

THEORETISCHE GRUNDLAGEN UND KONZEPTANALYSE EINES LASERZÜNDSYSTEMS FÜR KRYOGENE RAKETENTRIEBWERKE

Benjamin Wilkosz, Johannes Lux, Oskar Haidn
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e. V. (DLR)
Institut für Raumfahrtantriebe, Lampoldshausen, 74239 Hardthausen

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden die theoretischen Grundlagen zur Auslegung eines Laserzündsystems bereitgestellt und eine Konzeptanalyse verschiedener Laserzündsysteme für die Anwendung in kryogenen Raketentriebwerken durchgeführt. In dieser Konzeptanalyse werden vier mögliche Laserzündsysteme für die Anwendung in kryogenen Raketentriebwerken betrachtet. Dabei werden sowohl unterschiedliche Zündstellen, als auch verschiedene Fokussierungsmethoden vorgeschlagen. Die Fokussierung der Leistung erfolgt durch eine Strahlfokussierung, die Bestrahlung eines Festkörpers (Ablationszündung) oder eine mehrfache Reflexion in einer entsprechend geformten Kavität (Kavitationszündung). Die entsprechenden Zündparameter werden anhand experimenteller Daten und analytischer Berechnungen für die Zündung unter atmosphärischen Bedingungen untersucht. Die daraus entstandenen Konzepte werden verglichen und deren Vor- und Nachteile herausgearbeitet.

1. NOMENKLATUR

Zeichen	Einheit	Bedeutung
C_p	$\text{J g}^{-1} \text{K}^{-1}$	Wärmekapazität des Materials
d	m	Durchmesser
D	$\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Elektronendiffusionskoeffizient
e^-		Freies Elektron
f	m	Brennweite
F_{th}	Photonen/m^3	Photonendichte
h	J s	Plancksches Wirkungsquantum
H	J Kg^{-2}	Enthalpie
I	W cm^{-2}	Leistungsdichte
M^2		Strahlqualität
N	m^{-3}	Teilchendichte
p	N m^{-2}	Druck
t, τ	s	(charakteristische) Zeit
T	K	Temperatur
R		Reflexionsgrad
ϵ_0	$\text{A s V}^{-1} \text{m}^{-1}$	Permittivität des Vakuums
ρ	Kg m^{-3}	Dichte
λ	m	Wellenlänge
λ	$\text{J m}^{-1} \text{s}^{-1} \text{K}^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit
Λ	m	Diffusionslänge
ϖ	J	Ionisationspotential
φ	s^{-1}	Reaktionsrate
ϕ		Mischungsverhältnis
ω	rad s^{-1}	Winkelfrequenz des Laserlichts
ν	s^{-1}	Zusammenstoßfrequenz
σ	m^{-2}	Photonabsorptionsfläche

2. EINLEITUNG

Zukünftige Raumtransportsysteme werden sich mit erhöhten Anforderungen hinsichtlich Nutzlastkapazität, Zuver-

lässigkeit, Wiederverwendbarkeit und Kosten konfrontiert sehen. Das Zündsystem nimmt dabei eine zentrale Rolle ein. Als Alternative zu elektrischen, pyrotechnischen oder hypergolen Zündsystemen bietet die Laserzündung wesentliche Vorteile. Sie ist nicht nur durch eine hohe Zuverlässigkeit gekennzeichnet, sondern auch durch einen wartungsfreien Betrieb und eine hohe Flexibilität hinsichtlich der Integration innerhalb des Gesamtsystems. Weitere Vorteile sind das kleine Bauvolumen und die geringe Masse im Vergleich zu herkömmlichen Zündsystemen. Zudem ist die Laserzündung aufgrund der präzisen Ansteuerung und der kurzen Reaktionszeit sowie einer hohen Wiederholfrequenz gut geeignet für Lageregelungssysteme.

Die Entwicklung eines Laserzündsystems beinhaltet viele Teilprobleme, die nur unter großem Aufwand mittels numerischer Simulationen und Experimente gelöst werden können. Erst in den vergangenen Jahren sind Lasersysteme erfolgreich in Verbrennungsmotoren, Gasturbinen oder Modellrakentriebwerken eingesetzt worden. Vorreiter der angewandten Laserzündtechnik sind die Automobilindustrie und die Energietechnik. Mullet et al.¹ und Dodd et al.² zeigten unlängst das Verbesserungspotential der Laserzündung gegenüber einer konventionellen Zündkerze für Verbrennungsmotoren. Die hohe Wiederholgenauigkeit der Laserzündung verringert die Druckvariation zwischen den einzelnen Zyklen. Somit wird die Belastung der Baugruppen reduziert und lässt sich der Verbrennungsprozess besser steuern. Barbarosa et al.³ untersuchen das Zündverhalten eines Laserzündsystems und vergleichen die Zündverzögerungszeit mit konventionellen Zündkerzen für die Anwendung in Gasturbinen. Besonders die Tatsache, dass Laserzündsysteme nahezu wartungsfrei sind, macht sie attraktiv für stationäre Gasturbinen. Diese Eigenschaft ist teilweise auf den Selbstreinigungsmechanismus des Objektivs – beschrieben von Lackner et al.⁴ – zurückzuführen. Lackner et al. zeigen, dass die

hohe Laserleistung mögliche Ablagerungen am Objektiv verdampft. Aus Gewichts-, Platz- sowie wirtschaftlichen Gründen richtet die Industrie ihre Forschung auf die Miniaturisierung von kleinen Hochleistungslasern aus. Im Jahr 2004 gelang es der österreichischen Firma CTR⁵ auf Basis von Laserdioden eine Laserzündkerze zu entwickeln, die klein genug für die Anwendung in PKW ist. Die höhere verfügbare Leistungsdichte hat in den vergangenen Jahren auch zur Entwicklung von Laserzündsystemen für Raketentriebwerke geführt^{6, 7}. Die extremen Umgebungsbedingungen stellen hohe Anforderungen an die Vibrationsempfindlichkeit, die Dichtungen und die minimale Laserleistung des Zündsystems. Weiterhin werden unterschiedliche Methoden zur Fokussierung der Leistung validiert. Hasegawa et al.⁸ zeigen die erfolgreiche Anwendung von Laser-Ablationszündung für die Zündung eines kleinen GOX/GH₂-Triebwerks. Sie betonen die kurze Reaktionszeit, die hohe Wiederholfrequenz sowie die geringe elektromagnetische Interferenz des Laserzündsystems. Zudem ist die erforderliche Laserleistung deutlich geringer als bei der Zündung mittels eines fokussierten Laserstrahls.

Die Laserzündung von Flüssigraketenantrieben stellt deutlich höhere Anforderungen hinsichtlich Leistung, Pulsennergie und Fokussierung des Laserstrahls. Anwendungen in einer LOX/GH₂-Mikrobrennkammer⁹ sowie in LOX/RP-1-Raketenantrieben^{7, 10} erfordern deutlich höhere Pulsenergien (in der Größenordnung von 10² mJ) als zur Zündung von homogenen Gasgemischen benötigt wird. Hauptursache hierfür ist die Streuung des Laserlichts zwischen den Phasengrenzen.

Da die Zugänglichkeit der Brennkammer durch Einbauten oft schwierig, gleichzeitig aber mit möglichst wenig Bauraum zu gestalten ist, wird seit einigen Jahren die Zufuhr des Laserlichts über Glasfasern intensiv erforscht. Somit gelingt es heutzutage, Laserpulse mit einer Leistungsdichte im GW/cm²-Bereich erfolgreich über Glasfasern zu führen. Joshi et al.¹¹ vergleichen für einen 10 mJ-Puls (Nd:YAG, 8 ns) vier unterschiedliche Faserarten und identifizieren die *hollow core fiber* als gut geeignet für die Anwendung in Laserzündsystemen. Diese Glasfaserart ist gekennzeichnet durch die Möglichkeit, hohe Leistungsdichten zu übertragen bei einer gleichzeitig hohen Strahlqualität. Die Strahlqualität beschreibt dabei, wie stark sich der Laserstrahl fokussieren lässt. Dementsprechend ist die erreichbare Leistungsdichte direkt von diesem Parameter abhängig. Weit verbreitet ist der M²-Faktor, definiert nach Gleichung 1. Ein kleiner M²-Faktor deutet dabei auf eine hohe Fokussierbarkeit hin,

$$(1) \quad M^2 = \frac{\pi \cdot d_f \cdot d_l}{4 \cdot f \cdot \lambda}.$$

Der erfolgreiche Einsatz der *hollow core fiber* für Laserzündsysteme in einem Verbrennungsmotor wurde im Jahr 2005 zum ersten Mal durch Yalin et al.¹² nachgewiesen. In Zusammenarbeit mit den Los Alamos National Labora-

tories entwickelte die CFD Research Corp ein Dual-Laser-Pulse-Ignition System für Flüssigraketenantriebe⁶. Sie demonstrierte die Möglichkeit, anstelle eines Laserpulses nur das Pumplicht über Glasfaser an einen Resonator nahe der Brennkammer zu führen. Die Einflussfaktoren auf die Übertragungseffizienz sind vielfältig und können oft nur experimentell bestimmt werden. Die Biegung, der Kernaufbau sowie die Einkopplung des Laserstrahls sind maßgeblich für die inneren Verluste, die Interferenz (Moden) sowie die Strahlqualität eines Glasfaser-geführten Laserstrahls^{13, 14}.

Ziel des Zündvorganges ist es, das Gemisch lokal mit einer ausreichenden Energiemenge zu versehen, aufgrund derer sich die Reaktionsfront in der Brennkammer ausbreitet bis der gesamte Treibstoffmassenstrom zündet. Damit die Energie, die der Laserpuls enthält, gezielt im Zündvolumen dissipiert wird, sind in den vergangenen Jahren unterschiedliche Methoden entwickelt worden. Gurliat et al.⁹ erhöhen die Leistungsdichte mittels der Fokussierung eines Laserstrahls. Hasegawa et al.⁸ dagegen verwenden die Ablationszündung und testen dabei unterschiedliche Ablationsmaterialien. Bemerkenswert ist die Zündzuverlässigkeit dieses Verfahrens für das H₂/O₂-Gasgemisch. Auch nach mehreren tausend Ablationszündungen liegt die Zündzuverlässigkeit bei nahezu 100 %, siehe Bild 1. Als Alternative zur Ablationszündung oder der strahlenfo-

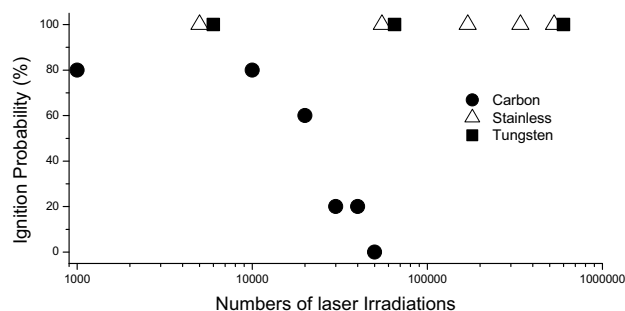


Bild 1: Abhängigkeit der Zündwahrscheinlichkeit eines H₂/O₂-Gemischs nach mehrfacher Ablationszündung⁸

kussierten Zündung untersuchen Morsy et al.¹⁵ die Fokussierung des Laserstrahls in einer Aluminium-Kavität, dargestellt in Bild 2. Obwohl die beiden letzteren Fokussierungsmethoden nicht den Vorteil bieten, im freien Raum zu zünden, erschwert die niedrige Absorption von Gasen die direkte Anregung der Moleküle. Dementsprechend ist die erforderliche Pulsenergie in denjenigen Anwendungen, bei denen der Laserstrahl mittels Linse fokussiert wird relativ hoch (typischer Weise im Bereich von 10–100 mJ). Des Weiteren ist die Fokussierungsoptik sehr anfällig.

Im Allgemeinen gibt es drei bestimmende Größen, die die Plasma-Entwicklung und die darauf folgende Reaktionsfrontbildung prägen. Da die Physik und die Kinetik der Plasmabildung für technische Anwendungen nur unter

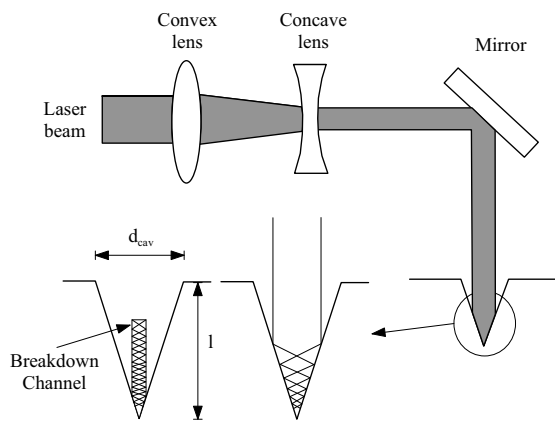


Bild 2: Qualitative Darstellung der Kavitationszündung¹⁵

vereinfachten Annahmen¹⁶ simuliert werden können, erfolgt eine genaue Ermittlung der minimalen Zündenergie (MIE), der Pulsdauer sowie der Leistungsdichte im Fokussierungsvolumen experimentell. Für zukünftige Raumtransportsysteme und ihre Antriebssysteme spielen sowohl das H_2/O_2 -, als auch das CH_4/O_2 -Gemisch eine wichtige Rolle. Die Zündparameter dieser Gasgemische sind in der Vergangenheit intensiv untersucht worden¹⁷⁻²³.

Der reale Zündvorgang ist sowohl räumlich als auch zeitlich kompliziert und wird von vielen Faktoren beeinflusst. Die experimentell ermittelte Energie des Laserpulses überschreitet die minimal notwendige Energie, bestimmt mittels reaktionskinetischer Modelle. Grund hierfür sind die niedrige Effizienz des Ionisationsprozesses sowie die starken hydrostatischen Effekte während des Zündvorganges^{24, 25}. Der Hauptteil der eingestrahlten Pulsenergie wird dem Zündkern mittels hydrodynamischer Prozesse (Strömung, akustische Wellen, Stoßwellen) entnommen. Nur ein Teil der eintretenden Energie wird tatsächlich in thermische Anregung oder Ionisationsprozesse umgewandelt. Der zeitliche Ablauf der Laserzündung in Bild 3 zeigt, dass diese nicht nur durch eine Vielzahl von Mechanismen gekennzeichnet ist, sondern auch durch den parallelen Ablauf mehrere Mechanismen. Die Kopplung

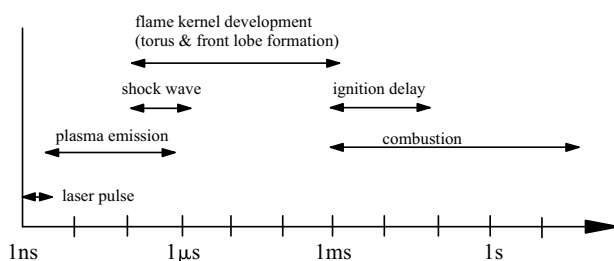


Bild 3: Die unterschiedlichen Phasen und Mechanismen einer Laserzündung als Funktion der Zeit²¹

der Physik, Reaktionskinetik und Hydrostatik machen die Plasma-unterstützte Zündung schwer verständlich. Die

qualitative Ermittlung der Zündparameter ist somit nur unter vereinfachten Annahmen möglich.

Für Laserzündsysteme kommt in nahezu allen Fällen der Nd:YAG-Laser zum Einsatz. Grund hierfür ist die kompakte Bauweise dieses Lasers²⁶. Der einfache Aufbau und der kristalline Festkörperresonator machen den Nd:YAG-Laser gut geeignet für den Betrieb unter extremen Umgebungsbedingungen hinsichtlich Beschleunigungen, Schwingungen, Stößen, Temperaturschwankungen und mechanischen Beanspruchungen. Zudem ist dieser Lasertyp handelsüblich und in einem breiten Pulsklassenbereich verfügbar.

3. GRUNDLAGEN DER PLASMA-INDUZIERTEN ZÜNDUNG

Grundsätzlich existieren vier unterschiedliche Zündmechanismen: Thermisch, nicht-resonant, resonant und photochemisch. Nur die ersten beiden Mechanismen sind für die Anwendung in Laserzündsystemen relevant. Die photochemische Zündung^{27, 28} sowie die resonante Zündung²⁹ finden nur im Ultra-Violett-Bereich statt. Somit erfordern diese Zündmechanismen UV-Laser, die sich jedoch aufgrund des Bauvolumens und der hohen Empfindlichkeit nicht für praktische Anwendungen eignen¹⁹.

Die resonante Zündung wird durch Multi-Photon-Ionisation (MPI) einzelner Moleküle initiiert. Dabei entstehen Radikale, die über Dissoziation mittels des Zusammenstoßes mit den beim Ionisationsprozess freigesetzten Elektronen erzeugt werden. Diese lösen im weiteren Verlauf den Reaktionsvorgang aus. Bei der thermischen Zündung wird die kinetische Energie (Translation, Rotation und Vibration) der Moleküle erhöht, bis die Atomverbindungen durch Schwingung und Zusammenstöße gebrochen werden. Dieser langsamere Prozess spielt für die Initiierung des Reaktionsprozesses eine untergeordnete Rolle. Für die Auslegung des Laserzündsystems und dessen Optik sind deswegen die Bedingungen entscheidend, unter denen sich das Gasgemisch ionisiert. Ein großer Vorteil hierbei ist, dass beide Mechanismen im Infrarot-Bereich angeregt werden und deshalb mit kompakten Infrarot-Lasern realisiert werden können.

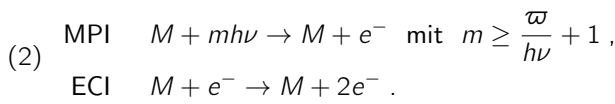
Es werden im weiteren Verlauf drei unterschiedliche Fokussierungsmethoden betrachtet, um die für die Ionisation erforderliche Leistungsdichte zu erreichen:

1. Die Fokussierung des Laserstrahls im freien Raum (strahlfokussierte Zündung)
2. Die Bestrahlung eines metallischen Körpers (Ablationszündung)
3. Die Fokussierung des Laserstrahls mittels Reflexion in einer Kavität (Kavitationszündung)

Der Term Fokussierung deutet dabei nicht explizit auf einen geringeren Strahlendurchmesser hin, sondern auf die Erhöhung der vom Gas absorbierten Energiedichte.

3.1. Strahlfokussierte Zündung

Wenn ein stark fokussierter Laser in der Größenordnung von 10^{12} W/cm^2 oder $10^{29} \text{ Photonen/cm}^2$ mit Gas in Wechselwirkung tritt, ionisieren sich die Moleküle aufgrund des starken magnetischen Feldes³⁰. Der Ionisationsprozess wird von zwei Mechanismen geprägt: dem MPI-Prozess (Multi-Photon Ionisation) und dem ECI-Prozess (Electron Cascade Ionisation). Dabei werden die anfänglich freien Elektronen mittels des MPI-Prozesses erzeugt. Daraufhin werden sie über inverse Bremsstrahlung beschleunigt und können durch Zusammenstoß mit neutralen Atomen neue freie Elektronen erzeugen. Es entsteht somit eine Elektronenlawine. Wenn die freien Elektronen die Dissoziationsenergie der neutralen Moleküle überschreiten, können sie beim Zusammenstoß Radikale erzeugen, die den Verbrennungsprozess auslösen. Der MPI- und ECI-Prozess sind in Gleichung 2 angegeben,



M stellt das neutrale Atom dar (Stosspartner), ϖ ist das Ionisationspotential, h das Plancksche Wirkungsquantum und e^- das freie Elektron. Der MPI-Prozess wird durch die simultane Absorption von mehreren Atomen ausgelöst und kann nur unter der Bedingung $m \geq \varpi/(h\nu) + 1$ stattfinden. Er hat wenig Einfluss auf den Ionisationsprozess, ist jedoch notwendig für die Initialisierung des Plasmas.

Der ECI-Prozess lässt die Elektronendichte exponentiell anwachsen. Es gibt für diesen Prozess zwei notwendige Bedingungen: Zunächst müssen sich freie Elektronen (*seed electrons*) im Fokusvolumen befinden. Danach müssen diese freien Elektronen ausreichend Energie aufnehmen, um das Ionisationspotential im Falle eines Zusammenstoßes mit einem neutralen Molekül zu überwinden. Für die zeitliche Änderung der Elektronendichte gilt:

$$(3) \quad \frac{dN_e}{dt} = \underbrace{\varphi_{\text{MPI}} N}_{\text{MPI}} + \underbrace{N_e (\varphi_{\text{if}} - \varphi_{\text{diff}} - \varphi_r N_e)}_{\text{ECI}} .$$

φ_{MPI} ist hierbei die Multi-Photonen Ionisationsrate, N die Teilchendichte der neutralen Atome, N_e die Elektronendichte, φ_{if} die Ionisationsrate infolge einfacher Kollisionen oder Kollisionen mit angeregten Molekülen, φ_r die Rekombinationsrate und φ_{diff} die Diffusionsrate. Die Herleitung der einzelnen Terme in Gleichung 3 ist aufwendig und kann Phuoc¹⁹ entnommen werden. Für die Auslegung eines Laserzündsystems spielt die kritische Leistungsdichte beider Prozesse eine entscheidende Rolle. Sie definiert die minimale Photonendichte F_{th} , damit eine kritische Elektronendichte zur Entwicklung des Plasmas erreicht wird. Für den MPI-Prozess gilt:

$$(4) \quad F_{\text{th, MPI}} = \frac{1}{\sigma \cdot \tau_{\text{diff}}} \left[\frac{N_{e, \text{cr}} \cdot \tau_{\text{zer}} \cdot (j-1)}{N_0 \cdot p \cdot t_p} \right]^{\frac{1}{m}} .$$

σ ($\approx 10^{-16} \text{ cm}^2$) ist dabei die Photonabsorptionsfläche eines Atoms, $N_{e, \text{cr}}$ die kritische Elektronendichte, τ_{zer} die Zerfallszeit der angeregten Atome ($\approx 10^{-15} \text{ s}$), N_0 die Dichte der neutralen Atome, p der Druck und τ_{diff} die charakteristische Diffusionszeit ($\approx 10^{-9} \text{ s}$) der Elektronen. Mit m in der Größenordnung von 10 ist der MPI-Prozess weitgehend druckunabhängig. Für Nd:YAG-Laser beträgt die Photonenenergie ca. 1,16 eV. Die kritische Elektronendichte liegt bei ca. $10^6 \text{ Elektronen/cm}^2$ ³¹. Unter Umgebungsbedingungen ($N_{e, \text{cr}}/N_0 \cdot p \approx 10^{-3}$) beträgt der Photonenfluss somit $F_{\text{th, MPI}} = 10^{30} \text{ Photonen/cm}^2$. Dies entspricht einer Leistungsdichte von $I_{\text{th, MPI}} \approx 180 \text{ GW/cm}^2$.

Über MPI initialisierte freie Elektronen erreichen und überschreiten nach einigen Generationen das Ionisationspotential der neutralen Atome. Erst dann wird die Elektronenlawine ausgelöst. Der ECI-Prozess ist der entscheidende Prozess für die Plasma-Bildung bei höherem Druck und kurzer Pulslänge. Beide Bedingungen gewährleisten einen minimalen Diffusionsverlust und einen maximalen Energietransfer zwischen Atomen und Elektronen aufgrund der Teilchen- und Energiedichte. Der Übergang einer MPI-dominierten Ionisation in eine ECI-dominierte Ionisation wird von unterschiedlichen Autoren zwischen $p \cdot t_p \geq 0,13 \times 10^{-7} \text{ kPa s}$ und $p \cdot t_p \geq 0,13 \times 10^{-9} \text{ kPa s}$ definiert^{19, 31}. Das Produkt dieser zwei Zustandsgrößen liegt für die Zündung von Raketenantrieben unter atmosphärischen Umgebungsbedingungen ($p \approx 10^5 \text{ kPa}$, $t_p \approx 10 \text{ ns}$) weit oberhalb dieses Grenzwertes.

Der ECI-Prozess ist gekennzeichnet durch einen exponentiellen Zuwachs der Elektronendichte:

$$(5) \quad N_e \propto N_{e,0} \exp(t) .$$

Unter Berücksichtigung der zwei wichtigsten Einflussfaktoren des ECI-Prozesses, der invertierten Bremsstrahlung und der Elektronendiffusion, leitet Phuoc¹⁹ für den technisch praktischen Druckbereich³² folgende Beziehung für die erforderliche Leistungsdichte her:

$$(6) \quad I_{\text{th, ECI}} \approx \frac{m_e \omega^2 c \varpi \left[30 + \frac{t_p D}{\Lambda^2} \right]}{4 \pi e^2 t_p \nu_C} \propto \frac{m_e \omega^2 c \varpi \left[30 + \frac{t_p D}{\Lambda^2} \right]}{4 \pi e^2 t_p p} .$$

ω ist hierbei die Winkelfrequenz des Laserlichtes, D ist der Elektronendiffusionskoeffizient und Λ die Diffusionslänge. Die Zusammenstoßfrequenz ν_C ist proportional dem Druck p . Die Diffusionslänge ist eine geometrische Eigenschaft des Fokussierungsvolumens und proportional dem Fokusradius. Somit beschreibt der zweite Term in den rechteckigen Klammern die Diffusionsverluste. Er kann für kurze Pulszeiten im ns-Bereich vernachlässigt werden. Daraus folgt für die Leistungsdichte:

$$(7) \quad I_{\text{th, MPI}} \propto p^{-1} .$$

Die reziproke Proportionalität der erforderlichen Leistungsdichte zum Druck ist ein wichtiger Grund, weshalb die Laserzündung in Gasen mit höherer Dichte, wie z. B.

in Gasturbinen oder Verbrennungsmotoren einfacher ist als unter atmosphärischen Bedingungen. Zahlreiche Experimente^{1–3, 10, 20, 33, 34} haben gezeigt, dass die erforderliche Leistungsdichte für Laserzündung mittels strahlfokussierter Zündung typischerweise im Bereich von 10^{10} – 10^{11} GW/cm² liegt.

3.2. Ablationszündung

Die Ablationszündung geschieht mittels der Bestrahlung eines Festkörpers und bietet gegenüber der strahlfokussierten Zündung den Vorteil, mit deutlich geringerer Pulsenergie auszukommen¹⁰. Dies wiederum ermöglicht für die Pulsführung die Verwendung von einfacheren Glasfaserarten mit geringerer Strahlenqualität und geringerem Durchmesser, wie die *solid-core*-Glasfaser. Somit vereinfacht sich die Faserkopplung und sind die Anforderungen an die Fokussierungsoptik sowie an das Lasersystem geringer als bei der strahlfokussierten Zündung.

Die Ablationszündung ist im Gegensatz zur strahlfokussierten Zündung eine heterogene Reaktion und somit gekennzeichnet durch eine starke Wechselwirkung des Laserlichts mit der Oberfläche. Die Plasmaentwicklung bei dieser Zündmethode ist komplizierter als die der homogenen Zündung und ist bis heute noch nicht vollständig verstanden. Metallische Oberflächen haben sich als Ablationsmaterial für Zündungen als gut geeignet gezeigt^{10, 30, 35}. Die Reaktion einer metallischen Oberfläche, welche mit einem Laserpuls bestrahlt wird, besteht aus mehreren Phasen. Zunächst absorbiert die Oberfläche einen Teil der einfallenden Energie und erhitzt sich bis auf die Verdampfungstemperatur des Metalls. Anschließend expandiert der Dampf und die metallischen Moleküle werden ionisiert. Das dabei entstandene Plasma ist gekennzeichnet durch eine hohe Temperatur und einen hohen Druck, ähnlich wie bei der strahlfokussierten Zündung. Befindet sich das Plasma in einem zündfähigen Gasmisch, wird die Verbrennungsreaktion ausgelöst.

Die analytische Berechnung der Ablationsplasma-Bildung benötigt zusätzliche Annahmen und Gleichungen, die die Erhitzung des Materials und die Verdampfung beschreiben. Das einfachste Modell geht von einer eindimensionalen Energiebilanz einer bestrahlten Oberfläche aus^{30, 35}. Der zeitliche Ablauf spielt aufgrund der hohen Wärmeübertragung im Material eine wichtige Rolle. Die erforderliche Leistungsdichte für die Schmelzphase des Metalls lässt sich abschätzen nach:

$$(8) \quad I_{v,th} = \frac{\rho \cdot \lambda^{1/2}}{t_v^{1/2} (1 - R)} (C_p (T_v - T_0) + \Delta H_s) .$$

ρ ist hierbei die Dichte des Materials, λ dessen Wärmeleitfähigkeit, t_v die Dauer der Schmelzphase, R der Reflexionsgrad der Oberfläche, C_p die Wärmekapazität des Materials und ΔH_s die Schmelzwärme. T_0 ist die Anfangstemperatur und T_v entsprechend die Verdampfungstemperatur. Die Auswahl des Zielmaterials beeinflusst die erforderliche Laserleistung stark. Gleichung 8

zeigt anschaulich, dass eine höhere Wärmeleitfähigkeit und ein höherer Reflexionsgrad die minimale Laserleistung steigern. Dagegen sinkt die minimale Laserleistung bei einer kürzeren Pulsdauer. Beispielhaft wird die Laserablation mit Aluminium betrachtet^{35, 36}. Für Aluminium sind folgende Stoffdaten einzusetzen:

Tabelle 1: Stoffdaten des Aluminiums³⁵

R	0,85
ρ (g/cm ³)	2,7
λ (W/(cm K))	2,574
C_p (J/(g K))	0,974
T_v (K)	2740
ΔH_s (J/g)	396,7

Die Gesamtdauer der Plasmabildung folgt aus der Addition der Verdampfungszeit mit der Ionisationszeit:

$$(9) \quad t_{pl} = t_s + t_{ion} .$$

Gupta et al.³⁵ berücksichtigen nur den wichtigsten Prozess, die invertierte Bremsstrahlung, als Energieumwandlung für den Ionisationsprozess. Unter vereinfachten Annahmen für die Stoßfrequenz und die Anzahl der erforderlichen Elektronengenerationen bis zum Erreichen des Ionisationspotential lässt sich die Ionisationszeit angeben zu:

$$(10) \quad t_{ion,th} = \frac{5m_a^2 \Delta H_v}{m_e \sigma I (1 - R)} \left(\frac{8T_e m_e}{\pi \kappa T_s m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \times \ln \left(1 - \frac{8\varpi \pi^2 m_e^2 c^2 \epsilon_0}{m_a e^2 \lambda^2 I} \right) .$$

Hierbei ist m_a die Masse des Atoms, ΔH_v die Verdampfungsenthalpie, m_e die Masse des Elektrons, σ die Elektronenabsorptionsfläche der Atome, I die Leistungsdichte, T_e die Elektronentemperatur, T_s die Oberflächentemperatur, ϖ das Ionisationspotential der Atome und ϵ_0 die Permittivität des Vakuums. Für Aluminium können wiederum folgende Stoffdaten eingesetzt werden:

Tabelle 2: Stoffdaten des Aluminiums³⁵

ΔH_v (J/g)	10 888,9
ϖ (ev)	5,986
σ (cm ²)	8×10^{-16}
κ	1,4

Für einen Laserpuls mit einer Dauer von 6 ns und einer Wellenlänge von 532 nm folgt daraus eine erforderliche Laserleistung von $3,5 \times 10^9$ W/cm². Dieser Wert stimmt gut überein mit dem experimentell ermittelten Wert von $1,0 \times 10^9$ W/cm²³⁶. Bild 4 zeigt die Zeitabhängigkeit der Plasmabildung von der Leistungsdichte für Aluminium unter Vakuumbedingungen. Die Vielzahl von Experimenten

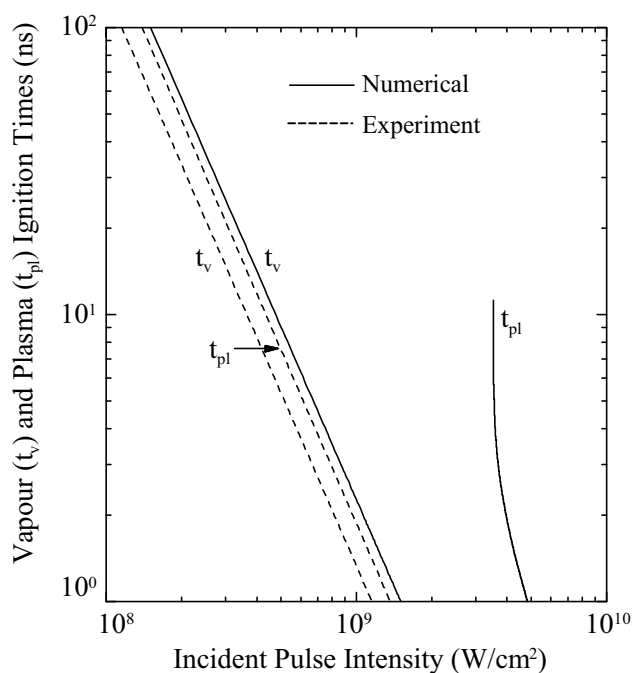


Bild 4: Die Plasmabildungszeit mittels Laserablation als Funktion der Leistungsdichte für Aluminium im Vakuum³⁵

bestätigt die geringe Leistungsdichte in der Größenordnung von 10^9 – 10^{10} GW/cm², die für die Plasmabildung mittels Bestrahlung von metallischen Fremdkörpern erforderlich ist³⁰.

3.3. Kavitationszündung

Die Kavitationszündung mittels Laser ist zum ersten Mal im Jahr 1999 von Morsy et al. experimentell und numerisch untersucht worden. Es gibt dementsprechend nur wenige Daten und kein analytisches Berechnungsverfahren, um die erforderliche Leistungsdichte und Pulsenergie zu bestimmen. Deswegen werden diese Parameter anhand der Veröffentlichungen von Morsy et al.^{15, 37, 38} abgeschätzt. Obwohl der Autor sowohl H₂/Luft als auch CH₄/Luft-Gemische untersucht hat, sind nur die Zündversuche mit CH₄/Luft ($p=0,3$ MPa, $T=293$ K, $\phi=1,0$) annähernd repräsentativ für die Bedingungen, die während des Zündvorganges im Raketentriebwerk vorliegen. Das Mischungsverhältnis ϕ ist in diesem Fall definiert als:

$$(11) \quad \phi = \frac{\dot{m}_{\text{Brennstoff}}/\dot{m}_{\text{Oxidator}}}{(\dot{m}_{\text{Brennstoff}}/\dot{m}_{\text{Oxidator}})_{\text{stöchiometrisch}}}.$$

Tabelle 3 zeigt diejenigen Zündparameter, bei der die minimale Zündenergie von 20 mJ gefunden wurde. Hierbei sind d_{cav} und l die Breite bzw. die Tiefe der Kavität nach Bild 2. d_{laser} ist der Durchmesser des Laserstrahls am Kavitätseintritt. Die von Morsy et al. verwendete Pulsenergie, Länge und Durchmesser zeigen, dass das CH₄/Luft-Gemisch schon bei einer Leistungsdichte des eintretenden Laserstrahls von nur $I = 1,8 \times 10^8$ GW/cm²

Tabelle 3: Kavitationszündung des CH₄-Luft-Gemisches mit 20 mJ bei einem Druck von 3 bar¹⁵

d_{cav} (mm)	l (mm)	d_{laser} (mm)	ϕ	t_p (ns)
1,6	2	1,4	1	7

zündet. Dies stellt sehr geringe Anforderungen an die Fokussierung und die Strahlqualität. Allerdings liegt der von Morsy et al. verwendete Zünddruck mit 3 bar weit oberhalb atmosphärischer Bedingungen, unter denen die Zündung des Raketentriebwerks stattfindet. Somit ist der Druckeinfluss bei der Kavitationszündung abzuschätzen. Da die Leistungsdichte ein bis zwei Größenordnungen geringer ist als die der Ablationszündung und der Winkel zwischen dem Laserstrahl und der Aluminiumoberfläche ($\approx 22^\circ$) klein ist, kann dieser Mechanismus ausgeschlossen werden. Damit ist die Ionisation aufgrund der hohen Leistungsdichte in der Kavität der entscheidende Prozess. Sie wird durch die mehrfache Reflexion an den konvergenten Kavitätswänden erreicht. Ähnlich wie bei der strahlfokussierten Zündung ist damit der ECI-Prozess entscheidend. In Abschnitt 3.1 ist gezeigt worden, dass die erforderliche Leistungsdichte reziprok zum Druck ist ($I \propto 1/p$). Für Umgebungsbedingungen folgt demnach für das CH₄/Luft-Gemisch eine minimale Leistungsdichte von $I = 5,3 \times 10^8$ GW/cm². Sie liegt somit noch unter der für die Ablationszündung erforderlichen Energiedichte. Zudem ist zu erwarten, dass die erforderliche Leistungsdichte für ein reines CH₄/O₂-Gemisch aufgrund der höheren partialen CH₄- und O₂-Dichte geringer ausfällt.

4. SYSTEMANALYTISCHE ÜBERLEGUNGEN VERSCHIEDENER LASERZÜNDSYSTEME

Die Auslegung und Integration des Laserzündsystems ist an eine Vielzahl von Anforderungen und Randbedingungen geknüpft. Das Injektionsprinzip und der thermodynamische Zustand der Treibstoffe sind maßgeblich für die Auslegung des Zündsystems, da sie die lokalen Zündbedingungen bestimmen. Die Art der Einspritzung und Aufbereitung der Treibstoffe ist von der Treibstoffkombination und vom Zustand des Treibstoffes abhängig. In modernen kryogenen Flüssigkeitsraketenantrieben wie dem Vinci¹, dem Vulcain 2 oder dem Space Shuttle Haupttriebwerk (SSME) kommen Koaxialinjektoren zum Einsatz. In jüngerer Vergangenheit wird zudem auch für LOX/CH₄-Triebwerke die Treibstoffaufbereitung mittels Koaxialinjektoren untersucht³⁹. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird die Auslegung eines Laserzündsystems für LOX/GH₂- bzw. LOX/CH₄-Flüssigkeitsraketenantriebe betrachtet. Einige der aus der Konzeptanalyse fließenden Laserzündsysteme können auch für Oberstufenantriebe und Lageregelungstriebwerke verwendet werden. Damit

¹Vinci befindet sich derzeit in Entwicklung

wird eine Wiederzündbarkeit vorausgesetzt. Zudem wird im weiteren Verlauf der Konzeptanalyse die Einspritzung über Koaxialinjektoren angenommen.

Damit die Laserzündung in Raketentriebwerken zuverlässig angewandt werden kann, ist der Zustand des Gemisches sowie der Strömungszustand im Fokusvolumen möglichst genau vorherzusagen. Zudem ist die Brennweite der Fokuslinse zu minimieren, um eine maximale Leistungsdichte im Fokusvolumen zu erreichen und die Absorptions- und Streuverluste zu minimieren. Da die Vermischung der Treibstoffe weit stromab vom Injektor unbekannt ist und sie zusätzlich abhängig von den Fertigungstoleranzen des Injektors ist, wäre es erforderlich, den Fokuspunkt experimentell nachzustimmen, bis eine erfolgreiche Zündung stattfindet. Dies ist nicht zu vereinbaren mit einem möglichst einfachen und kleinen Fokussierungssystem. Zudem können aufgrund des beschränkten Bauvolumens nur kleine Linsen im Durchmesserbereich von ≈ 10 mm verwendet werden, was für größere Brennpunktabstände einen größeren Fokusradius zufolge hat.

Obwohl ein hoher Druck und eine hohe Temperatur eine positive Auswirkung auf das Zündverhalten des Gemisches haben, sind sie von der Lagerart der Treibstoffe, der Wärmeübertragung, der inneren Wärmeproduktion im Versorgungssystem, der Einspritzmethode sowie dem Einspritzdruck anhängig und können somit für ein bestimmtes Raketentriebwerk nicht frei gewählt werden. Die Auswahl der Zündstelle hängt somit nur noch von zwei lokalen Einflussgrößen ab: Dem Mischungsverhältnis und der Strömungsgeschwindigkeit. Die optimalen Bedingungen hinsichtlich der minimalen Zündenergie sind ein stöchiometrisches Mischungsverhältnis und niedrige Strömungsgeschwindigkeiten. Niedrige Strömungsgeschwindigkeiten gewährleisten, dass Konvektion im Fokusvolumen keinen Einfluss auf die Zündung hat.

Die vorgegebenen Randbedingungen bieten zwei mögliche Zündstellen: Im Zündleitrohr oder im Rezirkulationsgebiet am Injektor. Der Vorteil eines Zündleitrohrs ist, dass sich die idealen Zündbedingungen in einer Zündkammer einfach einstellen lassen. So können das Mischungsverhältnis und die Strömungsgeschwindigkeit anhand der Brennstoffmassenströme und der Brennkammergeometrie angepasst werden. Zudem ist die Integration im Einspritzkopf dadurch einfach, dass die Zündung fern von der Hauptbrennkammer stattfindet und die Notwendigkeit des glasfasergeführten Laserpulses entfällt. Auch ist die Dichtung des Zündleitrohrs einfacher zu realisieren als die Dichtung einer Laserzündkerze in der kryogenen Hochdruck-Umgebung. Der robuste Aufbau des Zündleitrohrs macht das Konzept unempfindlich gegenüber Schwingungen und Vibrationen. Die zweite Möglichkeit besteht aus einer Zündung unmittelbar am LOX-Post des Injektors. Bild 5 zeigt den Aufbau des LOX-Posts sowie das entstehende Rezirkulationsgebiet. Detaillierte numerische Untersuchungen dieses Gebietes sind von Zong et

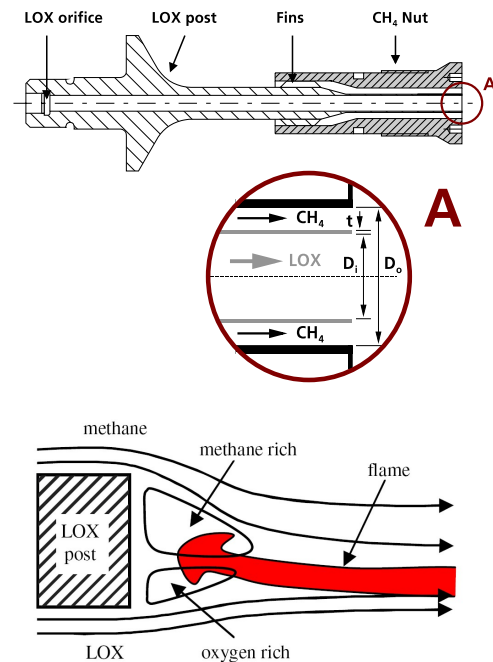


Bild 5: Aufbau eines Koaxialinjektors³⁹ (oben) sowie die schematische Darstellung des Rezirkulationsgebietes im Nachlauf eines Koaxialinjektors⁴⁰ (unten)

al.⁴¹ und Matsuyama et al.⁴⁰ mittels zwei-dimensionaler DNS-Simulation durchgeführt worden. Anhand dieser Ergebnisse können einige wichtigen Aussagen über das Rezirkulationsgebiet getroffen werden. Es ist ungefähr eine Größenordnung größer als der typische Fokusradius bei Laserzündung. Daraus lässt sich schließen, dass trotz der großen Gradienten der Spezieskonzentration die Wahrscheinlichkeit hoch ist, in diesem Bereich ein zündfähiges Gemisch in der Größe des Fokusvolumens zu finden. Zudem sind die Strömungsgeschwindigkeiten gering, was dazu führt, dass die Konvektion im Zündvolumen vernachlässigbar klein ist⁴². Jedoch ist unsicher, ob die Flamme sich stromab vom Ankerpunkt ausbreiten kann und somit das gesamte Triebwerk zünden kann. Die Flammausbreitung im Rezirkulationsgebiet wird maßgeblich von der Wechselwirkung zwischen der Chemie und der Turbulenz beeinflusst⁴¹. Peters⁴³ beschreibt und qualifiziert die unterschiedlichen Klassen der Flammausbreitung in turbulenter Strömung und zeigt das Verhalten der Reaktionsfront als Funktion der turbulenten Reynoldszahl sowie der Damköhler-Zahl. Mit zunehmender Turbulenz faltet sich die Reaktionsfront, wird dünner und kann sich bei starker Verzerrung auslösen. Der Nachweis, dass sich die Reaktionsfront durch die Scherschicht ausbreiten kann, kommt aus dem experimentellen Bereich. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammfront ist von Gurliat et al.⁹ stromauf und stromab vom Zündpunkt bei einem Koaxialinjektor unter Umgebungsbedingungen optisch untersucht worden. Es wird nachgewiesen, dass die Flamme im Stande ist, sich entgegen der Strömungsrichtung in der

Scherschicht auszubreiten und am LOX-Post zu ankern. Für die Laserzündung bietet die Zündung im Rezirkulationsgebiet den Vorteil, dass die Brennweite der Fokusslinse klein gehalten werden kann. Außerdem werden sowohl die komplexe Zündkammer als auch ihr Versorgungssystem überflüssig und es lässt sich somit Bauvolumen und Gewicht sparen.

Wie in Abschnitt 3 beschrieben, stehen drei Fokussierungsmethoden für das Zündsystem zur Auswahl. Die Kombination der drei Fokussierungsmethoden mit den zwei ausgewählten Zündstellen liefert sechs mögliche Konfigurationen für den Aufbau des Zündsystems, dargestellt in Bild 6. Zwei der sechs möglichen Laserzündsysteme

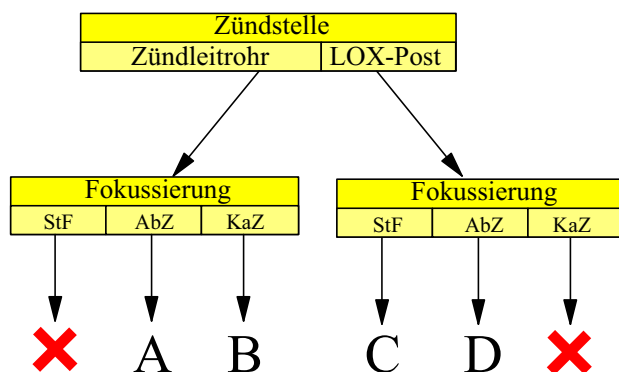


Bild 6: Konzeptauswahl der Laserzündsysteme. StF = Strahlfokussierte Zündung; AbZ = Ablationszündung; KaZ = Kavitationszündung

entfallen aus technischem oder wirtschaftlichem Grund. Da die Brennstoffe schon vorgemischt und homogen im Zündleitrohr verteilt sind, entfällt der Vorteil der strahlfokussierten Zündung, sehr präzise im freien Raum zu zünden. Sie erfordert in diesem Fall eine unnötig genaue Optik und eine unnötig hohe Laserleistung. Deswegen ist diese Konfiguration unwirtschaftlich gegenüber den Konfigurationen A und B.

Auch die Kavitationszündung am LOX-Post ist aus drei Gründen nicht realisierbar. Zunächst ist die stöchiometrische Füllung der Kavität sicherzustellen. Im turbulenten Strömungsfeld nahe am Injektor sind die Gradienten des lokalen Mischungsverhältnisses hoch und es kann die Zusammensetzung der Gase in der Kavität nicht sichergestellt werden. Dazu kommt die Randbedingung, dass der Laserstrahl von der gegenüberliegenden Seite der Kavität kommt. Dies führt zu einer weit entfernten Laserquelle, was einerseits eine sehr präzise Optik erfordert, andererseits den Laserstrahl durch die gesamte Brennkammer führt. Während der Injektion der Treibstoffe wird der Laserstrahl durch Streuung und Absorption die Kavität nicht erreichen können. Zudem reicht die typische Wandstärke eines LOX-Röhrchens nicht aus, um eine Kavität für die Laserzündung im 10–100 mJ-Bereich unterzubringen.

4.1. Auswahl der Zündparameter

Aufgrund der kompakten Bauweise sowie der umfangreichen experimentellen und theoretischen Erfahrung wird der Nd:YAG-Laser, versehen mit einem Q-Switch, als Energiequelle für die Laserzündung gewählt. Zudem wird eine einzelner Laserpuls vorausgesetzt. Ein doppelter Laserpuls⁶ bietet den Vorteil, dass die Absorptionsfähigkeit des Gases mit zunehmendem Ionisationsgrad steigt^{19, 25} und somit leichter zu zünden ist. Jedoch erfordert die hohe Pulsrate zwei Resonatoren, was den Aufbau dementsprechend komplex macht.

Die Tabellen 4, 5 und 6 zeigen die Zündparameter der unterschiedlichen Fokussierungsmethoden. Die erforderliche Leistungsdichte hängt maßgeblich vom Fokussierungsverfahren ab und wird anhand der theoretischen Überlegungen im Abschnitt 3 abgeschätzt. Die Pulsenergie (PE) hängt hauptsächlich vom Gemisch, dem thermodynamischen Zustand sowie den hydrostatischen Verlusten ab und wird anhand einer Vielzahl von Veröffentlichungen abgeschätzt⁴².

Tabelle 4: Ablationszündung (Konzept A und D)

MPE (mJ)	I (GW/cm ²)	d_f (μm)	t_p (ns)
5	88	30	8

Tabelle 5: Kavitationszündung (Konzept B)

MPE (mJ)	I (GW/cm ²)	d_f (μm)	t_p (ns)
20	0,16	1400	8

Tabelle 6: Strahlfokussierte Zündung (Konzept C)

MPE (mJ)	I (GW/cm ²)	d_f (μm)	t_p (ns)
40	250	50	8

4.2. Auslegung der Optik

Für die beiden Konzepte A und B bietet sich der HiPoLas⁴⁴ der Firma CTR an. Dieser Laserdioden-gepumpte Laser ist sehr kompakt und seine hohe Strahlqualität ermöglicht auch im Pulsbetrieb eine Leistungsdichte von 10^{12} GW/cm². Tabelle 7 zeigt die wichtigsten Eigenschaften des HiPoLas-Lasers. Die maximale Pulsenergie ist in allen Fällen ausreichend sowohl für die Ablationszündung als auch für die Kavitationszündung. Aus Sicherheitsgründen ist die Laserzündung immer pulsiert auszuführen. Der HiPoLas-Laser hat eine maximale Wiederholfrequenz von 100 Hz und benötigt statt der konventionellen Wasserkühlung Peltier-Elemente für die Kühlung des Laserkristalls bei Wiederholfrequenzen <20 Hz. Dies vereinfacht das

Tabelle 7: Eigenschaften des HiPoLas-Lasers⁴⁴

Typ	λ (nm)	PE (mJ)	t_p (ns)	Pulsfreq. (Hz)
Nd:YAG	1064	30	2–3	<100

Versorgungssystem erheblich und reduziert somit die Gesamtmasse und Komplexität des Zündsystems.

Die Einkopplung des Strahls erfordert eine präzise Ausrichtung der Glasfaser sowie eine mit inertem Gas gefüllte Umgebung und ist somit als kritisch zu bewerten. Einige Hersteller von pulsierten Hochleistungslasern bieten aus diesem Grund Laser mit wartungs- und justierungsfreien Glasfaserkopplungen an. Die einzukoppelnde Pulsenergie der glasfasergekoppelten Zündsysteme ist aufgrund der hohen Verluste in der Glasfaser und der hohen Pulsenergie der strahlfokussierten Zündung wesentlich höher. Hier bietet sich der Ultra Laser der Firma Quantel an⁴⁵. Die wichtigsten Eigenschaften dieses Lasers sind Tabelle 8 zu entnehmen. Der Ultra-Laser ist gekennzeichnet durch eine ho-

Tabelle 8: Eigenschaften des Ultra-Lasers⁴⁵

Typ	λ (nm)	PE (mJ)	t_p (ns)	Pulsfreq. (Hz)
Nd:YAG	1064	50	<8	<20

he *Pulse-to-Pulse*-Stabilität von weniger als 10 % und eine geringe Strahldivergenz von weniger als 8 mrad. Zudem kann der Ultra-Laser vom Hersteller mit einer Stickstoffgefüllten Glasfaserkopplung versehen werden. Trotz einer hohen Pulsenergie von 50 mJ ist der Laserkopf sehr kompakt gestaltet ($H \times L \times W = 51 \text{ mm} \times 203 \text{ mm} \times 76 \text{ mm}$).

4.2.1. Konzept A: Ablationszündung im Leitrohr

Die Ablationszündung in einer Zündkammer ist durch ihren einfachen Aufbau gekennzeichnet und benötigt im Grunde nur eine justierbare Linse, die den Laserstrahl orthogonal zur Oberfläche fokussiert, gezeigt anhand eines kleinen Triebwerks (Lagereglungstriebwerk) in Bild 7. Der Aufbau einer Zündkammer mit einem Zündleitrohr ist ähnlich. Die orthogonale Fokussierung stellt eine maximale Leistungsdichte und eine minimale Reflexion sicher. Die Zündkammer und ihre Injektoren sind so zu gestalten, dass die beiden Gase im Fokuspunkt vorgemischt sind. Hasewaga et al.⁸ verwenden aus diesem Grund für das H_2/O_2 -Gemisch einen Impinging-Injektor. Die Alternative ist eine längere Einlaufstrecke oder ein Rezirkulationsgebiet, in dem sich die Gase vermischen können.

Die Strahldivergenz des Lasers liegt normalerweise im mrad-Bereich. Somit kann der Laserstrahl als perfekt kollimiert betrachtet werden. Der maximale Fokusabstand f (siehe Bild 7) lässt sich nach Gleichung 1 berechnen. Dabei werden die in Tabelle 9 angegebenen Parameter angenommen^{1, 2}. Daraus ergibt sich ein maximaler theoretischer Fokusabstand f von 22 mm für Konzept A, der

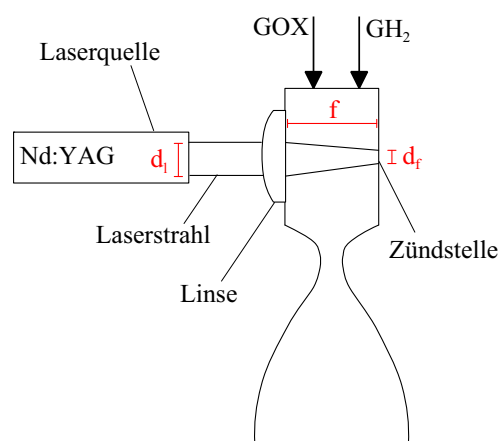


Bild 7: Ablationszündung in einer kleinen Brennkammer

Tabelle 9: Dimensionierung der Ablationszündung (A)

Konzept	M^2	λ (nm)	d_l (mm)
A	3	1064	3

jedoch innerhalb eines bestimmten Bereiches frei wählbar ist. Der maximale Fokusabstand von 22 mm gewährleistet die vorgegebene minimale Leistungsdichte von 88 GW/cm^2 (Tabelle 4) für eine reine Ablationszündung. Allerdings wurden die Zündparameter mit einem relativ großen Sicherheitsfaktor gewählt, wodurch es möglich ist, eine von 22 mm leicht abweichende Fokusslinse zu verwenden. Zudem kann die Fokusslänge auch bewußt kürzer als die Brennkammerhöhe gewählt werden um somit das Gemisch nach dem *multi-point*-Prinzip von Morsy et al.¹⁵ zu zünden. Bild 8 zeigt beispielhaft den Aufbau einer Zündkammer, die mit Ablationszündung versehen ist. Als

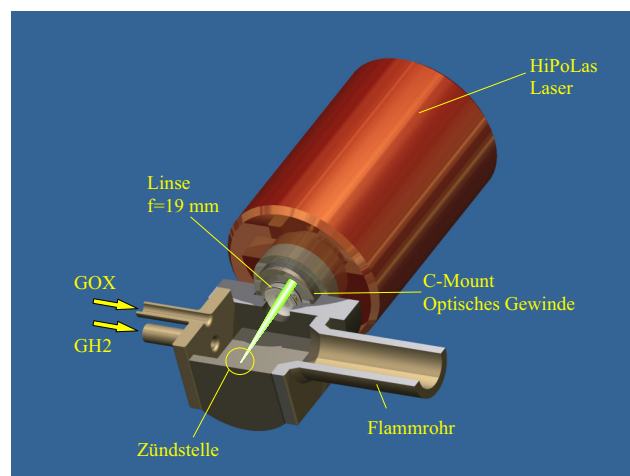


Bild 8: Mögliche Realisierung des Konzepts A

Brennkammer- und somit Ablationsmaterial eignet sich Edelstahl aufgrund der guten Ablationseigenschaften, Zerspanbarkeit und Festigkeit. Eine PX013AR.18-Linse der

Firma Newport findet Anwendung zur Fokussierung des Laserstrahls. Sie ist mit einer Anti-Reflexionsbeschichtung für Infrarot-Licht versehen. Bei einem Strahldurchmesser von $d \approx 2 \text{ mm}$ und einer Pulsenergie von maximal 30 mJ wird der LIDT-Wert der Linse und der Beschichtung von 3 J/cm^2 ($t_0 = 10 \text{ ns}$) nicht überschritten.^{46, 47}

4.2.2. Konzept B: Kavitationszündung in einer Zündkammer

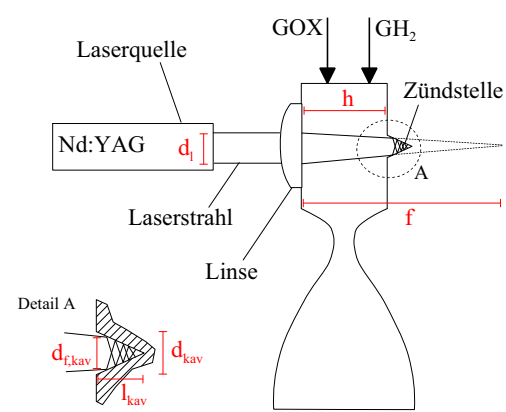
Der Aufbau der Kavitationszündung ähnelt dem der Ablationszündung. Morsy et al.^{15, 37, 38} haben gezeigt, dass der Durchmesser des einfallenden Laserstrahls einen wichtigen Parameter für die Dimensionierung der Kavität darstellt. Mit abnehmendem Strahldurchmesser steigt die Leistungsdichte in der Kavität – demzufolge nimmt die erforderliche Pulsenergie ab. Der verwendete eintretende Strahldurchmesser von $1,4 \text{ mm}$ beträgt ungefähr die Hälfte eines nicht-fokussierten Austrittsstrahl einer Laserquelle ($2\text{--}3 \text{ mm}$). Abhängig vom Laser ist es somit erforderlich, den Durchmesser des Laserstrahls zu verringern, wofür zwei Möglichkeiten existieren. Entweder wird der Laserstrahl direkt auf den Eingang der Kavität fokussiert oder es wird mittels zweier Linsen ein schmalere kollimierter Laserstrahl erzeugt. Bild 9 zeigt beide möglichen Arten des Aufbaus. Der zweite Aufbau (Bild 9(b)) hat den Vorteil, dass die Abhängigkeit des Fokusabstands entfällt. Andererseits erfordert dieser Aufbau zwei Linsen wobei der nicht-kollimierte Laserstrahl (Bild 9(a)) aufgrund des kleinen Fokussierungswinkels unempfindlich ist hinsichtlich des Abstands zur Kavität. Es wird im Weiteren die Kavitationszündung mittels eines konvergenten Laserstrahls betrachtet. Wie Bild 9(a) zeigt, liegt der fiktive Fokuspunkt weit hinter der Kavität. Es handelt sich dabei um den Fokuspunkt, in dem der konvergente Laserstrahl im freien Raum den minimalen Durchmesser erreicht. Für größere Abstände vom Fokuspunkt gilt in guter Näherung die lineare Strahlausbreitung nach Gleichung 12. Mit $d = 2w$ folgt daraus:

$$(12) \quad f = h \left(1 - \frac{d_{f,kav}}{d_l} \right)^{-1}.$$

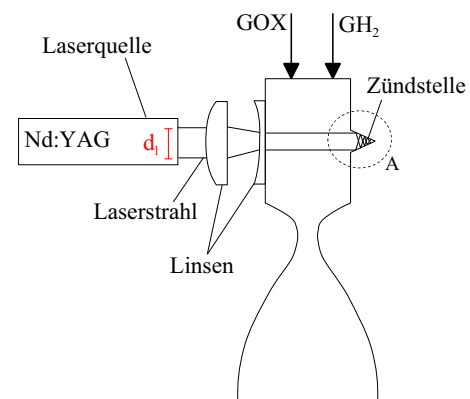
Für eine Brennkammerhöhe h von 20 mm und die Kavitätsabmessungen aus Tabelle 3 ergibt sich somit eine Brennweite von $f = 37,5 \text{ mm}$. Bild 10 zeigt die Kavitationszündung in einer Zündkammer mit einer $38,1 \text{ mm}$ -Linse der Firma Newport (SPX113AR.18)⁴⁷. Die Bodenplatte der Brennkammer besteht aus zwei Aluminium-Platten, die zusammengefügt einen V-förmigen Schlitz bilden. Die Reflexionseigenschaften des Aluminiums machen das Material gut geeignet für die Kavitationszündung.

4.2.3. Konzepte C und D: Fasergegekoppelte Zündsysteme

Zur Auslegung der Glasfaseroptik werden die experimentellen Daten der Veröffentlichungen von Joshi et al.¹¹,



(a) Kavitationszündung mittels eines konvergenten Laserstrahls



(b) Kavitationszündung mittels eines kollimierten Laserstrahls

Bild 9: Fokussierungsmöglichkeiten der Kavitätszündung

Yalin et al.¹², Stakhiv et al.⁴⁸ und El-Rabii et al.³⁴ herangezogen. Bild 11 zeigt den schematischen Aufbau des

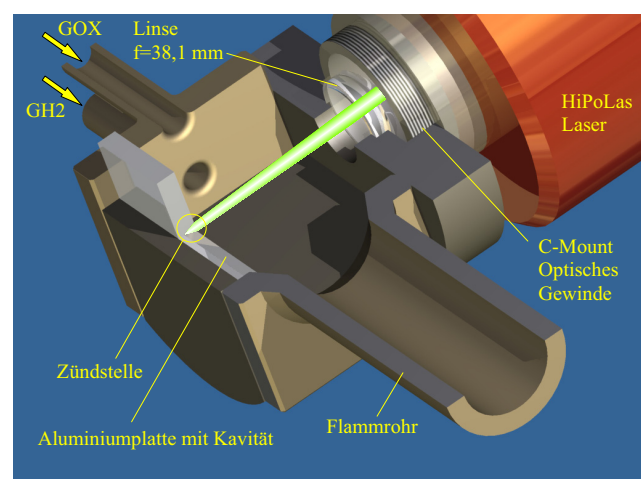


Bild 10: Mögliche Realisierung des Konzepts B

glasfasergekoppelten Laserzündsystems. Der von einem Q-Switched Nd:YAG-Laser erzeugte Puls wird in eine

mit Helium befüllte Glasfaserkopplung geleitet. Damit die Transmissionsverluste in der Glasfaser minimal sind, wird eine gestreckte Glasfaser angenommen. Der austretende Laserpuls wird mittels zweier Linsen an der Zündstelle fokussiert. Zwischen den beiden Linsen (Detail A) ist der Laserstrahl kollimiert. Damit ist der Brennpunkt der Linse gleichzeitig der Fokuspunkt des Laserstrahls. Der

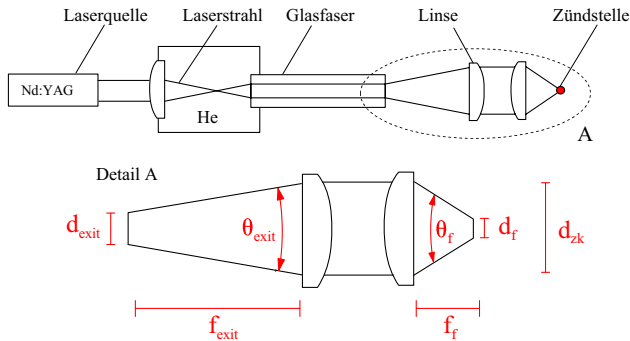


Bild 11: Schematischer Aufbau des glasfasergekoppelten Zündsystems

Fokusbereich d_f ist als Funktion der erforderlichen Leistungsdichte, Pulsenergie und Pulszeit vorgegeben. Er berechnet sich unter vereinfachten Annahmen nach der Lagrange-Invarianten für eine lineare Optik nach:

$$(13) \quad d_f = d_{\text{exit}} \frac{f_f}{f_{\text{exit}}}.$$

Die über Gleichung 13 berechnete Leistungsdichte im Fokusbereich I_f setzt anstelle einer Gaußschen Leistungsverteilung eine gleichmäßige Intensitätsverteilung am Faserende voraus. Das Intensitätsprofil hat aufgrund der Interferenz in der Glasfaser eine breitere Verteilung am Austritt der Faser als der eingekoppelte Laserstrahl. Vermessungen des tatsächlichen Strahlengangs haben gezeigt, dass diese Vereinfachung gerechtfertigt ist und die Leistungsdichte I_f anhand von Gleichung 13 für das in Bild 11 dargestellte System mit einer Abweichung im Prozentbereich berechnet werden kann.

Neben dem Fokusbereich d_f sind auch der Faserdurchmesser d_{exit} und der Fokusabstand f_{exit} festgelegt. Der Faserdurchmesser d_{exit} wird hauptsächlich vom LIDT-Wert der Glasfaser bestimmt. Da die Anforderungen hinsichtlich der minimalen Leistungsdichte für die Ablationszündung (Konzept D) gering sind, wäre es theoretisch möglich, die *solid-core*-Glasfaser zu verwenden. Jedoch nimmt die Strahlqualität M^2 bei dieser Faserart mit zunehmendem Durchmesser stark ab und liegt für 1000 μm -Fasern im Bereich von 100. Damit ist die *solid-core*-Glasfaser auch für Konzept D ausgeschlossen. Der Abstand zwischen Fokusbereich und fokussierender Linse f_f hängt von der Lage der gewählten Zündstelle ab. Um den Integrationsaufwand und den Einfluss auf die Brennkammerströmung zu minimieren, wird im Folgenden ein Konzept vorgeschlagen, in dem ein Injektor

durch die Laserzündkerze ersetzt wird. Zudem ermöglicht dieser Aufbau die Zündung von jedem beliebigen Injektor im Einspritzkopf. Für die beiden glasfasergekoppelten Zündkonzepte wird eine Brennweite von $f_f=17\text{ mm}$ (Konzept C) bzw. von $f_f=20\text{ mm}$ (Konzept D) gewählt. Sie ist in dieser Arbeit anhand der Injektorgeometrie und deren Verteilung im Einspritzkopf des Vulcain 2 Triebwerks bestimmt worden, siehe Bild 12. Der Abstand der beiden Achsen (17,5 mm) entspricht annähernd denen der Injektoren. Der längere Fokusabstand des Konzepts D dient der tangentialen Fokussierung in der Rezirkulationszone. Diese ist für die Ablationszündung am LOX-Post notwendig, wie in Bild 14 dargestellt. Eine Abschätzung der

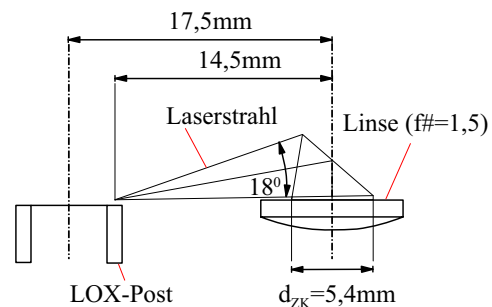


Bild 12: Umlenkung des Laserstrahls in Richtung des Rezirkulationsgebietes

Fokustiefe¹⁶ eines Laserstrahls mit einer Strahldivergenz von 0,01 rad^{11, 12},

$$(14) \quad I_f = \left(\sqrt{2} - 1 \right) \frac{\theta}{d_{zk}} f^2,$$

ergibt eine Länge von ca. 200 μm . Damit ist sie eine Größenordnung kleiner als die Wandstärke eines LOX-Röhrchens ($\approx 1\text{ mm}$ beim Vulcain 2 Triebwerk, ohne Anfasung). Für die Laserzündkerzen ergeben sich daraus die folgenden Abmessungen für Konzept C und D:

Tabelle 10: Dimensionierung der Laserzündkerze (Konzepte C und D).

	d_{exit}	d_f	f_f	f_{exit}	d_{zk}
C	0,8 mm	50 μm	17 mm	272 mm	5,4 mm
D	0,28 mm	30 μm	20 mm	187 mm	3,7 mm

Für die Glasfaser kann im verwendeten Pulsbereich ein Transmissionsgrad von 60 % (*solid-core*-Glasfaser) beziehungsweise 80 % (*hollow-core*-Glasfaser) angenommen werden. Die sphärische Aberration wird durch die Verwendung von zwei Quarzglas-Plankonvexlinsen zur Fokussierung des Laserstrahls minimiert^{11, 26, 48}. Für den Durchmesser der Linsen sollte minimal 1,1 d_{zk} angesetzt werden, damit die sphärische Aberration am Rand verhindert wird⁴⁷. Zudem sind die Linsen mit

Anti-Reflexionsschichten für die fundamentale Wellenlänge der Laserquelle ($1064\mu\text{m}$) zu versehen. Bei einem Strahldurchmesser von $d_{zk} > 3\text{ mm}$ und einer Pulsenergie von 40 mJ werden die Materialgrenzen der Anti-Reflexionsschicht und des Quarzglases mit einem typischen LIDT-Wert von 3 J/cm^2 ($t_0=10\text{ ns}$)^{46, 47} nicht überschritten. Die Umlenkung des Laserstrahls im Rezirkulationsgebiet erfordert einen zusätzlichen Spiegel. Der LIDT-Wert des Spiegels liegt mit ca. 3 J/cm^2 ($t_0=10\text{ ns}$)⁴⁹ oberhalb dem der Linsen. Da die Transmissionsverluste dieser optischen Elemente typischerweise im Prozentbereich liegen, sind sie vernachlässigbar klein gegenüber den Transmissionsverlusten der Glasfaser. Die Einkopplung des Laserstrahls erfordert eine genaue Ausrichtung der Glasfaser und eine mit inertem Gas gefüllte Umgebung. Die optimalen Einkopplungsbedingungen sind experimentell über Variation der $f\#$ -Zahl zu bestimmen. Typischerweise liegt $f\#$ im Bereich von 30–60 und ist stark abhängig vom Faserdurchmesser.^{11, 14, 34, 48}

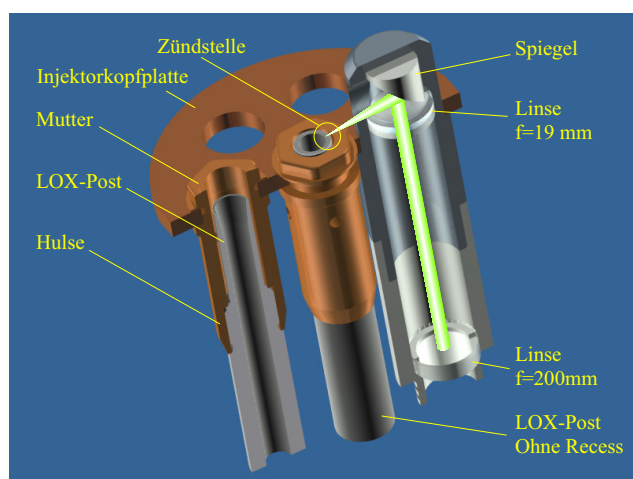


Bild 13: Mögliche Realisierung des Konzepts C

Bild 13 zeigt die mögliche Anordnung der Laserzündkerze am Einspritzkopf eines Vulcain 2 Triebwerks. Links ist der normale Koaxialinjektor zu sehen, gekennzeichnet durch Recess und Tapering des LOX-Posts. Beide Designmerkmale bewirken einen stabilen und schnellen Strahlerfall⁵⁰. Das kleine und unzugängliche Rezirkulationsgebiet am Injektor eignet sich nicht für die Laserzündung. Somit ist der Injektor, an dem gezündet wird, mit einem LOX-Post ohne Recess oder Anfasung versehen.

Die Ablationszündung im Rezirkulationsgebiet, gezeigt in Bild 14, erfordert eine zum LOX-Post tangentielle Fokussierung. Der LOX-Post ist mit einer kleinen Ablationsfläche versehen. Sie ermöglicht eine orthogonalen Bestrahlung des Ablationsmaterials und stellt gleichzeitig die symmetrische Anströmung der beiden Treibstoffe im Rezirkulationsgebiet sicher. Da der Standard-LOX-Post aus Edelstahl besteht, eignet sich seine Oberfläche gut für die Ablationszündung. Obwohl dieses Konzept bei gleicher Pulsenergie eine höhere Zündsicherheit als die

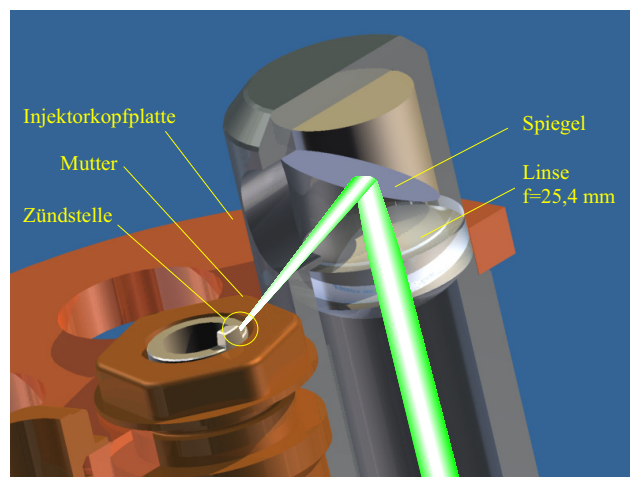


Bild 14: Mögliche Realisierung des Konzepts D

strahlfokussierte Zündung im Rezirkulationsgebiet bietet, ist unsicher, ob die konvektive Kühlung des unverbrannten LOX und GH_2 ausreicht um zu verhindern, dass der Zündkörper während des Betriebs abbrennt.

Die in Bild 13 und 14 gezeigte Zündkerze befindet sich oberhalb der Injektorkopfplatte und ist somit den extremen Bedingungen in der Brennkammer ausgesetzt. Sie wird durch Einstrahlung und Rezirkulation am Ende der Zündkerze thermisch belastet. Andererseits gibt es auch Mechanismen, die die Umgebung nahe an der Injektorkopfplatte schützen. Huzel et al.⁵¹ beschreiben zum Beispiel die Abschirmung der Injektorkopfplatte von der Reaktionsfront durch den H_2 -Strahl. Zudem braucht der Treibstoffstrahl eine bestimmte Länge von ca. $5\text{--}6\text{ d}$ um sich – aufgrund fortschreitender Reaktion und abnehmender Dichte – in radialer Richtung auszubreiten, bevor die Reaktionsfronten benachbarter Koaxialinjektoren aufeinander treffen⁵². Diese beiden Mechanismen schützen den Kopf der Laserzündkerze. Jedoch ist unsicher, ob sie beim längeren Betrieb des Triebwerks ausreichen, um Schädigungen der Zündkerze zu verhindern. Zusätzlich könnte der Kopf der Zündkerze aus einem keramischen Werkstoff gefertigt oder durch kleine radiale Schlitze mit einer Filmkühlung ausgestattet werden.

4.3. Vor- und Nachteile der Laserzündkonzepte

Im Folgenden werden die wichtigsten Vor- und Nachteile der unterschiedlichen Zündkonzepte zusammenfassend gegenübergestellt.

• A: Ablationszündung in einem Zündleitrohr Vorteile

- Einfacher optischer Aufbau
- Erfordert eine geringe Pulsenergie

Nachteile

- Erfordert ein GOX/GH_2 -Versorgungssystem

- Bietet keine Möglichkeit, einzelne Injektoren zu zünden

• B: Kavitationszündung in einem Zündleitrohr

Vorteile

- Einfacher optischer Aufbau
- Erfordert eine geringe Pulsenergie
- Erfordert eine geringe Leistungsdichte (Fokussierbarkeit spielt untergeordnete Rolle)

Nachteile

- Erfordert ein GOX/GH₂-Versorgungssystem
- Bietet keine Möglichkeit, einzelne Injektoren zu zünden
- Mischungsverhältnis in der Kavität muss innerhalb der Zündgrenzen liegen

• C: Strahlfokussierung im Rezirkulationsgebiet des Injektors

Vorteile

- Ermöglicht die Zündung von jedem beliebigen Injektor im Einspritzkopf
- Erfordert kein GOX/GH₂-Versorgungssystem und kein Zündleitrohr

Nachteile

- Erfordert eine hohe Pulsenergie
- Glasfaserkopplung und -Führung notwendig
- Komplizierte Integration der Laserzündkerze im Einspritzkopf

• D: Ablationszündung im Rezirkulationsgebiet des Injektors

Vorteile

- Erfordert eine hohe Pulsenergie, jedoch deutlich geringer als bei Konzept C
- Ermöglicht die Zündung von jedem beliebigen Injektor im Einspritzkopf
- Erfordert kein GOX/GH₂-Versorgungssystem und kein Zündleitrohr

Nachteile

- Glasfaserkopplung und -Führung notwendig
- Komplizierte Integration der Laserzündkerze im Einspritzkopf
- Die Überlebenswahrscheinlichkeit der Ablationsfläche im Rezirkulationsgebiet ist unsicher

LITERATUR

- [1] MULLETT, J. D. ; DODD, R. ; WILLIAMS, C. J. ; TRIANTOS, G. ; DEARDEN, G. u. a.: The influence of beam energy, mode and focal length on the control of laser ignition in an internal combustion engine. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 40 (2007), S. 4730–4739
- [2] DODD, R. ; MULLETT, J. ; CARROLL, S. ; DEARDEN, G. ; SHENTON, T. u. a.: Laser Ignition of an IC Test Engine using an Nd: YAG Laser and the Effect of Key Laser Parameters on Engine Combustion Performance. In: *ALAC (Advanced Laser Applications Conference and Exposition) Proceedings Volume 3: Product Engineering & Manufacturing*, 2005, S. 104–111
- [3] BARBOSA, S. ; SCOUFLAIRE, P. ; DUCRUIX, S. ; GABOREL, G.: Comparisons Between Spark Plug and Laser Ignition in a Gas Turbine Combustor. In: *Third European Combustion Meeting ECM 2007*. Crete, Greece, 2007
- [4] LACKNER, M. ; KOFLER, H. ; RANNER, H. ; WINTER, F. ; KLAUSNER, J. u. a.: The Optical Spark Plug: Window related issues. In: *Proc. Eur. Combustion Meeting (ECM2005)*, 2005
- [5] CHOLEWA, R.: *CTR Times*. Carinthian Tech Research, Villach, Österreich, Januar 2005
- [6] THOMAS, M. E.: Dual Pulse Laser Ignition in Propulsion Applications. In: *Tenth Annual Symposium, Nasa Marshall Space Flight Center*. Huntsville, AL, October 1998
- [7] TRINH, H. P. ; EARLY, J. ; OSBORNE, R. ; THOMAS, M. E. ; BOSSARD, J. A.: Technology Development of a Fiber Optic-Coupled Laser Ignition System for Multi-Combustor Rocket Engines. In: *14th Symposium on Propulsion*. State College, PA, 2002
- [8] HASEGAWA, K. ; KUSAKA, K. ; KUMAKAWA, A. ; SATO, M. ; TADANO, M.: Laser Ignition Characteristics of GOX/GH₂ and GOX/GCH₄ Propellants. In: *39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. Huntsville, AL, 2003
- [9] GURLIAT, O. ; SCHMIDT, V. ; HAIDN, O. J. ; OSCHWALD, M.: Ignition of cryogenic H₂/LOX sprays. In: *4th ONERA-DLR Aerospace Symposium ODAS*. Cologne, Germany, 2002
- [10] LIOU, L. C.: Laser Ignition in Liquid Rocket Engines. In: *30th AIAA/SAE/ASME/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. Indianapolis, IN, 1994

- [11] JOSHI, S. ; YALIN, A. P. ; GALVANAUSKAS, A.: Use of hollow core fibers, fiber lasers, and photonic crystal fibers for spark delivery and laser ignition in gases. In: *Applied Optics* 46 (2007), Nr. 19, S. 4057–4064
- [12] YALIN, A. P. ; DEFOORT, M. W. ; JOSHI, S. ; OLSEN, D. ; WILLSON, B. u. a.: Laser ignition of natural gas using fiber delivery. In: *ASME International Combustion Engine Division 2005 Fall Technical Conference ICEF*, 2005. – ICEF 2005-1336
- [13] HARRINGTON, J. A.: Infrared Fiber Optics. In: *OSA Handbook, Vol. III*. McGraw Hill, 2001
- [14] NUBLING, R. K. ; HARRINGTON, J. A.: Launch conditions and mode coupling in hollowglass waveguides. In: *Optical Engineering* 37 (1998), Nr. 9, S. 2454–2458
- [15] MORSY, M. H. ; KO, Y. S. ; CHUNG, S. H.: Laser-Induced Ignition Using a Conical Cavity in CH₄-Air Mixtures. In: *Combustion and Flame* 119 (1999), S. 473–482
- [16] DORS, I. G. ; PARIGGER, C. G.: Computational fluid-dynamic model of laser-induced breakdown in air. In: *Applied Optics* 42 (2003), Nr. 30, S. 5978–5985
- [17] BEDUNEAU, J.-L. ; KIM, B. ; ZIMMER, L. ; IKEDA, Y.: Measurements of minimum ignition energy in premixed laminar methane/air flow by using laser induced spark. In: *Combustion and Flame* 132 (2003), S. 653–665
- [18] SPIGLANIN, T. A. ; MCILROY, A. ; FOURNIER, E. W. ; COHEN, R. B. ; SYAGE, J. A.: Time-Resolved Imaging of Flame Kernels: Laser Spark Ignition of H₂/O₂/Ar Mixtures. In: *Combustion and Flame* 102 (1995), S. 310–328
- [19] PHUOC, T. X.: Laser-Induced spark ignition fundamental and applications. In: *Optics and Lasers in Engineering* 44 (2006), S. 351–397
- [20] KOPECEK, H. ; MAIER, H. ; REIDER, G. ; WINTER, F. ; WINTNER, E.: Laser ignition of methane-air mixtures at high pressures. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 27 (2003), S. 499–503
- [21] WEINROTTER, M. ; KOPECEK, H. ; TESCH, M. ; WINTNER, E. ; LACKNER, M. ; WINTER, F.: Laser ignition of ultra-lean methane/hydrogen/air mixtures at high temperature and pressure. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 29 (2005), S. 569–577
- [22] WEINROTTER, M. ; KOPECEK, H. ; WINTNER, E. ; LACKNER, M. ; WINTER, F.: Application of laser ignition to hydrogen-air mixtures at high pressures. In: *International Journal of Hydrogen Energy* 30 (2005), S. 319–326
- [23] SYAGE, J. A. ; FOURNIER, E. W. ; RIANDA, R. ; COHEN, R. B.: Dynamics of flame propagation using laser-induced spark initiation: Ignition energy measurements. In: *Journal of Applied Physics* 64 (1988), Nr. 3, S. 1499–1507
- [24] PHUOC, T. X. ; WHITE, F. P.: An optical and spectroscopic study of laser-induced sparks to determine available ignition energy. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 29 (2002), S. 1621–1628
- [25] MCNEILL, D. H.: Minimum ignition energy for laser spark ignition. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 30 (2005), S. 2913–2920
- [26] SMITH, F. G. ; KING, T. A.: *Optics and Photonics: An Introduction*. John Wiley and Sons Inc., 2000
- [27] LAVID, M. ; STEVENS, J. G.: Photochemical Ignition of Premixed Hydrogen/Oxidizer Mixtures with Excimer Lasers. In: *Combustion and Flame* 60 (1985), S. 195–202
- [28] LUCAS, D. ; DUNN-RANKIN, D. ; HOM, K. ; BROWN, N. J.: Ignition by excimer laser photolysis of ozone. In: *Combustion and Flame* 69 (1987), Nr. 2, S. 171–184
- [29] FORCH, B. E. ; MIZIOLEK, A. W.: Laser-based ignition of H₂/O₂ and D₂/O₂ premixed gases through resonant multiphoton excitation of H and D atoms near 243 nm. In: *Combustion and Flame* 85 (1991), Nr. 1–2, S. 254–262
- [30] RADZIEMSKI, L. J. ; CREMERS, D. A.: *Laser-Induced Plasmas and Applications*. M. Dekker, 1989
- [31] MORGAN, C. G.: Laser-induced breakdown of gases. In: *Rep. Prog. Phys.* 38 (1975), S. 621–665
- [32] MCINTYRE, D. L.: *A Laser Spark Plug Ignition System for a Stationary Lean-Burn Natural Gas Reciprocating Engine*, West Virginia University, Dissertation, 2007
- [33] PHUOC, T. X. ; WHITE, F. P.: Laser-Induced Spark Ignition of CH₄/Air Mixtures. In: *Combustion and Flame* 119 (1999), S. 203–216
- [34] EL-RABII, H. ; GABOREL, G.: Laser ignition of flammable mixtures via a solid core optical fiber. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 87 (2007), S. 139–144
- [35] GUPTA, G. P. ; SURJ, B. M.: Vapour and plasma ignition thresholds for visible pulsed-laser ablation of metallic targets. In: *Applied Surface Science* 230 (2004), S. 398–403

- [36] AMORUSO, S. ; AMODEO, A. ; BERARDI, V. ; BRUZZESE, R. ; SPINELLI, N. ; VELOTTA, R.: Laser produced plasmas in high fluence ablation of metallic surfaces probed by time-of-flight mass spectrometry. In: *Applied Surface Science* 96–98 (1996), S. 175–180
- [37] MORSY, M. H. ; KO, Y. S. ; CHUNG, S. H. ; CHO, P.: Laser-Induced Two-point Ignition of Premixture with a Single-Shot Laser. In: *Combustion and Flame* 125 (2001), S. 724–727
- [38] MORSY, M. H. ; CHUNG, S. H.: Laser-induced multi-point ignition with a single-shot laser using two conical cavities for hydrogen/air mixture. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 27 (2003), S. 491–497
- [39] LUX, J. ; SUSLOV, D. ; BECHLE, M. ; OSCHWALD, M. ; HAIDN, O. J.: Investigation Of Sub- and Supercritical LOX/Methane Injection Using Optical Diagnostics. In: *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. Sacramento, CA, 2006
- [40] MATSUYAMA, S. ; SHINJO, J. ; MIZOBUCHI, Y. ; OGAWA, S.: A Numerical Investigation on Shear Coaxial LOX/GH₂ Jet Flame at Supercritical Pressure. In: *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, NV, 2006
- [41] ZONG, N. ; YANG, V.: Near-field flow and flame dynamics of LOX/methane shear-coaxial injector under supercritical conditions. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 31 (2007), S. 2309–2317
- [42] WILKOSZ, B. E.: *Theoretische Grundlagen und Konzeptanalyse eines Laserzündsystems für Flüssig-raketentriebwerke*. RWTH Aachen : Diplomarbeit, 2008
- [43] PETERS, N.: *Turbulent Combustion*. Cambridge University Press, 2000
- [44] *HiPoLas High Power Laser*. Carinthian Tech Research : Datenblatt, März 2004
- [45] *Ultra Pulsed Nd:YAG Laser Specifications*. Quantel : Datenblatt, August 2003
- [46] *Broadband Multilayer Antireflection Coatings*. Newport : Datenblatt, 2008
- [47] *UV Fused Silica Precision Plano-Convex Lenses*. Newport : Datenblatt, 2008
- [48] STAKHIV, A. ; GILBER, R. ; KOPECEK, H. ; ZHELIKOV, A. M. ; WINTNER, E.: Laser Ignition of Engines via Optical Fibers? In: *Laser Physics* 14 (2004), Nr. 5, S. 738–747
- [49] *High-Energy Nd:YAG Laser Mirrors*. Newport : Datenblatt, 2008
- [50] GILL, G. S.: *Liquid rocket engine injectors*. NASA SP-8089, 1976
- [51] HUZZEL, D. K. ; HUANG, D. H. ; SEEBASS, A. R. (Hrsg.): *Progress in Astronautics and Aeronautics*. Bd. 147: *Modern Engineering for Design of Liquid-Propellant Rocket Engines*. 2nd Edition. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1992
- [52] LUX, J. ; SUSLOV, D. ; HAIDN, O. J.: On porous liquid propellant rocket engine injectors. In: *Aerospace Science and Technology* (2007). – Artikel im Druck