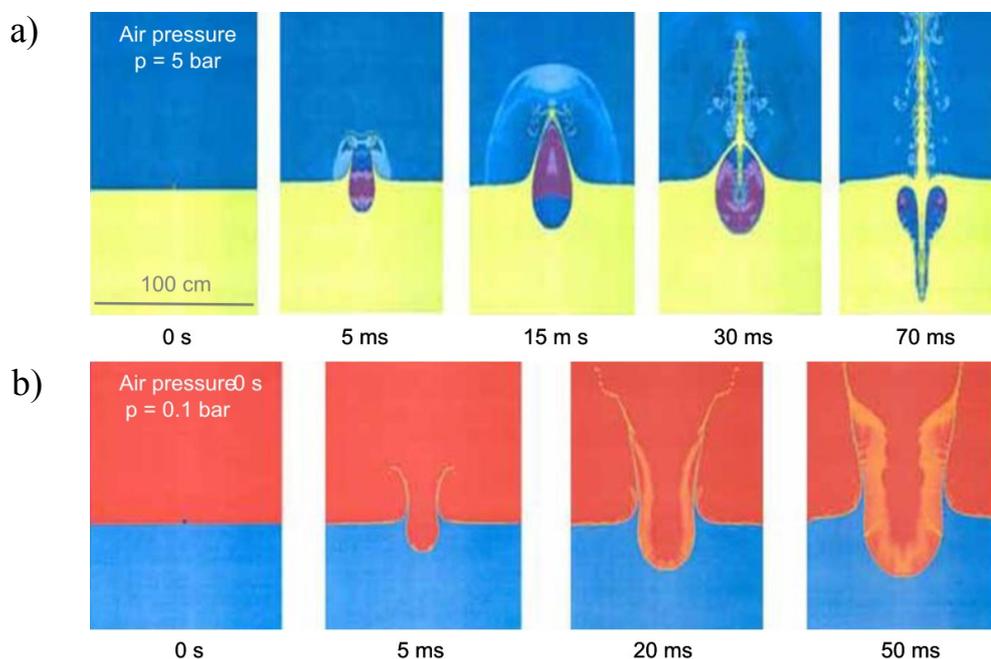


Abbildung 5.14. Simulierter Ablauf der rückstoßinduzierten Dynamik beim Aufprall eines Aluminiumprojektils mit einer Geschwindigkeit von 2000 m/s auf die Wasseroberfläche bei einem Umgebungsdruck von 5 bar (a) und 0,1 bar (b). Im ersten Fall schließt sich der Wasserfilm infolge des Unterdrucks in der Blase, wohingegen sich bei einem verringerten Umgebungsdruck die Wände des Wasserfilms nicht aufeinander zu bewegen. Quelle: [73]

unten gerichtete Jets entstehen. Dieser Ablauf ähnelt der rückstoßinduzierten Dynamik bei der Wasserablation mit gütegeschalteten Laserpulsen bei Normaldruck (Abbildung 5.10). Ein auf 0,1 bar verringerter Druck hingegen hat in der Simulation zur Folge, dass der Wasserfilm zwar eine große Höhe erreicht, die Ränder sich aber nicht aufeinander zu bewegen. Hieraus lässt sich schließen, dass der Unterdruck innerhalb des Hohlraums auch bei der Ablation mit gütegeschalteten Laserpulsen die Ursache für das Schließen des Wasserfilms ist. Bei Bestrahlungen unterhalb von 0,60 J/cm² erfolgt kein Schließen, da hier die Expansion der Blase zu langsam erfolgt, um einen hinreichend großen Unterdruck zu erzielen (Abbildung 5.7).

Aus dem zentralen Zusammenfließen des kegelförmigen Wasserfilms resultiert zunächst ein nach oben gerichteter Jet 1. Wegen des Unterdrucks im nun abgeschlossenen Volumen unterhalb des Hohlkegels, der aufgrund der andauernden Blasenexplosion sogar noch wächst, wird der Flüssigkeitsfilm herabgezogen, und der Hohlkegel wird immer flacher. Dadurch teilt sich die radiale Strömung beim Zusammentreffen in der Kegelachse in eine starke, nach oben gerichtete und eine schwächere nach unten gerichtete axiale Komponente auf, so dass zwei entgegengesetzt gerichtete Jets 1 entstehen (Abbildung 5.10). Der nach unten gerichtete Jet wird daher umso stärker, je größer die horizontale Komponente der radialen Strömung in dem Wasserfilm wird.

Der Zerfall des nach oben gerichteten Jets lässt sich durch die Weber-Zahl We charakterisieren. Diese ist definiert als

$$We = \rho v^2 D / \sigma \quad (5.1)$$

mit ρ : Dichte des Jets, v : Geschwindigkeit, D : Durchmesser sowie σ : Oberflächenspannung und erfasst, dass bei hohen Werten der Einfluss der Oberflächenspannung gegenüber den Trägheitskräften an Einfluss verliert [129]. Die Anfangsgeschwindigkeit des Jets beträgt bei einer Bestrahlung von 5,40 J/cm² etwa 100 m/s und bedingt dadurch eine hohe Weber-Zahl (We). Der Zerfall des Jets erfolgt daher infolge von Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten in Tropfen mit einer Größe deutlich unterhalb des Jet-Durchmessers [130], die durch die Scherschicht des Geschwindigkeitsprofils in den Randbereichen des Jets entstehen [131]. Bei einer geringeren Geschwindigkeit des Jets, wie bei 0,60 J/cm² in Abbildung 5.8, erfolgt aufgrund der resultierenden kleineren Weber-Zahl der Zerfall des Jets in wesentlich größere Tröpfchen.

Der nach unten gerichtete Jet 1 bewegt sich innerhalb der Blase bei einer Bestrahlung von 5,40 J/cm² mit einer Maximalgeschwindigkeit von 25 m/s und durchstößt nach etwa 140 μ s den unteren Rand der Blase, woraufhin die Blasenunterseite sich ausstülpt, beschleunigt und die Blase in die Länge gezogen wird (Abbildung 5.11 bis 5.13). Wenn sich der Hohlkegel vollständig abgeflacht hat, löst sich die Blasenoberseite von der Wasseroberfläche ab und die radiale Strömung umfasst sprunghaft eine größere Flüssigkeitsmenge. Dadurch bildet sich nach etwa 200 μ s Jet 2 (Abbildung 5.11 bis 5.13). Danach kollabiert innerhalb von weiteren 100 μ s der obere Teil der Blase, und nur die durch das Auftreffen des Jets entstandene Ausstülpung bleibt bestehen. Der Kollaps des oberen Blasenteils bewirkt erneut eine radiale Flüssigkeitsströmung und eine Druckerhöhung unterhalb der Wasseroberfläche, durch die sich aus

der radialen Strömung nach etwa $370 \mu\text{s}$ Jet 3 entwickelt. Zur Überprüfung dieser Hypothese wurde die Breite der Blase, die Gesamthöhe und ihre Breite an der Oberfläche anhand der Bildserien ausgewertet und in Abbildung 5.15 zusammen mit den Ortskurven von Jet 2 und 3 aufgetragen. Die Darstellung zeigt, dass Jet 2 durch mit dem Ablösen der Blase von der Oberfläche einhergeht. Das Ablösen wird durch die abnehmende Breite des Blasenhalss erfasst. Jet 3 entsteht durch den Kollaps des oberen Teils der eigentlichen Blase, der durch die Höhe und die Breite der Blase charakterisiert wird.

Die obigen Vorstellungen werden bei Betrachtung von Bildserien, die mit geringerer Bestrahlung erstellt wurden, bestätigt. Bei $0,60 \text{ J/cm}^2$ durchstößt der nach unten gerichtete Jet 1 die Blasenunterseite (Abbildung 5.8), und infolge des sehr langsam verlaufenden Ablösens der Blase von der Wasseroberfläche entsteht nur ein schwach ausgeprägter Jet 2. Da die Blase in der Tiefe nicht kollabiert, entsteht hier auch kein Jet 3. Bei noch geringeren Bestrahlungen von $0,12$ und $0,24 \text{ J/cm}^2$ (Abbildung 5.6 und 5.7) löst sich die Blase überhaupt nicht von der Wasseroberfläche ab, so dass auch kein Jet 2 oder 3 entsteht. Hier beobachtet man lediglich ein Zurückschwingen der ausgelenkten Oberfläche. Dies erzeugt ebenfalls eine Art Jet, aber nicht durch die radiale Strömungskomponente im zusammenfließenden Wasserfilm, sondern durch die radiale Komponente beim Aufwölben der Oberflächeneindellung.

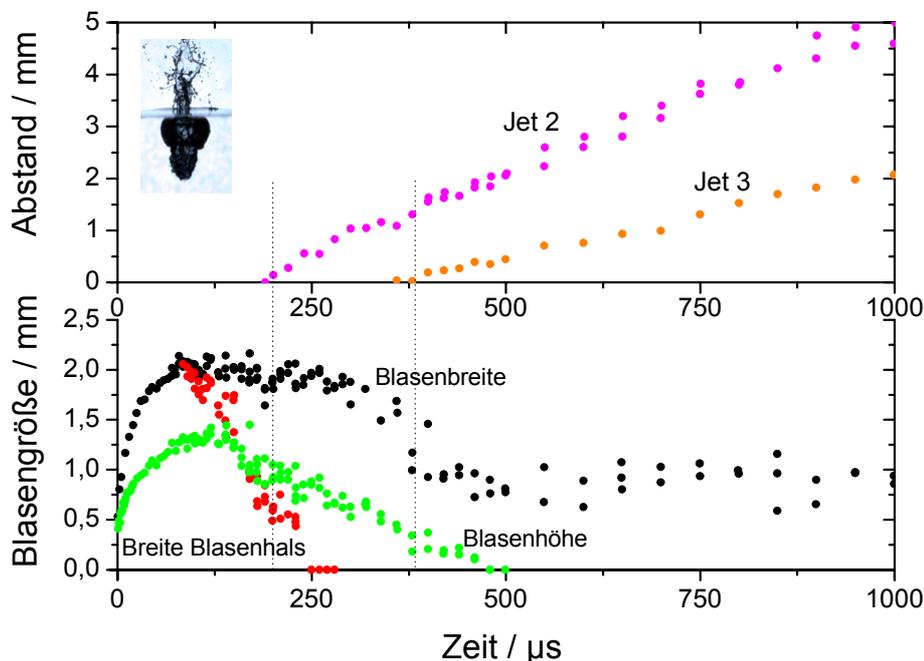


Abbildung 5.15. Expansion von Jet 2 und 3 (oben) sowie Kollaps der Blase bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$. Jet 2 entsteht durch das Ablösen der Blase von der Wasseroberfläche, was durch die Breite des Blasenhalsses charakterisiert wird. Jet 3 hingegen entsteht durch den eigentlichen Blasenkollaps in der Tiefe, der durch die Breite und Höhe der Blase erfasst wird.

Bei QS-Pulsen mit $5,40 \text{ J/cm}^2$ bewegen sich Jet 2 und 3 mit maximal 8, bzw. 3 m/s. Sie sind damit deutlich langsamer als Jet 1. Dies hat eine deutlich geringere Weber-Nummer zur Folge, die besagt, dass in diesem Fall der Einfluss der Oberflächenspannung wesentlich größer ist und die Jets infolge von Rayleigh-Instabilitäten in sehr viel größere Fragmente zerfallen, als es bei Jet 1 der Fall gewesen ist (Abbildung 5.12) [130]. Bei Rayleigh-Instabilitäten werden infinitesimale Störungen der Jet-Oberfläche infolge der Oberflächenspannung verstärkt und breiten sich entlang des Jets aus, der dadurch in einzelne große Tropfen zerfällt [132-134]. Die Jetströmung ist so schnell, dass sich der gesamte Jet von der Wasseroberfläche ablöst, ehe er in einzelne Tropfen zerfällt. Bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ (Abbildung 5.9) ist der Jet 3 deutlich kürzer und dicker als bei $5,40 \text{ J/cm}^2$. Hierdurch machen sich Störungen in der Oberflächenstruktur weniger stark bemerkbar und es erfolgt kein Zerfall in einzelne Tropfen, der Jet fließt als ganzes zurück und bildet eine Oberflächenwelle.

5.3.2 Rückstoßdynamik mit freilaufenden Laserpulsen

Der grundsätzliche Unterschied bei der Rückstoßdynamik mit freilaufenden im Gegensatz zu gütegeschalteten Laserpulsen besteht darin, dass die Rückstoßeffekte bereits während der Energiedeposition durch den Laserpuls auftreten. Der Einfluss dieser Überlagerung macht sich insbesondere bei einer Bestrahlung von 100 J/cm^2 bemerkbar (Abbildung 5.4).

Die Ursache für den sekundären Materialauswurf ist wie bei der Verwendung von gütegeschalteten Laserpulsen die Entstehung einer Einbuchtung der Wasseroberfläche infolge des Rückstoßes des primären Materialauswurfes. Die daraus resultierenden maximalen Expansionsgeschwindigkeiten der Blase, die als Maß für die Heftigkeit des Prozesses angesehen werden können, sind in Tabelle 5.3 zusammengestellt.

Die erreichten Geschwindigkeiten sind deutlich niedriger als bei gütegeschalteten Laserpulsen (vgl. Tabelle 5.2). Selbst bei einer Bestrahlung von 100 J/cm^2 , die fast 20mal höher ist als die maximale Bestrahlung mit gütegeschalteten Laserpulsen von $5,4 \text{ J/cm}^2$, ist die Expansionsgeschwindigkeit der Blase mit $57,3 \text{ m/s}$ 16mal geringer, was aber immer noch dem dreifachen der maximalen Aufprallgeschwindigkeit eines Wassertropfens entspricht [71].

Bei der geringsten betrachteten Bestrahlung von 2 J/cm^2 (Abbildung 5.1) ist die Eindel-

Bestrahlung [J/cm^2]	V_{max} [m/s]
2,0	2,6
4,6	5,2
20	15,3
100	57,3

Tabelle 5.3. Maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Blasenunterseite bei der Verwendung freilaufender Laserpulse. Selbst bei einer Bestrahlung von 100 J/cm^2 beträgt die Expansionsgeschwindigkeit lediglich $57,3 \text{ m/s}$ und ist damit 16 mal geringer als bei der Ablation mit gütegeschalteten Laserpulsen und einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$.

lung der Wasseroberfläche so schwach, dass sich noch kein Wasserfilm an der Oberfläche ausbilden kann, sondern lediglich zum Zeitpunkt der maximalen Blasenausdehnung nach 12 ms eine flache Oberflächenwelle entsteht. Die geringe Expansionsgeschwindigkeit der Blase hat zur Folge, dass erst bei einer Bestrahlung von $4,6 \text{ J/cm}^2$ eine schwach ausgeprägte ringförmige Aufwerfung entsteht (Abbildung 5.2). Erst bei einer Bestrahlung von 20 J/cm^2 entsteht ein zylindrischer Wasserfilm, der hoch genug ist, um sich infolge des Unterdrucks im Blaseninneren zu schließen (Abbildung 5.3). Hieraus resultieren nach etwa 3 ms die nach oben und unten gerichteten Jets. Der nach oben gerichtete Jet zerfällt aufgrund seiner relativ geringen Geschwindigkeit und der damit verbundenen niedrigen Weber-Nummer in Folge von Taylor-Instabilitäten in verhältnismäßig große Tropfen [130].

Ein deutlich abweichendes Verhalten zeigt sich bei der Blasenexpansion mit einer Bestrahlung von 100 J/cm^2 in Abbildung 5.4. Aufgrund der großen deponierten Energiemenge entsteht während des $200 \mu\text{s}$ langen Laserpulses eine Blase mit einer Länge von fast 9 mm. Anders als bei der Ablation mit gütegeschalteten Pulsen und mit freilaufenden Pulsen geringer Bestrahlung schließen sich Wasserfilm und Wasseroberfläche bereits am Ende des Laserpulses nach etwa $200 \mu\text{s}$. Diese Besonderheit resultiert aus der Kombination von relativ langer Pulsdauer und hoher Bestrahlung. Durch die größere Bestrahlungsstärke wird eine relativ hohe Energiedichte erzeugt, die eine Dampfexplosion bewirkt (Abschnitt 2.2.7), welche ihrerseits eine starke externe Stoßwelle (Abschnitt 2.4.5) und einen hohen Rückstoßdruck zur Folge haben (2.4.7). Der hohe Rückstoßdruck führt dazu, dass die laserinduzierte Blase bereits während des Laserpulses über den Gleichgewichtspunkt hinausschwingt, bei dem Blaseninnendruck und hydrostatischer Druck gleich groß sind. Durch den einsetzenden Unterdruck in der Blase schließen sich Wasserfilm und Wasseroberfläche. Das Ablösen der Blase beginnt noch während des Laserpulses, so dass diese nicht mit Luft, sondern mit heißem Wasserdampf gefüllt ist, der an der Blaseninnenwand kondensiert, sobald er von der noch andauernden Laserbestrahlung abgeschnitten ist. Der Kondensationsprozess beginnt an der Blasenoberseite, wo die umgebende Flüssigkeit kälter ist als an der Unterseite, die kurz zuvor noch vom Laserlicht bestrahlt wurde. Durch die Kondensation des Blaseninhalts baut sich rasch ein starker Unterdruck auf, der zu einem sehr heftigen Blasen kollaps führt – viel heftiger als in den Fällen, in denen die Blase vorwiegend aus Luft bestand. Zum Zeitpunkt des Verschwindens der Blase im Kollaps ist die kinetische Energie der Strömung sehr groß. Das mündet aufgrund der Asymmetrie der Randbedingungen in einen nach oben gerichteten Jet. Die radiale, parallel zur Wasseroberfläche gerichtete Komponente der Strömung beim Blasen kollaps fließt unter dem Zentrum der Ablationsfläche zusammen und kann von dort nur nach oben abfließen. Hierdurch entsteht der nach 2 ms sichtbar werdende sehr heftige und massereiche nach oben gerichtete zweite Jet.

Das unterschiedliche Verhalten der Blase unter der Wasseroberfläche bewirkt wie schon bei der Verwendung von gütegeschalteten Laserpulsen eine ausgeprägte Abhängigkeit des sekundären Materialauswurfs von der Bestrahlung. Während die schwache Auslenkung der Wasseroberfläche bei einer Bestrahlung von $2,0 \text{ J/cm}^2$ lediglich ein leichtes Überschwingen nach etwa 36 ms zur Folge hat (Abbildung 5.1), erfolgt das Zurückschwingen der Blasenunterseite bei $4,6 \text{ J/cm}^2$ hinreichend schnell, um einen Jet über der Wasseroberfläche zu erzeu-

gen, an dessen Spitze sich nach 30 ms durch den Einfluss der Oberflächenspannung ein Wassertropfen ablöst (Abbildung 5.2).

Bei 20 J/cm^2 durchstößt der nach unten gerichtete Jet nach 10 ms die Blasenunterseite, zieht diese in die Länge und verhindert so ihr Zurückschwingen (Abbildung 5.3). Stattdessen kollabiert zunächst der Blasen Hals und es entsteht so ein zweiter, nach oben gerichteter Jet, ähnlich wie bei der Verwendung von gütegeschalteten Pulsen. Jet 2 ist nur sehr schwach ausgeprägt, da sich die Blase nicht weit von der Wasseroberfläche entfernt. Bereits während der Lebensdauer des nach unten gerichteten Jets 1 steigt die gesamte Blase in Folge von Auftriebskräften zur Oberfläche auf und erreicht diese nach 50 ms, wo sie auch nach 160 ms noch existiert. Das Ausbleiben des Blasen kollapses verhindert die Entstehung von Jet 3. Dies stützt die in Abschnitt 5.3.1 formulierte These, dass Jet 3 durch eben diesen Blasen kollaps hervorgerufen wird (Abbildung 5.15).

Bei einer auf 100 J/cm^2 erhöhten Bestrahlung erfolgt ein sehr ausgeprägter Kollaps des Blasen Halses bereits gegen Ende des Laserpulses nach etwa $200 \mu\text{s}$. Der Blasen kollaps wird, wie oben beschrieben, durch die Kondensation des eingeschlossenen Wasserdampfes stark beschleunigt. Aus dem heftigen Kollaps resultiert ein sehr ausgeprägter Jet 3, der eine Länge von mehr als 15 mm erreicht und anschließend, wie bereits bei gütegeschalteten Laserpulsen beobachtet, in Folge von Rayleigh-Instabilitäten in große Tropfen zerfällt. Wegen der Kondensation des Blaseninhalts steigen im Anschluss an den Kollaps nur sehr wenige Gasbläschen zur Oberfläche auf.

Die Betrachtung der Rückstoßdynamik mit freilaufenden Laserpulsen zeigt, dass hier generell sehr ähnliche Effekte auftreten wie bei gütegeschalteten Laserpulsen (Abschnitt 5.3.1). Allerdings sind bei freilaufenden Laserpulsen deutlich höhere Bestrahlungen erforderlich sind, um eine äquivalente Dynamik wie mit gütegeschalteten Laserpulsen hervor zu rufen. So ähnelt die Dynamik bei freilaufend $4,6 \text{ J/cm}^2$ der bei gütegeschaltet $0,24 \text{ J/cm}^2$, was einem Faktor von 19,1 entspricht. Bei freilaufenden Laserpulsen mit großer Bestrahlung (100 J/cm^2) bewirkt die Tatsache, dass Rückstoße effekte bereits während des Laserpulses auftreten, zudem einige deutliche Veränderungen gegenüber der Rückstoßdynamik bei gütegeschalteten Laserpulsen.

Generell ist sowohl bei Verwendung gütegeschalteter wie auch freilaufender Laserpulse die durch den sekundären Materialauswurf ausgeworfene Masse größer als die direkt abladierete. Der experimentelle Nachweis des massiven rückstoßinduzierten Materialauswurfs leistet einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der Infrarot-Photoablation. Keines der in Abschnitt 1.5 vorgestellten Modelle berücksichtigt den großen Einfluss des Rückstoßes auf die Ablationseffizienz, wobei gleichzeitig die Präzision der laserinduzierten Abtragung verringert wird. Ein vollständiges Modell muss daher zwangsläufig diese Aspekte berücksichtigen.

6 Photoakustische Messungen durch Deflektometrie

Das photoakustische Messverfahren der optischen Deflektometrie ermöglicht es, den Druckverlauf im Bereich der Stoßwelle mit sehr hoher Zeitauflösung und Bandbreite zu erfassen (Abschnitt 3.4). Die Detektion erfolgt über einen parallel zur Oberfläche geführten Laserstrahl und erfordert keinerlei Bauelemente in der unmittelbaren Umgebung der Probe. Auf diese Weise kann die Messung in beliebig geringem Abstand vorgenommen werden, ohne dabei Teile der Messapparatur durch den abladierenden Laser oder die Ablationsbestandteile zu zerstören. Dies ist insbesondere bei der gepulsten Ablation von Vorteil, bei der die hohen Leistungsdichten des Laserpulses und die extrem schnell expandierenden Ablationsprodukte eine große Gefahr für einen in der Nähe befindlichen Sensor darstellen.

Trotz der offenkundigen Vorteile ist das Verfahren in der praktischen Anwendung nicht unproblematisch. Der in Abschnitt 3.4 hergeleitete Zusammenhang zwischen dem Fotodiodensignale und dem Brechungsindex, demzufolge sich dessen Verlauf aus dem Integral des Fotodiodensignals ergibt, gilt streng genommen nur für den Durchgang einer ebenen Welle. Da es sich bei der externen Stoßwelle um eine sphärische Welle handelt und der Teststrahl beim Erfassen der nachfolgenden Objekte in der Ablationswolke immer auch die Stoßwelle durchlaufen muss, sind die in diesem Kapitel präsentierten Daten nur von semi-quantitativer Natur. Zusätzlich erschwert der Einfluss der turbulenten Ablationswolke die Interpretation der Messergebnisse, da innerhalb der Wolke ebenfalls eine nicht zu quantifizierende Ablenkung des Teststrahls auftritt.

Die gemessenen Anstiegszeiten der externen Stoßwelle können hingegen als gesichert gelten, da die Messapparatur so dimensioniert wurde, dass der erste Kontakt von Stoßwelle und Teststrahl im Teststrahlfokus erfolgt, so dass die Randbereiche keinen störenden Einfluss haben (Abschnitt 3.4). Die Herleitung eines quantitativen Zusammenhangs zwischen Stoßwelle und Deflektometriesignal wird durch die gekrümmte Form der Stoßfront stark erschwert. Bei kleinem Abstand von der Probenoberfläche ist der Druck sehr hoch, aber die Laufstrecke des Detektionslaserstrahls im Bereich des Brechungsindexgradienten größer. Hierdurch kann die Abnahme des Signals durch den Druckabfall bei sphärischer Ausbreitung kompensiert oder sogar überkompensiert werden. Aufgrund dieser Komplikationen wird in diesem Abschnitt kein Versuch unternommen, aus dem Deflektometriesignal den Stoßwellendruck zu berechnen.

Obgleich die gemessenen Druckverläufe teilweise qualitativer Natur sind, ermöglicht es die optische Deflektometrie dennoch, Daten über den Druckverlauf im Bereich der Stoßwelle und der nachfolgenden Kontaktfront in der Anfangsphase der Ablationsdynamik zu erfassen, die mit anderen Messmethoden nicht zugänglich gewesen wären.

6.1 Vergleich der Deflektometriesignale mit der fotografischen Darstellung

Die Interpretation der Deflektometriemessung wird erschwert durch den Vorgang der Integralbildung, die kleine Ausschläge des primären Signals nur schwach wiedergibt, sowie durch die oben geschilderten Einschränkungen der Messmethode für den hier vorliegenden Fall eines hemisphärischen Untersuchungsobjektes. Aus diesem Grund wird hier anhand eines Beispiels zunächst das Zustandekommen der Signalbestandteile und die Zuordnung zu Teilen der Stoßfront bzw. der Ablationswolke diskutiert. Beim Vergleich von Deflektometriesignalen und

kurzzeitfotografischen Aufnahmen in Kapitel 4 ist zu beachten, dass dieser nicht anhand eines einzelnen Bildes möglich ist, sondern dass jeweils eine Aufnahme betrachtet werden muss, die dem jeweiligen Zeitpunkt des auftretenden Signals entspricht.

Abbildung 6.1 zeigt in Bildteil a) die Summe und die Differenz der beiden Fotodiodensektoren, die zur Messung herangezogen wurden, sowie in Bildteil b) den anhand des integrierten Differenzsignals ermittelten Verlauf des Brechungsindex, der im Bereich der Stoßwelle proportional zum Druck ist. Die Messung wurde bei der Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ im Abstand von $1100 \text{ }\mu\text{m}$ vorgenommen. Bei diesen Parametern wird die Charakteristik der Messtechnik besonders gut deutlich. Der zeitlich Nullpunkt entspricht dabei dem Beginn des Laserpulses. Um den Vergleich mit den Bildserien zu erleichtern, sind in Abbildung 6.2 repräsentative Hoffman-Aufnahmen der Ablationsdynamik bei ebenfalls $1,40 \text{ J/cm}^2$ dargestellt ist, in denen jeweils die Strahltille des Teststrahls im hier verwendeten Abstand von $1100 \text{ }\mu\text{m}$ eingezeichnet ist. Ein Deflektometriesignal, welches zum Zeitpunkt $t = 1 \text{ }\mu\text{s}$ auftritt, erfordert dementsprechend den Vergleich mit einer Aufnahme nach ebenfalls $t = 1 \text{ }\mu\text{s}$ am Ort des Teststrahls.

Die Aufnahme nach 810 ns in Abbildung 6.2 zeigt erstmals eine Interaktion der Ablationsprodukte mit dem Teststrahl. Die Stoßwelle hat zu diesem Zeitpunkt die Strahltille bereits passiert, wohingegen die Kontaktfront noch nicht in diesen Bereich gelangt ist. Die beiden positiven Signale des Differenzsignals in Abbildung 6.1 treten nach 750 und 850 ns auf, also 60 ns vor und 40 ns nach der gezeigten Aufnahme auf. Damit lassen sie sich eindeutig der Stoßfront (erstes Signal) und der Kontaktfront (zweites Signal) zuordnen. Die beiden negativen Signale nach $1,1$ und $4,2 \text{ }\mu\text{s}$ werden durch die innere Stoßwelle verursacht. Dabei ist zu beachten, dass die innere Stoßwelle von der ortsfesten Messung zweimal vor der Reflektion erfasst wird. Die erste Strahlablenkung erfolgt, während die innere Stoßwelle sich zusammen mit der Ablationswolke von der Oberfläche entfernt, wohingegen das zweite Signal nach $4,2 \text{ }\mu\text{s}$ entsteht, wenn sich die Stoßwelle innerhalb der langsamer gewordenen Wolke in Richtung der Oberfläche bewegt. Diese Zuordnung lässt sich ebenfalls durch den Vergleich mit der gezeigten Bildserie verifizieren. Die Aufnahme nach $1,3 \text{ }\mu\text{s}$ zeigt, dass die innere Stoßwelle zu diesem Zeitpunkt die Strahltille bereits um etwa $100 \text{ }\mu\text{m}$ passiert hat. Nach $3,5 \text{ }\mu\text{s}$ befindet sich die

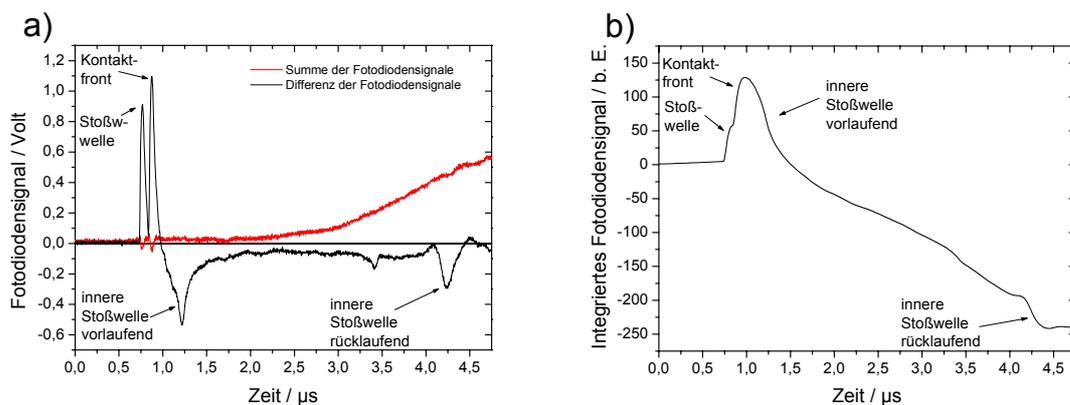


Abbildung 6.1. Zuordnung der Signalbestandteile bei der optischen Deflektometrie am Beispiel einer Messung bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$. Der Teststrahl befand sich im Abstand von $1100 \text{ }\mu\text{m}$ von der Wasseroberfläche. Darstellung a) zeigt das Summen- und das Differenz-Signal, Darstellung b) das integrierte Differenzsignal. Die einzelnen Signalbestandteile sind jeweils Teilen der Ablationswolke zugeordnet.

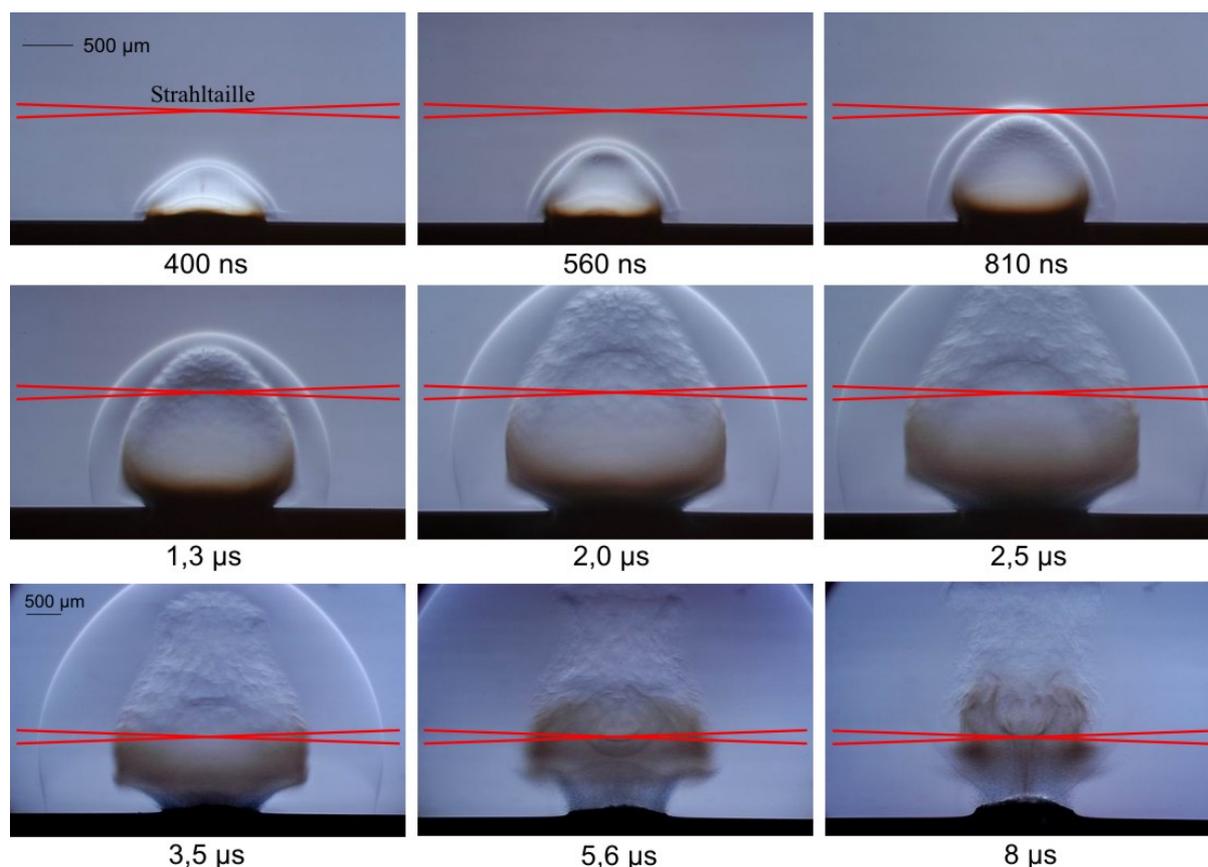


Abbildung 6.2. Darstellung der Ablationsdynamik bei der Bestrahlung durch einen gütegeschalteten Er:YAG Laser mit $1,40 \text{ J/cm}^2$ im Hoffman-Verfahren. Um die Zuordnung der Deflektometriesignale zu den einzelnen Objekten zu erleichtern, ist in den Bildern jeweils die Strahltaille des Teststrahls eingezeichnet. Man beachte, dass die Bilder in der unteren Reihe mit einer kleineren Vergrößerung aufgenommen wurden als die in den oberen Reihen.

nun zurücklaufende innere Stoßwelle noch $500 \mu\text{m}$ oberhalb des Messabstandes und hat diesen nach $5,6 \mu\text{s}$ bereits durchquert. Da es sich in beiden Fällen um eine Stoßwelle handelt, die sich innerhalb des umgebenden Mediums auf die Oberfläche zu bewegt, ist der Druckgradient an ihrer Vorderfront dem der externen Stoßwelle entgegengesetzt, so dass auch die Strahlablenkung in die umgekehrte Richtung erfolgt. Nach der Reflektion an der Wasseroberfläche lässt sich die innere Stoßwelle nicht mehr durch die Deflektometriemessungen erfassen.

Neben den beschriebenen Signalausschlägen, die auf die einzelnen starken Druckgradienten zurück zu führen sind, tritt nach etwa $2 \mu\text{s}$ eine Zunahme des Summensignals auf. Dieser Anstieg beginnt kurz nach der Passage der Kontaktfront und nimmt nach $2,5 \mu\text{s}$ sehr stark zu. Das Differenzsignal hingegen zeigt nach dem Durchgang der externen Stoßwelle und der anschließenden Kontaktfront durchgängig einen negativen Wert. Die Gleichtaktstörung wird durch den zunehmenden Einfluss der Ablationswolke verursacht, die einen Teil der Laserstrahlung absorbiert. Idealerweise sollte eine Gleichtaktstörung dieser Art durch die Differenzbildung negiert werden, sofern sie räumlich homogen auftritt. Im vorliegenden Fall kommen als Ursache sowohl eine Strahlablenkung durch die Wolke durch einen räumlich inhomogenen Brechungsindexgradienten, die Linsenwirkung der hemisphärischen Ablationswolke und eine lokal unterschiedliche Absorption in Frage. In jedem Fall erschwert der starke Einfluss der Wolke eine detaillierte Interpretation der Messwerte in diesem Bereich.

Das Differenzsignal ermöglicht eine exakte Lokalisierung der Orte der externen Stoßfront, der Kontaktfront und der inneren Stoßfront, weil deren Auftreten jeweils den Orten mit maximalem Brechungsindexgradienten entsprechen. Unsicherheiten entstehen vornehmlich durch die Linsenwirkung der hemisphärischen Ablationswolke. Dies ist aber ebenfalls bei der Schließenfotografie ein Problem (Abschnitt 3.3). Die Gleichtaktstörungen durch räumlich inhomogene Absorption hingegen beeinflussen zwar die Signalamplitude, aber nicht den Zeitpunkt der Signalspitzen.

Das integrierte Signal zeigt die einzelnen Signalbestandteile weitaus weniger prägnant. Die externe Stoßwelle bildet zusammen mit der Kontaktfront einen zweigeteilten Anstieg, bei dem die abfallende Flanke durch die rücklaufende Stoßwelle verursacht wird. Wie in Abschnitt 3.4 erläutert wurde, kann der Anstieg des Brechungsindex, der durch das Verfahren dargestellt wird, von unterschiedlichen Zustandgrößen abhängen. Während der Brechungsindex im Bereich der Stoßwellen proportional zum Druck ist, kann dies im Bereich der Kontaktfront ebenfalls auf einen starken Anstieg der Dichte zurück zu führen sein, was bei einem 2-Phasengemisch einem Temperaturanstieg entspricht. Solch ein Dichtesprung infolge hoher Temperaturen ergab sich bei Modellrechnungen von Brode [92], der die Ausbreitung von Stoßwelle und Kontaktfront nach der Explosion einer TNT-Ladung untersucht hat. Das leicht negative Differenzsignal im Anschluss an die innere Stoßwelle hingegen bewirkt im Integral ein starkes Abfallen des Messsignals. Das im Differenzsignal deutliche Signal des zweiten Durchlaufens der inneren Stoßwelle zeigt sich im Druckverlauf nur als relativ schwacher Ausschlag.

Insgesamt macht es insbesondere der Einfluss der Ablationswolke schwierig, die späteren Signalbestandteile zu interpretieren. Nichts desto trotz ermöglicht die optische Deflektometrie wichtige Rückschlüsse über den Druckverlauf im Bereich von Stoßwelle und Kontaktfront.

6.2 Darstellung der Messergebnisse

Im folgenden Abschnitt werden die Messergebnisse der optischen Deflektometrie bei Bestrahlungen zwischen 0,12 und 5,40 J/cm² präsentiert. Der Abstand des Detektionslaserstrahls von der Wasseroberfläche wurde von direktem Kontakt bis hin zu 2800 µm variiert. Neben dem Integral des eigentlichen Messsignals, welches den Verlauf des Brechungsindex wiederspiegelt und damit im Bereich der Stoßwelle proportional zum Drucksignal ist, wird auch das eigentliche Messsignal, bzw. das Differenzsignal der beiden verwendeten Fotodiodensektoren dargestellt. Das Differenzsignal hat gegenüber dem integrierten Signal den Vorteil, dass sich Details hier besser erkennen lassen.

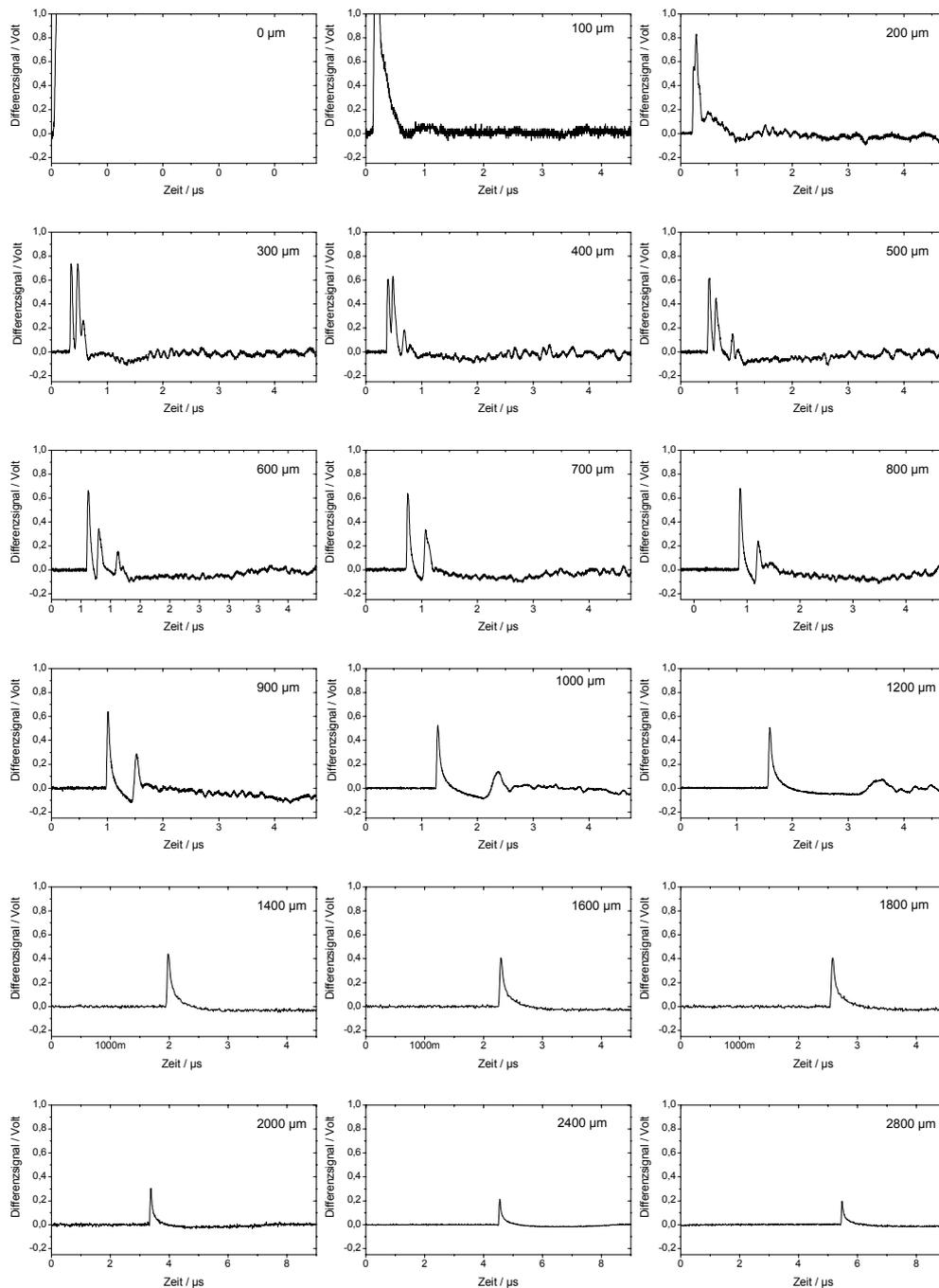


Abbildung 6.3. Differenzsignal der Fotodiodensektoren bei der Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ im Abstand von 0 bis $2800 \mu\text{m}$. Stoß- und Kontaktfront zeigen sich in Form zweier aufeinanderfolgender Peaks, die erstmals im Abstand von $300 \mu\text{m}$ getrennt voneinander wahrnehmbar sind. Als Besonderheit tritt bei dieser Bestrahlung im Abstand von 300 bis $600 \mu\text{m}$ ein dritter Peak auf, der vermutlich auf die bei dieser Bestrahlung besonders dichte Partikelfront zurückzuführen ist.

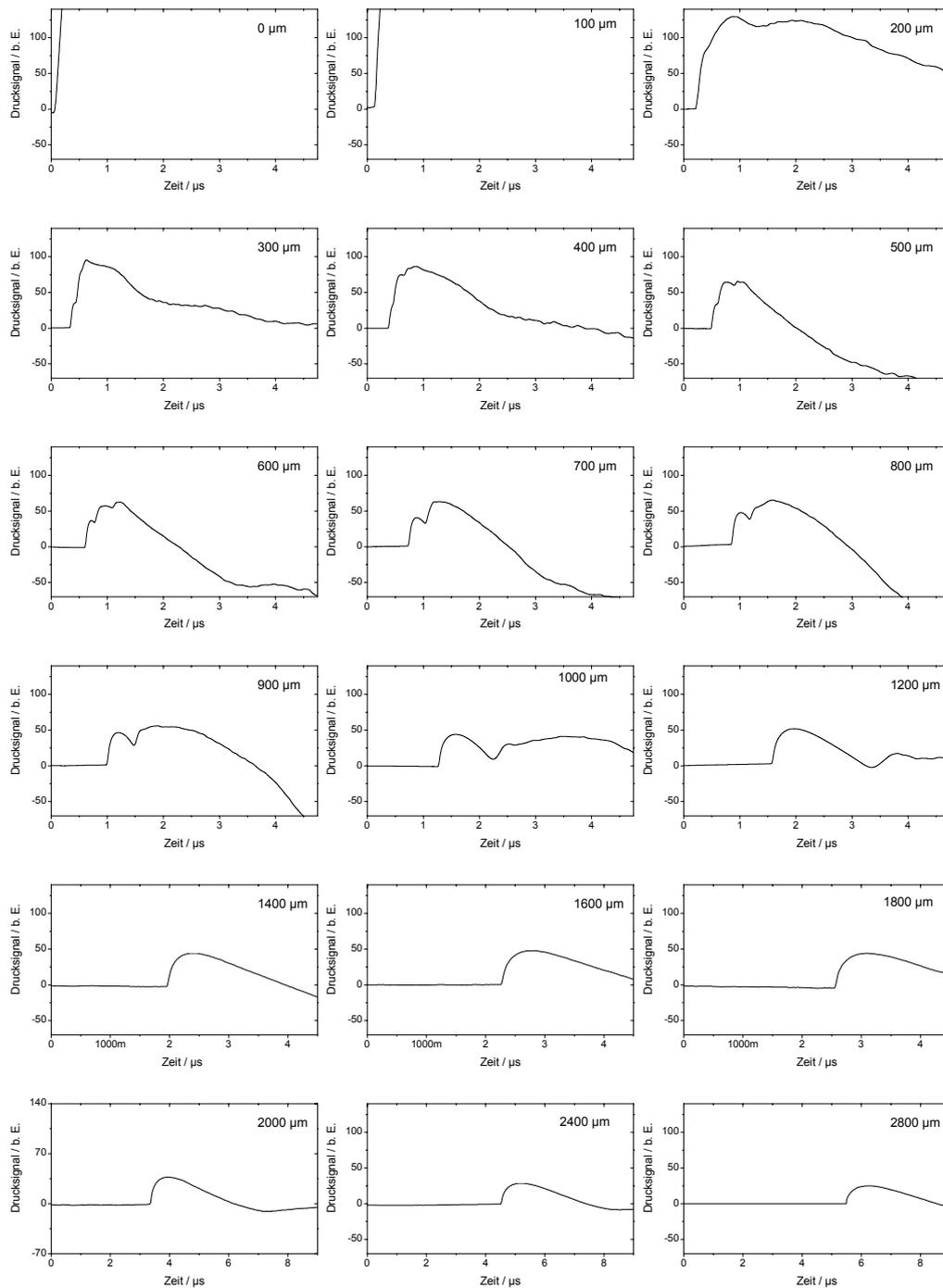


Abbildung 6.4. Integriertes Messsignal bei der Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ im Abstand von 0 bis $2800 \mu\text{m}$. Nach $200 \mu\text{m}$ erkennt man erstmals einen Knick innerhalb der ansteigenden Flanke, die von der externen Stoßwelle verursacht wird. Im Abstand von 500 und $600 \mu\text{m}$ ist die ansteigende Flanke dreigeteilt. Der dritte, nur bei dieser Bestrahlung beobachtete Peak ist möglicherweise auf die sehr scharf ausgeprägte Partikelfront zurück zu führen. Im Abstand von $2000 \mu\text{m}$ hat sich ein typisches Stoßwellenprofil mit einer steilen Anstiegsflanke, einer längeren abfallenden Flanke gebildet, gefolgt von einer Unterdruckphase.

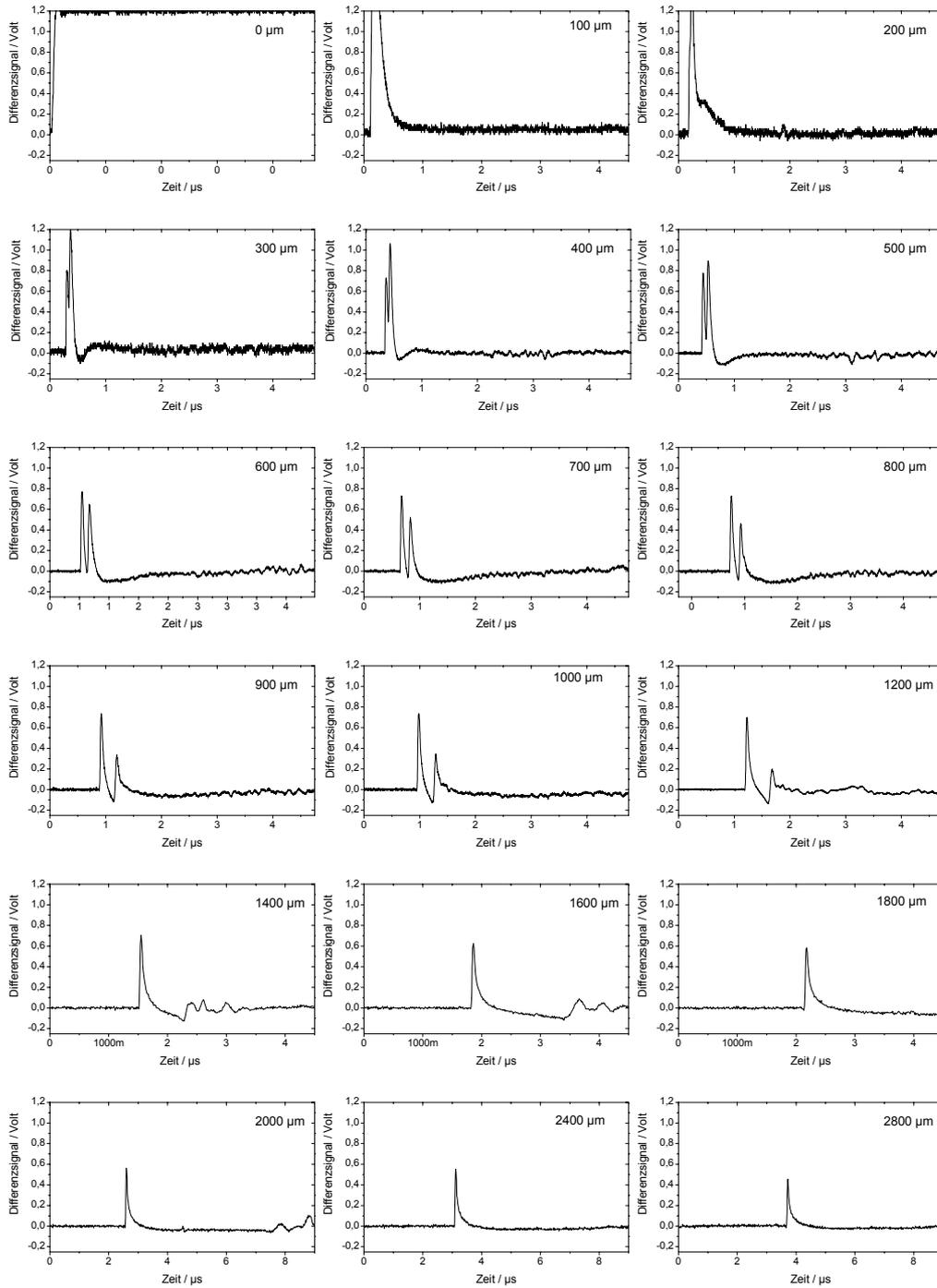


Abbildung 6.5. Differenzsignal der Fotodiodensektoren bei der Ablation von Wasser mit einer Bestrahlung von $0,24 \text{ J/cm}^2$ im Abstand von 0 bis $2800 \mu\text{m}$. Im Gegensatz zu der geringeren Bestrahlung treten hier nur zwei Peaks im Signal auf.

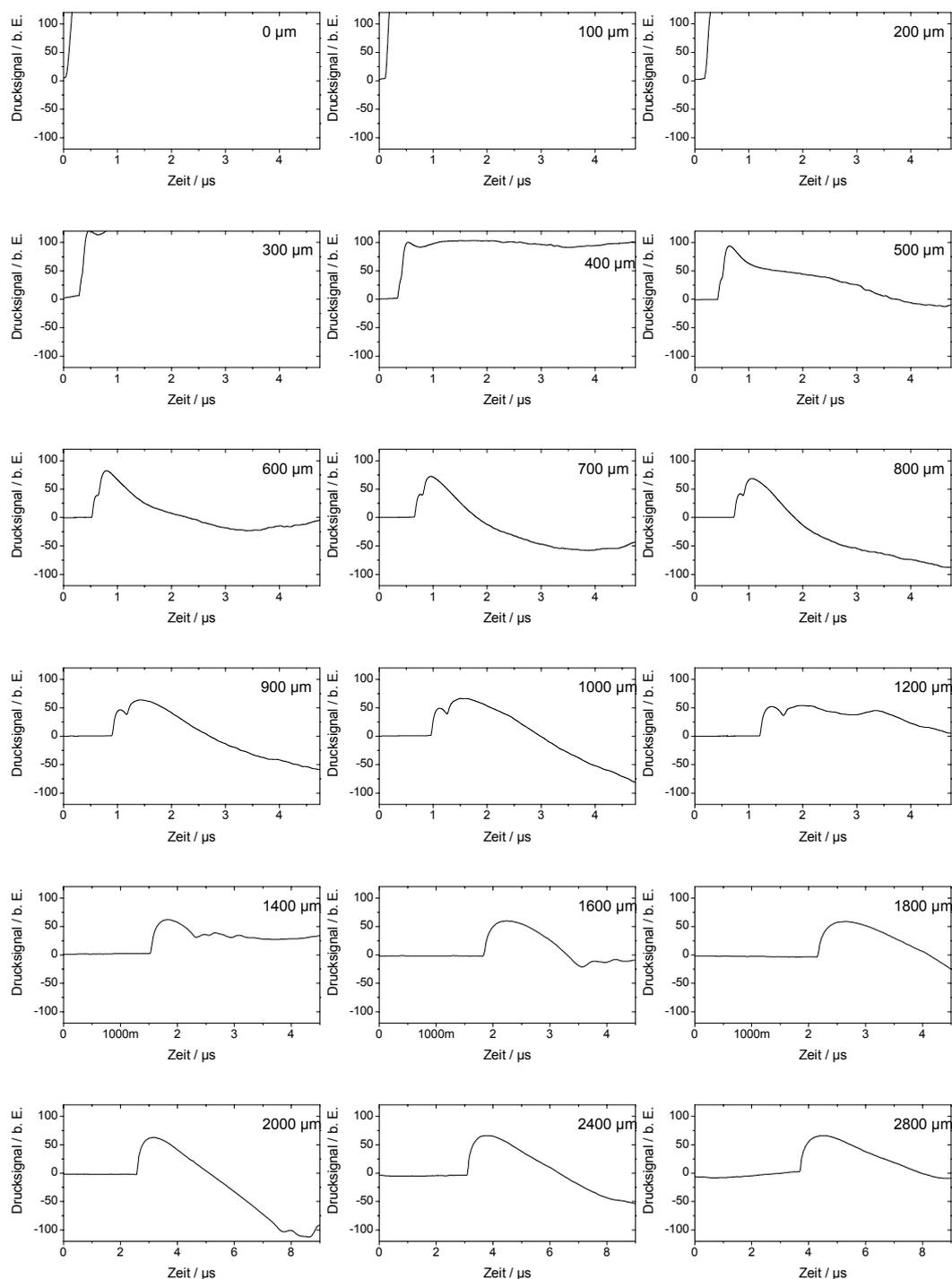


Abbildung 6.6. Integriert Messsignal bei der Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,24 \text{ J/cm}^2$ im Abstand von 0 bis $2800 \mu\text{m}$. Im Gegensatz zu einer Bestrahlung von $0,12 \text{ J/cm}^2$ ist die ansteigende Flanke des Druckpulses hier zweigeteilt und nicht dreigeteilt. Die Trennung von Stoßwelle und Kontaktfront erfolgt in größerem Abstand als bei der geringeren Bestrahlung.

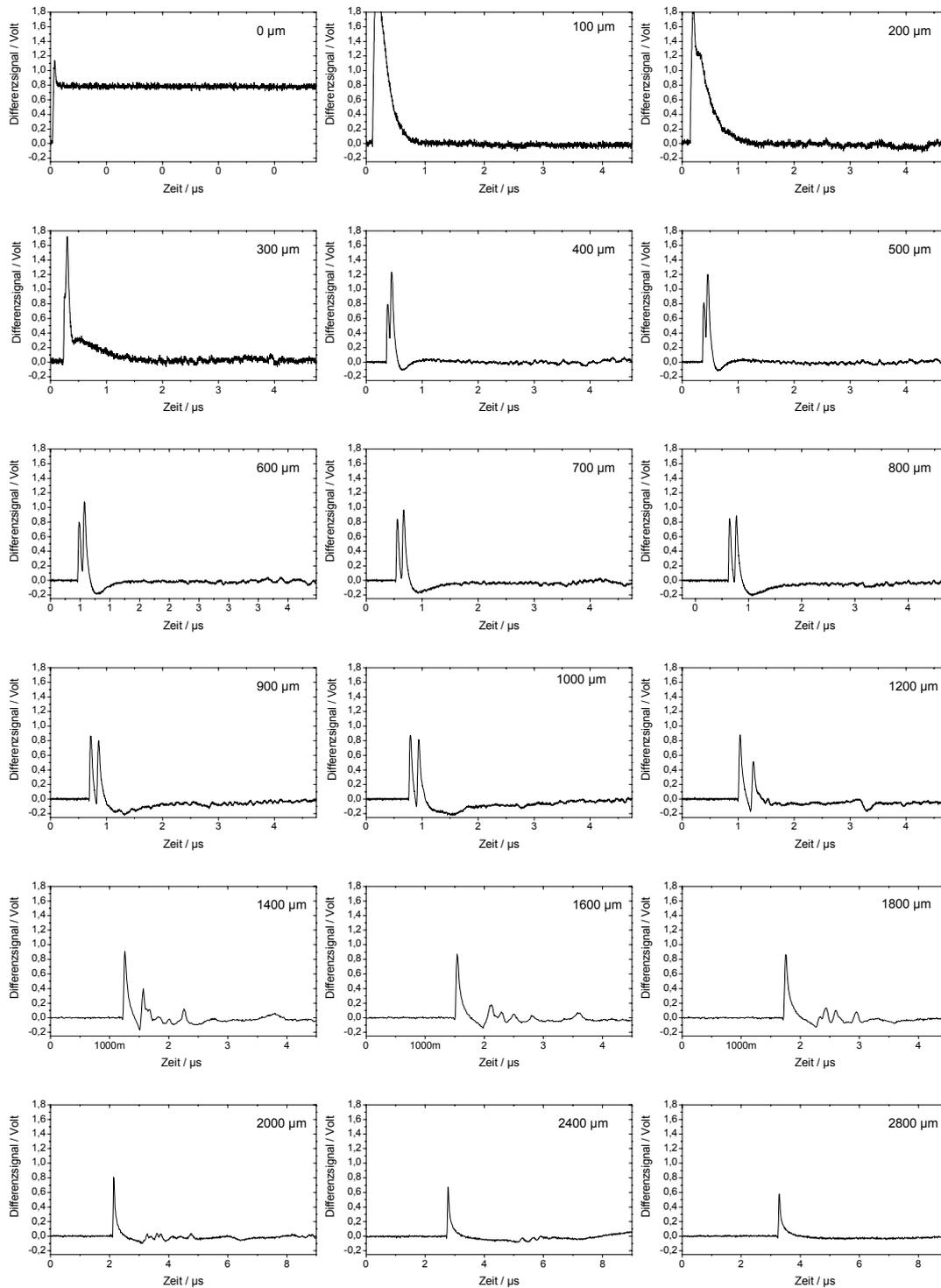


Abbildung 6.7. Differenzsignal bei der Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,48 \text{ J/cm}^2$ im Abstand von 0 bis $2800 \mu\text{m}$.

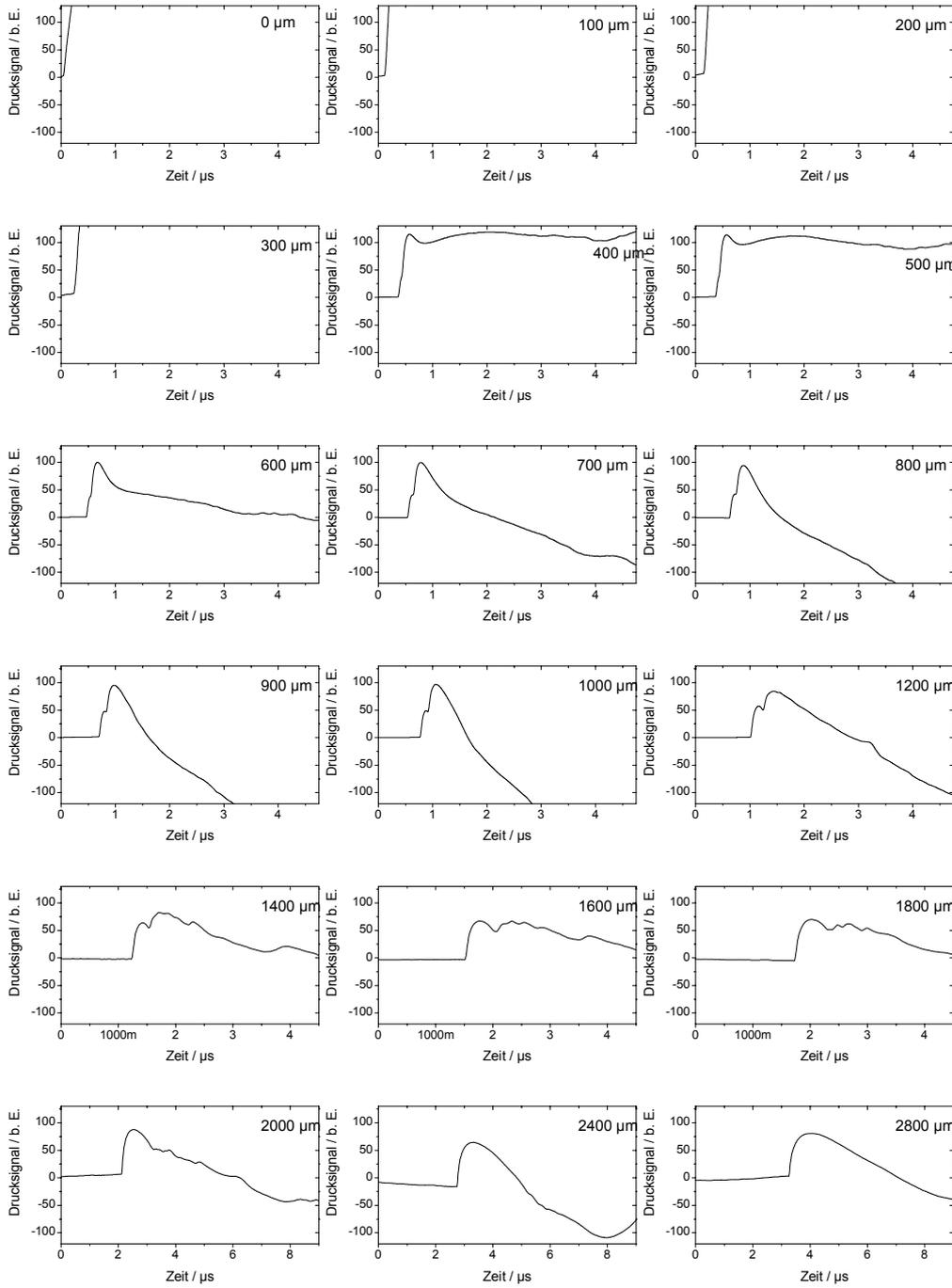


Abbildung 6.8. Druckverlauf bei der Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $0,48 \text{ J/cm}^2$ im Abstand von 0 bis $2800 \mu\text{m}$. Bei dieser Bestrahlung erkennt man deutlich den Unterdruckbereich hinter der Stoßfront, der bei Abständen oberhalb von $2000 \mu\text{m}$ sehr deutlich auftritt.

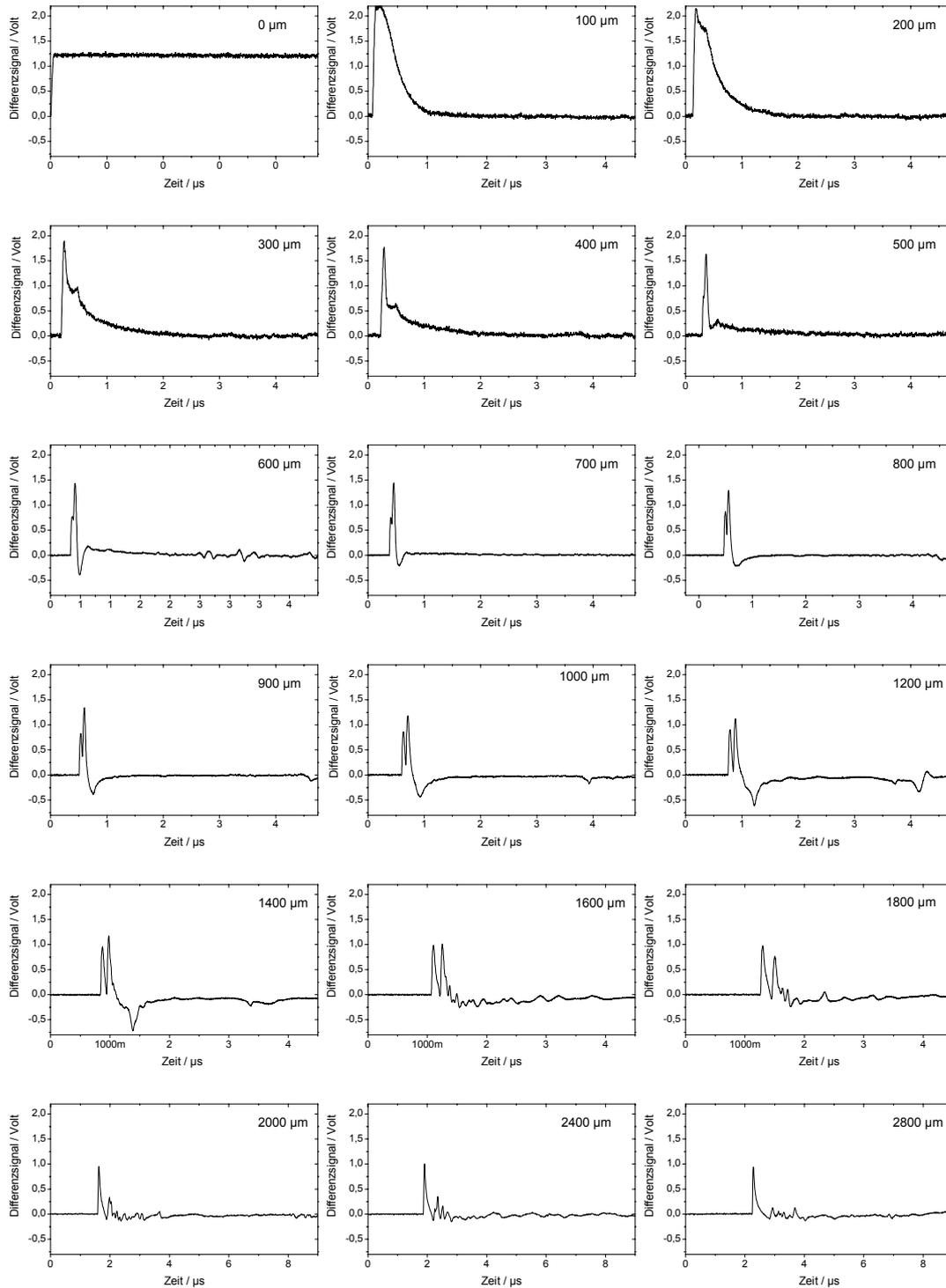


Abbildung 6.9. Differenzsignal bei der Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ im Abstand von 0 bis $2800 \mu\text{m}$. Bei dieser Bestrahlung erfolgt die Trennung von Stoßwelle und Kontaktfront in bedeutend größerem Abstand als noch bei $0,48 \text{ J/cm}^2$. Der Einfluss der inneren Stoßwelle ist insbesondere in den Signalen bei einem Messabstand von 600 bis $1400 \mu\text{m}$ sehr deutlich zu erkennen. Im Abstand von $1200 \mu\text{m}$ verursacht die innere Stoßwelle zwei sehr ausgeprägte Signale.

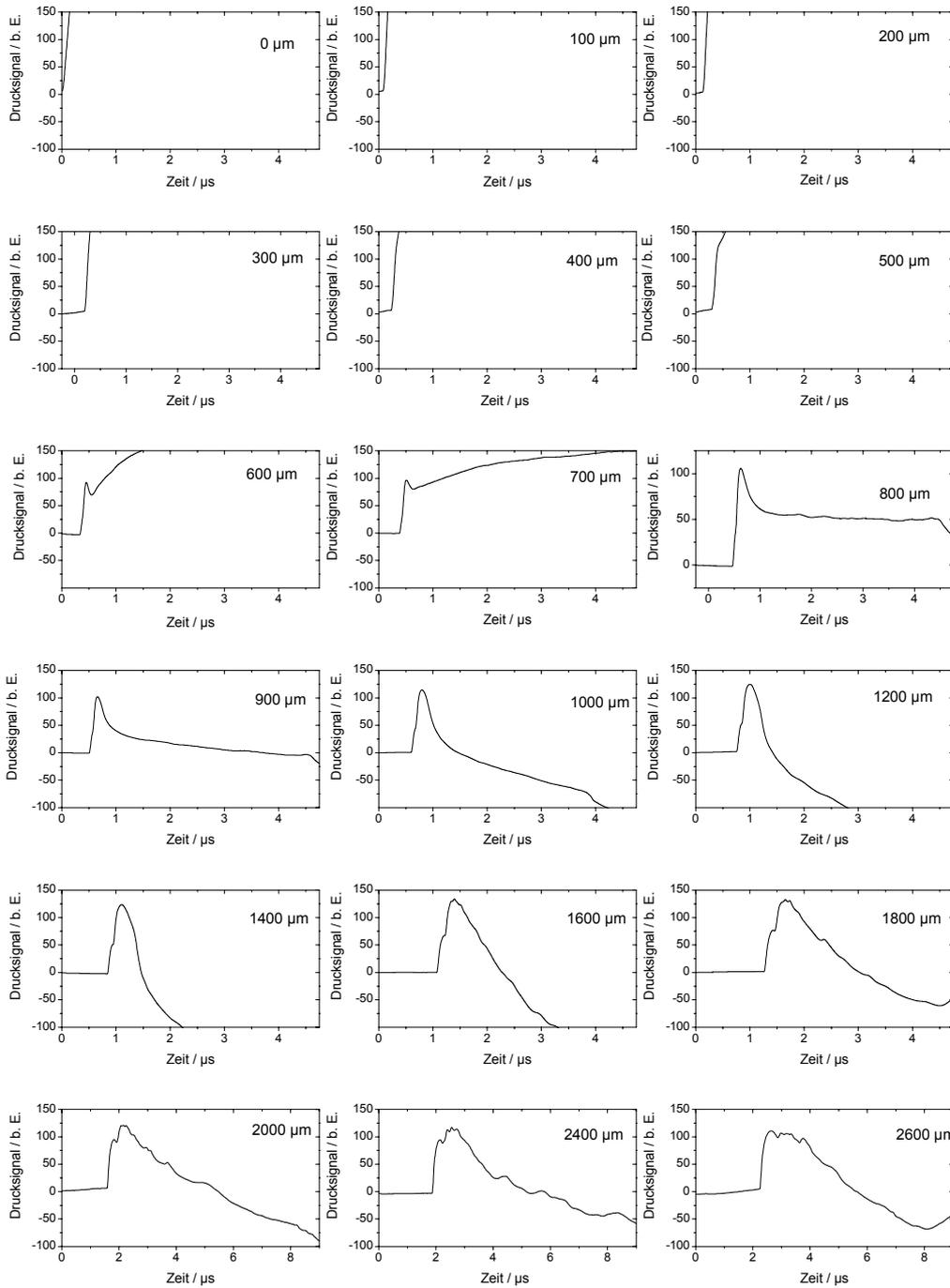


Abbildung 6.10. Druckverlauf bei der Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ im Abstand von 0 bis $2800 \mu\text{m}$. Bei dieser Bestrahlung erfolgt die Trennung von Stoßwelle und Kontaktfront in bedeutend größerem Abstand als noch bei $0,48 \text{ J/cm}^2$. Zusätzlich verursacht die innere Stoßwelle einen starken Signalabfall hinter der Kontaktfront.

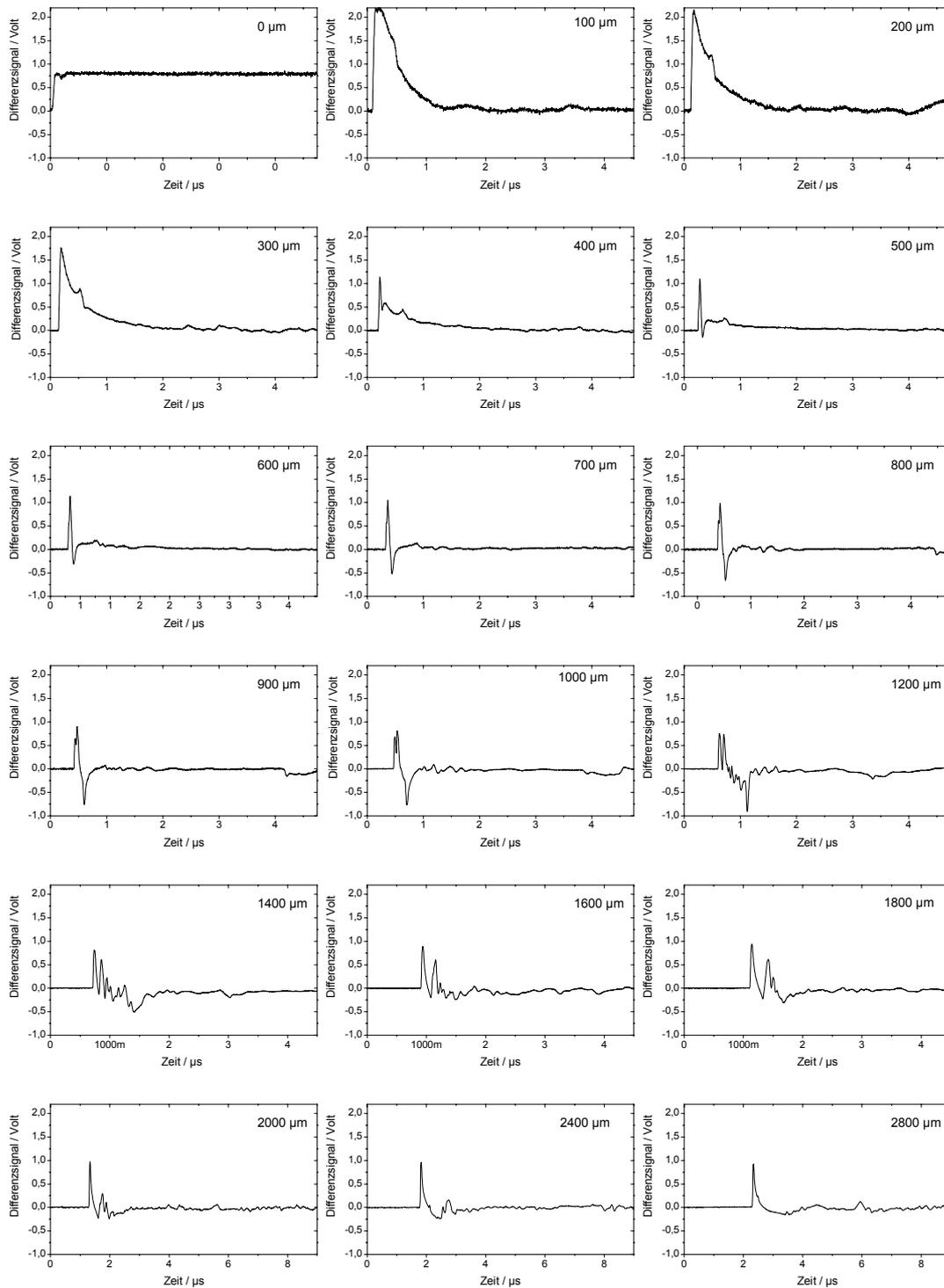


Abbildung 6.11. Differenzsignal bei der Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $2,80 \text{ J/cm}^2$ im Abstand von 0 bis $2800 \mu\text{m}$.

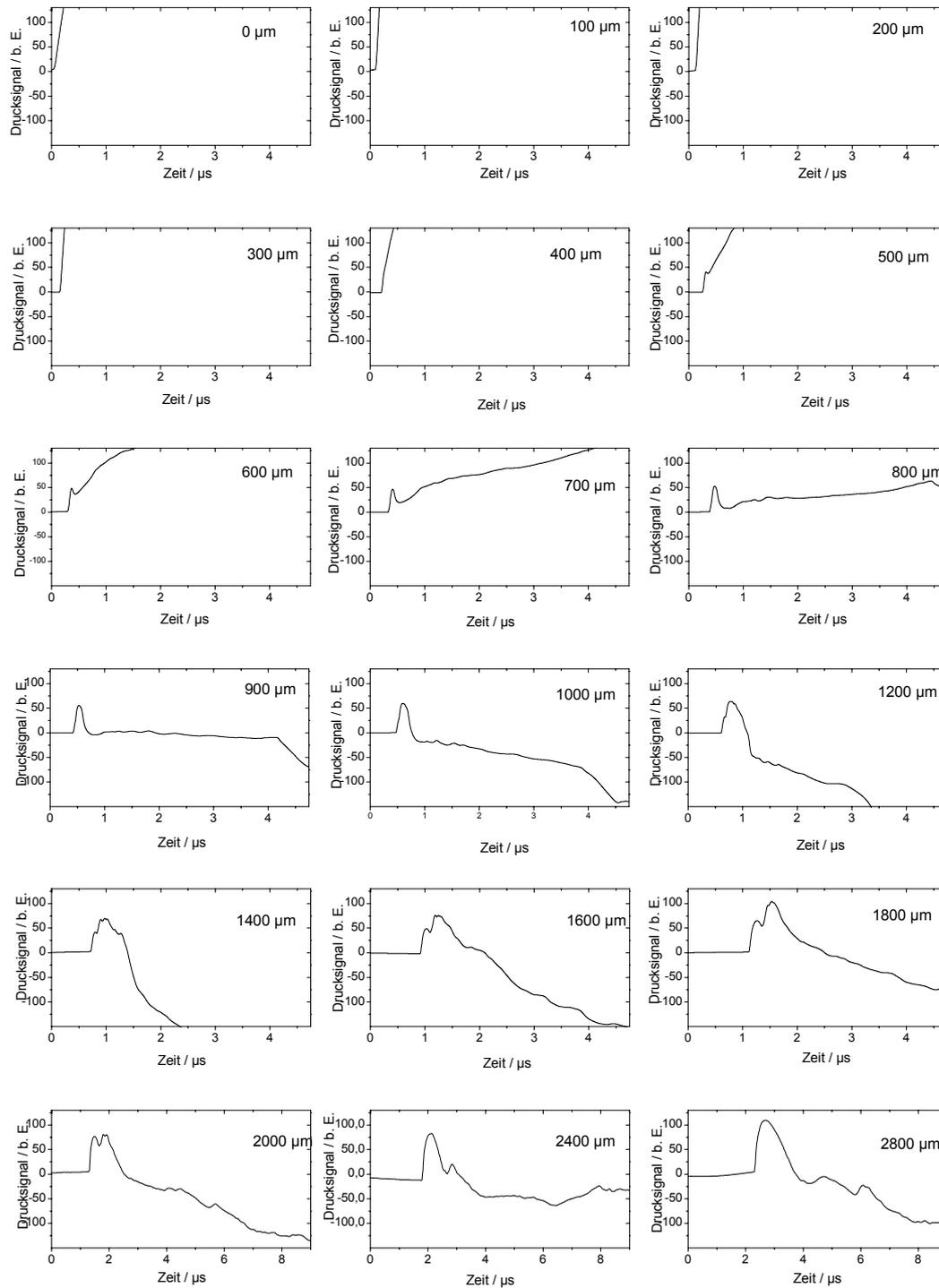


Abbildung 6.12. Druckverlauf bei der Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $2,80 \text{ J/cm}^2$ im Abstand von 0 bis 2800 μm . Die anfängliche Signalstärke ist bei dieser Bestrahlung sehr gering. Darüber hinaus erfolgt keine Verbreiterung des Kontaktfrontsignals bei Unterschreiten der Signalstärke der Stoßwelle.

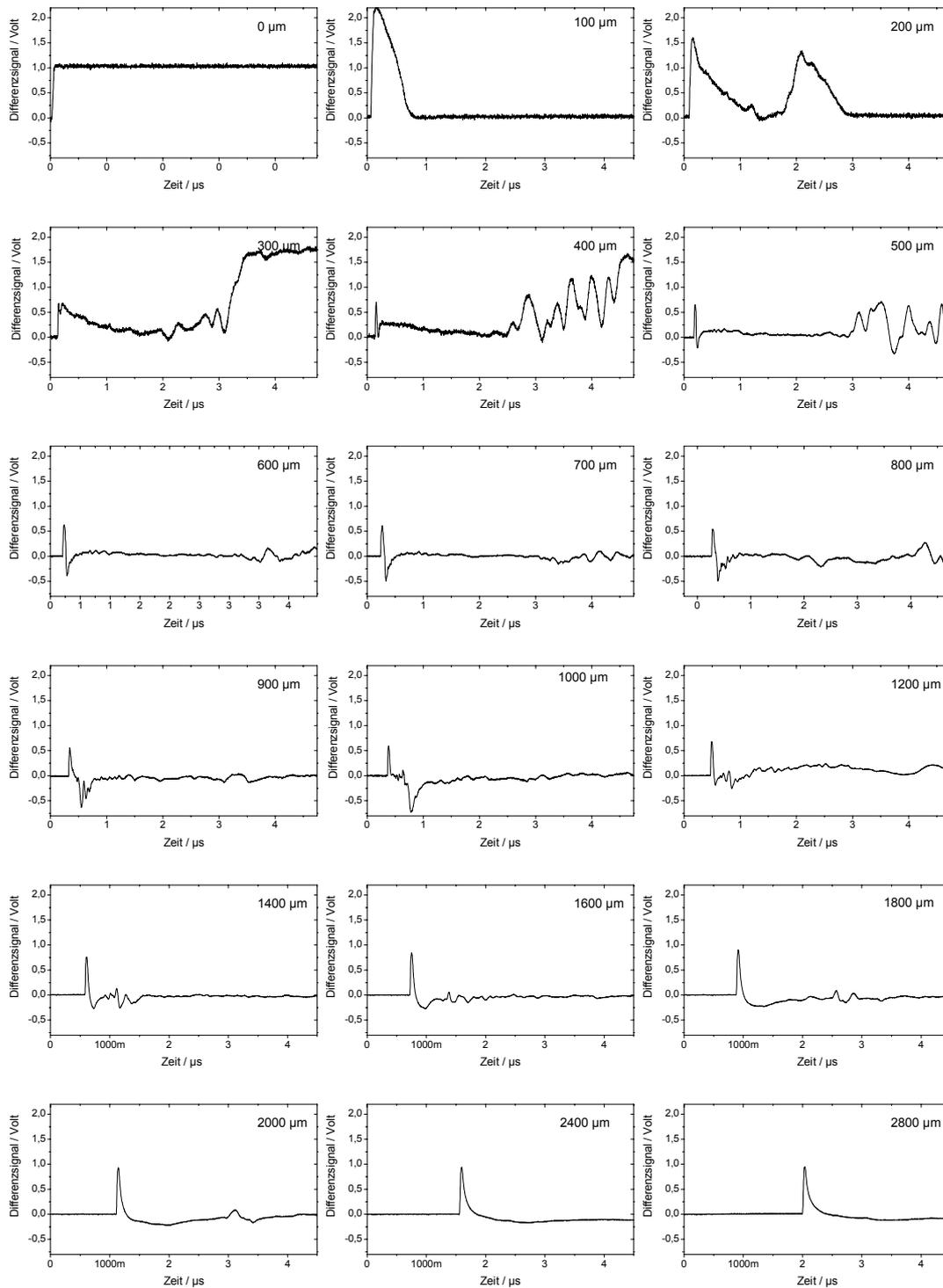


Abbildung 6.13. Differenzsignal bei der Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ im Abstand von 0 bis $2800 \mu\text{m}$. Die anfängliche Signalamplitude ist wie schon bei $2,80 \text{ J/cm}^2$ sehr gering. Im Gegensatz zu anderen Bestrahlungen beobachtet man hier keinen doppelten Peak zu Beginn des Messsignals.

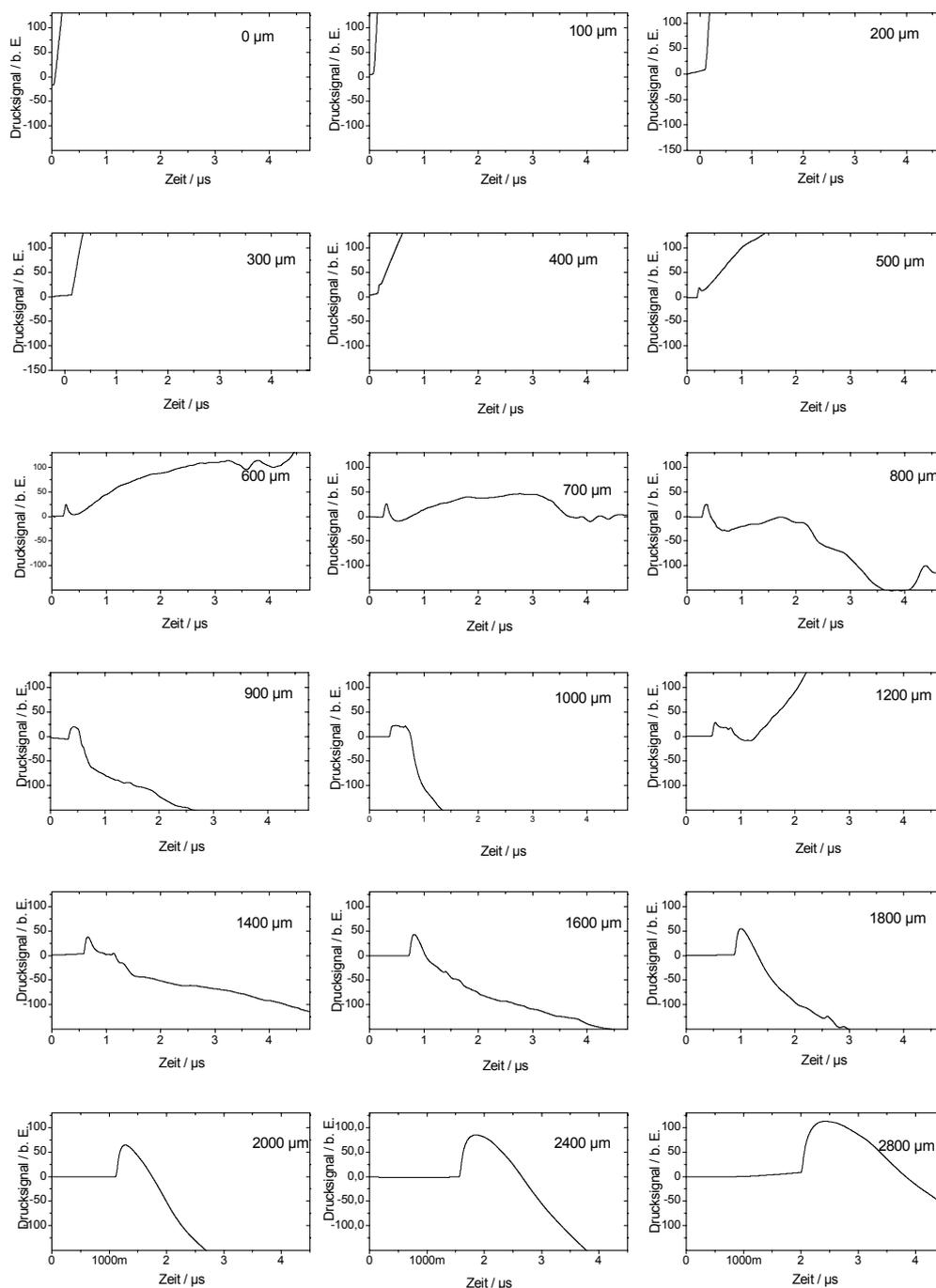


Abbildung 6.14. Druckverlauf bei der Ablation von Wasser bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ im Abstand von 0 bis $2800 \mu\text{m}$. Die anfängliche Signalamplitude ist wie schon bei $2,80 \text{ J/cm}^2$ sehr gering. Im Gegensatz zu allen anderen betrachteten Fällen erfolgt die Trennung von Stoßwelle und Kontaktfront auf der abfallenden Flanke des Druckpulses. Die Signalstärke der Kontaktfront ist dabei von Anfang an sehr gering und klingt sehr schnell vollständig ab.

Bestrahlung von Wasser mit 0,12 J/cm²

Die in Abbildung 6.3 und 6.4 gezeigten Zusammenstellungen entsprechen dem Druckverlauf bei einer Bestrahlung von 0,12 J/cm², wobei die einzelnen Abbildungen mit jeweils unterschiedlichen Abständen zwischen 0 und 2800 µm aufgenommen wurden. Wie bereits in Abschnitt 6.1 diskutiert, wird der Teststrahl unmittelbar hinter der Kontaktfront durch den Einfluss der Ablationswolke geschwächt und abgelenkt. Da dieser Einfluss nur schlecht zu quantifizieren ist, ist das Signal hinter der Kontaktfront nur schwer zu interpretieren. Im Abstand von 0 und 100 µm ist der Einfluss der Ablationswolke so groß, dass kein auswertbares Signal entsteht, sondern das Integral des Differenzsignals unmittelbar nach dem Beginn nahezu eine Unendlichkeitsstelle aufweist. Im Abstand von 200 µm tritt ein erkennbarer Druckpuls auf, an dessen ansteigender Flanke des Signals einen schwachen Knick aufweist und hinter dem die Steigung des Pulses geringfügig abnimmt.

Der erste, steilere Anteil der Flanke ist auf die externe Stoßwelle zurück zu führen, wohingegen der nachfolgende, schwächere Teil durch die Kontaktfront verursacht wird. Diese Sichtweise wird durch die Drucksignale in größerem Abstand bestätigt, in denen mit zunehmendem Abstand auch die Distanz zwischen den beiden Signalbestandteilen ansteigt. So ist im Abstand von 500 µm bereits eine deutliche Stufe innerhalb der ansteigenden Flanke zu sehen. Gleichzeitig tritt nach 600 µm erstmals ein sichtbarer Druckabfall hinter dem Signal der externen Stoßfront auf sowie eine dritte Stufe innerhalb des Signals, die bei keiner anderen Bestrahlung zu beobachten ist. Diese kommt vermutlich durch die bei einer Bestrahlung von 0,12 J/cm² besonders scharf ausgeprägten Partikelfront innerhalb der Ablationswolke zustande.

Mit zunehmendem Abstand trennen sich die Stoßwelle und die Kontaktfront zunehmend voneinander. Dabei sinkt die Amplitude der Kontaktfront ab und unterschreitet im Abstand von etwa 900 µm das Niveau der Stoßwelle. Gleichzeitig erfolgt eine überproportional starke Verbreiterung des Signalanteils der Kontaktfront, die in einem geringfügig erhöhten Abstand von 1200 µm nahezu vollständig abgeklungen ist. Anschließend sieht man nach 1400 µm und in den darauffolgenden Messungen ein typisches Stoßwellensignal, bestehend aus einer kurzen ansteigenden Flanke und einem langgezogenen Signalabfall mit einer anschließenden Unterdruckphase.

Die Gesamtamplitude des Signals nimmt mit zunehmendem Abstand kontinuierlich ab. Dies ist einerseits auf das Auseinanderlaufen von Stoßwelle und Kontaktfront zurückzuführen, andererseits auch auf den Druckabfall innerhalb der Stoßwelle durch die sphärische Expansion und die Dissipation.

Bestrahlung von Wasser mit 0,24 J/cm²

Die Abbildung 6.5 und 6.6 zeigen die Deflektometriesignale bei einer Bestrahlung von 0,24 J/cm². Ein eindeutiger Druckpuls ist erstmals im Abstand von 300 µm zu erkennen und wird hier noch durch den gemeinsamen Einfluss von Stoßwelle und Kontaktfront verursacht. Diese sind als getrennte Signalkomponenten in Form eines Knicks in der ansteigenden Flanke erst nach 500 µm zu erkennen. Im Gegensatz zu einer Bestrahlung von 0,12 J/cm ist der Anstieg der Flanke bei dieser Bestrahlung zweistufig und nicht dreistufig. Nach 800 µm erfolgt erstmals eine geringfügige, aber dennoch erkennbare Druckabsenkung hinter dem Stoßwellenanteil innerhalb der ansteigenden Flanke. Im weiteren Verlauf sinkt die Amplitude der Kontaktfront kontinuierlich ab und unterschreitet nach 1200 µm das Niveau der Stoßwelle. Gleichzeitig verbreitert sich in diesem Abstand der Signalanteil der Kontaktfront überproportional stark und

klings anschließend sehr schnell ab, wobei sich nach 1400 μm mehrere kleine Druckspitzen zeigen. Anschließend sieht man im Abstand von 1800 μm wiederum ein klassisches Stoßwellensignal, wobei die abfallende Flanke in den darauffolgenden Messungen außerhalb des betrachteten Zeitbereichs liegt.

Vergleicht man die hier betrachteten Signale mit den Messungen bei einer Bestrahlung von 0,12 J/cm^2 in Abbildung 6.4, so lässt sich festhalten, dass sowohl das Auftreten eines eindeutigen Druckpulses als auch die Trennung der Signale innerhalb der ansteigenden Flanke und deren anschließendes Auseinanderlaufen sowie das Abklingen des Drucksignals der Kontaktfront in größerem Abstand auftreten als bei der geringeren Bestrahlung. Zusätzlich ist der Halbwertsbreite des gesamten Druckpulses geringer.

Bestrahlung von Wasser mit 0,48 J/cm^2

Die Deflektometriesignale bei einer Bestrahlung von 0,48 J/cm^2 sind in Abbildung 6.7 und 6.8 dargestellt. Der Druckpuls ist erstmals nach 400 μm eindeutig als solcher erkennbar. Unterhalb eines Abstandes von 600 μm sind Stoßwelle und Kontaktfront nicht als getrennte Signalkomponenten wahrnehmbar, erst hier tritt ein Knick in der ansteigenden Flanke auf. Definiert man als Beginn des Auseinanderlaufens der beiden Komponenten das Auftreten eines Druckrückgangs hinter der Stoßwelle, so beginnt diese Phase nach 900 – 1000 μm und setzt sich mit der bereits bei geringeren Bestrahlungen beobachteten überproportionalen Verbreiterung des Signalanteils der Kontaktfront im Abstand von 1400 μm fort. Gleichzeitig unterschreitet auch hier die Signalamplitude der Kontaktfront die der Stoßwelle. Signaleinflüsse der Kontaktfront lassen sich noch bis zu einem Abstand von 2200 μm verfolgen, während hier im vorderen Bereich des Signals schon längst ein typischer Stoßfrontverlauf aufgetreten ist.

Insgesamt setzt sich bei dieser Bestrahlung der Trend fort, dass sich die Stoßwelle und die Kontaktfront mit zunehmender Bestrahlung in größerem Abstand voneinander trennen und dass die Breite des gesamten Drucksignals sinkt.

Bestrahlung von Wasser mit 1,40 J/cm^2

Bei einer Bestrahlung von 1,40 J/cm^2 (Abbildung 6.9 und 6.10) verschieben sich alle Vorgänge gegenüber 0,48 J/cm^2 sehr deutlich zu größeren Abständen. Erst im Abstand von 600 μm ist ein klarer Druckpuls im Signalverlauf auszumachen und nach 1200 μm erkennt man innerhalb der ansteigenden Flanke den schon bekannten Knick, der den Druckanstieg durch die Stoßwelle von dem durch die Kontaktfront trennt.

Ogleich in dieser Distanz die Stoßwelle und die Kontaktfront noch unmittelbar aneinander grenzen, ist die Halbwertsbreite deutlich geringer als bei kleineren Bestrahlungen in gleichem Abstand. Dies entspricht zum einen der generellen Tendenz eines schmaleren Druckpulses bei höherer Bestrahlung, der Rückgang fällt bei 1,40 J/cm^2 allerdings besonders deutlich aus. Verursacht wird dies durch den Einfluss der inneren Stoßwelle, die ein Signal in entgegengesetzter Richtung zu dem der äußeren Stoßwelle und der Kontaktfront zur Folge hat und bei dieser Bestrahlung erstmals in den Deflektometriesignalen auftritt. Da feine Details durch die Integralbildung nur schlecht wiedergegeben werden, zeigt sich die innere Stoßwelle nicht als Signalspitze hinter der Kontaktfront, hat hier aber durchaus einen stärkeren Signalabfall zur Folge (vgl. Abschnitt 6.1). Im weiteren Verlauf erkennt man den Einfluss des zweiten Durchgangs der inneren Stoßwelle durch den Teststrahl in den Messsignalen im Abstand von 900 und 1000

μm als negatives Signal am Ende des Zeitfensters. Das Signal tritt dabei in größerem Abstand früher auf, da es sich hierbei um Durchgang nach dem Umkehrpunkt der Stoßwelle handelt.

Das Drucksignal der Kontaktfront unterschreitet erst in einem Abstand von $2400 \mu\text{m}$ die Amplitude der Stoßfront, gleichzeitig mit der deutlichen Verbreiterung, die dem vollständigen Abklingen dieser Signalkomponente voraus geht. Dies wird allerdings nicht mehr durch das betrachtete Zeitfenster erfasst, ebenso wenig wie die Entstehung der vollständig isolierten Stoßwellensignals.

Generell setzt sich bei dieser Bestrahlung die Tendenz fort, dass sich Stoßwelle und Kontaktfront in zunehmend größeren Abstand voneinander trennen. Die Verringerung der Halbwertsbreite des gesamten Druckpulses wird durch die innere Stoßwelle unterstützt, die ein Signal in negativer Richtung unmittelbar hinter der Kontaktfront verursacht.

Bestrahlung von Wasser mit $2,80 \text{ J/cm}^2$

Bei der hier betrachteten Bestrahlung von $2,80 \text{ J/cm}^2$ (Abbildung 6.11 und 6.12) treten wiederum im Vergleich zu geringeren Bestrahlungen eine Reihe von deutlichen Veränderungen auf. Nach etwa $500 \mu\text{m}$ zeigt sich der Druckpuls als eigenständiges Signal, verursacht von der Stoßwelle und der Kontaktfront. Auffällig hierbei ist, dass die Signalamplitude mit einem Wert von 50 zunächst sehr gering ist, deutlich kleiner als z.B. bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ mit etwa 100. Durch den Einfluss der inneren Stoßwelle ergibt sich dabei ein sehr schmaler Peak. Die Messsignale im Abstand von $800 - 1000 \mu\text{m}$ lassen dabei am Ende des betrachteten Zeitbereichs auch das Signal des zweiten Durchgangs der inneren Stoßwelle durch den Teststrahl erkennen.

Erst im Abstand von $1200 \mu\text{m}$, ähnlich wie bei $1,40 \text{ J/cm}^2$, tritt eine Abstufung in der ansteigenden Flanke auf und kennzeichnet somit die unterschiedlichen Einflüsse von Stoßwelle und Kontaktfront, wobei bereits in einem um $200 \mu\text{m}$ erhöhten Abstand eine Drucksenkung zwischen beiden Komponenten auftritt. Anschließend zeigen sich Stoßwelle und Kontaktfront als zwei deutlich getrennte Signale.

Als Novum bei dieser Bestrahlung ist zu beobachten, dass das Drucksignal der Kontaktfront sich nicht in besonderem Maße verbreitert, wenn die Amplitude der Stoßwelle unterschritten wird. Dies ist im Abstand von $2200 \mu\text{m}$ der Fall, und man erkennt hier die Kontaktfront in ihrer Form und Breite nahezu unverändert. Ihr Signal überlagert dabei die Unterdruckphase der eigentlichen Stoßwelle, die sich nach $2400 \mu\text{m}$ zeigt. In geringfügig größerem Abstand ist die Kontaktfront nicht mehr in den Messungen nachweisbar ohne das eine Verbreiterung aufgetreten wäre, was allerdings innerhalb des hier betrachteten Entfernungsintervall nicht mehr dargestellt wird.

Bei einer Bestrahlung von $2,80 \text{ J/cm}^2$ verschiebt sich die Trennung von Stoßwelle und Kontaktfront weiter nach hinten. Als wesentliches Phänomen ist neben der anfänglich sehr geringen Signalamplitude das Ausbleiben der Verbreiterung des Kontaktfrontsignals beim Unterschreiten der Stoßwellenstärke anzusehen.

Bestrahlung von Wasser mit $5,40 \text{ J/cm}^2$

Bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ (Abbildung 6.12 und 6.13) zeigen sich wiederum eine Reihe von Besonderheiten. Wie schon bei $2,80 \text{ J/cm}^2$ ist die Signalstärke in der ersten erkenn-

baren Darstellung im Abstand von 500 μm mit etwa 23 sehr gering. Die Breite des Signals ist ebenfalls sehr gering, wobei wiederum der Einfluss der inneren Stoßwelle eine deutliche abfallende Flanke hervorruft.

Besonders bemerkenswert ist, dass innerhalb der ansteigenden Flanke kein Knick mit anschließendem Unterdruck auftritt, der bei geringeren Bestrahlungen ein erstes Anzeichen für das Auseinanderlaufen von Stoßwelle und Kontaktfront ist. Anstatt dessen trennt sich nach 1000 μm die Kontaktfront von der hinteren Flanke der Stoßwelle ab. Dieser Vorgang deutet sich bereits nach 900 μm durch eine geringfügige Verbreiterung des Druckpulses an. Dabei unterschreitet die Signalstärke der Kontaktfront von vornherein die der Stoßwelle und verringert sich sehr schnell mit zunehmendem Abstand. Nach 1600 μm zeigt sich nur noch ein minimaler Ausschlag innerhalb der sehr stark abfallenden negativen Flanke der Stoßwelle. In dieser Phase steigt die Amplitude der Stoßwelle deutlich an, sehr viel stärker, als bei geringeren Bestrahlungen.

Insgesamt zeigt sich bei dieser Bestrahlung ein deutlich anderer Verlauf als bei den bisher betrachteten Fällen. Erst in sehr großem Abstand ist überhaupt eine ansatzweise Unterscheidung von Stoßwelle und Kontaktfront möglich und die Abtrennung erfolgt auf der abfallenden anstelle der ansteigenden Flanke. In geringfügig vergrößertem Abstand ist der Einfluss der Kontaktfront bereits vollständig abgeklungen.

6.3 Diskussion der photoakustischen Messungen

6.3.1 Ausbildung von Stoßfront und Kontaktfront

In der Anfangsphase der Ablation, d.h. auf die Deflektometrie bezogen in geringem Abstand, ist allen Bestrahlungen gemein, dass sich Stoßfront und Kontaktfront am äußeren Rand der Ablationswolke noch nicht ausgebildet haben. Hierfür ist eine bestimmte Laufstrecke erforderlich. Die Ausbildung der Stoßfront drückt sich durch die Verkürzung des ersten Peaks im Differenzsignal aus. Stoßfront und Kontaktfront bilden zunächst ein gemeinsames Signal, welches sich mit zunehmendem Abstand in zwei voneinander getrennte lokale Maxima separiert (siehe z. B. Abbildung 6.4, 200 und 300 μm). Im integrierten Signal zeigt sich dies zunächst durch einen Knick in der ansteigenden Flanke. Die Laufstrecken, die zur Ausbildung einer Stoßfront erforderlich sind, steigen bis zu einer Bestrahlung von 1,40 J/cm^2 an, wohingegen bei 5,40 J/cm^2 wieder eine Abnahme zu verzeichnen ist (Tabelle 6.1).

Die Ausbildung der Stoßfront geht immer mit der Differenzierung zwischen Stoßfront und Kontaktfront und zugleich mit der Bildung eines Gradienten mit entgegengesetztem Vorzeichen hinter der Kontaktfront einher. Letzteres ist die Keimzelle für die innere Stoßwelle. Bei kleinen Bestrahlungen differenzieren sich Stoßwelle und Kontaktfront, kurz bevor sich die innere Stoßwelle bildet (z. B. 0,48 J/cm^2 , Abbildung 6.8), wohingegen sich bei großen Bestrahlungen Stoßwelle und Kontaktfront erst separieren lassen, nachdem sich eine kräftige innere Stoßwelle gebildet hat (z.B. 1,40 J/cm^2 , Abbildung 6.10). Einen Sonderfall bildet hier die Bestrahlung von 5,40 J/cm^2 (Abbildung 6.14), bei der die Kontaktfront aufgrund ihrer sehr turbulenten Ausprägung nur ein minimales Signal im Abstand von etwa 1000 μm hervorruft. Bei 0,12 J/cm^2 hingegen tritt ein drittes Maximum auf, welches sich insbesondere im Differenzsignal durch einen dritten Peak zeigt (Abbildung 6.4). Hervorgerufen wird dieses durch die bei

Bestrahlung	Laufstrecke bis SW-Entstehung	Differenzierung
0,12 J/cm^2	300 μm	SW, KF, sehr schwache ISW
0,24 J/cm^2	350 μm	SW, KF, schwache ISW
0,48 J/cm^2	400 μm	SW, KF, schwache ISW
1,40 J/cm^2	600 μm	SW, KF, schwache ISW
2,80 J/cm^2	500 μm	SW + KF, ISW
2,80 J/cm^2	1000 μm	SW, KF
5,40 J/cm^2	400 μm	SW+KF, ISW
5,40 J/cm^2	1000 μm	SW, schwache separate KF

Tabelle 6.1. Erforderliche Laufstrecken bis zur Entstehung der Stoßwelle. Die Laufstrecke steigt bis zu einer Bestrahlung von 2,80 J/cm^2 an, wohingegen bei 5,40 J/cm^2 ein geringerer Wert zu verzeichnen ist. Die Spalte „Differenzierung“ gibt an, welche Bestandteile im gegebenen Abstand separat voneinander auftreten. SW steht dabei für Stoßfront, KF für Kontaktfront und ISW für innere Stoßwelle. Die Angabe „SW+KF“ steht für das gemeinsame Auftreten von SW und KF bei gleichzeitig sichtbarer ISW.

geringen Bestrahlungen besonders ausgeprägte Partikelfront (Abschnitt 4.3).

Die im Hoffman-Verfahren aufgenommenen Schlierenfotos in Kapitel 4 erlauben eine Differenzierung zwischen Stoßwelle, Kontaktfront und innerer Stoßwelle in ähnlichen Stadien der Ablationsdynamik, nicht aber die Aufnahmen im Dunkelfeldverfahren. Aus den Fotos wird aber nicht deutlich, dass es zunächst keinen abfallenden Brechungsindexgradienten zwischen Stoßwelle und Kontaktfront gibt, sondern eher eine Stufe. Hierbei ist zu beachten, dass es sich bei der Stoßwelle um einen Dichte – und Brechungsindexgradienten in Luft handelt, bei der Kontaktfront hingegen um einen Gradienten in der aus Wasserdampf und Tröpfchen bestehenden Ablationswolke. Ein abfallender Gradient taucht zunächst hinter der Stoß- und Kontaktfront auf, wo sich auch die innere Stoßwelle bildet. Erst später und in größerem Abstand bildet sich ein abfallender Gradient auch zwischen Stoßwelle und Kontaktfront. Sein Auftreten signalisiert das eigentliche Ablösen der Stoßfront von der Kontaktfront (z.B. Abbildung 6.10). Die folgende Tabelle gibt die hierfür erforderlichen Laufstrecken an:

In geringem Abstand verursacht die Kontaktfront ein stärkeres Signal als die Stoßwelle (z. B. Abbildung 6.7 und 6.9), was nicht unmittelbar den Erwartungen entspricht. Bei der Interpretation der Signale ist zu beachten, dass das Signal nicht unmittelbar durch den Druckanstieg verursacht wird, sondern allgemeiner durch den Brechungsindexgradienten. Da dieser für Gase außer vom Druck auch durch Dichte und Temperatur beeinflusst wird, sind mehrere Ursachen für ein starkes Signal denkbar. Rechnungen von Brode [92] haben gezeigt, dass in geringem Abstand zwar der Druckanstieg der Kontaktfront geringer ist der der Stoßfront, der Dichteanstieg jedoch sehr viel stärker ist. Die Übereinstimmung der Messergebnisse mit diesen Rechnungen legen die Vermutung nahe, dass an der Kontaktfront ein sehr starker Dichteanstieg erfolgt, was bei einem Zweiphasengemische gleichbedeutend ist mit einem starken Temperaturanstieg.

6.3.2 Dichtevariation in der Ablationswolke

In geringem Messabstand steigt der Brechungsindex in der Ablationswolke zur Probenoberfläche hin zunächst kontinuierlich an, was auch durch Untersuchungen von Aden bestätigt wurde [120]. Dies zeigt sich bei der Betrachtung der Hoffmanaufnahmen in Abschnitt 4.3. Nach einiger Zeit bildet sich im Randbereich ein Dichtewall, der sich in den integrierten Signalen in Form eines lokalen Maximums an der Signalfont zeigt (z. B. Abbildung 6.6). Dies geschieht umso früher, je kleiner die Bestrahlung ist. Bei großen Bestrahlungen oberhalb von $1,40 \text{ J/cm}^2$ (Abbildung 6.10) beginnt sich die innere Stoßwelle schon am äußeren Rand dieses Dichtewalls

Bestrahlung	Laufstrecke nach Deflektometrie	Laufstrecke nach Fotos
$0,12 \text{ J/cm}^2$	$600 \text{ }\mu\text{m}$	$750 \text{ }\mu\text{m}$
$0,24 \text{ J/cm}^2$	$800 \text{ }\mu\text{m}$	$1000 \text{ }\mu\text{m}$
$0,48 \text{ J/cm}^2$	$900 \text{ }\mu\text{m}$	$1700 \text{ }\mu\text{m}$
$1,40 \text{ J/cm}^2$	$2000 \text{ }\mu\text{m}$	$3000 \text{ }\mu\text{m}$
$2,80 \text{ J/cm}^2$	$1400 \text{ }\mu\text{m}$	$2600 \text{ }\mu\text{m}$
$5,40 \text{ J/cm}^2$	$1200 \text{ }\mu\text{m}$	$1900 \text{ }\mu\text{m}$

Tabelle 6.2. Erforderliche Laufstrecken bis zur Ablösung der Stoßwelle von der Kontaktfront, ermittelt anhand der Deflektometriesignale und den Schlierenaufnahmen. Der Vergleich zeigt, dass die Deflektometriemessungen empfindlicher sind.

Bestrahlung	Erforderliche Laufstrecke	Zugehöriger Zeitpunkt
1,40 J/cm ²	1200 µm	1,2 µs
2,80 J/cm ²	1200 µm	1,0 µs
5,40 J/cm ²	900 µm	0,6 µs

Tabelle 6.3. Erforderliche Laufstrecke und Zeitpunkt bis zum Ablösen der inneren Stoßwelle.

zu bilden, wenn sich zwischen Oberfläche und Kontaktfront noch ein Dichtemaximum befindet. Dieses Phänomen erschließt sich bei gleichzeitiger Betrachtung der Differenzsignale der beiden Sektoren und des integrierten Signals. Das Differenzsignal im Abstand von 600 µm zeigt einen deutlichen negativen Ausschlag, während in gleichem Abstand beim integrierten Signal noch ein darauf folgender Anstieg der Dichte zu beobachten ist. Bei einer Bestrahlung von 5,40 J/cm² (Abbildung 6.14) ist dies ebenfalls sehr deutlich zu erkennen. Wenn das Dichtemaximum durch die Expansion der Ablationswolke in größerem Abstand verschwunden ist, löst sich die innere Stoßwelle von der Kontaktfront ab und beginnt, in die Wolke hinein zu laufen. Die Abstände und Zeiten, zu denen dieses geschieht, sind in der folgenden Tabelle zusammen gefasst. Obige Daten stimmen gut mit den Ablösezeitpunkten der inneren Stoßwelle in den in Abschnitt 4.3 gezeigten Ortskurven überein, die aus den Schlierenfotografien ermittelt wurden. Die Schlierenfotos liefern aber lediglich phänomenologische Informationen, während die Deflektometriemessungen die Ursachen der Ausbreitung der inneren Stoßwelle aufzeigen, nämlich den sinkenden Druck im Inneren der Ablationswolke. Sie bestätigen dabei die von verschiedenen Autoren formulierten und in Kapitel 2.4 dargestellten theoretischen Vorstellungen zu ihrer Entstehung.

6.3.3 Ausbreitung der inneren Stoßwelle

Die Ausbreitung der inneren Stoßwelle ist in den Deflektometriemessungen wegen der zahlreichen Störungen durch Turbulenzen in der Ablationswolke und des punktförmigen Charakters der Messung deutlich schlechter zu verfolgen als auf den Schlierenfotografien in Kapitel 4, wo sich durch die zweidimensionale Darstellung ein deutlich besseres Signal zu Rausch Verhältnis ergibt. Erst bei hohen Bestrahlungen ab 1,40 J/cm² (Abbildung 6.10) zeigt sich insbesondere in den Differenzsignalen hinter den beiden Maxima zu Beginn des Signals ein negatives Signal, welches sich mit zunehmendem Abstand von diesen Spitzen zeitlich separiert. Bei 1,40 J/cm² erkennt man darüber hinaus im Messabstand von 900 bis 1200 µm das Signal, welches durch die rücklaufende Stoßwelle verursacht wird. Generell trägt die innere Stoßwelle wie bereits beschrieben dazu bei, einen deutlichen Signalabfall hinter der Kontaktfront hervor zu rufen.

6.3.4 Nichtlineare Schallausbreitung während der Expansion der Ablationswolke

Aufgrund Ihrer geringen Anstiegszeit von 10 ns (Abschnitt 3.4) ist die optische Deflektometrie sehr gut dazu geeignet, die Anstiegszeit der Stoßwelle zu untersuchen. Die Geometrie des Aufbaus gewährleistet, dass die Signale im Bereich der Stoßwelle nicht durch Vignettierungseffekte beeinflusst werden. Die folgenden Angaben der Stoßfrontbreite beziehen sich jeweils auf den Anstieg von 10% auf 90 % des Signalmaximums. Das Aufstellen der Stoßfront in der Anfangsphase wurde bereits in Abschnitt 6.3.1 diskutiert. Abbildung 6.15 zeigt, dass die resultierende Anstiegszeit der Stoßwelle umso kürzer ist, je höher die bei der Ablation verwendete Bestrahlung ist. Ein größerer Messabstand ist gleichbedeutend mit einer Verlängerung der Anstiegs-

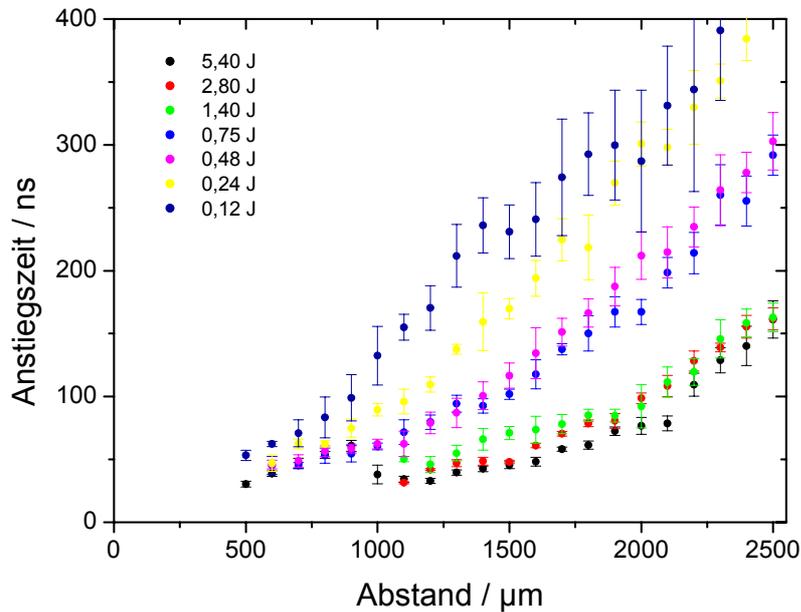


Abbildung 6.15. Anstiegszeit der Stoßwelle in Abhängigkeit vom Abstand bei unterschiedlichen Bestrahlungen. Grundsätzlich nimmt die Anstiegszeit mit wachsender Bestrahlung ab und mit dem Abstand zu.

zeit. Eine Ausnahme zeigt sich hier lediglich bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$, bei der im Abstand von $700 \mu\text{m}$ ein lokales Maximum der Anstiegszeit zu beobachten ist. Dies ist vermutlich auf die Wechselwirkung von Kontaktfront und Stoßwelle zurück zu führen, die beide in der Anfangsphase einen gemeinsamen Druckpuls bilden.

Nach dem Ablösen der Stoßfront von der Kontaktfront wird die Anstiegszeit durch zwei konkurrierende Effekte beeinflusst: Die Energiedissipation an der Stoßfront bewirkt eine Vergrößerung der Anstiegszeit mit wachsendem Abstand von der Oberfläche, während nichtlineare Ausbreitungseffekte die Stoßfront erhalten (Abschnitt 2.4). Da die Stärke der nichtlinearen Effekte mit wachsender Bestrahlung zunimmt, bleibt hier der Stoßfrontcharakter am längsten erhalten und die Anstiegszeit nimmt am langsamsten zu. Die Stoßwellenverbreiterung führt zusammen mit der Energiedissipation an der Stoßfront dazu, dass der Stoßwellendruck sehr viel schneller abfällt, als es sich aus rein geometrischen Überlegungen ergeben würde (Kapitel 7).

6.3.5 Schlussfolgerung für die Online-Materialdifferenzierung

Die Deflektometriesignale bei der Ablation mit unterschiedlichen Bestrahlungen haben anfangs, bei Abständen bis etwa $1000 \mu\text{m}$, recht unterschiedliche Strukturen und sind zugleich für jeden Bestrahlungswert und Abstand gut reproduzierbar. Ein ähnliches Verhalten wird bei Variation des Probenmaterials erwartet. Dieser Unterschied könnte zur Online-Materialdifferenzierung während der Ablation verwendet werden. In praktischen Fällen ist jedoch eine optische oder akustische Detektion in lediglich 1 mm Abstand kaum realistisch. Daher muss das Hauptaugenmerk auf der Signalform in größeren Abständen gelegt werden. Hier ist nur leider festzustellen, dass sich die Signalformen wegen der Nichtlinearität der Schallausbreitung bei hohen Druckamplituden immer angleichen. Nach etwa $2,5 \text{ mm}$ Laufstrecke hat

sich in allen Fällen das typische Stoßwellenprofil mit Stoßfront und anschließendem exponentiellen Abfall ausgebildet.

Bei kleinen Bestrahlungen ist noch eine gewisse Laufstrecke erforderlich, bevor sich nach Ablösen der Stoßfront von der Kontaktfront ein Deflektometriesignal mit dem typischen exponentiellen Stoßwellenprofil gebildet hat, doch deren Laufstrecke beträgt weniger als 1 mm. Bei großen Bestrahlungen bildet sich wegen der stärkeren Nichtlinearität das Exponentialprofil bereits unmittelbar nach dem Ablösen der Stoßwelle von der Kontaktfront aus. Tabelle 6.4 zeigt die Laufzeiten bis zum Auftreten eines typischen Stoßwellensignals in den Deflektometriemessungen sowie den Abstand bis zur fotografischen Trennung von Stoßwelle und Kontaktfront.

Nach Ausbildung des Exponentialprofils haben sich alle Material- und Bestrahlungsspezifischen Signaturen weitestgehend ausgeglichen und die Signale unterscheiden sich nur noch nach Amplitude, Dauer und Anstiegszeit des Exponentialprofils. Dies erfordert die Verwendung globaler Indikatoren anstatt spezifischer Einzelindikatoren und führt so zu einer erheblichen Erschwerung der Online-Materialdifferenzierung.

Bestrahlung	Abstand bis zur Ausbildung eines typischen Stoßwellenprofils	Abstand bis zur fotografischen Trennung von Stoßwelle und Kontaktfront	Zugehörige Abbildung
0,12 J/cm ²	1400 µm	750 µm	4.31
0,24 J/cm ²	1900 µm	1000 µm	4.38
0,48 J/cm ²	2300 µm	1700 µm	4.46
1,40 J/cm ²	26000 µm	3000 µm	4.59
2,80 J/cm ²	2600 µm	2600 µm	4.68
5,40 J/cm ²	2000 µm	1900 µm	4.77

Tabelle 6.4. Laufstrecken bis zur Ausbildung eines Stoßwellenprofils sowie fotografisch ermittelt Abstand bis zur Trennung von Stoßwelle und Kontaktfront nebst zugehöriger Abbildung

7 Akustische Messungen

Die Untersuchung des akustischen Signals in größerem Abstand von der Signalquelle mittels eines Schallsensors liefert die Grundlage für die Entwicklung einer möglichen akustischen Online-Kontrolle bei der Ablation mit gütegeschalteten Er:YAG Laserpulsen (Abschnitt 7.2). Ein solches Verfahren konnte in früheren Studien von Nahen erfolgreich bei der Anwendung mit freilaufenden Laserpulsen etabliert werden [2]. Darüber hinaus ermöglicht es die abstandsabhängige Messung der Schallsignale, Aussagen über deren Entstehung und Ausbreitung zu treffen (Abschnitt 7.1).

Ogleich die in Kapitel 6 vorgestellte optische Deflektometrie eine höhere Zeitauflösung als ein Schallsensor bietet, ist sie aufgrund des geringen Messabstandes, der empfindlichen Justage und des verhältnismäßig umfangreichen Aufbaus für den klinischen Einsatz nicht geeignet (Kapitel 6). Die Untersuchungen im Hinblick auf eine akustische Online-Kontrolle konzentrieren sich daher auf den Einsatz von Schallsensoren.

7.1 Akustische Messungen in Luft

Das Ziel der abstandsabhängigen akustischen Messungen in Luft ist es, die Entwicklung der Druckwelle bezüglich Anstiegszeit und Amplitude zu erfassen. Als Sensor wurde ein spezielles Hydrofon verwendet (TNU100A, NTR Systems), das aufgrund seiner geringen Abmessungen und seiner hohen Bandbreite von 2 MHz sehr gut für diesen Zweck geeignet ist (Abschnitt 3.5.2). Da die angegebene Kalibrierung des Sensors Wasser als umgebenes Medium voraussetzt, lassen sich die gemessenen Spannungen nicht unmittelbar in Druckwerte umwandeln. Für die angestrebte Erfassung des relativen Amplitudenverlaufs als Funktion des Abstandes ist diese Einschränkung auf qualitative Ergebnisse allerdings ohne Belang. Die Messung der Anstiegszeit ist hiervon vollständig unbeeinträchtigt. Alle Messungen wurden in einem Winkel von 30° zur Strahlachse des Lasers durchgeführt. Der minimale Abstand betrug 2,5 mm, da andernfalls der Sensor in den Strahlengang des Lasers hinein geragt hätte. Die hier gezeigten und diskutierten Ergebnisse beziehen sich auf die Ablation von Wasser, lassen sich aber aufgrund der sehr ähnlichen Stoßwellenabstrahlung bei Leber und Haut (Abschnitt 4.3) auf diese Fälle übertragen.

7.1.1 Darstellung der akustischen Signale

Abbildung 7.2 zeigt die im Abstand von 2,5 mm gemessenen Schallsignale bei unterschiedlichen Bestrahlungen zwischen 0,12 und 5,40 J/cm². Es zeigt sich, dass der Verlauf des Schallsignals bei allen Bestrahlungen ähnlich ist und sich vor allem in der Signalstärke unterscheidet. Das Schallsignal zeigt deutlich die Merkmale einer N-Wave, die sich nach einer hinreichend langen Laufstrecke aus jedem hinreichend starken Druckpuls entwickelt (Abschnitt 2.4.2). In ihrer idealisierten Form besteht sie aus einem starken Druckpuls mit kurzer An-

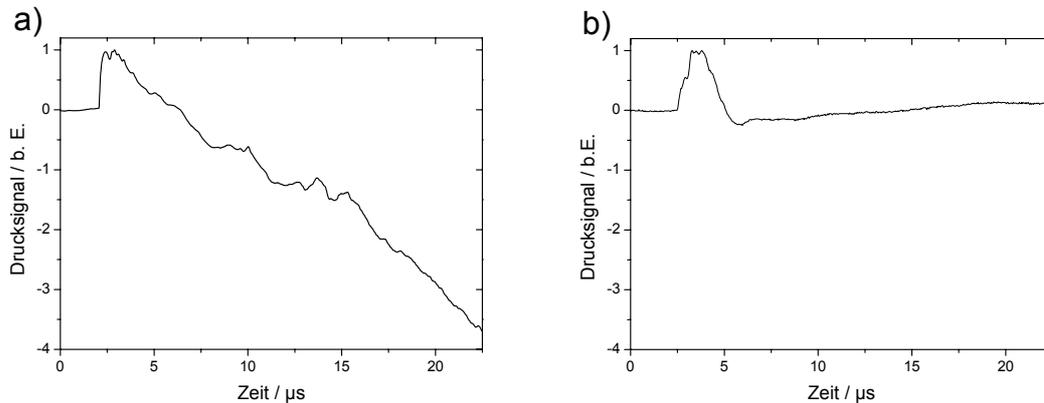


Abbildung 7.1. Vergleich eines Deflektometriesignals (a) mit einer Messung des Schallsensors (b) im Abstand von 2,5 mm bei einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$. Die Amplituden beider Datensätze wurden auf eins normiert.

stiegszeit, gefolgt von einer deutlich schwächeren und längeren Unterdruckphase, die langsam bis zum Umgebungsdruck ansteigt.

Vergleicht man die Messung des Schallaufnehmers mit einem Deflektometriesignal bei gleicher Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ und gleichem Messabstand von 2,5 mm (Abbildung 7.1), so zeigt sich zunächst, dass der Druckpuls zu Beginn des Signals von beiden Verfahren sehr ähnlich erfasst wird. Die Anstiegszeit des Schallsignals ist mit 700 ns größer als die des Deflektometriesignals (230 ns), was auf die unterschiedlichen Bandbreiten der beiden Messsysteme zurück zu führen ist. Die Halbwertsbreite des Pulses ergibt sich in beiden Fällen zu etwa $2,2 \mu\text{s}$. Trotz der höheren Bandbreite der Deflektometriemessung liegen beide Verfahren hier gleich auf, da die Deflektometrie aufgrund von Vignettierungseffekten die abfallende Flanke des Signals nur mit einer schwer quantifizierbaren Verbreiterung erfasst (Kapitel 6). Insgesamt zeigt sich im Bereich des Druckpulses eine gute Übereinstimmung beider Verfahren, so dass die Messung mittels Schallaufnehmer eine sinnvolle Erweiterung für größere Messabstände darstellen. Der Abstand von 2,5 mm kann dabei als Übergangszone beider Verfahren angesehen werden, da hier die höhere Bandbreite der Deflektometrie noch sinnvoll genutzt werden kann und gleichzeitig der Schallsensor vergleichbare Ergebnisse liefert.

Hinter dem primären Druckpuls fällt das Deflektometriesignal im Gegensatz zum Signal des Schallaufnehmers monoton ab. Dieser Verlauf ist primär auf die Ablenkung des Teststrahls in den Randbereichen der Druckwelle zurück zu führen und spiegelt nicht unmittelbar den Druckverlauf im Messfokus wieder. Dennoch zeigt sich hier, dass die Ereignisse in der Ablationswolke, wie z. B. die innere Stoßwelle, in diesem Abstand keinen oder nur noch einen geringfügigen Beitrag zur Signalentstehung leisten. Diese Ablationsbestandteile können daher nicht zur Erklärung der Schallaufnehmersignale herangezogen werden. Die Ursache für die Signalanteile, die in allen dargestellten akustischen Messungen nach etwa 17 und $35 \mu\text{s}$ auftreten, sind vielmehr Beugungseffekte des primären Druckimpulses an den Rändern des Detektors. Die Beugungswelle läuft durch die Sensorfläche und überlagert sich mit dem eigentlichen Messsignal (Abschnitt 2.4.3). Die beiden Signale entsprechen dem ersten und

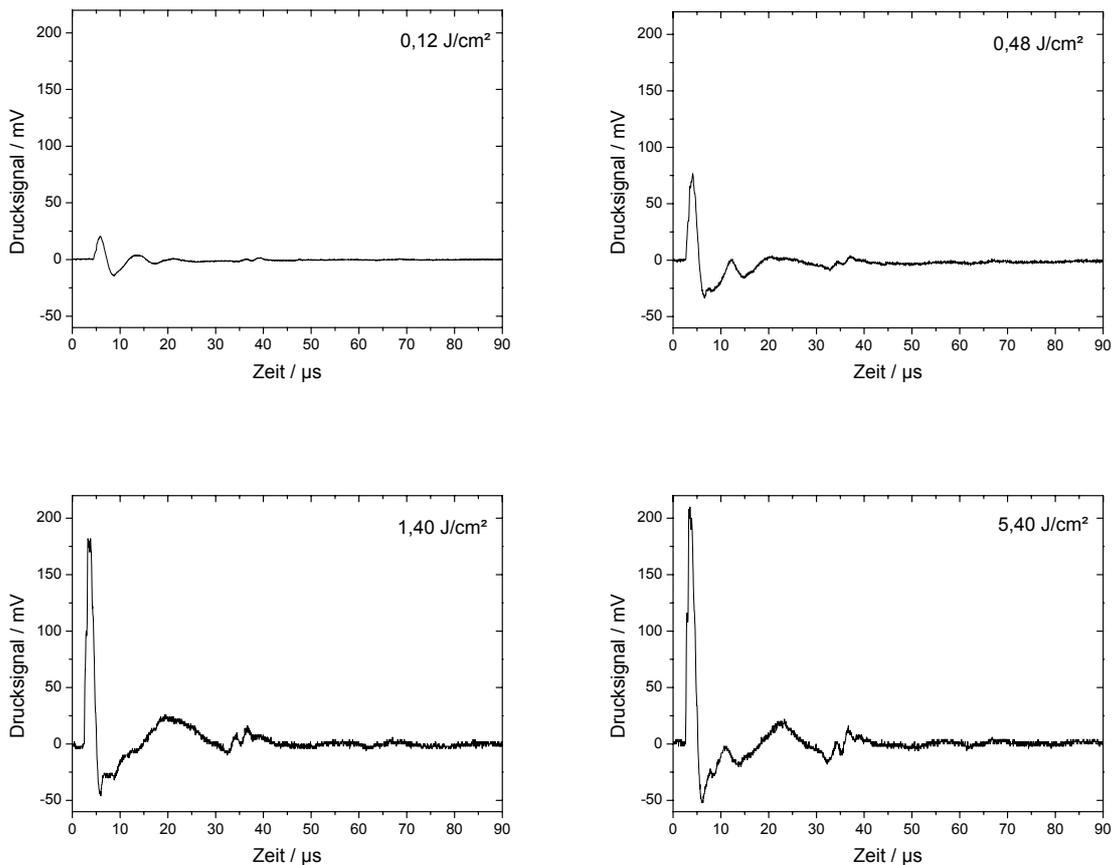


Abbildung 7.2. Akustische Signale bei der Ablation von Wasser, gemessen im Abstand von 2,5 mm bei unterschiedlicher Bestrahlung. Trotz der großen Bandbreite der Bestrahlung von 0,12 – 5,40 J/cm² weist der Signalverlauf in allen Fällen eine große Ähnlichkeit auf.

zweiten Durchlauf der Beugungswelle, wobei das zweite Signal nach 35 μs bereits eine deutlich geringere Amplitude aufweist.

Abbildung 7.3 zeigt die über fünf Einzelmessungen gemittelten Druckamplituden in Abhängigkeit von der Bestrahlung. Zwischen 0,12 und 1,40 J/cm² steigen die Amplituden nahezu linear an, wohingegen der Anstieg oberhalb von 1,40 J/cm² deutlich nachlässt. Die Untersuchung der Anfangsphase der Stoßwellenexpansion anhand der Bildserien in Abschnitt 4.4.2.1 hat gezeigt, dass die Stoßwellen bei Bestrahlungen von 2,80 und 5,40 J/cm² deutlich höhere Maximalgeschwindigkeiten aufweisen als bei geringeren Bestrahlungen. Gleichzeitig nimmt die Ausbreitungsgeschwindigkeit, die bei Schallwellen gleichbedeutend ist mit dem Maximaldruck, in diesen Fällen überproportional stark ab. Der hohe Druck in der Anfangsphase bewirkt hier einen überproportional starken Gegendruck in der umliegenden Luft, der insbesondere die Kontaktfront stark abbremst und eine starke innere Stoßwelle hervorruft. Das Abbremsen der Kontaktfront überträgt sich auf die Expansion der äußeren Stoßwelle, die bereits nach 2 μs nur noch geringfügig schneller erfolgt als bei einer Bestrahlung von 1,40 J/cm² (Abbildung 4.97). Aus diesem Grund steigen auch die im Abstand von 2,5 mm durch

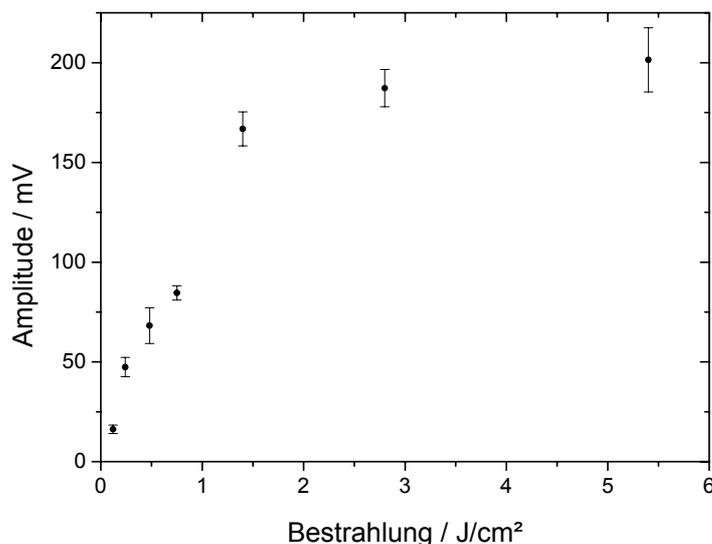


Abbildung 7.3. Amplitude der Schallsignale bei der Ablation von Wasser in Abhängigkeit von der Bestrahlung, gemessen im Abstand von 2,5 mm und gemittelt über fünf Einzelmessungen. Es zeigt sich, dass die Amplituden bei einer Erhöhung der Bestrahlung oberhalb von 1,40 J/cm² nur noch geringfügig ansteigen.

den Schallsensor gemessenen Druckamplituden oberhalb einer Bestrahlung von 1,40 J/cm² nur noch geringfügig an.

7.1.2 Abstandsabhängigkeit der Signale

Die Druckamplituden der Stoßwelle sind in Abbildung 7.4 als Funktion des Abstandes über fünf Einzelmessungen gemittelt dargestellt. Wie schon in Abbildung 7.3 erfolgt oberhalb einer Bestrahlung von 1,40 J/cm² in geringem Abstand nur noch ein geringfügiger Anstieg der Amplitude. Alle Kurven zeigen einen im Rahmen der Schwankungsbreite streng monoton fallenden Verlauf und nähern sich mit zunehmendem Abstand deutlich aneinander an, da Druckwellen mit hohen Amplituden aufgrund von Dissipationseffekten eine stärkere Dämpfung erfahren als schwächere Wellen (Abschnitt 2.4.2). Die Druckwerte bei 5,40 J/cm² liegen zunächst deutlich über denen bei 1,40 J/cm², fallen dann aber sehr viel stärker ab. Bei Abständen oberhalb von 4,5 mm verlaufen die beiden Kurven dann praktisch deckungsgleich.

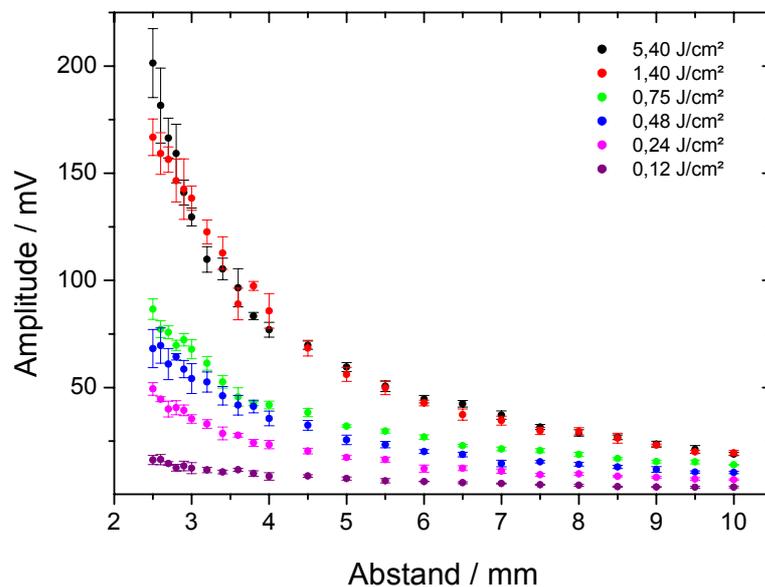


Abbildung 7.4. Amplitudenentwicklung der Druckwelle in Abhängigkeit vom Abstand bei unterschiedlichen Bestrahlungen. Wie schon in Abbildung 7.3 zeigt sich auch hier der starke Anstieg der Amplitude beim Übergang von 0,75 zu 1,40 J/cm² bei geringen Abständen. Mit zunehmendem Abstand verringert sich die Differenz, da Druckwellen mit großen Amplituden eine höhere Dämpfung erfahren.

Die Art der sich hier zeigenden Druckabnahme ist charakteristisch für die Ausbreitung einer sphärischen Welle, deren Intensität sowohl durch die Ausdehnung über einen größeren Raumbereich als auch durch Dissipation geschwächt wird. Um die Amplitudenabnahme zu quantifizieren wurden die Messpunkte nach Formel 2.18 angefitet. Diese Gleichung erfasst sowohl die Druckabnahme infolge der sphärischen Ausbreitung ($\propto 1/r$) als auch die Druckverluste durch Dissipation bzw. die Amplitudenabnahme durch Stoßwellenverbreiterung ($\propto e^{-\alpha x}$). Der Exponent α wird als Dissipationskonstante bezeichnet und gibt das Maß der Dämpfung an. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.5 für vier unterschiedliche Bestrahlungen zwischen 0,12 und 5,40 J/cm² dargestellt, wobei in den einzelnen Graphen die ermittelten Werte für α eingetragen sind. Dabei zeigt sich, dass der Wert der Dissipationskonstanten mit der Bestrahlung von 0,023 bei 0,12 J/cm² auf 0,169 bei 5,40 J/cm² zunimmt. Es bestätigt sich also, dass bei höheren Druckamplituden eine verstärkte Dämpfung auftritt. Darüber hinaus sieht man, dass die Übereinstimmung der Kurven mit den Messpunkten mit zunehmender Bestrahlung abnimmt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass α mit zunehmender Frequenz zunimmt ist und sich deshalb vor allem bei einer Bestrahlung von 5,40 J/cm² während der Ausbreitung ändert. Für die Amplitudenabnahme bedeutet dies, dass zu Beginn der Ausbreitung ein verhältnismäßig großer Anteil hoher Frequenzen vorliegt und daher eine stärkere Dämpfung erfolgt als in größerem Abstand.

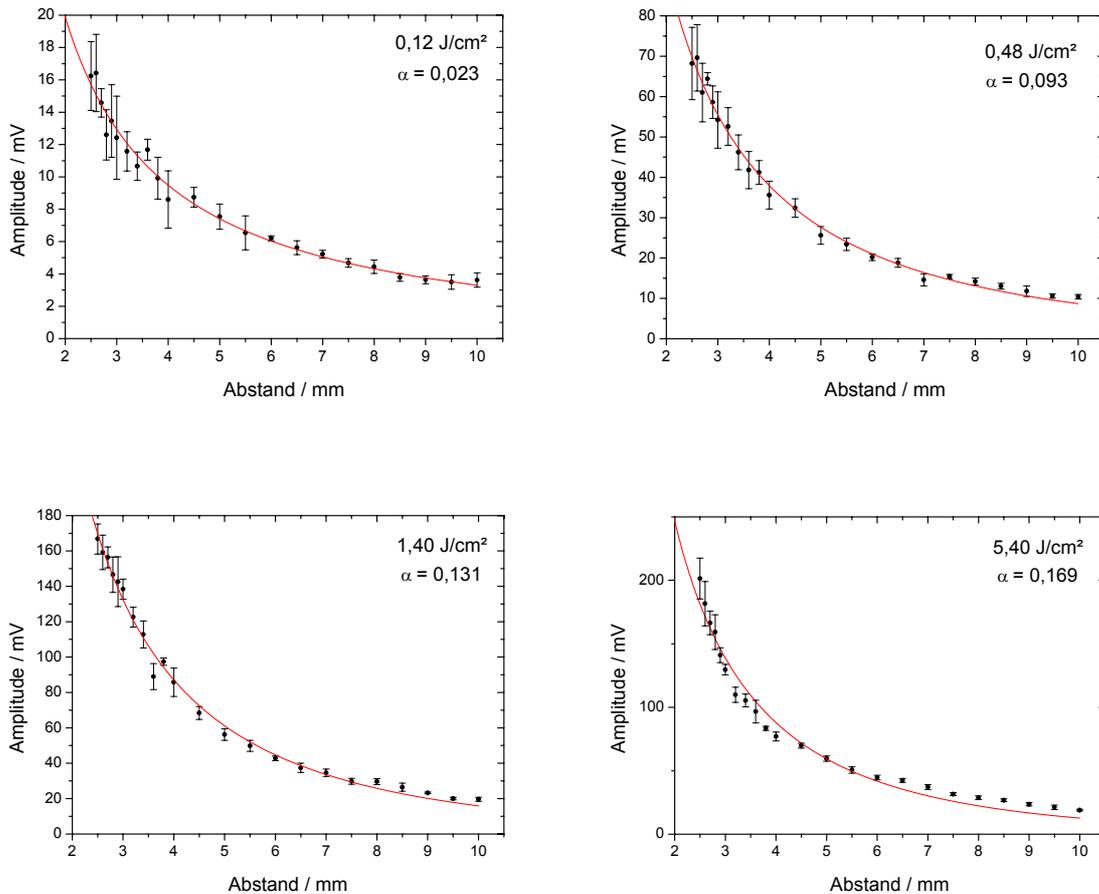


Abbildung 7.5. Angefittete Druckabnahme bei unterschiedlichen Bestrahlungen. Es zeigt sich, dass mit zunehmender Bestrahlung die Dissipationskonstante zunimmt. Darüber hinaus sinkt die Übereinstimmung der gefitteten Funktion mit den Messpunkten mit der Bestrahlung, da für eine optimale Anpassung bei hohen Amplituden die Druckabhängigkeit von α berücksichtigt werden müsste.

Neben der Amplitudenentwicklung ist auch das Verhalten der Anstiegszeit der Stoßfront mit zunehmendem Abstand von Interesse. Abbildung 7.6 zeigt die Einzeldarstellungen der über fünf Einzelmessungen gemittelten Anstiegszeiten als Funktion des Abstandes für Bestrahlungen von 0,12 – 5,40 J/cm².

Es zeigt sich, dass die Anstiegszeit zunächst bei allen Bestrahlungen mit dem Abstand zunimmt, wobei dieser Effekt mit zunehmender Bestrahlung ausgeprägter auftritt. Während bei 5,40 J/cm² zunächst ein steiler Anstieg von 600 ns auf 1,1 μ s auftritt, liegt die Anstiegszeit bei einer Bestrahlung von 0,12 J/cm² über den gesamten Abstandsbereich fast konstant bei etwa 1,1 μ s. Bei einer Bestrahlung von 0,48 J/cm² erfolgt ein Anstieg von 1 μ s auf 1,1 μ s, bei einer Bestrahlung von 1,40 J/cm² von 700 ns auf 1,15 μ s. Auffallend ist, dass bei allen Bestrahlungen im Abstand von etwa 3,5 mm ein Plateau der Anstiegszeit von ca. 1,1 μ s erreicht wird, welches bis zum maximalen Messabstand von 10 mm nur noch geringfügig ansteigt. Wie schon beim Vergleich einer Einzelmessung mit einem Deflektometriesignal in Abschnitt 7.1.1 zeigt sich auch hier, dass die gemessene Anstiegszeit im Abstand von 2,5 mm deutlich größer

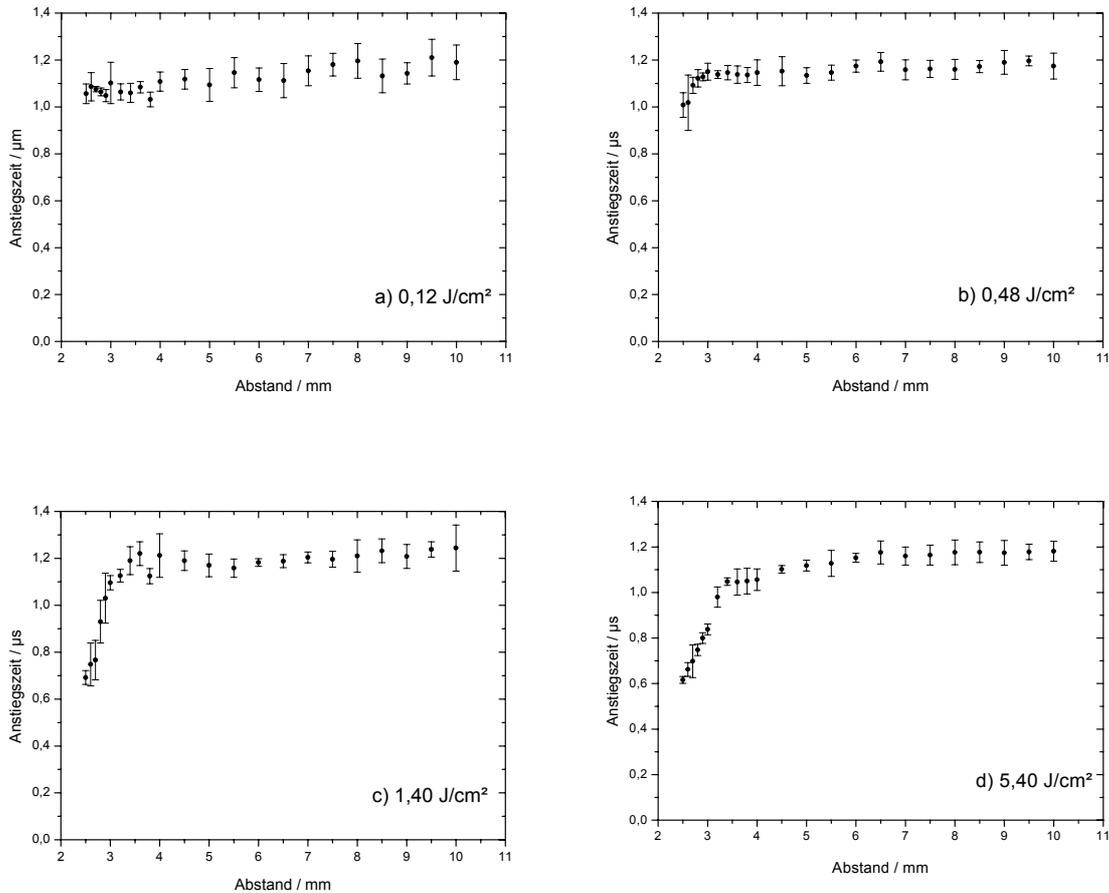


Abbildung 7.6. Anstiegszeit der Stoßfront in Abhängigkeit vom Abstand, dargestellt für Bestrahlungen von 0,12 – 5,40 J/cm². In allen Darstellungen steigt die Anstiegszeit zunächst stark an und erreicht nach 4,5 mm ein Plateau, in dessen Bereich nur noch ein geringfügiger Abstieg erfolgt. Die minimale Anstiegszeit beträgt bei einer Bestrahlung von 5,40 J/cm² etwa 500 ns..

ist als durch die Deflektometrie ermittelt wurde (Kapitel 6). Diese liegt je nach Bestrahlung im Abstand von 2,5 mm zwischen 150 und 400 ns. Die auftretenden Abweichungen lassen sich durch die geringere Bandbreite des akustischen Sensors erklären.

7.1.3 Diskussion

Die akustischen Signale weisen bei allen Bestrahlungen einen sehr ähnlichen Verlauf auf und variieren in erster Linie in der Signalstärke (Abbildung 7.2). Der erste Teil des Signals kommt dabei durch die externe Stoßwelle zustande, aus der sich bereits im Abstand von 2,5 mm eine N-Wave entwickelt hat (Abschnitt 2.4.2). Wie der Vergleich mit den Deflektometriemessungen zeigt, leisten die restlichen Ablationsbestandteile wie reflektierte interne oder externe Stoßwelle sowie die Kontaktfront bereits im minimalen betrachteten Abstand von 2,5 mm keinen Beitrag für das Schallsignal mehr und tragen demnach auch nicht zum Detektorsignal bei. Vielmehr werden die restlichen Signalanteile, wie in Abschnitt 7.1.1 dargestellt, durch

Reflektionen der Druckwelle an den Rändern des Sensors verursacht und stellen somit Messartefakte dar.

Bei der Betrachtung der Signalamplituden im geringsten Messabstand von 2,5 mm tritt oberhalb einer Bestrahlung von $1,40 \text{ J/cm}^2$ nur noch ein geringer Anstieg der Amplitude auf (Abbildung 7.3). Die Energieabhängigkeit des Stoßwellendrucks im betrachteten Abstand ist allein auf Basis der Schallmessungen und auch durch die Einbeziehung der stärkeren Dissipation höherer Frequenzen nicht zu verstehen, sondern erschließt sich erst durch Einbeziehung der Nahfelddynamik, die fotografisch (Kapitel 4) und durch Deflektometrie (Kapitel 6) untersucht wurde. Die Auswertungen der Bildserien in Kapitel 4 zeigen, dass die maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle und damit auch der höchste Amplitudendruck bereits nach etwa 200 ns im Abstand von 0,1 bis 0,6 mm erreicht werden (Abbildung 4.102). Der hier betrachtete Abstand von 2,5 mm stellt für die Stoßwellenausbreitung somit eine große Distanz dar, in dem das Maximum der Stoßwellenausbreitung bereits überschritten ist. Wie in Kapitel 4 erläutert wurde, steigt der Maximaldruck der Stoßwelle im Nahfeld auch oberhalb von $1,40 \text{ J/cm}^2$ deutlich an. Allerdings entsteht insbesondere bei Bestrahlungen von $2,80$ und $5,40 \text{ J/cm}^2$ eine überproportional starke interne Stoßwelle, die einen Teil der Expansionsenergie enthält. Dieser Umstand, sowie die rasche Verbreiterung der hier betrachteten externen Stoßwelle, sind die Ursachen für die Limitierung der Amplitude der externen Stoßwelle bei großen Bestrahlungen.

Die verstärkte Dämpfung hoher Amplituden setzt sich auch noch im Abstandsintervall von 2,5 – 10 mm der akustischen Messungen fort. Abbildung 7.5 zeigt, dass die Dissipationskonstante α entsprechend der höheren Dämpfung mit der Bestrahlung ansteigt. Darüber hinaus ist die Übereinstimmung der Messpunkte mit den angefütteten Kurve der Druckabnahme bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ verhältnismäßig schlecht, da sich hier der Wert von α während der Ausbreitung ändert. Das Taylor-Sedov-Modell für die Ausbreitung von Stoßwellen (Abschnitt 2.4.4) ist in diesem Fall generell nicht mehr anwendbar, da sich die Druckwerte an der Stoßfront hier bereits dem Atmosphärendruck angenähert haben und das Modell die Einwirkung des Hintergrundgases vernachlässigt.

Die verstärkte Dämpfung hoher Frequenzen bestätigt sich auch bei der Betrachtung der Anstiegszeiten und deren Entwicklung in Abbildung 7.6. Bei allen Bestrahlungen steigt die Anstiegszeit zunächst deutlich an und erreicht dann ein Plateau mit einem nur noch geringfügigen Anstieg. Kurze Anstiegszeiten sind gleichbedeutend mit einem spektralen Anteil hoher Frequenzen, die stärker gedämpft werden und daher eine größere Anstiegszeit hervorrufen. Bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ ist die Anstiegszeit mit 600 ns zunächst deutlich geringer als bei kleineren Bestrahlungen und wächst aufgrund der überproportional hohen Dämpfung stärker an, bis ein für alle Bestrahlungen ähnliches Niveau erreicht ist und auch die weitere Zunahme sehr viel langsamer und nahezu synchron verläuft.

Aufgrund des ermittelten Verlaufs von Amplitude und Anstiegszeit lässt sich sagen, dass die Ausbildung der Stoßwelle vor dem hier betrachteten Abstandsintervalls von 2,5 – 10 mm abgeschlossen ist. Hierdurch werden die Ergebnisse der ausgewerteten Stoßwellenausbreitung anhand der Bildserien in Kapitel 4 bestätigt, die ein Maximum der Ausbreitungsgeschwindig-

keit der Stoßwelle und ein damit verbundenes Druckmaximum in einem Abstand von weniger als 500 μm gezeigt haben (Abschnitt 4.4.2). Der geringe Anstieg der Amplituden bei Bestrahlungen oberhalb von 1,40 J/cm^2 erklärt sich durch die Betrachtung der Nahfelddynamik und die Aufteilung der Expansionsenergie in externe und innere Stoßwelle.

Der Umstand, dass das akustische Signal ausschließlich durch die externe Stoßwelle verursacht wird und diese bereits im minimalen Abstand von 2,5 mm einen Großteil ihrer ablationsspezifischen Eigenschaften verloren hat, ergibt eine ungünstige Voraussetzung einer akustischen Materialdetektion. Diese wird in Abschnitt 7.2 untersucht.

7.2 Akustische Materialdetektion mit QS-Pulsen

Frühere Untersuchungen haben gezeigt, dass mit freilaufenden Er:YAG-Laserpulsen eine Detektion unterschiedlicher Materialien anhand des akustischen Signals möglich ist [2]. Die Materialdetektion ist hinreichend empfindlich, um eine akustische Online-Kontrolle zu realisieren, die während der Ablation verbrannter Haut den Übergang zu den tiefer gelegenen vitalen Hautschichten detektiert und somit eine sehr präzise Gewebeablation ermöglicht. Eine in-vivo Erprobung dieser Technik mit freilaufenden Laserpulsen wird in Kapitel 8 präsentiert. In diesem Abschnitt wird untersucht, ob eine ähnliche Materialdetektion auch bei der Verwendung gütegeschalteter Er:YAG-Laserpulse möglich ist.

Für die Untersuchungen wurde derselbe piezoelektrische Schallaufnehmer verwendet, der bereits bei der Materialdetektion mit freilaufenden Laserpulsen zum Einsatz kam (PCB132A, NTR-Systems). Die Bandbreite des Sensors beträgt dabei 1 MHz. Im Hinblick auf den möglichen Einsatz der akustischen Materialdetektion im klinischen Alltag wurde die Signalmessung in einem Abstand von 30 mm und einem Winkel von 30° durchgeführt. Dies gewährleistet die Integration des Sensors in ein Laserhandstück, ohne den Chirurgen bei seiner Arbeit zu behindern (Abschnitt 3.1.2).

7.2.1 Signalformen

Abbildung 7.7 zeigt die akustischen Signale bei der Ablation von Wasser mit Bestrahlungen zwischen 0,12 – 5,40 J/cm^2 . Wie schon bei den Hydrofon-Messungen in Luft (Abbildung 7.2) weisen auch hier alle Messungen einen bis auf die Signalstärke nahezu identischen Verlauf auf. Das Signal besteht fast ausschließlich aus einer starken bipolaren akustischen Transiente, die durch die Stoßwelle hervorgerufen wird. Die Druckamplitude erreicht dabei ein Maximum von 10,5 kPa bei einer Bestrahlung von 5,40 J/cm^2 , während der Wert bei 0,12 J/cm^2 nur 2,1 kPa beträgt. Neben der Transiente zu Beginn des Signals tritt bei allen Messungen eine weitere bipolare Transiente mit deutlich geringerer Amplitude in einem zeitlichen Abstand von 65 μs auf. Die Form dieses Signalbestandteils weist eine sehr große Ähnlichkeit auf mit der Transiente zu Beginn des Signals. Es handelt es sich hierbei wahrscheinlich um eine Reflektion des primären Signals an einem Bestandteil der Messanordnung. Die beobachtete zeitliche Differenz entspricht bei normaler Schallgeschwindigkeit einem Weglängenunterschied von 2,2 cm und liegt dabei in der Größenordnung des Messaufbaus. Eine mögliche Ursache wäre

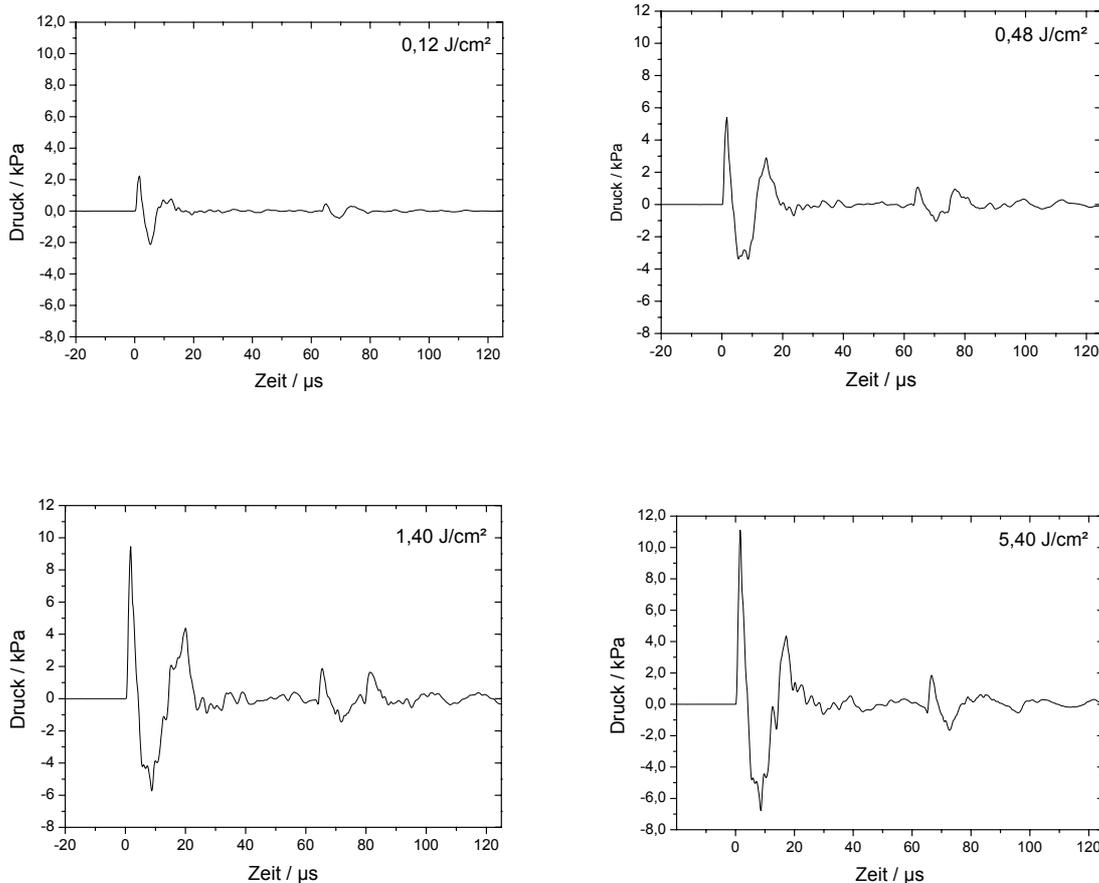


Abbildung 7.7. Akustische Signale bei der Ablation von Wasser mit Bestrahlungen von $0,12 - 5,40 \text{ J/cm}^2$ gemessen im Abstand von 30 mm . Wie schon bei Messungen im Abstand von $2,5 \text{ mm}$ in Abschnitt 7.1.1 weisen auch hier alle Signale einen sehr ähnlichen Verlauf.

damit die Reflektion des primären Schalsignals an der aus Aluminium gefertigten Halterung der Küvette, die sich etwa in diesem Abstand vom Ablationsort befand. Die Betrachtung der Bildserien in Kapitel 4 bestätigt diese Vermutung, da sich kein mit der Ablation direkt verbundenes Geschehen nach $65 \mu\text{s}$ findet, das ein solches Signal verursachen könnte.

Der Signalverlauf der akustischen Messung bei der Ablation von Leber in Abbildung 7.8 zeigt wiederum nur geringfügige Unterschiede zwischen den unterschiedlichen Bestrahlungen. Die Signale weisen ebenfalls eine sehr starke Ähnlichkeit mit den Signalen der Wasserablation in Abbildung 7.7 auf. Wie bei Wasser wird das Signal von der starken bipolaren Transiente zu Beginn des Signals dominiert, die durch die Stoßwelle verursacht wird. Allerdings ist nur bei einer Bestrahlung von $5,40 \text{ J/cm}^2$ zu späteren Zeiten ein Signalbestandteil auszumachen, welcher auf eine Reflektion des Primärsignals schließen lässt. Dies ist dadurch zu erklären, dass bei der Leberablation eine andere Probenaufnahme verwendet wurde, die keine oder nur eine sehr geringe Schallreflektion verursacht.

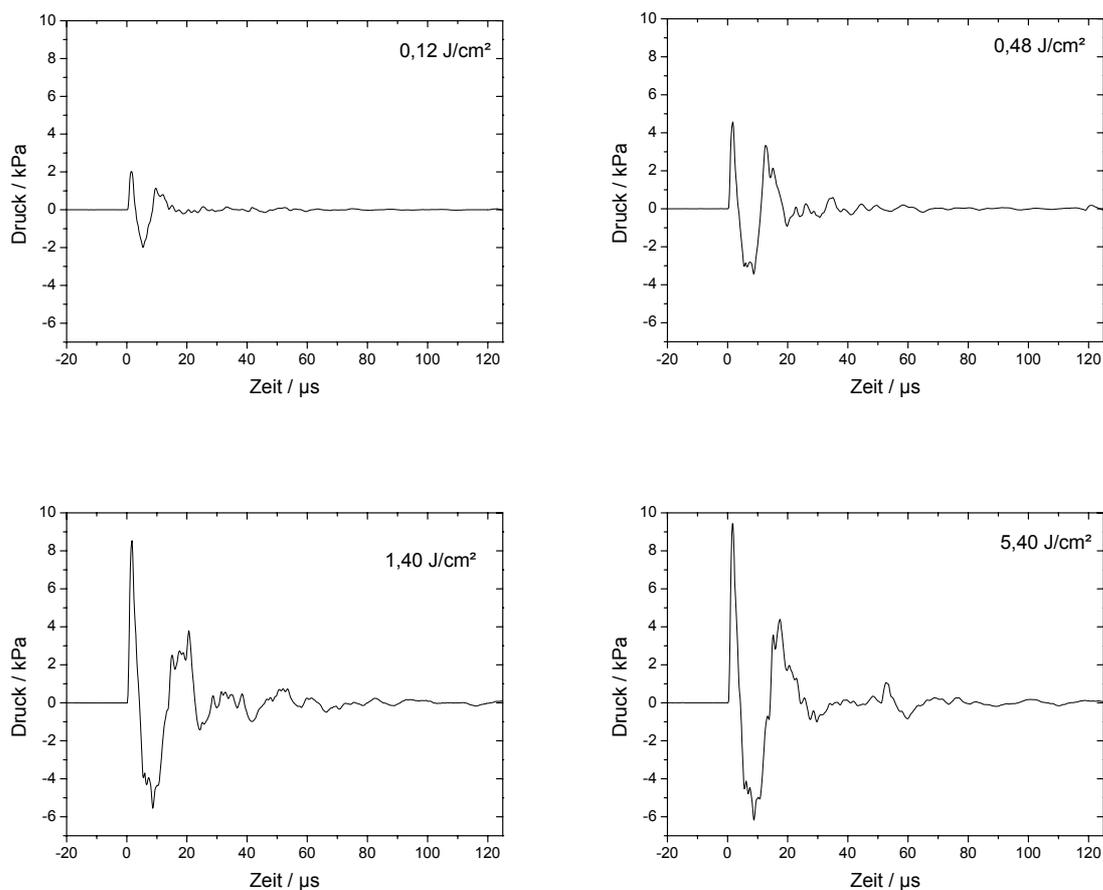


Abbildung 7.8. Akustische Signale bei der Ablation von Leber mit Bestrahlungen von 0,12 – 5,40 J/cm². Die Signale weisen eine hohe Ähnlichkeit zur Messung bei Wasser auf (Abbildung 7.7).

Betrachtet man die akustischen Signale bei der Ablation von Haut in Abbildung 7.9, so entspricht deren Verlauf nahezu exakt dem von Wasser und Leber, wobei wiederum nur ein geringer reflektierter Signalbestandteil in der Spätphase zu sehen ist. Die hohe Ähnlichkeit der untersuchten Materialien überrascht in sofern, als dass Wasser, Leber und Haut eine sehr unterschiedliche mechanische Festigkeit aufweisen und in sofern auch einen abweichenden Ablationsverlauf aufweisen (siehe Kapitel 4). Allerdings beziehen sich diese Unterschiede primär auf den sekundären Materialauswurf, der keinen Beitrag zum Schallsignal liefert. Daher ist die Übereinstimmung der Signale, die primär durch die externe Stoßwelle verursacht werden, bei allen drei Materialien sehr groß.

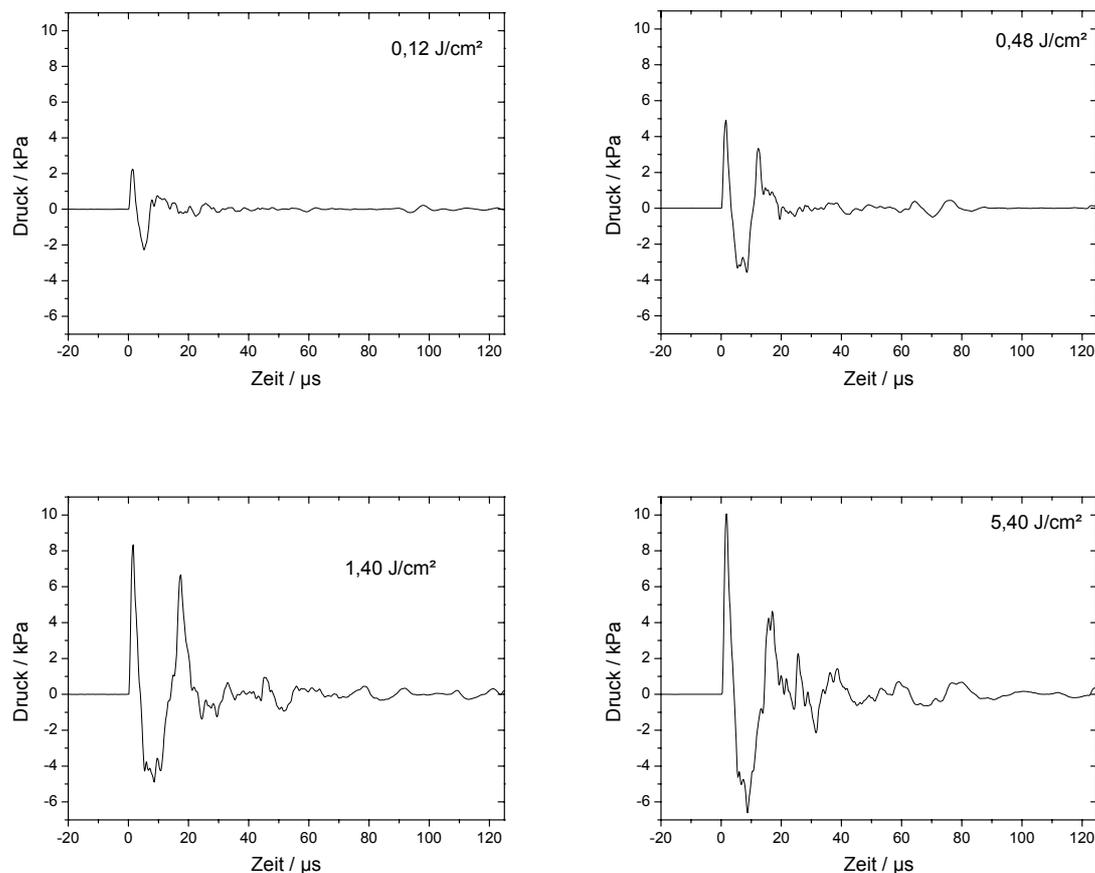


Abbildung 7.9. Akustische Signale bei der Ablation von Haut mit Bestrahlungen von 0,12 – 5,40 J/cm². Der Signalverlauf ähnelt wiederum sehr stark dem von Leber und Wasser.

Ein Vergleich der Signalamplituden des Druckpulses zu Beginn des akustischen Signals von Wasser, Leber und Haut bei unterschiedlichen Bestrahlungen, dargestellt in Abbildung 7.10, zeigt wie schon bei den Messungen mit dem Hydrofon in Luft bei allen Materialien eine Abnahme des Druckzuwachses bei Bestrahlungen oberhalb von 1,40 J/cm².

Die hohe Ähnlichkeit der akustischen Signale bei der Ablation von unterschiedlichen Materialien findet sich auch hier wieder. So liegen die Druckamplituden bei der Ablation von Wasser, Leber und Haut mit jeweils gleicher Bestrahlung trotz der starken mechanischen Unterschiede in allen Fällen sehr nah beieinander, wobei Wasser stets die höchsten Werte aufweist, gefolgt von Leber und Haut. Die Abfolge der Signalamplituden korreliert dabei mit dem Wassergehalt des Materials. Je höher der Wassergehalt ist, desto geringer ist die Schichtdicke, in der die Energie absorbiert wird. Dies entspricht einer höheren Energiedichte und damit auch einer stärkeren Stoßwellenabstrahlung (vgl. Kapitel 4).

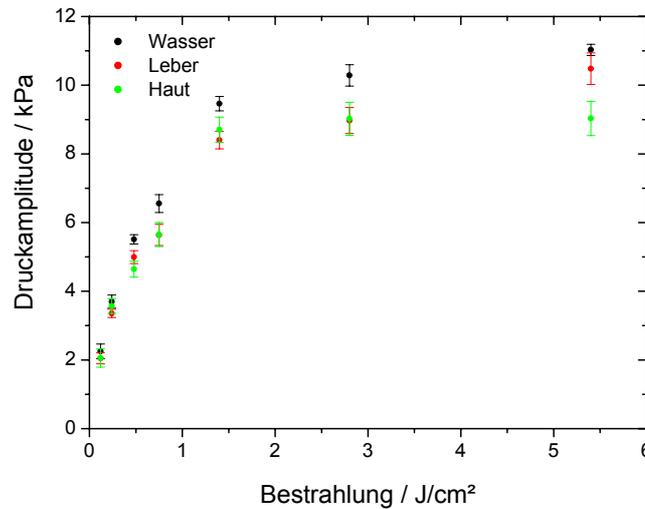


Abbildung 7.10. Druckamplituden der akustischen Signale bei der Ablation von Wasser, Leber und Haut mit Bestrahlungen von 0,12 – 5,40 J/cm². In allen Fällen liegen die ermittelten Werte sehr dicht beieinander, wobei Wasser stets den höchsten Wert aufweist, gefolgt von Leber und Haut.

7.2.2 Integralanalyse der akustischen Energie

Frühere Untersuchungen der akustischen Materialdetektion mit freilaufenden Er:YAG Laserpulsen haben gezeigt, dass die akustische Energie des Ablationsgeräusches hierfür ein gut geeigneter Parameter ist [2, 99]. Die akustische Energie ist definiert als das Integral über das quadrierte akustische Signal (Abschnitt 3.5.2), wobei für den ausgewerteten Zeitraum unterschiedliche Intervalle möglich sind. Anhand des typischen Verlaufs des akustischen Signals wurden daher zunächst vier Intervalle festgelegt, deren Beginn mit dem akustischen Signal übereinstimmt und deren verschiedene Endpunkte anhand der charakteristischen Signalbestandteile gewählt wurden. Diese Zuordnung ist in Abbildung 7.13 dargestellt. Stufe 1 der Integralauswertung umfasst lediglich das Überdrucksignal (0 – 4 μ s), Stufe 2 erfasst zusätzlich den negativen Signalanteil im Anschluss (0 – 15 μ s). Stufe 3, die um den anschließenden positiven Peak erweitert ist, umfasst nahezu die gesamte akustische Energie des Signals (0 – 30 μ s). Die Abweichung zu Stufe 4, die die Integration über das Gesamtsignal beinhaltet, ist dabei nur noch geringfügig (0 – 200 μ s).

Abbildung 7.12 zeigt die über fünf Einzelmessungen gemittelte normierte akustische Energie aller 4 Integralstufen in Abhängigkeit von der Bestrahlung in jeweils einem Diagramm für Wasser, Leber und Haut. Die ermittelten Werte wurden auf den maximalen gemessenen Wert normiert, der bei der Ablation von Leber und einer Bestrahlung von 5,40 J/cm² auftritt. Wie man sieht, verringert sich bei allen Materialien und Integralstufen die Zunahme der akustischen Energie oberhalb von 1,40 J/cm² deutlich. Dieser Verlauf wurde bereits bei der Betrachtung der Signalamplitude des Druckpulses festgestellt (Abbildung 7.3 und 7.10).

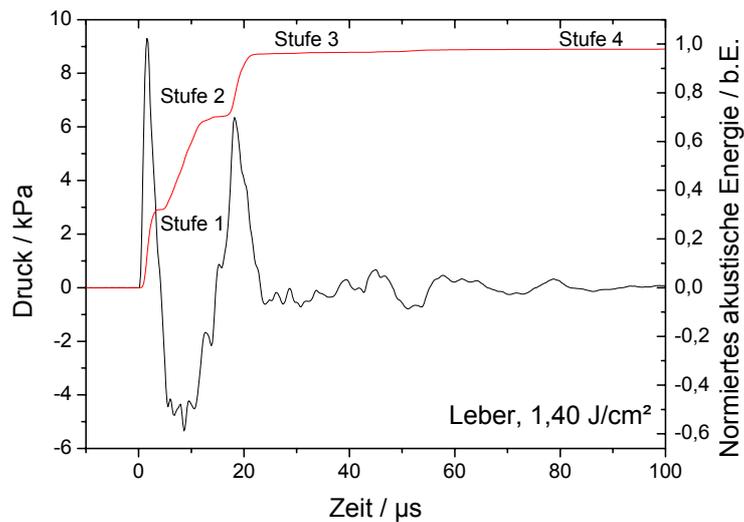


Abbildung 7.11. Definition der einzelnen Integrationszeiträume für die Auswertung der akustischen Energie.

Der größte Sprung zwischen den Integralstufen findet dabei zwischen Stufe 1 und 2 statt, die ca. 35 % bzw. 75 % der gesamten akustischen Energie umfassen. Im Gegensatz dazu fällt der Sprung von Stufe 3 zu 4 mit einem Anstieg von etwa 93 % auf 100 % erwartungsgemäß gering aus.

Eine Materialdetektion anhand der akustischen Energie würde erfordern, dass die ermittelten Werte bei zumindest einer Bestrahlung hinreichend weit auseinander liegen, so dass sich die Fehlerbalken nicht überschneiden. Betrachtet man hierzu in Abbildung 7.13 den Vergleich aller vier Integralstufen bei der Ablation von Wasser, Leber und Haut, so zeigt sich, dass die akustischen Energien aller vier Stufen bei allen Bestrahlungen sehr dicht beieinander liegen. Die Werte für Wasser und Leber unterscheiden sich in allen Fällen nur geringfügig, wobei bei Stufe 3 und 4 bei Bestrahlungen von 2,80 und 5,40 J/cm² sogar Leber den höheren Wert aufweist. Die akustische Energie bei der Ablation von Haut liegt in fast allen Fällen niedriger als die von Wasser und Leber. Lediglich in einigen Fällen, wo alle Punkte innerhalb der Schwankungsbreite praktisch übereinstimmen, weist Haut einen höheren Wert auf als die anderen ablatierten Materialien, so z.B. bei Stufe 3 und einer Bestrahlung von 1,40 J/cm². Diese Abweichungen liegen hierbei aber im Bereich der statistischen Schwankungen.

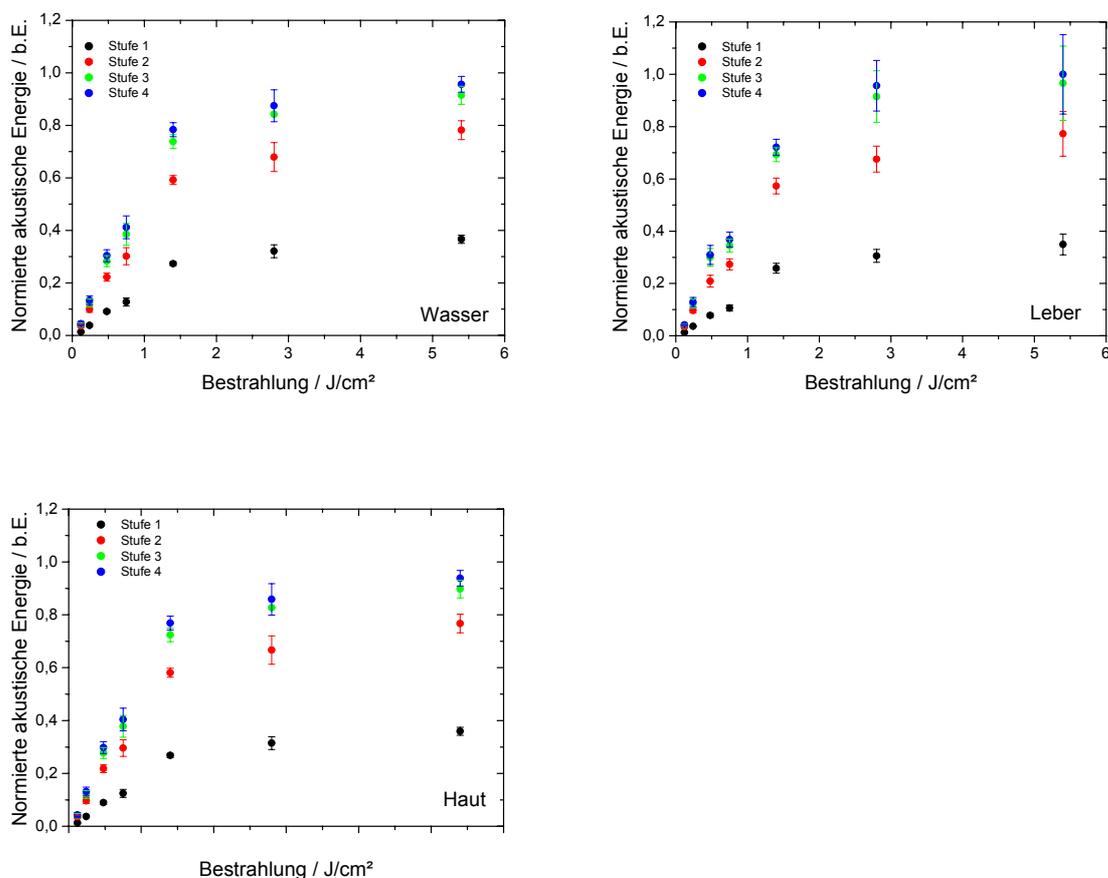


Abbildung 7.12. Auswertung der akustischen Energie aller vier Integrationsstufen für Wasser, Leber und Haut. Der größte Zuwachs erfolgt zwischen Stufe 1 und 2, wohingegen zwischen Stufe 3 und 4 nur noch ein minimaler Unterschied besteht.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die akustische Energie keine Materialdetektion bei der Verwendung gütegeschalteter Er:YAG Laserpulse ermöglicht, da die Werte in allen Fällen zu dicht beieinander liegen, obgleich mit Wasser, Leber und Haut drei verhältnismäßig unterschiedliche Materialien betrachtet wurden. Die mechanischen Eigenschaften unterscheiden sich hier weitaus stärker als es bei der Detektion unterschiedlicher Schichten verbrannten Gewebes der Fall wäre.

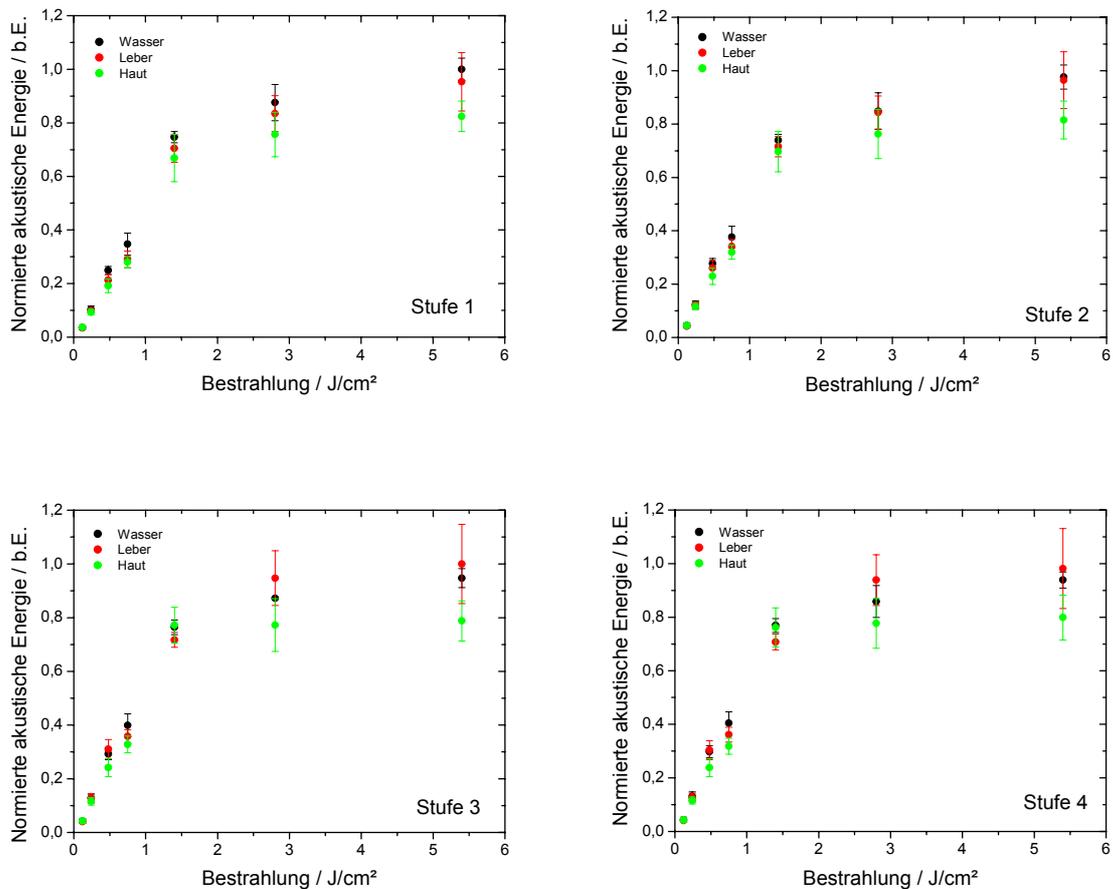


Abbildung 7.13. Übersicht über die Materialabhängigkeit der einzelnen Integralstufen für Wasser, Leber und Haut, gemittelt über fünf Einzelmessungen. In allen betrachteten Fällen sind die auftretenden Abweichungen sehr gering, wobei bis auf einige Ausnahmen Wasser den höchsten Wert aufweist, gefolgt von Leber und Haut.

7.2.3 FFT-Analyse der akustischen Energie

Neben der integralen Analyse der akustischen Energie bietet sich insbesondere bei gütegeschalteten Laserpulsen eine spektrale Analyse mittels Fourier-Transformation an (Abschnitt 3.5.2). Bei freilaufenden Pulsen wird diese Form der Signalanalyse dadurch erschwert, dass die Puls-zu-Puls Schwankungen des Lasers verhältnismäßig hoch sind und das Spektrum des akustischen Signals stark beeinflussen [99]. Da diese Schwankungen bei gütegeschalteten Laserpulsen weitaus geringer ausfallen, ist die Möglichkeit einer Analyse des Frequenzbereichs gegeben.

Betrachtet man zunächst die auf den Maximalwert normierten Amplitudenspektren in Abbildung 7.14, so zeigt sich auch hier wie schon bei den akustischen Signalen selber eine hohe Ähnlichkeit des Spektrums. Die Spektren wurden jeweils aus 5 gemittelten akustischen Signalen bestimmt. Ein Großteil der akustischen Energie konzentriert sich innerhalb eines Peaks im unteren Bereich des Spektrums und fällt zu hohen Frequenzen hin ab.

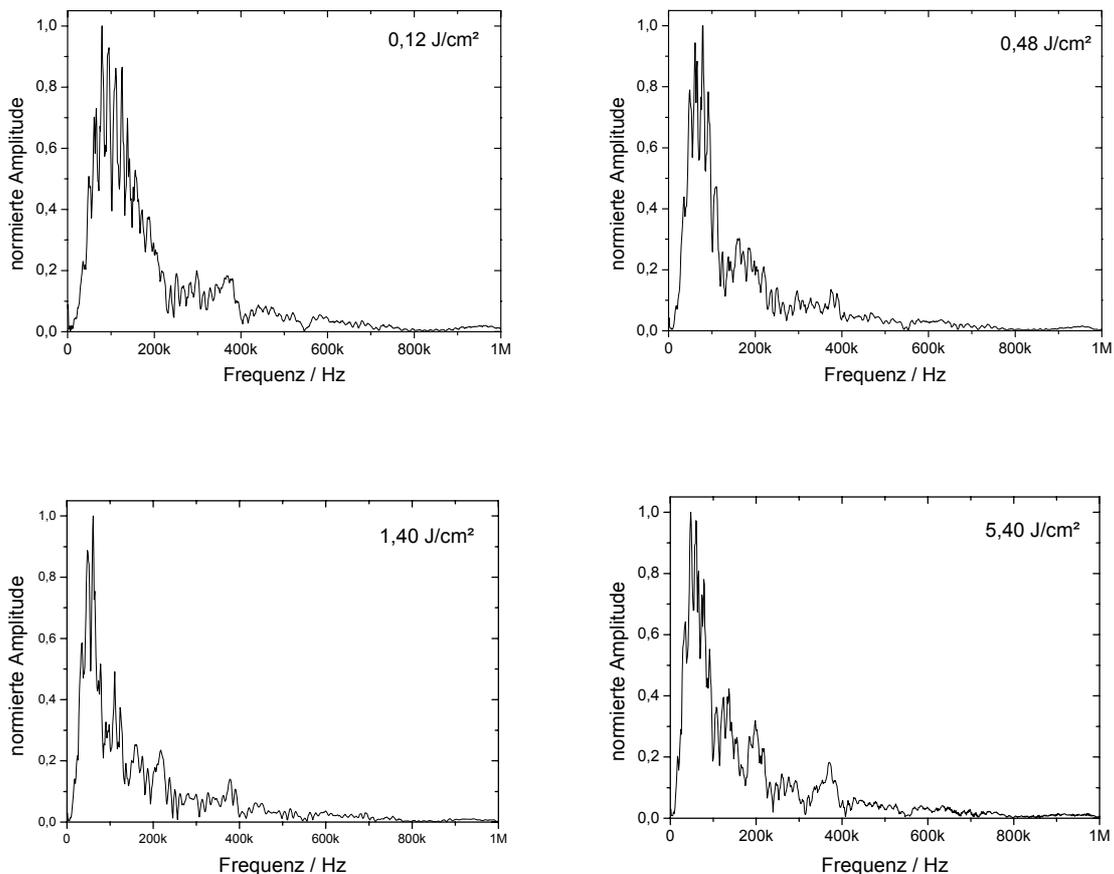


Abbildung 7.14. Normiertes Amplitudenspektrum von Wasser bei Bestrahlungen von 0,12 – 5,40 J/cm², ermittelt aus jeweils 5 gemittelten akustischen Signalen. Der Großteil der Energie konzentriert sich auf einen Peak im unteren Bereich des Spektrums.

Die obere Grenzfrequenz liegt bei allen Bestrahlungen im Bereich von 800 kHz. Der Frequenzanteil mit der größten Amplitude verschiebt sich mit steigender Bestrahlung zu niedrigeren Frequenzen, während gleichzeitig die Breite des Peaks um dieses Maximum herum schmaler wird.

Der Materialvergleich der Amplitudenspektren bei unterschiedlichen Bestrahlungen in Abbildung 7.15 zeigt, dass diese wie schon die Signale selber nahezu übereinstimmen und praktisch keine charakteristischen Merkmale zeigen, anhand derer die unterschiedlichen Materialien mit Sicherheit zu unterscheiden wären. Die Unterschiede sind bei geringen Bestrahlungen von 0,12 und 0,48 J/cm² vergleichsweise am größten. Hier sticht insbesondere das Spektrum von Haut mit einem Maximum im Bereich von 350 kHz hervor.

Eine Unterscheidung unterschiedlicher Materialien anhand des Spektrums des akustischen Signals erscheint demnach ebenfalls kaum möglich zu sein und wenn, dann allenfalls in einem sehr eingeschränkten Bestrahlungsbereich.

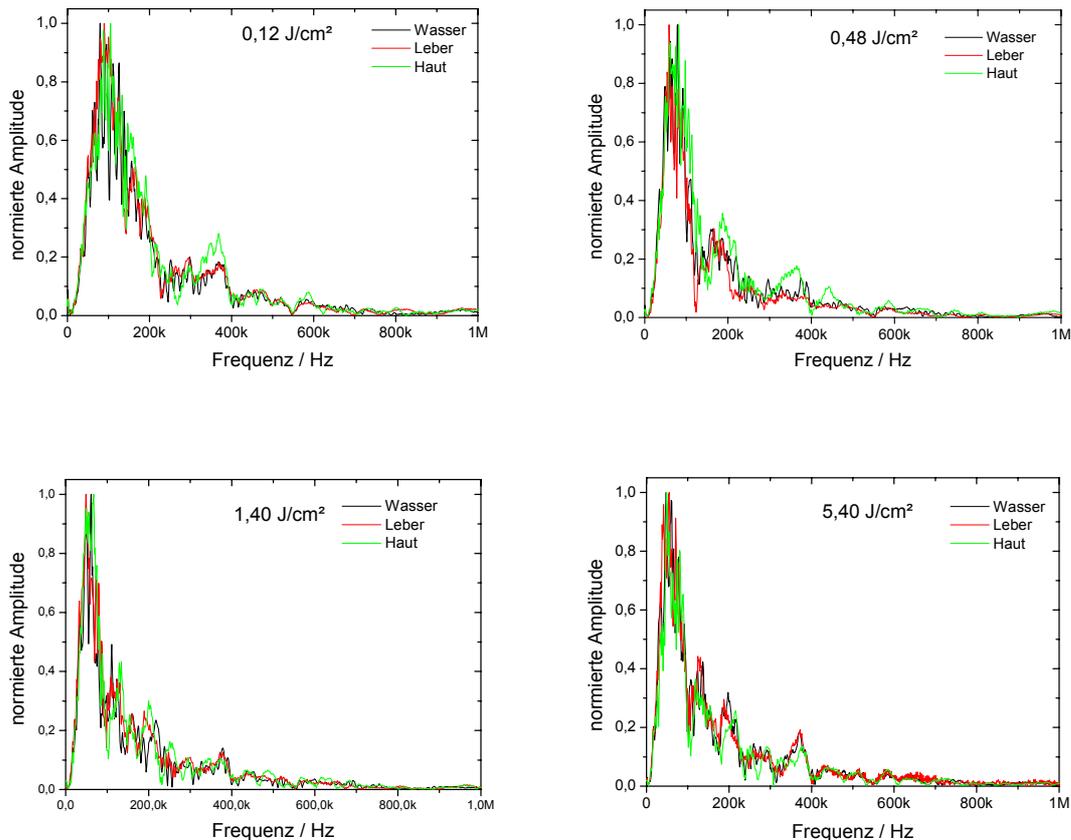


Abbildung 7.15. Amplitudenspektren von Wasser, Leber und Haut bei Bestrahlungen von 0,12 – 5,40 J/cm², ermittelt aus jeweils 5 gemittelten akustischen Signalen. Es zeigt sich bei keiner Bestrahlung ein hinreichend großer Unterschied innerhalb der Spektren, anhand deren eine Materialdetektion möglich wäre.

7.2.4 Diskussion

Die akustischen Signale bei der Ablation von Wasser, Leber und Haut weisen insgesamt eine sehr hohe Ähnlichkeit auf, die sich auch in der akustischen Energie und dem Spektrum des Ablationsgeräusches wiederfindet, so dass im Gegensatz zur Verwendung freilaufender Laserpulse in diesem Fall insgesamt keine Materialdetektion anhand des akustischen Signals möglich erscheint.

Die Ursache für die geringe Materialspezifität des akustischen Signals ist darin begründet, dass dieses Signal fast ausschließlich durch den Einfluss der primären Stoßwelle bestimmt wird. Die Untersuchungen der Ablationsdynamik anhand der Bildserien in Kapitel 4 haben gezeigt, dass diese Stoßwelle bei allen betrachteten Materialien durch den explosiven Phasenübergang des Wassers selber, bzw. des Gewebewassers hervorgerufen wird. Die unterschiedlichen mechanischen Eigenschaften beeinflussen zwar den Ablationsprozess als Ganzes, doch vor allem den sekundären Materialauswurf (vgl. Kapitel 5). Die Auswirkungen auf die Stoßwelle sind dabei aber verhältnismäßig gering und manifestieren sich in geringfügig unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten, die wiederum verknüpft sind mit geringfügig

unterschiedlichen Maximaldrücken. Diese von vornherein wenig materialspezifischen Abweichungen in der Stoßwellencharakteristik werden im Zuge der Ausbreitung weiter vermindert, da speziell die hohen spektralen Anteile, die eine Unterscheidung ermöglichen könnten, bevorzugt gedämpft werden. Die Folge hiervon ist, dass die akustischen Signale im Abstand von mehreren Millimetern wenig materialspezifische Informationen aufweisen und nahezu identisch sind.

Der Signalverlauf bei identischem Material, aber unterschiedlicher Bestrahlung, ändert sich aus dem gleichen Grund nur geringfügig. In allen Fällen entsteht eine Stoßwelle, die das akustische Signal dominiert und somit keinen unterschiedlichen Signalverlauf, sondern lediglich eine geringere Signalstärke bei kleineren Bestrahlungswerten zur Folge hat.

Als verbleibende Information im akustischen Signal zeigt sich auch im Messabstand von 30 mm noch ein Abfall der Druckamplitude von Wasser über Leber bis hin zu Haut (Abbildung 7.10), die sich auch im akustischen Signal niederschlägt. Diese Unterschiede sind aus den oben genannten Gründen zu gering, um hieraus auf das ablatierte Material schließen zu können. Die Unterschiede im Spektrum des akustischen Signals (Abbildung 7.15) fallen noch geringer aus als die der akustischen Energie, da die frequenzabhängige Dämpfung die Unterschiede verringert.

Zwar zeigen die Bildserien in Kapitel 4 Unterschiede im Ablationsprozess bei Wasser, Leber und Haut, doch beziehen sich diese im wesentlichen auf den Partikelanteil der Ablationswolke und die Einflüsse des Rückstoßes. Diese Komponenten der Ablation tragen nur minimal zur Entstehung des akustischen Signals bei und werden somit durch dessen Auswertung auch nicht erfasst. Eine akustische Materialdetektion wäre allenfalls anhand der Ausprägung der Stoßwelle unmittelbar nach der Entstehung möglich, was aber durch einen akustischen Sensor schon aus Gründen der Messanordnung nicht realisierbar wäre. Darüber hinaus ist es fraglich, ob hierdurch eine reproduzierbare Materialdetektion möglich wäre, da auch die anfänglichen Unterschiede in der Stoßwellenausbreitung relativ gering sind.

Bei der Verwendung freilaufender Laserpulse wird ein Großteil des akustischen Signals durch den Materialauswurf verursacht. Da dieser wie auch bei gütegeschalteten Laserpulsen starke materialspezifische Merkmale aufweist und auch der Zeitpunkt des Auswurfes variiert, lassen sich diese Abweichungen durch das akustische Signal besser erfassen [2]. Andere Arbeiten betrachten die Materialdetektion mit anderen gütegeschalteten Lasertypen als dem hier verwendeten Er:YAG-Laser. Jean und Bende verwendeten einen ArF-Laser für die Ablation von Polymeren und Cornea [135], Stauter und Engel einen Nd:YAG-Laser für die Ablation von Flugzeuglackierungen [136]. Neben den Abweichenden Materialien und Laserwellenlängen, die andere Ablationsmechanismen zur Folge haben, wird in diesen Arbeiten insbesondere die Ablation an der Schwelle des Materialauswurfs betrachtet. In diesem Fall erfolgt eine geringere Beeinflussung durch nichtlineare Schallausbreitungseffekte und damit auch größere materialspezifische Anteile des akustischen Signals. Dies deckt sich mit den Erkenntnissen aus der Betrachtung des Amplitudenspektrums (Abbildung 7.15), wo die im Verhältnis größten Abweichungen bei unterschiedlichen Materialien zu beobachten waren.

8 In-vivo Erprobung der Detektion verbrannter Hautschichten mit freilaufenden Er:YAG Laserpulsen

Frühere Untersuchungen haben gezeigt, dass bei der Ablation mit freilaufenden Er:YAG-Laserpulsen die Differenzierung zwischen unterschiedlichen Materialien anhand des akustischen Signals möglich ist [2]. Diese Untersuchungen geschahen im Hinblick auf die Entwicklung einer Online-Therapiekontrolle für die Ablation verbrannter Haut, die es ermöglichen soll, während der Abtragung das akustische Signal zu analysieren und das Erreichen der vitalen Hautschicht zu signalisieren. Nachdem das Verfahren erfolgreich unter Laborbedingungen an explantierten Hautarealen getestet werden konnte [2], wurden die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit auf die in-vivo Erprobung ausgedehnt. Somit konnte zum ersten Mal dieses für die chirurgische Praxis sehr interessante Verfahren unter OP-Bedingungen erprobt und auf seine Praxistauglichkeit hin getestet werden.

8.1 Frühere Untersuchungen der Schichtdetektion mit FR-Pulsen

Die Untersuchungen der Schichtdetektion mit freilaufenden Er:YAG Laserpulsen erfolgten mit dem Ziel, den Abtrag von Gewebeschichten, insbesondere von verbrannten Hautschichten, durch eine Online-Therapiekontrolle zu optimieren [2]. Der Er:YAG Laser ist wegen seiner geringen optischen Eindringtiefe von etwa 1 μm und der blutstillenden Koagulationswirkung gut für eine präzise und schonende Abtragung von Gewebe geeignet. Neben kosmetischen Verfahren wie dem Skin-Resurfacing, bei dem die oberste Hautschicht entfernt wird, um durch neu gebildetes Kollagen eine Hautstraffung zu erzielen, bietet sich der Er:YAG Laser insbesondere für einen Einsatz im Bereich der Lasernekrektomie an [1]. Bei diesem Verfahren wird zur Vorbereitung einer Gewebetransplantation das verbrannte Gewebe bis zum Erreichen der vitalen Hautschichten abgetragen. Das mechanische chirurgische Standardverfahren, die tangentielle Excision, wird mit einer Art Hobel durchgeführt bis punktuelle Blutungen auftreten und ist mit einem hohen Verlust von Blut und gesundem Gewebe verbunden [137]. Dies stellt für den Patienten eine starke Belastung dar und beschränkt die während eines Eingriffs maximal behandelbare Fläche auf 20 % der Hautoberfläche [138].

Um die hohe Selektivität des Lasers zu nutzen und große Hautareale effektiv abtragen zu können, ist es erforderlich, die Behandlung mit einer Online-Kontrolle zu kombinieren. Dadurch ist es möglich, den Laser während der Behandlung beim Erreichen der gesunden Gewebeschicht anzuhalten und somit den Verlust an gesundem Gewebe so gering wie möglich zu halten. Darüber hinaus schafft die Online-Kontrolle die Möglichkeit für eine vollständige Automatisierung des Verfahrens, bei dem der Laser durch einen Roboterarm geführt selbsttätig das zu behandelnde Areal mit hoher Präzision und Geschwindigkeit abträgt.

Die Grundlagenuntersuchungen der Schichtdetektion im Rahmen früherer Untersuchungen wurden anhand von geschichteten Gelatineproben mit unterschiedlichem Wassergehalt durch-

geführt. Da vitales Gewebe einen wesentlich höheren Wassergehalt und eine geringere mechanische Festigkeit aufweist als ödematöses [139, 140], wurde als untere Schicht Gelatine mit einem Wassergehalt von 90 % verwendet, während die verbrannte Hautschicht durch Gelatine mit 70 % Wassergehalt repräsentiert wurde [2]. Bei der Ablation der geschichteten Struktur mit einer Bestrahlung von $21,6 \text{ J/cm}^2$ zeigte die akustische Energie in einer scharf begrenzten Schicht einen Anstieg um den Faktor 10, bezogen auf den ersten applizierten Laserpuls, so dass für den erfolgten Schichtübergang ein Anstieg um den Faktor 6 festgelegt werden konnte. Neben der akustischen Energie erwies sich auch deren Median und der Median des Spektrums als geeignete Parameter für eine Schichtdetektion, allerdings mit einer geringeren Signifikanz. Die Erprobung der akustischen Schichtdetektion an einer explantierten Hautpartie mit zweitgradiger Verbrennung ergab, dass auch hier ein Anstieg der akustischen Energie auftritt, allerdings nur um einen Faktor von zwei und mit einem kontinuierlichen Anstieg während mehrerer Laserpulse [2].

Als Ursache für die Änderung des akustischen Signals bei unterschiedlichen Materialien und Hautschichten konnten Unterschiede im Wassergehalt die abweichenden mechanischen Festigkeiten identifiziert werden. Der Wassergehalt beeinflusst die Energiedeposition in der Probe und damit zusammen mit der mechanischen Festigkeit Art und Ausmaß des Materialauswurfs. Da dieser, anders als bei gütegeschalteten Laserpulsen (Kapitel 7), den dominierenden Einfluss auf das akustische Signal hat, ist hier eine Schichtdetektion möglich [2].

Die durchgeführten Untersuchungen unter Laborbedingungen ließen einen in-vivo Einsatz unter realen OP-Bedingungen aussichtsreich erscheinen. Diese Untersuchungen wurden im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt und werden in diesem Kapitel dargestellt.

8.2 Klinische Erprobung der Schichtdetektion durch Lasernekrektomie

Für die in-vivo Erprobung der Schichtdetektion verbrannter Haut wurde der in Abschnitt 3.1.1 beschriebene klinische Er:YAG-Laser verwendet. Mittels einer eigens konstruierten Halterung konnte der Schallsensor (PCB-132A) direkt am Handstück des Lasers montiert werden, ohne den Chirurgen in seiner Bewegungsfreiheit einzuschränken. Der korrekte Abstand zur Gewebeoberfläche wurde dabei durch ein Distanzstück garantiert, welches direkt auf das zu behandelnde Areal aufgesetzt wurde. Dadurch betrug der Messabstand konstant 30 mm unter einem Winkel von 30° zur Achse des Laserstrahls (Abschnitt 3.1.2).

8.2.1 Behandeltes Hautareal

Bei den Untersuchungen am Patienten wurden ausschließlich solche Hautareale durch den Laser abladiert, die im Rahmen des weiteren OP-Verlaufs explantiert wurden. Dadurch trat keinerlei Beeinträchtigungen für den Patienten auf und es war möglich, das Gewebe im Anschluss histologisch zu untersuchen.

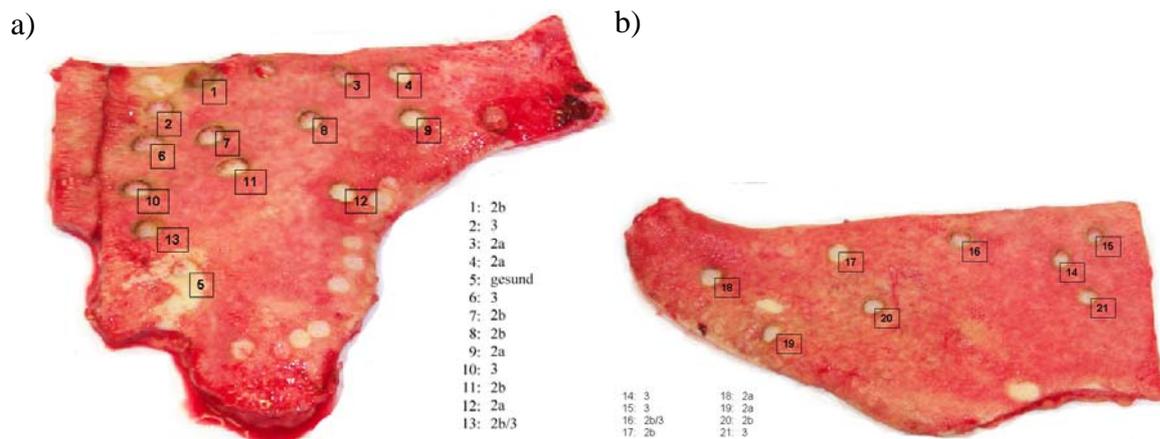


Abbildung 8.1. Behandelte Hautareale aus dem Bereich der Bauchdecke nach der Explantation. Auf der links dargestellten Hautpartie (a) wurde mit einer Bestrahlung von 6 J/cm^2 gearbeitet, auf der rechten (b) mit 17 J/cm^2 . Die Zuordnung der Verbrennungsgrade zu den einzelnen Ablationsorten findet sich in Tabelle 8.1.

Abbildung 8.1 zeigt die beiden behandelten Hautareale aus dem Bereich der Bauchdecke nach der Explantation. Es wurden Hautareale der Verbrennungsgrade 2a, 2b und 3 sowie zu Vergleichszwecken ein gesundes Stück Haut ablatiert, welches von verbranntem Gewebe umgeben war. Die Zuordnung der Verbrennungsgrade zu den einzelnen Ablationsorten findet sich in Tabelle 8.1. Nach der Ablation wurden Biopsien der Ablationsorte mit dem umliegenden Hautareal entnommen und histologisch aufgearbeitet, so dass beim Vergleich der Messwerte mit den histologischen Schnitten eine Korrelation zwischen dem detektierten Schichtübergang und der wirklichen Verbrennungstiefe hergestellt werden konnte (Abschnitt 8.2.4). Die Schnitte wurden mit Hämatoxylin und Eosin gefärbt.

Von besonderem Interesse ist die Schichtdetektion der Lasernekrektomie bei Verbrennungsgrad 2b. Bei geringeren Verbrennungen ist es nicht erforderlich, die oberste Hautschicht zu entfernen, wohingegen bei drittgradigen Verbrennungen alle Hautschichten betroffen sind und explantiert werden müssen, so dass hier die hohe Präzision der laserinduzierten Gewebeabtragung nicht erforderlich ist.

An jedem Ablationsort wurden etwa 100 Schüssen appliziert. Die verwendeten Bestrahlungsstärken betragen 6 J/cm^2 und 17 J/cm^2 , wobei aus organisatorischen Gründen auf jedem Hautareal jeweils nur mit einer Bestrahlung gearbeitet wurde. Dadurch war es möglich, den für die Änderung der Bestrahlung erforderlichen Wechsel des am Handstück montierten Distanzstückes während der chirurgischen Entnahme der ersten Hautpartie durchzuführen und somit den OP-Verlauf so wenig wie möglich zu beeinträchtigen.

Index	Verbrennungsgrad	Bestrahlung	Index	Verbrennungsgrad	Bestrahlung
1	2b	6 J/cm ²	12	2a	6 J/cm ²
2	3	6 J/cm ²	13	2b/3	6 J/cm ²
3	2a	6 J/cm ²	14	3	17 J/cm ²
4	2a	6 J/cm ²	15	3	17 J/cm ²
5	gesund	6 J/cm ²	16	2b/3	17 J/cm ²
6	3	6 J/cm ²	17	2b	17 J/cm ²
7	2b	6 J/cm ²	18	2	17 J/cm ²
8	2b	6 J/cm ²	19	2a	17 J/cm ²
9	2a	6 J/cm ²	20	2b	17 J/cm ²
10	3	6 J/cm ²	21	3	17 J/cm ²
11	2b	6 J/cm ²			

Tabelle 8.1. Zuordnung der Verbrennungsgrade zu den in Abbildung 8.1 dargestellten Ablationsorten.

8.2.2 Messung der akustischen Signale

Abbildung 8.2 zeigt die Schallsignale des 2. und des 95. Laserpulses bei der Ablation an ein und demselben Ablationsort in die Tiefe. Das Signal des ersten applizierten Laserpulses weist aufgrund der kondensierten Luftfeuchtigkeit an der Hautoberfläche einen abweichenden Verlauf im Vergleich zu den nachfolgenden Signalen auf und wird nicht für die Auswertung verwendet.

Das akustische Signal zeigt innerhalb der ersten 60 μs eine sehr starke bipolare Transiente, die durch den einsetzenden Materialauswurf hervorgerufen wird. Der Auswurf läuft bei den verschiedenen Gewebeschichten aufgrund der Unterschiede bezüglich Wassergehalt und me-

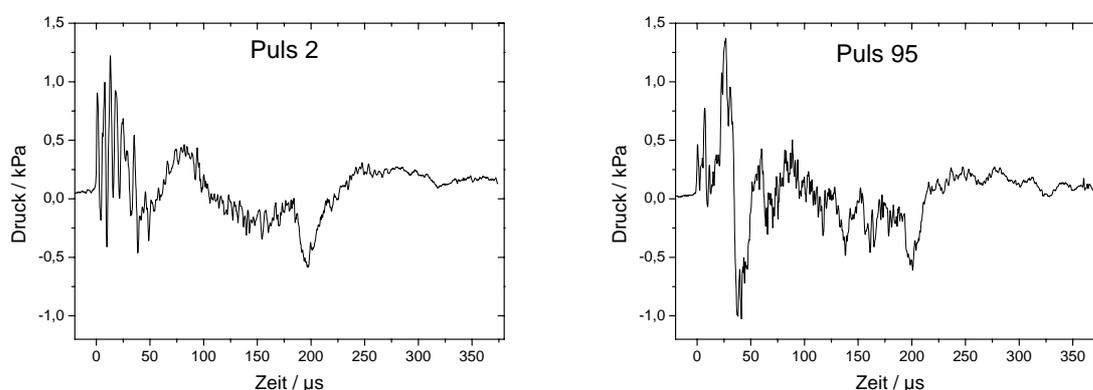


Abbildung 8.2. Akustische Signale des 2. und 95. Laserpulses bei der Ablation an ein und demselben Ablationsort in die Tiefe. Das Signal des ersten applizierten Pulses weist aufgrund der an der Hautoberfläche kondensierten Luftfeuchtigkeit einen abweichenden Verlauf auf und wird für die Auswertung nicht verwendet.

chanischer Festigkeit mit unterschiedlicher Ausprägung ab und wirkt sich somit auf das Schallsignal aus [2].

8.2.3 Analyse der akustischen Signale

Für die Schichtdetektion bei der Lasernekrektomie wurde die akustische Energie ausgewertet (Abschnitt 3.5.2) die sich unter Laborbedingungen als gut geeigneter Parameter erwiesen hat. Die Analyse ist hierbei für unterschiedliche Zeitintervalle möglich.

Zur Festlegung des optimalen Zeitintervalls für die Auswertung des akustischen Signals wurden unterschiedliche Intervalle betrachtet, angefangen von einer Integration über den ersten Peak bis hin zum Gesamtsignal. Dabei hat sich gezeigt, dass die signifikanteste Änderung der akustischen Energie innerhalb der ersten 60 μs auftritt. In diesem Zeitintervall zeigt auch das Schallsignal selber die stärkste Änderung zwischen dem 2. und 95. Laserpuls (Abbildung 8.2). Infolge dessen wurde die akustische Energie für die Erfassung unterschiedlicher Hautschichten für diesen Zeitraum ausgewertet. Die Messwerte wurden auf den jeweils größten auftretenden Wert normiert.

Als zusätzlicher Parameter wurde der Median der akustischen Energie betrachtet (Abschnitt 3.5.2). Dieser erfasst eine Verschiebung der zeitlichen Gewichtung des Gesamtsignals und wurde daher über den gesamten Zeitbereich ausgewertet.

8.2.3.1 Ablation mit einer Bestrahlung von 6 J/cm²

Die Abbildung 8.3 und 8.4 zeigen die akustische Energie sowie den Median der akustischen Energie bei einer Bestrahlung von 6 J/cm², ausgewertet für die Ablationsorte 7 und 8 mit Verbrennungsgrad 2b. Die akustische Energie, die bei exzidierten Hautarealen und geschichteten Gelatineproben ein gut geeigneter Parameter war [2], zeigt hier nur einen sehr geringen Anstieg, der zudem in innerhalb einer ausgedehnten Schicht erfolgt. Bei Ablationsort 7 tritt ein Anstieg von 0,64 auf 0,82 auf, entsprechend einem Faktor von 1,28 in einer Schicht von fast 50 Laserpulsen. Der Anstieg an Ablationsort 8 fällt mit 0,6 gegenüber 0,84 und einem Faktor von 1,40 etwas deutlicher aus und erfolgt in einer dünneren Schicht von etwa 20 Laserpulsen. Der Anstieg der akustischen Energie fällt damit schwächer auch als unter Laborbedingungen und ermöglicht keine Schichtdetektion mit der für einen chirurgischen Einsatz erforderlichen Präzision.

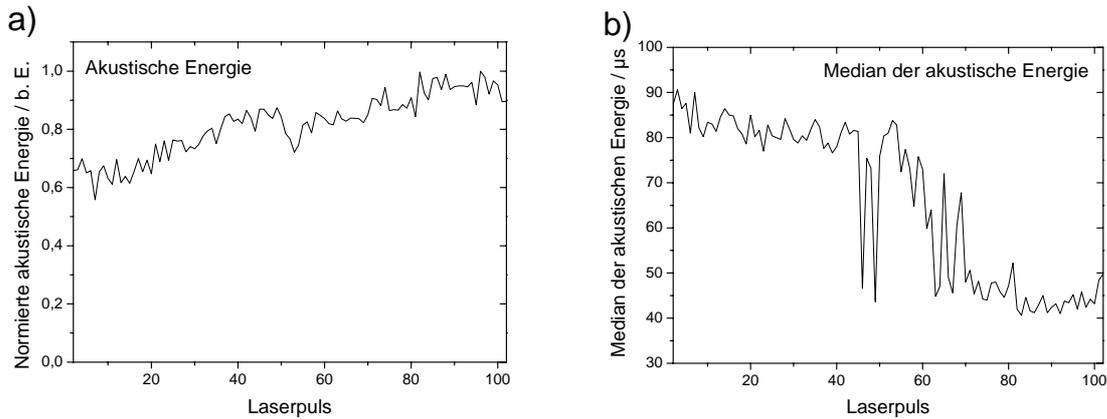


Abbildung 8.3. Akustische Energie (a) und Median der akustischen Energie (b) bei der Ablation von Haut mit Verbrennungsgrad 2b an Ablationsort 7. Der Anstieg der akustischen Energie erfolgt primär während eines Intervalls von etwa 40 Laserpuls, wohingegen der Median innerhalb eines sehr viel kürzeren Bereich von etwa 10 Pulsen absinkt.

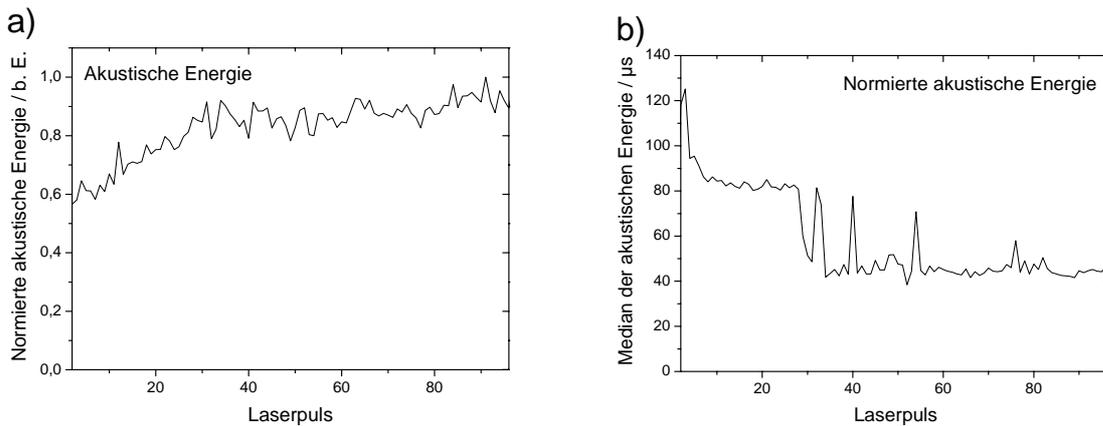


Abbildung 8.4. Akustische Energie (a) und Median der akustischen Energie (b) bei der Ablation von Haut mit Verbrennungsgrad 2b an Ablationsort 8. Der Rückgang des Medians der akustischen Energie erfolgt hier ebenfalls wie in Abbildung 8.3 in einem wesentlich schmalen Bereich als der Anstieg der akustischen Energie selber.

Die Betrachtung des Medians der akustischen Energie liefert deutlich bessere Ergebnisse. Bei beiden Ablationsorten zeigt sich zunächst ein relativ stabiles Plateau bei etwa 80 μs , das in tieferen Schichten innerhalb von wenigen Laserpuls auf den wiederum stabilen Wert von 40 μs abfällt. Dabei gibt es auf beiden Niveaus einzelne Messwerte, die dem jeweils anderen Plateau entsprechen. Der Übergang erfolgt in unterschiedlichen Tiefen, die in etwa bei der gleichen Laserpulsnummer erfolgen, bei Ablationsort 7 in etwa nach dem 60. Laserpuls, bei Ablationsort 8 erfolgt nach etwa 30 Laserpuls.

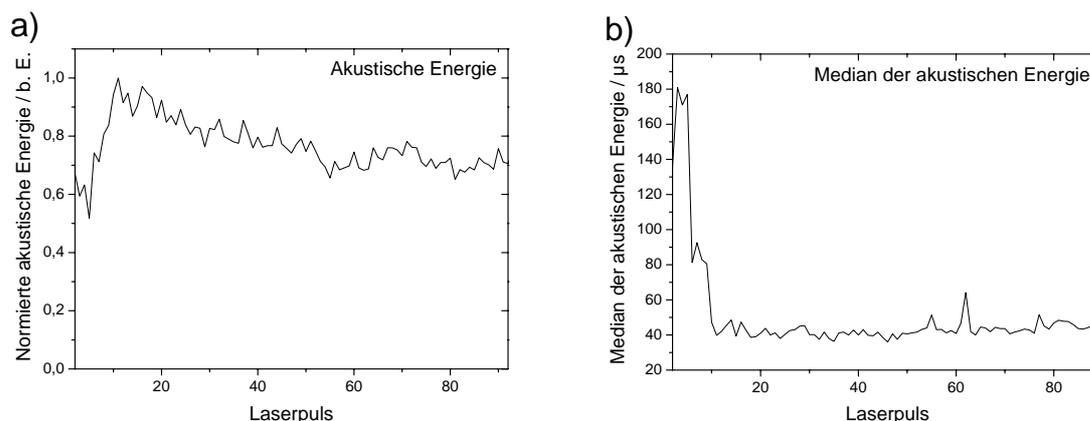


Abbildung 8.5. Akustische Energie (a) und Median der akustischen Energie (b) bei der Ablation von gesunder Haut an Ablationsort 6. Die akustische Energie steigt kurzzeitig auf einen erhöhten Wert an und fällt dann kontinuierlich ab, bis in einer Tiefe von etwa 50 Laserpulsen wieder ein stabiler Wert erreicht wird. Der Median der akustischen Energie fällt nach einem erhöhten Niveau während der ersten 10 Laserpulse auf einen Wert von 40 μs ab, wie er auch bei der Ablation verbrannter Haut in tiefen Schichten erreicht wird.

Bei der zu Vergleichszwecken mit 6 J/cm^2 ablatierten gesunden Hautpartie, deren Auswertung in Abbildung 8.5 dargestellt ist, zeigt die akustische Energie ebenfalls einen Anstieg von anfangs 0,6 auf kurzzeitig etwa 0,95 (Faktor 1,59), fällt aber anschließend kontinuierlich ab und erreicht nach 50 Laserpulsen einen stabilen Wert von 0,75.

Der Median der akustischen Energie zeigt hier ein sehr interessantes Verhalten. Nach 10 Laserpulsen stellt sich hier wie schon bei verbrannter Haut ein Medianwert von 40 μs ein und bleibt auf diesem Niveau konstant. Während der ersten 5 Laserpulse beträgt ist der Median jedoch mit 170 μs viel höher als bei verbrannter Haut und sinkt anschließend für wenige Pulse auf eine Niveau von etwa 80 μs ab, bevor anschließend der Endwert erreicht wird.

8.2.3.2 Ablation mit einer Bestrahlung von 17 J/cm^2

Bei der Ablation mit einer Bestrahlung von 17 J/cm^2 zeigt sich ein ähnlicher Verlauf von akustischer Energie und deren Median wie bei 6 J/cm^2 . In Abbildung 8.6 und 8.7 ist die Auswertung der Schichtdetektion beispielhaft für die Ablationsorte 17 und 20 dargestellt, beide mit Verbrennungsgrad 2b. Die akustische Energie zeigt wiederum einen kontinuierlichen Anstieg auf einen nahezu konstanten Endwert, der sich über 20 Laserpulse bei Ablationsort 17 und 30 Laserpulse bei Ablationsort 20 erstreckt. Dabei steigt die akustische Energie im ersten Fall um den Faktor 1,6 von 0,5 auf 0,8, im zweiten Fall um den Faktor 1,33 von 0,6 auf ebenfalls 0,8 an.

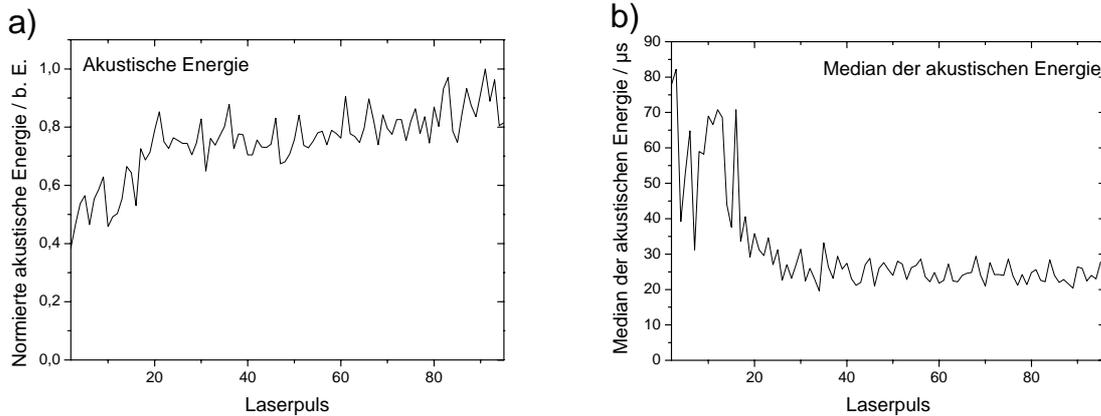


Abbildung 8.6. Akustische Energie (a) und Median der akustischen Energie (b) bei der Ablation von Haut mit Verbrennungsgrad 2b an Ablationsort 17. Wie schon bei einer Bestrahlung von 6 J/cm^2 zeigt sich hier ein Anstieg der akustischen Energie und ein Rückgang des Medians der akustischen Energie.

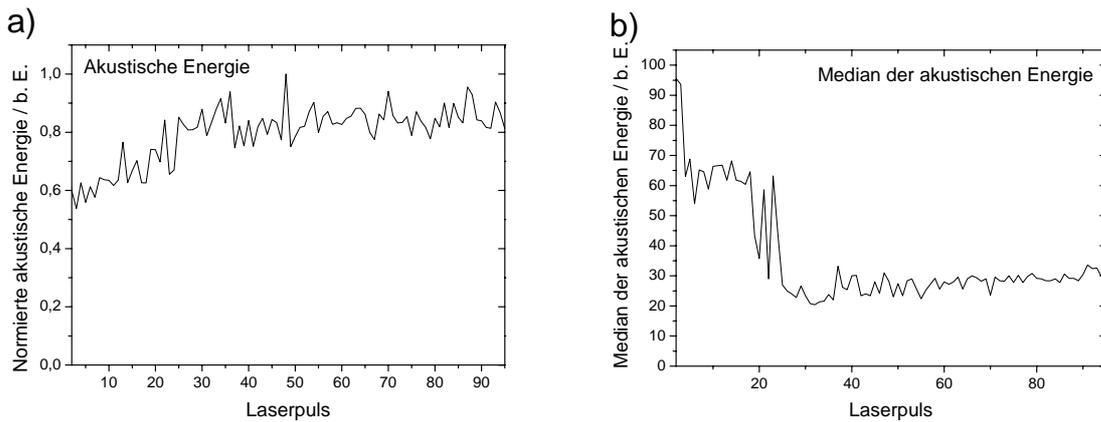


Abbildung 8.7. Akustische Energie (a) und Median der akustischen Energie (b) bei der Ablation von Haut mit Verbrennungsgrad 2b an Ablationsort 20. Wie schon bei einer Bestrahlung von 6 J/cm^2 zeigt sich hier ein Anstieg der akustischen Energie und ein Rückgang des Medians der akustischen Energie.

Der Median der akustischen Energie weist wie bei der geringeren Bestrahlung innerhalb weniger Laserpulse einen Rückgang von einem konstanten Niveau auf ein tieferes auf. Beide Niveaus liegen bei um $15 \mu\text{s}$ geringeren Zeiten als bei 6 J/cm^2 . Das obere Niveau liegt bei etwa $65 \mu\text{s}$ und sinkt anschließend auf $25 \mu\text{s}$ ab. Bei Ablationsort 17 ist der Anfangswert allerdings weniger konstant als bei 6 J/cm^2 und zeigt viele Ausreißer in den Werten.

8.2.4 Histologische Analyse der Ablationsorte

Die Überprüfung der anhand des akustischen Signals detektierten Schichtübergänge erfolgt durch Vergleich mit den Ergebnissen der histologischen Untersuchung. Abbildung 8.8 zeigt die histologischen Schnitte der Ablationsorte 7 und 8, die beide mit 6 J/cm^2 bestrahlt wurden. Die Färbung der Präparate erfolgte mit Hämatoxylin und Eosin.

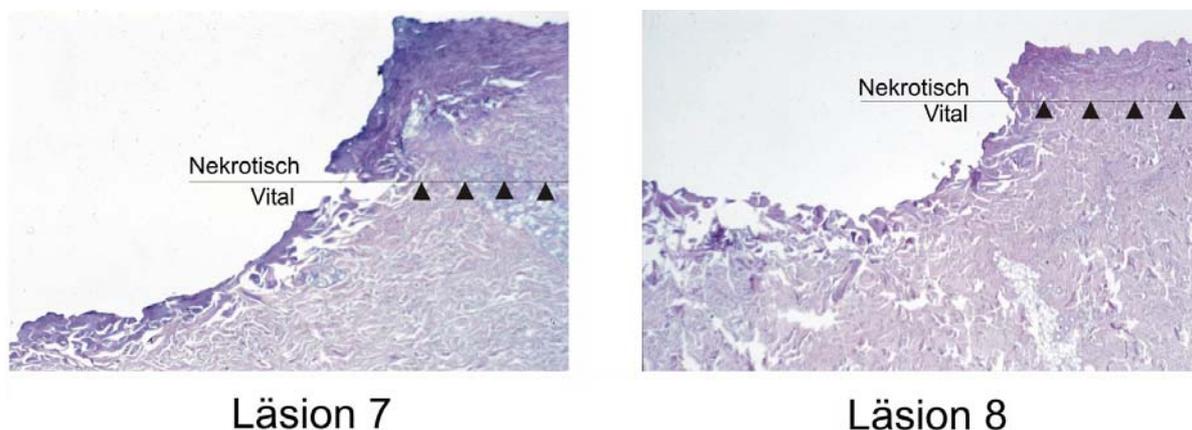


Abbildung 8.8. Histologische Schnitte der Ablationsorte 7 und 8, gefärbt mit Hämatoxylin und Eosin. Der Übergang von dem nekrotisch verdichteten zu dem vitalen aufgelockerten Gewebe ist durch Linien markiert und erfolgt entsprechend der detektierten Schichtübergänge in unterschiedlichen Tiefen.

Der Übergang von verdichtetem nekrotischen Gewebe an der Oberfläche zu vitalem aufgelockerten Gewebe in tieferen Schichten ist in den Bildern durch Pfeile markiert. Bei Ablationsort 7 erfolgt dieser Übergang nach 55 % der Kratertiefe, bei Ablationsort 8 bereits nach 33 %. Dies stimmt gut mit den anhand des Medians des akustischen Signals detektierten Übergängen überein, die nach 57 % bzw. 28 % der applizierten Laserpulse in Form eines Rückganges des Medians von 80 auf $40 \mu\text{s}$ erfolgte.

Neben den Schichtübergängen erkennt man auch eine dünne thermische Nekrosezone an den Rändern des bestrahlten Areals, die sich durch eine dunklere Färbung bemerkbar macht.

8.3 Diskussion

Die früheren Untersuchungen der Lasernekrektomie unter Laborbedingungen haben ergeben, dass der unterschiedliche Wassergehalt und die variierende mechanische Festigkeit von vitaler und gesunder Haut in hohem Maße das Ablationsgeräusch beeinflussen. Ein höherer Wassergehalt bedingt einen höheren Absorptionkoeffizienten und damit auch eine geringere Energiedichte in der Probe, während ein mechanisch festeres Gewebe dem Phasenübergang einen höheren Widerstand entgegensetzt. Da das akustische Signal bei der Ablation mit freilaufenden Er:YAG Laserpulsens hauptsächlich durch den Materialauswurf verursacht wird, sind die Auswirkungen unmittelbar gegeben.

Die hohe Signifikanz des Medians der akustischen Energie für den Schichtübergang beruht auf dem Anstieg der bipolaren Transiente zu Beginn des Schallsignals und einer Signalabnahme im weiteren Verlauf. Die Signalzunahme der Transiente alleine ist nicht hinreichend signi-

fikant für den Schichtübergang, so dass die akustische Energie alleine nur einen geringfügigen Anstieg aufweist. Ein längeres Integrationsintervall verschlechtert die Aussage noch, da in diesem Fall die Signalzunahme zu Beginn durch die Abnahme im hinteren Teil kompensiert werden würde und die akustische Energie dementsprechend weniger ansteigen würde. Die Verschiebung der Signalanteile wird jedoch sehr deutlich durch die Medianauswertung erfasst, so dass die nekrotischen Schichten sicher detektiert werden können.

Die Analyse des Schallsignals bei der Ablation der gesunden Hautpartie liefert neben dem Vergleich mit den histologischen Präparaten eine weitere Bestätigung für die korrekte Funktion der Schichtdetektion anhand des Medians. Die Übereinstimmung des Medianwertes in der Tiefe bei gesunder und verbrannter Haut zeigt, dass in beiden Fällen bei der Abtragung vitales Gewebe erreicht wird und durch die Analyse des Medianes der akustischen Energie auch sicher detektiert werden kann. Der anfängliche Medianwert von 170 μ s bei gesunder Haut entsteht wahrscheinlich bei der Abtragung der hier noch intakten Epidermis. Möglicherweise wäre es aufgrund dieser Messung möglich, generell zwischen Epidermis und Dermis zu unterscheiden. Dies würde einen Einsatz im Bereich des Skin-Resurfacing ermöglichen, bei dem aus kosmetischen Gründen zur Hautstraffung die Epidermis und die oberste Schicht der Dermis entfernt werden sollen.

Der Rückgang des Medians der akustischen Energie trat bei 20 der 21 vorgenommenen Ablationen auf und erfolgte dabei der Verbrennungstiefe entsprechend nach unterschiedlich vielen Laserpulsen. Die Auswertung des akustischen Signals und insbesondere des Medians der akustischen Energie erscheint demnach als probates Mittel für eine automatische Detektion des Schichtübergangs von verbranntem zu gesundem Gewebe bei der Lasernekrektomie mit feilauflaufenden Er:YAG-Laserpulsen. Um das Verfahren zu evaluieren und auszubauen ist es erforderlich, weitere Messungen durchzuführen, die das weite Spektrum der möglichen Verbrennungsgrade und Behandlungsstadien abzudecken.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Die Motivation für die vorliegende Arbeit war es, eine berührungslose Online-Materialdifferenzierung für die Abtragung unterschiedlicher Gewebeschichten durch die Analyse des akustischen Signals zu entwickeln. Dieses Verfahren hat sich im Rahmen früherer Arbeiten in Verbindung mit freilaufenden Er:YAG Laserpulsen als gut geeignet erwiesen, so dass nun der Versuch unternommen wurde, die Technik auf die Verwendung hoher Bestrahlungen und gütegeschalteter Laserpulse auszudehnen. Für das Verständnis der Entstehung materialspezifischer Charakteristika des Schallsignals war die Untersuchung der zugrunde liegenden Ablationsdynamik von besonderer Bedeutung. Aus diesem Grund befasst sich ein Großteil der Untersuchungen mit dieser Thematik.

Die Untersuchung der Ablationsdynamik erfolgte mit unterschiedlichen kurzzeitfotografischen Verfahren. Auf diese Weise war es möglich, den gesamten Vorgang mit einer hohen Zeitauflösung und Belichtungszeiten von wenigen Nanosekunden darzustellen. Durch die eingesetzten Schlierentechniken konnten neben lichtabsorbierenden Bestandteilen wie z.B. Gewebepartikeln auch transparente Objekte dargestellt werden, die lediglich Brechungsindexgradienten verursachen. Auf diesen Ergebnissen aufbauend wurde die Entstehung der Schallsignale durch drei unterschiedlichen Techniken untersucht, die Dichte und Druckvariationen in unterschiedlichen Abstand vom Ablationsort erfassen. Für Untersuchungen in geringem Abstand (0-2500 μm) wurde die optische Deflektometrie eingesetzt, bei der über die Ablenkung eines parallel zur Oberfläche geführten Probenlasers Brechungsindexgradienten mit hoher Zeitauflösung berührungslos erfasst werden konnten. Als weiteres Verfahren bei Abständen im Bereich von 2,5 – 10 mm wurden Schallmessungen mittels eines Sensors mit hoher zeitlicher (2 MHz) und räumlicher (1 mm) Auflösung durchgeführt. Des Weiteren erfolgte im Hinblick auf eine Online-Materialdifferenzierung die Messung des Schallsignals mittels eines piezo-elektrischen Sensors im klinisch realisierbaren Abstand von 30 mm mit der etwas geringeren Bandbreite von 1 MHz. Auf Basis dieser Sensorsignale wurden unterschiedliche Analysemethoden für die Auswertung des Schallsignals bei der Ablation mit gütegeschalteten Er:YAG Laserpulsen erprobt. Abschließend konnte die akustische Onlinekontrolle bei der Abtragung verbrannter Hautschichten mit freilaufenden Er:YAG Laserpulsen erstmals unter OP-Bedingungen erprobt werden.

Die Untersuchung haben gezeigt, dass keines der existierenden Modelle der Infrarot-Photoablation den komplexen Ablauf der Ablationsdynamik bei der Verwendung von Er:YAG Laserpulsen korrekt widerspiegelt. Das umfangreiche experimentelle Material dokumentiert den Ablationsprozess in sehr umfangreichen Ausmaß, angefangen bei Bestrahlungen knapp oberhalb der Schwelle für einen Materialauswurf bis knapp unterhalb der Plasmabildungsschwelle, wobei sowohl der Anfangsbereich mit einem Zeitraster im Nanosekundenbereich als auch die Spätphase des Rückstoßes nach einigen 100

Millisekunden dokumentiert wurde. Durch die gewonnenen Erkenntnisse konnte das Wissen über die Laserablation mit Infrarotlaserpulsen deutlich ausgebaut werden. Es wurde so eine gute Grundlage für zukünftige Anstrengungen einer vollständigen und korrekten Modellierung des gesamten Prozesses geschaffen. Es konnte nachgewiesen werden, dass nah der Ablationsschwelle der Materialauswurf infolge einer Phasenexplosion erfolgt, was sich insbesondere durch den Auswurf von Wassertropfen und Gewebepartikeln nachweisen lässt, die weder bei einer Oberflächenverdampfung noch bei einem Kochvorgang auftreten können. Trotz der geringen Pulslänge von 80 ns setzt die Ablation entgegen dem gängigen Explosionsmodell bereits während des Laserpulses ein und setzt sich aus mehreren unterschiedlichen Phasen zusammen. Durch den Rückstoßdruck der Phasenexplosion erhöht sich der Druck in den darunter liegenden Schichten der Probe, so dass hier ein Phasenübergang erschwert wird. Auf diese Weise werden bei großen Bestrahlungen hinreichend hohe Energiedichten erreicht, um einen Teil der Flüssigkeit bzw. des Gewebes vollständig zu verdampfen oder zu dissoziieren. Die schnelle Expansion der Ablationsprodukte erzeugt durch die Verdrängung der umgebenden Luft eine externe Stoßwelle, die primär zur Entstehung des Schallsignals beiträgt. Darüber hinaus konnte im Rahmen dieser Arbeit erstmals die Entstehung einer inneren Stoßwelle nachgewiesen werden, die durch die Kollision der Moleküle der Ablationswolke mit den ruhenden Luftmolekülen erfolgt. Diese Stoßwelle bewegt sich innerhalb der Ablationswolke auf die Probenoberfläche zu und wird hier reflektiert.

Der Rückstoß des primären Materialauswurfs verursacht in der Probe einen starken Rückstoßdruck, der bei der Ablation von Wasser und weichem Gewebe wie Leber mit hohen Bestrahlungen einen sehr ausgeprägten zweiten, rückstoßinduzierten Materialauswurf hervorruft. Die entstehende Dynamik dauert im Extremfall für mehrere 100 ms an und ähnelt den Vorgängen nach dem Aufprall eines Tropfens auf eine Wasseroberfläche. Der sekundäre Materialauswurf erhöht die Ablationseffizienz in hohem Maße, verringert aber durch seine Auswirkung auf tiefer gelegene Schichten die Präzision der Abtragung. Trotz seines großen Einflusses auf den Materialabtrag wird auch dieser Vorgang von keinem der bisherigen Ablationsmodelle erfasst.

Durch die optische Deflektometrie konnte in Kombination mit den kurzzeitfotografischen Schlierenaufnahmen die Schallausbreitung im Nahfeld untersucht werden. Es hat sich gezeigt, dass bei Abständen oberhalb von 2,5 mm, was gleichzeitig die Untergrenze für Messungen mit einem Schallsensor war, lediglich die äußere Stoßwelle einen Beitrag zum Schallsignal liefert. Die übrigen Komponenten, wie z.B. die innere Stoßwelle oder die Kontaktfront der Ablationswolke, haben bereits in diesem Abstand keinen Einfluss mehr. Die Ablationsdynamik ist sowohl vom Material als auch von der Bestrahlung abhängig, wobei der primäre Materialauswurf, der das Schallsignal hervorruft, deutlich stärker von der Bestrahlung als von den Materialeigenschaften beeinflusst wird. Aus diesen Gründen lässt sich aus den Schallsignalen kaum auf das abladierte Material schließen. Erst der sekundäre Materialauswurf wird in hohem Maße durch die mechanische Festigkeit des Materials beeinflusst, doch trägt dieser nicht zur Entstehung des Schallsignals bei. Die ursprüngliche Hoffnung, dass sich durch die geringen Puls zu

Puls Schwankungen bei der Verwendung gütegeschalteter Laserpulse gegenüber freilaufenden Pulsen eine breitere Palette möglicher Analyseparameter erschließt, hat sich damit nicht erfüllt.

Das Schallsignal, bzw. die Dichtevariationen, die das Deflektometrie- und das Schallsignal hervorrufen, zeigen ihre typischen material- und bestrahlungsspezifischen Signaturen vor allem in unmittelbarer Nähe der Probenoberfläche, die mit akustischen Sensoren für den klinischen Einsatz nicht zugänglich ist. Die Nichtlinearität der Schallausbreitung macht diese Signatur bereits nach kurzen Ausbreitungsstrecken zunichte. Danach liegt ein exponentielles Stoßwellenprofil vor, das in ein typisches N-Wave Profil übergeht. Interessanterweise geht oberhalb der Bestrahlungsschwelle für die Ausbildung einer starken inneren Stoßwelle sogar die Bestrahlungsabhängigkeit des akustischen Signals weitestgehend verloren.

Aufgrund der geschilderten Nachteile ist die akustische Online-Kontrolle nicht der optimale Ansatz für ein berührungsloses System für die Online-Materialdifferenzierung mit Nanosekundenpulsen. Andere Autoren, die Erfolge mit photoakustischer Deflektometrie berichteten, arbeiteten näher an der Abtragungsschwelle [141] oder verwendeten integrale Signalparameter [136]. Im vorliegenden Fall wären mögliche Alternativen zur Nutzung des akustischen Signals die Analyse der starken Veränderungen des sekundären Materialauswurfs sowie eine spektroskopische Analyse der unterschiedlichen Partikelgrößen, die anhand ihres unterschiedlichen Streuverhaltens erfasst werden könnten.

Trotz der eingeschränkten Erfolge bei der Verwendung gütegeschalteter Er:YAG Laserpulse konnte im Rahmen dieser Arbeit erstmals die Detektion verbrannten Gewebes mit freilaufenden Laserpulsen erprobt und erfolgreich umgesetzt werden. Dabei erwies sich der Parameter des Medians der akustische Energie als gut geeignet, im den Übergang von nekrotischen zu vitalem Gewebe zu detektieren. Damit konnte bestätigt werden, dass die Photoablation mit IR-Laserpulsen auch unter OP-Bedingungen mit einer automatischen Materialdifferenzierung kombiniert werden kann. Die Einführung dieser Technik in die klinische Routine würde dabei die Erprobung des Verfahrens bei unterschiedlichen Verbrennungstypen und den Aufbau einer Datenbank entsprechender akustischer Parameter erfordern.

Darüber hinaus steht die Herausforderung im Raum, aus den gewonnenen Erkenntnissen ein einheitliches und korrektes Modell der Infrarot-Photoablation zu entwickeln. Die Notwendigkeit hierfür ergibt sich aus der offensichtlichen Unvollständigkeit der existierenden Modelle.

10 Literaturverzeichnis

1. H. A. Green, Y. Domankewitz and N. S. Nishioka. *Pulsed carbon dioxide laser ablation of burned skin: in vitro and in vivo analysis*. *Lasers Surg. Med.*, 10: 476-484, 1990.
2. K. Nahen. *Akustische Online-Kontrolle der Infrarot-Photoablation biologischer Gewebe*. Der Andere Verlag, Osnabrück, 2002.
3. G. M. Hale and M. R. Querry. *Optical constants of water in the 200 nm to 200 μ m wavelength region*. *Appl. Opt.*: 555-563, 1973.
4. H. H. G. Jellinek and R. Srinivasan. *Theory of etching polymers by far-ultraviolet, high-intensity pulsed laser and long-term radiation*. *J. Phys. Chem.*, 88: 3048-3051, 1984.
5. V. Venugopalan, N. S. Nishioka and B. B. Mikic. *Thermodynamic response of soft biological tissues to pulsed infrared laser radiation*. *Biophys. J.*, 70: 2981-2933, 1996.
6. J. T. Walsh and T. F. Deutsch. *Pulsed CO₂ laser tissue ablation: Effect of tissue type and pulse duration on thermal damage*. *Laser Surg. Med.*, 8: 108-118, 1998.
7. R. Hibst. *Technik, Wirkungsweise und medizinische Anwendungen von Holmium- und Erbium-Lasern*. Ecomed, Landsberg, 1996.
8. J. F. Ready. *Effects of High-Power Laser Radiation*. Academic Press, Orlando, 1971.
9. V. Venugopalan, N. S. Nishioka and B. B. Mikic. *The effect of laser parameters on the zone of thermal injury produced by laser ablation of biological tissue*. *Trans. ASME J. Biomech. Eng.*, 116: 62-70, 1994.
10. A. D. Zweig. *A thermo-mechanical model for laser ablation*. *J. Appl. Phys.*, 70: 1684-1691, 1991.
11. M. Frenz, V. Romano, A. D. Zweig, H. P. Weber, N. I. Chapliev and A. V. Silenok. *Instabilities in laser cutting of soft media*. *J. Appl. Phys.*, 66: 4496-4503, 1989.

12. B. Majaron, P. Plestenjak and M. Lukac. *Thermo-mechanical laser ablation of soft biological tissue: modelling the micro-explosions*. Appl. Phys. B., 69: 71-80, 1999.
13. A. Vogel and V. Venugopalan. *Mechanisms of pulsed laser ablation of biological tissues*. Chem. Rev., 103: 577-644, 2003.
14. B. Alberts, D. Bray, J. Lewis, M. Raff, K. Roberts and J. D. Watson. *Molecular Biology of the Cell*. Garland Press, New York, 1994.
15. D. A. D. Parry and A. S. Craig. *Growth and Development of Collagen Fibrils in Connective Tissue. Ultrastructure of the Connective Tissue Matrix*. Martinus Nijhoff Publishers: 34-64, 1984.
16. F. H. Silver. *Structure, Mechanical Properties, and Modeling of Soft Tissue*. Biological materials. University Press. New York & London, 1987.
17. M. E. Nimni and R. D. Harkness. *Molecular Structure and Functions of Collagen*. Nimni M.E. (ed.) Collagen. Vol.I Biochemistry. CRC Press: 1-77, 1988.
18. L. C. Junquiera and J. Carneiro. *Histologie*. 4th edition ed. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1996.
19. I. V. Yannas. *Collagen and gelatin in the solid state*. J. Macromol. Sci.-Revs. Macromol Chem., C7: 49-104, 1972.
20. H. R. Jacobovic and A. B. Ackerman. *Structure and Function of the Skin*. Section I: Development, Morphology, Physiology. S. L. Moschella; H. J. Hurley (eds) Dermatology. Vol. 1., Saunders, Philadelphia: 1-74, 1985.
21. R. A. J. Eady, I. M. Leigh and F. M. B. S. O. Pope. *Textbook of Dermatology*. 6th ed. Anatomy and Organization of Human Skin. Rook/Wilkinson/Ebling, 1984.
22. F. A. Duck. *Physical Properties of Tissue*. Academic Press, London, 1990.
23. H. Yamada. *Strength of Biological Materials*. Robert E. Krieger Publishing Company, Huntington, NY, 1970.
24. H. G. Vogel. *Influence of age, treatment with corticosteroids and strain rate on mechanical properties of rat skin*. Biochim. Biophys. Acta., 286: 79-83, 1972.
25. R. C. Haut. *The effects of orientation and location on the strength of dorsal rat skin in high and low speed tensile failure experiments*. Trans. ASME Biomed. Eng., 111: 136-140, 1989.

26. G. W. Dombi, R. C. Haut and W. G. Sullivan. *Correlation of high-speed tensile strength with collagen content in control and lathyrotic rat skin*. J. Surg. Res., 54: 21-28, 1993.
27. F. Hillenkamp, R. Pratesi and C. A. Sacchi. *Lasers in Biology and Medicine; NATO Advanced Study Institutes Series A34*. Interaction between laser radiation and biological tissue. Plenum Press, New York and London: 37-68, 1980.
28. G. B. Benedek. *Theory of transparency of the eye*. Appl. Opt., 10: 459-473, 1971.
29. L. Goldman, L. J. Blanley, L. J. Kindel and E. A. Franke. *Effect of laser beam on the skin*. J. Invest. Dermatol., 40: 122-123, 1963.
30. R. M. P. Doornbos, R. Lang, M. C. Aalder, F. J. Cross and H. J. C. M. Sterenborg. *The determination of in vivo human tissue optical properties and absolute chromophore concentrations using spatially resolved steady-state diffuse reflectance spectroscopy*. Phys. Med. Biol., 44: 967-981, 1999.
31. T. L. Troy and S. N. Thennadil. *Optical properties of human skin in the near infrared wavelength range of 1000 to 2200 nm*. J. Biomed. Opt., 6: 167-176, 2001.
32. A. H. Hielscher, R. E. Alcouffe and R. L. Barbour. *Comparison of finite-difference transport and diffusion calculations for photon migration in homogeneous and heterogeneous tissues*. Phys. Med. Biol., 43: 1285-1302, 1988.
33. T. P. Coohill. *Lasers in Medicine. Uses and effects of ultraviolet radiation on cells and tissues*. R. W. Waynant, ed. CRC Press: 85-107, 2002.
34. D. B. Wetlaufer. *Ultraviolet spectra of proteins and amino acids*. Advances in Protein Chemistry. Volume 17. Academic Press, New York: 304-390, 1962.
35. L. R. Painter, R. N. Hamm, E. T. Arakawa, R. D. Birkhoff. *Electronic properties of liquid water in the vacuum ultraviolet*. Phys. Rev. Lett., 21: 282-284, 1968.
36. F. Williams, S. P. Varama and S. Hillenius. *Liquid water as a lone-pair amorphous semiconductor*. J. Chem. Phys., 64: 1549-1554, 1976.
37. E. B. Wilson, J. C. Decius and P.C. Cross. *Molecular Vibrations: The Theory of Infrared and Raman Vibrational Spectra*. Dover Publications, New York, 1980.
38. V. L. Vodopyanov. *Bleaching of water by intense light at the maximum of the $\lambda \sim 3 \mu\text{m}$ absorption band*. Sov. Phys. JETP, 70: 114-121, 1990.

39. G. N. Zatsepina. *Physical Properties and Structure of Water*. Moscow State University, Moscow, 1987.
40. E. Fishman. *A very high temperature infrared cell for pure liquids or solutions*. Appl. Opt., 1: 493-495, 1962.
41. K. L. Vodopyanov. *Saturation studies of H₂O and HDO near 3400 cm⁻¹ using intense picosecond laser pulses*. J. Chem. Phys., 94: 5389-5393, 1991.
42. J. T. Walsh and T. F. Deutsch. *Er:YAG laser ablation of tissue: Measurement of ablation rates*. Lasers Surg. Med., 9: 327-337, 1989.
43. J. T. Walsh, T. J. Flotte and T. F. Deutsch. *Er:YAG laser ablation of tissue: Effect of pulse duration and tissue type on thermal damage*. Lasers Surg. Med.: 9314-9326, 1989.
44. J. P. Cummings and J. T. Walsh. *Erbium laser ablation: The effect of dynamic optical properties*. Appl. Phys. Lett., 62 (16): 1988-1990, 1993.
45. R. Shori, A. A. Walston, O. M. Stafsudd, D. Fried and J. T. Walsh. *Quantification and modeling of the dynamic changes in the absorption coefficient of water at 2.94 μm*. IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., 7: 959-970, 2002.
46. S. L. Jacques. *Laser-tissue interactions. Photochemical, photothermal, and photomechanical*. Surg. Clin. N. Am., 72: 531-558, 1992.
47. P. Debenedetti. *Metastable Liquids: Concepts and Principles*. Princeton University Press, Princeton, NJ, 1996.
48. V. P. Skripov, E. N. Sinitsyn, P. A. Pavlov, G. V. Ermakov, G. N. Muratov, N. V. Bulanov and V. G. Baidakov. *Thermophysical Properties of Liquids in the Metastable (superheated) State*. Gordon and Breach Science Publishers, New York, 1998.
49. B. L. Beegle, M. Modell and R.C. Reid. *Thermodynamic stability criterion for pure substances and mixtures*. Amer. Inst. Chem. Eng. J., 20: 1200-1206, 1974.
50. S. C. Reid. *Superheated liquids*. Am. Sci., 64: 146-156, 1976.
51. A. Olmes, H. G. Franke, E. Bänsch, H. Lubatschowski, M. Raible, G. Dziuk and W. Ertmer. *Modeling of infrared soft-tissue photoablation process*. Appl. Phys. B., 65: 659-666, 1997.

52. R. W. Schrage. *A Theoretical Study of Interphase Mass Transfer*. Columbia University Press, New York, 1953.
53. A. D. Yablon, N. S. Nishioka, B. B. Mikic and V. Venugopalan. *Physical mechanisms of pulsed infrared laser ablation of biological tissues*. Proc. SPIE, 3343: 69-77, 1998.
54. L. Bergmann and C. Schaefer. *Mechanik, Akustik, Wärme*. 10th ed. de Gruyter, Berlin, 1990.
55. V. P. Skripov. *Thermodynamic stabilities of superheated and supercooled liquids*. Fluid Mechanics Research, 21: 43-50, 1992.
56. A. Miotello and R. Kelly. *Critical assessment of thermal models for laser sputtering at high fluences*. Appl. Phys. Lett., 67: 3535-3537, 1995.
57. A. Miotello and R. Kelly. *Laser-induced phase explosion: New physical problems when a condensed phase approaches the thermodynamic critical temperature*. Appl. Phys. A, 69: 67-73, 1999.
58. I. I. Frenkel. *Kinetic Theory of Liquids*. Dover Publications, New York, 1955.
59. V. Venugopalan, N. S. Nishioka and B. B. Mikic. *The thermodynamic response of soft biological tissues to pulsed ultraviolet laser radiation*. Biophys. J., 69: 1259-1271, 1995.
60. J. H. Lienhard. *A Heat Transfer Textbook*. Vol. 2nd edition. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N.J., 1987.
61. H. B. Callen. *Thermodynamics and an introduction to thermostatistics*. John Wiley&Sons, New York, 1985.
62. M. M. Martynyuk. *Phase explosion of a metastable fluid*. Combust. Explos. Shock Waves, 13: 178-191, 1997.
63. R. E. Apfel. *Water superheated to 279.5°C at atmospheric pressure*. Nature Phys. Sci., 238: 63-64, 1972.
64. V. Venugopalan. *Pulsed laser ablation of tissue: Surface vaporization or thermal explosion?* Proc. SPIE, 2391: 184-189, 1995.
65. R. Hibst. *Mechanisms of ultraviolet and mid-infrared tissue ablation*. Proc. SPIE, 1525: 162-169, 1991.

66. R. Hibst and R. Kaufmann. *Effects of laser parameters on pulsed Er-YAG laser skin ablation*. Lasers Med. Sci., 6: 391-397, 1991.
67. R. M. Verdaasdonk, C. Borst and M. J. C. van Germert. *Explosive onset of continuous wave laser tissue ablation*. Phys. Med. Biol., 35: 1129-1144, 1990.
68. G. L. LeCarpentier, M. Motamedi, L. P. McMath, S. Rastegar and A. J. Welch. *Continuous wave laser ablation of tissue: analysis of thermal and mechanical events*. IEEE Trans. Biomed. Eng., 40: 188-200, 1993.
69. D. M. Harris, D. Fried, L. Reinisch, T. Bell, D. Schlachter, L. From and J. Burkhart. *Eyelid resurfacing*. Lasers Surg. Med., 25: 107-122, 1999.
70. Q. Lu. *Thermodynamic evolution of phase explosion during high-power nanosecond laser ablation*. Phys. Rev.E, 67, 2003.
71. O. G. Engel. *Crater depth in fluid impacts*. J. Appl. Phys., 37: 1798, 1966.
72. A. M. Worthington. *A Study of Splashes*. Longmans, London, 1908.
73. C. L. Mader and M. L. Gittings. *Dynamics of water cavity generation*. Sci. Tsunami Hazards, 21(2): 91, 2003.
74. A. C. Tam. *Applications of photoacoustic sensing techniques*. Rev. Mod. Phys., 58: 381-431, 1986.
75. M. Harris, G. N. Pearson, D. V. Willets, K. Ridley, P. R. Tapster and B. Perret. *Pulsed indirect photoacoustic spectroscopy: Application to remote detection of condensed phases*. Appl. Opt., 39(6): 1032-1041, 2000.
76. J. P. Cummings and J. T. Walsh. *Q-switched ablation of tissue: plume dynamics and the effect of tissue mechanical properties*. Proc. SPIE, 1646: 242-253, 1992.
77. L. D. Landau and E. M. Lifschitz. *Fluid Mechanics*. 2nd ed. Pergamon Press, Oxford, 1987.
78. Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer. *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena*. Vol. I and II. Academic Press, New York and London, 1966.
79. H. Kuttruff. *Physik und Technik des Ultraschalls*. S. Hirzel Verlag, Stuttgart, 1988.

80. G. F. Kinney. *Explosive shocks in air*. The Macmillan Company, New York, 1962.
81. W. M. Wright. *Propagation in air of N-waves produced by sparks*. J. Acoust. Soc. Am., 73(6): 1948-1955, 1982.
82. J. Staudenraus and W. Eisenmenger. *Fibre-optic hydrophone for ultrasonic and shock-wave measurements in water*. Ultrasonics, 31(4): 67-273, 1992.
83. G. H. Paltauf, H. Schmidt-Kloiber and M. Frenz. *Photoacoustic waves excited in liquids by fiber-transmitted laser pulses*. J. Acoust. Soc. Am., 104: 890-897, 1998.
84. R. Pini, F. Rossi, S. Salimbeni, S. Siano, M. Vannini, F. Carones, G. Trabucchi, R. Brancato and P. G. Gobbi. *Experimental investigation on acoustic phenomena induced inside the eyeball by excimer laser ablation of the cornea*. Proc. SPIE, 2632: 25-29, 1996.
85. G. Taylor. *The formation of a blast wave by a very intense explosion. A theoretical discussion*. Proc. Roy. Soc. A, 1950.
86. R. Kelly and B. Braren. *On the direct observation of the gas dynamics of laser-pulse sputtering of polymers. Part I: Analytical considerations*. Appl. Phys. B., 53: 160-169, 1991.
87. D. Bäuerle. *Laser Processing and Chemistry*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2000.
88. L. I. Sedov. *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*. Academic Press, New York, 1959.
89. D. L. Jones. *Intermediate strength blast wave*. Phys. Fluids, 11: 1664-1667, 1968.
90. Z. Chen, A. Bogaerts and A. Vertes. *Phase explosion in atmospheric pressure infrared laser ablation from water-rich targets*. Applied Physics Letters, 89, 2006.
91. N. J. Arnold, J. Gruber and J. Heitz. *Spherical expansion of the vapor plume into ambient gas: an analytical model*. Appl. Phys. A, 69: S87-S93, 1999.
92. H. L. Brode. *Blast wave from a spherical charge*. Phys. Fluids, 2: 217-229, 1959.
93. R. H. Cole. *Underwater Explosions*. Princeton University Press, Princeton, NJ, 1948.

94. G. Ben-Dor. *Shock wave reflection phenomena*. Springer-Verlag, New York, 1991.
95. J. von Neumann. *Collected Works of J. von Neumann*. Vol. 6. Pergamon Press: 238-299, 1963.
96. A. S. Vogel, S. Busch and U. Parlitz. *Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water*. J. Acoust. Soc. Am., 100: 148-165, 1996.
97. R. Kaufmann and R. Hibst. *Pulsed Er:YAG- and 308 nm UV-Excimer laser: An in vitro and in vivo study of skin-ablative effects*. Surg. Med., 9: 132-140, 1989.
98. G. Müller, K. Dörschel and H. Kar. *Biophysics of the photoablation process*. Lasers Med. Sci., 6: 241-254, 1991.
99. K. Nahen and A. Vogel. *Investigations on acoustic on-line monitoring of IR laser ablation of burned skin*. Lasers Surg. Med., 25: 69-78, 1999.
100. K. Nahen and A. Vogel. *Acoustic signal characteristics during IR laser ablation, and their consequences for acoustic tissue discrimination*. Proc. SPIE, 3914: 166-176, 2000.
101. A. L. McKenzie. *How far does thermal damage extend beneath the surface of CO₂ laser incisions*. Phys. Med. Biol., 28: 905-912, 1983.
102. F. Partovi, J. A. Izatt, R. M. Cothren, C. Kittrell, J. E. Thomas, S. Strikwerda, J. R. Kramer and M. S. Feld. *A model for thermal ablation of biological tissue using laser radiation*. Lasers Surg. Med., 7: 141-154, 1987.
103. F. W. Dabby and U. C. Paek. *High-intensity laser-induced vaporization and explosion of solid material*. IEEE J. Quant. Electron., 8: 106-111, 1972.
104. A. D. Zweig, M. Frenz, V. Romano and H. P. Weber. *A comparative study of laser tissue interaction at 2.94 μm and 10.6 μm* . Appl. Phys. B., 47: 259-265, 1988.
105. M. Frenz, A. D. Zweig, V. Romano, H. P. Weber, N. I. Chapliev and A. S. Silenok. *Dynamics in laser cutting of soft media*. Proc. SPIE, 1202, 22-33, 1990.
106. A. D. Zweig and H.P. Weber. *Mechanical and thermal parameters in pulsed laser cutting of tissue*. IEEE J. Quantum Electron., 23: 1787-1793, 1987.

107. R. Hibst and R. Kaufmann. *Fundamentals of pulsed UV and mindinfrared laser skin ablation. In Steiner R.; Kaufmann R.: Landthaler M; Braun-Falco O. Lasers in Dermatology.* Springer- Verlag, Berlin, Heidelberg: 102-115, 1991.
108. J. T. Walsh and T. F. Deutsch. *Pulsed CO2 laser ablation of tissue: Effect of mechanical properties.* IEEE Trans. Biomed. Eng., 36(12): 1195-1201, 1989.
109. W. Koechner. *Solid-state laser engineering.* Springer, Berlin, Heidelberg, 1996.
110. A. Vogel, I. Apitz and B. Freidank. *Sensitive high-resolution white-light Schlieren technique with large dynamics range for the investigation of ablation dynamics.* Opt. Lett., 31(12): 1812-1814, 2006.
111. W. Lauterborn, T. Kurz and M. Wiesenfeld. *Coherent Optics. Fundamentals and Applications.* Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2003.
112. G. S. Settles. *Schlieren and Shadowgraph Techniques.* Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2001.
113. W. Lauterborn and A. Vogel. *Ein Raumfrequenzverfahren zur Untersuchung der Strömungsverhältnisse in der Umgebung von Kavitationsblasen.* Optik, 69(4): 176-180, 1985.
114. M. W. Sigrist. *Laser generation of sound waves in liquids and gases.* J. Appl. Phys., 60: R83-R121, 1986.
115. D. R. Lide. *Handbook of Chemistry and Fluids.* 79th ed. CRC-Press, London, 1998.
116. P. K. Choi, T. Ezawa and G. Kudoh. *Acoustic nonlinearity parameter measurement using optical beam deflection by ultrasonic waves.* J. Acoust. Soc. Jpn., 20(4): 313-318, 1999.
117. G. P. Davidson and D.C. Emmony. *A schlieren probe method for the measurement of the refractive index profile of a shock wave in a fluid.* J. Phys. F. Sci. Instrum., 13: 92-97, 1979.
118. I. Apitz and A. Vogel. *Material ejection innanosecond Er:YAG laser ablation of water, liver and skin.* Appl. Phys. A, 81: 329 - 338, 2005.
119. M. G. Frenz, G. Paltauf and H. Schmidt-Kloiber. *Laser-generated cavitation in absorbing liquid induced by acoustic diffraction.* Phys. Rev. Lett., 76: 3546-3549, 1996.

120. M. Aden, T. Berden, J. Gottmann, H. Horn-Solle, A. Husmann and D. A. Wesner. *Strömungsmechanik des Plasmamaterialtransfers bei der Ablation mit UV-Laserstrahlung*. RWTH Aachen, Aachen, 1999.
121. V. Venugopalan, Beckman Laser Institute, University of California, Irvine *unpublished results*, 2005.
122. E. Hecht. *Optik*. Oldenbourg, München, 2001.
123. L. V. Zhigilei, E. Leveugle, B. J. Garrison, Y. G. Yingling and M. I. Zeifman. *Computer simulations of laser ablation of molecular substrates*. Chem. Rev., 103: 321-347, 2003.
124. D. B. Geohegan and A. A. Puretzky. *Dynamics of laser ablation plume penetration through low pressure background gases*. Appl. Phys. Lett., 67(2): 197-199, 1995.
125. R. F. Wood, J. N. Leboeuf, D. B. Geohegan, A. A. Puretzki and K. R. Chen. *Dynamics of plume propagation and splitting during pulsed-laser ablation of Si in He and Ar*. Phys Rev. B, 58(3): 1533-1543, 1997.
126. F. Könz, M. Frenz, H. Pratisto, H. P. Weber, H. Lubatschowski, O. Kermani, W. Ertmer, H. J. Altermatt and T. Schaffner. *Thermal and mechanical damage of corneal tissue after free-running and Q-switched mid-infrared laser ablation*. Proc. SPIE, 2066: 78-86, 1994.
127. R. Fabbro, J. Fournier, P. Ballard, D. Devaux and J. Virmont. *Physical study of laser-produced plasma in confined geometry*. J. Appl. Phys., 68: 775-784, 1990.
128. D. E. Gault and C.P. Sonett. *Laboratory simulation of pelagic asteroid impact: Atmospheric injection, benthic topography, and the surface wave radiation field*. Geological Society of America, Special Paper, 190: 69-92, 1982.
129. P. G. Drazin and W.H. Reid. *Hydrodynamic Stability*. Cambridge University Press, 1981.
130. G. Berthoud. *Vapor explosions*. Annu. Rev. Fluid Mech., 32: 572-611, 2000.
131. O. Herbert and J. Detlefs. *Strömungsmechanische Instabilitäten*. 1996, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1996.
132. Rayleigh, *On the instability of a cylinder of viscous liquid under capillary force*. Philos. Mag., 34: 45, 1982.

133. Rayleigh, *On the instability of jets*. Proc. London Math. Soc., 10: 4, 1879.
134. J. Eggers. *Nonlinear Dynamics and Breakup of Free-Surface Flows*. Reviews of Modern Physics, 69(3): 865-929, 1997.
135. B. Jean, T. Bende and M. Matallana. *Noncontact photoacoustic spectroscopy during photoablation with a 193-nm excimer laser*. German J. Ophthalmol., 2: 404-408, 1993.
136. C. Stauter, P. Gérard, J. Fontaine and T. Engel. *Laser ablation acoustical monitoring*. Appl. Surf. Sci., 109/110: 174-178, 1997.
137. D. M. Jackson, F. R. C. S. Stone and P. A. Stone. *Tangential excision and grafting of burns*. Brit. J. Plast. Surg., 25: 416-426, 1972.
138. H. Arzinger-Jonasch. and J. Riedeberger, *Klinik und Therapie der Verbrennungsverletzungen*. VEB Verlag Volk und Gesundheit, Berlin, 1979.
139. T. Matsuda, H. Tanaka, S. Shimazaki, H. Matsuda, H. Abcarian, H. Reyes and M. Hanumadass. *High-dose vitamin C therapy for extensive deep dermal burns*. Burns, 18(2): 127-131, 1982.
140. G. Zellweger, *Die Behandlung der Verbrennungen*. Deutscher Ärzte-Verlag, Köln, 1985.
141. T. Bende, M. Kriegerowski and T. Seiler. *Photoablation in different ocular tissues performed with an Erbium:YAG laser*. Lasers Light Ophthalmol., 2: 263-269, 1989.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Alfred Vogel Ermöglichung dieser Dissertation. Sein großer Erfahrungsschatz und wissenschaftlicher Rat sowie die stete Bereitschaft zur kritischen Diskussion der gewonnenen Erkenntnisse haben maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Das Heranführen an den Wissensaustausch im Rahmen internationaler Konferenzen sowie an die Zusammenarbeit mit verschiedenen Industriepartnern habe ich als große Bereicherung meiner Arbeit empfunden. Danken möchte ich ebenfalls für die Einwerbung von Drittmitteln, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Ich bedanke mich bei Prof. Dr. Reginald Birngruber für die Aufnahme an seinem Institut und die Schaffung der Rahmenbedingungen für diese Dissertation.

Für die Zusammenarbeit bei der klinischen Umsetzung danke ich Dr. Werner Eisenbeiß von der Abteilung für Plastische Chirurgie der Klinik für Chirurgie am Universitätsklinikum Schleswig-Holstein, Campus Lübeck.

Ich danke allen Mitarbeitern und Kooperatoren des Instituts für Biomedizinische Optik für ihre Unterstützung, die zahlreichen Diskussionen sowie die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Für die Bereitstellung des klinischen Lasersystems danke ich der Firma Asclepion Laser Technologies.

Bedanken möchte ich mich ebenfalls bei meinen Eltern für ihre stete Unterstützung sowie insbesondere bei meiner Frau Bärbel und meinen Töchtern Hannah und Jule für ihre große Geduld und Nachsicht während der zurückliegenden Zeit.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Ingo Apitz
Geburtsdatum: 28. Dezember 1973
Geburtsort: Lübeck
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: verheiratet, zwei Kinder



Schulische Ausbildung:

08/80 – 07/84 Grundschule, Waldschule Groß Grönau
08/84 – 06/93 Gymnasium, Thomas-Mann-Schule Lübeck
Abiturnote 1,9

Zivildienst:

08/93 – 09/94 Herstellung von Blutpräparaten am Institut für Immunologie und Transfusionsmedizin der Medizinischen Universität zu Lübeck

Studium:

10/94 – 07/95 Studium an der Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg
10/95 – 12/99 Studium an der Christian-Albrechts-Universität, Kiel
10/96 Vordiplom Physik mit Nebenfach Informatik, Note „gut“
10/96 – 11/98 Hauptstudium Physik mit den Schwerpunkten Angewandte Optik, Laserspektroskopie, Festkörperphysik und Elektronik, Nebenfach Mathematik
12/98 – 12/99 Diplomarbeit im Institut für Experimentelle und Angewandte Physik, Kiel. Arbeitsgruppe Prof. Dr. G. Pfister
Titel: „Entwicklung und Aufbau einer Testanlage zur Untersuchung der hydrodynamischen Eigenschaften mechanischer Herzklappenprothesen in pulsativer Strömung.“
Abschlußnote: „Sehr gut“

Promotion:

02/00 – 01/05 Promotion bei Prof. Dr. Alfred Vogel am Institut für Biomedizinische Optik der Universität zu Lübeck

Berufliche Tätigkeit:

Seit 02/05: Unternehmensberater bei der P3-GmbH, Ingenieurgesellschaft für Management und Organisation.

Tätigkeitsschwerpunkte: Projekt- und Suppliermanagement bei Airbus Deutschland

Publikationsliste

Veröffentlichungen:

1. A. Vogel, B. Kersten and I. Apitz. *Material ejection in free-running Er:YAG laser ablation of water, liver and skin by phase explosion, confined boiling and recoil-induced expulsion*. SPIE-Symposium "Biomedical Optics", Conference 4961 "Laser-Tissue Interactions XIV", San Jose, CA, USA, 28.-29.01.2003.
2. A. Vogel, B. Kersten, I. Apitz and K. Nahen. *Material ejection in free-running Er:YAG laser ablation of water, liver and skin*. Proc. SPIE "Laser-Tissue Interaction XIV", Vol. 4961: 4140-47, 2003.
3. I. Apitz and A. Vogel: *Material ejection in nanosecond Er:YAG laser ablation of water, liver, and skin*. Appl. Phys. A., 81: 329 – 338, 2005.
4. A. Vogel, I. Apitz, S. Freidank and R. Dijkink. *Sensitive high-resolution white-light Schlieren technique with a large dynamics range for the investigation of ablation dynamics*. Opt. Lett., 31(12): 1812-1814, 2006.

Vorträge:

1. I. Apitz and A. Vogel. *Material ejection in q-switched Er:YAG laser ablation of water, liver and skin by phase explosion, confined boiling, recoil-induced expulsion and flow-induced suction*. SPIE-Symposium "Biomedical Optics", Conference 4961 "Laser-Tissue Interactions XIV", San Jose, CA, USA, 28.-29.01.2003.
2. A. Vogel, N. Steiner, P. Doeswijk, I. Apitz, B. Sägmüller and K. Schütze. *Time-resolved investigations on laser microdissection, laser catapulting and optoinjection of cells*. Photonics West, San Jose, CA, USA 25.-31.01.2003.
3. A. Vogel, B. Kersten and I. Apitz. *Material ejection in free-running Er:YAG laser ablation of water liver and skin by phase explosion, confined boiling and recoil-induced material expulsion*. SPIE-Symposium "Biomedical Optics", Conference 4961 "Laser-Tissue Interactions XIV", San Jose, CA, USA, 28. – 29 Januar 2003.
4. A. Vogel, N. Steiner, I. Apitz, K. Nahen, V. Guerra, B. Sägmüller and K. Schütze. *Kavitationseffekte bei Zellchirurgie mit Nanosekunden- und Femtosekunden-Laserpulsen*. Invited talk, Jahrestagung DAGA 2003 der deutschen Gesellschaft für Akustik, Aachen, 18.-20.03.2003.

5. A. Vogel, N. Steiner, P. Doeswijk, I. Apitz, B. Sägmüller and K. Schütze. *Time-resolved investigations on laser microdissection, laser catapulting and optoinjection of cells*. SPIE & OSA Conference EBO 06 “Therapeutic Laser Application and Laser Tissue Interactions” of European Conference on Biomedical Optics 2003, München, 22.-25.06.2003.
6. I. Apitz, W. Eisenbeiß, B. Flucke and A. Vogel. *Clinical Test of acoustic online-control of Er:YAG laser ablation of burnt skin*. SPIE & OSA Conference EBO 06 “Therapeutic Laser Application and Laser Tissue Interactions” of European Conference on Biomedical Optics 2003, München, 22.-25.06.2003.
7. A. Vogel, I. Apitz and V. Venugopalan. *Pulsed laser ablation of biological tissues: a kaleidoscope of thermodynamic and fluid mechanical phenomena*. Invited Talk, SPIE Conference “High-Power Laser Ablation V”, 25. – 30. April 2004 in Taos, NM, USA, 2004.
8. A. Vogel, I. Apitz and V. Venugopalan. *Pulsed laser ablation of biological tissues: a kaleidoscope of thermodynamic and fluid mechanical phenomena*. Seminarvortrag, Los Alamos National Laboratories, 27. April 2004, Los Alamos, NM, USA, 2004.
9. Vogel, I. Apitz and V. Venugopalan. *Pulsed laser ablation of biological tissues: a kaleidoscope of thermodynamic and fluid mechanical phenomena*. Colloquium at US Air Force Research Laboratory, Brooks City Base, San Antonio, TX, USA, 02. Mai 2004.
10. A. Vogel and I. Apitz. *Plume dynamics, free-surface flows and bubble formation accompanying pulsed laser ablation of aqueous media*. Colloquium, Dept. Mechanical Engineering, The John Hopkins University, Baltimore MD, USA, 02. July 2004.