5.1 Einführung

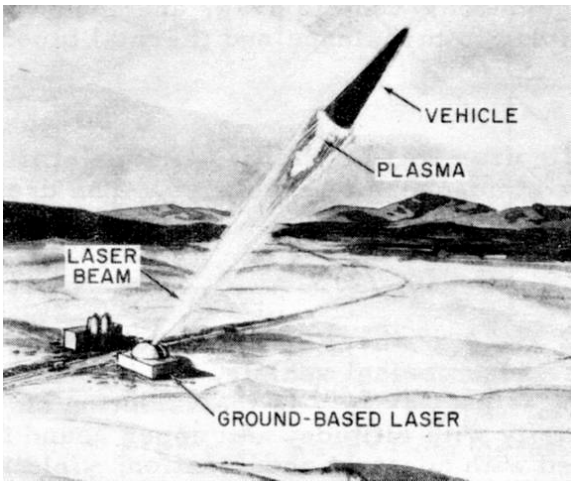


Abb. 5-1: Konzept des Laserantriebes von Kantrowitz[1], 1972

Bereits in den 1950er Jahren hatte der deutsche Raumfahrtpionier Eugen Sänger die Idee, Licht in einer sogenannten Photonenrakete als Antriebsmedium zu nutzen[2]. Allerdings kannte er zum damaligen Zeitpunkt noch nicht das Laserlicht und seine für Antriebszwecke nützlichen Eigenschaften. Obwohl die physikalische Grundlage für den Prozess der Lichtverstärkung bereits 1916 von Albert Einstein postuliert wurde, wurde der erste Prototyp eines Lasers erst 1960 gebaut. Die Möglichkeit, durch intensive Laserpulse einen mechanischen Impuls zu übertragen, wurde sieben Jahre später von G.A. Askar'yan entdeckt[3], und nach weiteren fünf Jahren wurde erstmals ein Antrieb mit Laserlicht von Arthur Kantrowitz 1972 vorgeschlagen[4]. Heutzutage sind Laser in Wissenschaft, Industrie und unserem täglichen Leben allgegenwärtig, man denke nur an Lasermesstechniken, Laserwerkzeuge oder CD/DVD-Spieler.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, Laser auch für den Antrieb von Raumfahrzeugen zu verwenden. So kann Laserstrahlung den Treibstoff in der Brennkammer eines Triebwerkes aufheizen, dieser kann dann durch eine Lavaldüse ausströmen, wie es bei thermischen Triebwerken der Fall ist. Diese Art von Antrieb kann z.B. mit einem weltraum-gestützten Laser eingesetzt werden

Laser können aber auch dazu eingesetzt werden, Nutzlasten direkt von der Erde in den Orbit zu transportieren. Das Prinzip besteht darin, dass der Laserstrahl mittels Spiegeln gebündelt wird und die Atmosphäre unterhalb des Fahrzeugs erhitzt wird, wobei aufgrund der explosionsartigen Ausbreitung ein Impuls entsteht. Es handelt sich bei diesem Vorgang nicht um einen Verbrennungsprozess, sondern es entsteht ein Luftplasma. Ein Plasma ist physikalisch als Gas bestehend aus Ionen, Elektronen und neutralen Teilchen definiert. Beim Lightcraft wird dieser Gaszustand vornehmlich durch den so genannten laserinduzierten Durchbruch erzeugt (siehe Abschnitt 5.3.3).

Die verschiedenen Konzepte für Laserantriebe sind Gegenstand experimenteller Untersuchungen, in den USA, Russland und Japan sowie in Deutschland (DLR Stuttgart), China und Brasilien. Seit 2002 finden regelmäßig internationale Fachkonferenzen zu dieser Thematik statt (International Symposium on Beamed Energy Propulsion, seit 2014 als Bestandteil des International High Power Laser Ablation Symposium[5]).

5.2 Laser

5.2.1 Funktionsprinzip

Bei Lasern (**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation) handelt es sich um Strahlungsquellen, die kohärente, monochromatische und scharf gebündelte Strahlung im sichtbaren und den angrenzenden Wellenlängenbereichen des elektromagnetischen Spektrums aussenden. Prinzipiell bestehen Laser aus drei Komponenten: dem aktiven Lasermedium, dem Pumpmechanismus und dem Laserresonator.

Das Lasermedium, etwa ein Gas, ein Kristall oder ein Halbleiter, bestimmt wesentlich die Eigenschaften des Lasers und dessen Strahlung. Der Pumpmechanismus, z.B. eine Gasentladung oder eine chemische Reaktion, führen dem Lasermedium Energie zu. Der Laserresonator schließlich besteht aus einem System aus Spiegeln und optischen Elementen, die für die Lichtverstärkung durch die ständige Wiederholung der stimulierten Emission in einer bevorzugten Raumrichtung des Resonators sorgen und zu einem lawinenartigen Anstieg der Anzahl der erzeugten Photonen führen. Der schematische Aufbau ist in Abb. 5-2 dargestellt.

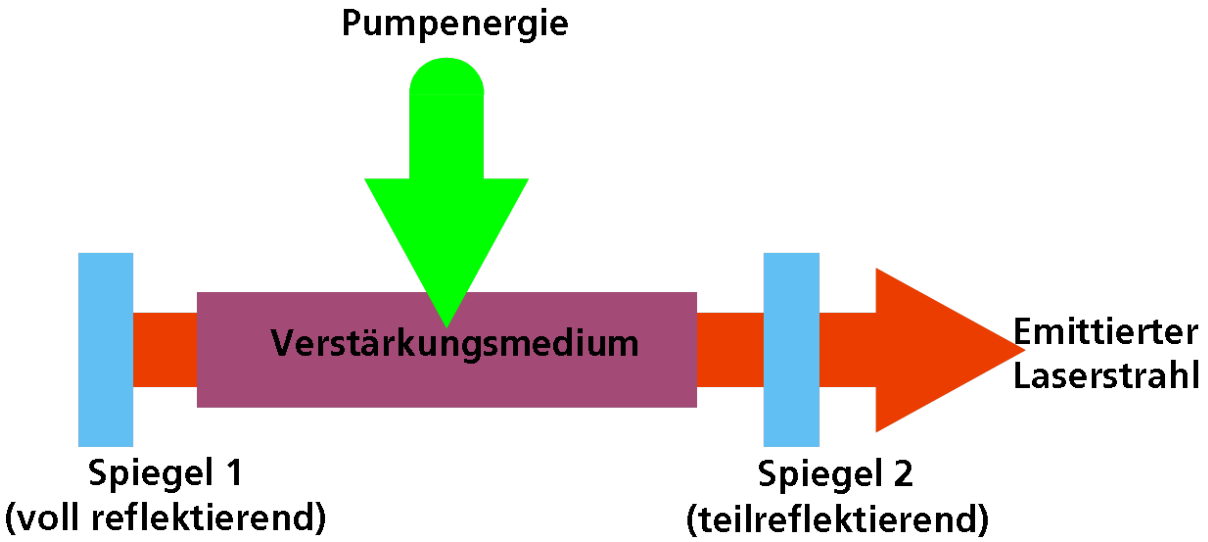


Abb. 5-2: Schematischer Aufbau eines Lasers

Es gibt eine ganze Reihe verschiedener Lasertypen, die sich vor allem in der erreichbaren Strahlungsleistung und der Frequenz bzw. Wellenlänge unterscheiden. Die theoretische Voraussetzung zur Entwicklung und Verständnis eines Lasers liefert die Quantenmechanik, insbesondere ihre Konzepte der Besetzung diskreter Energieniveaus bei Atomen und Molekülen, des Bildes der elektromagnetischen Welle als Teilchen oder Photon und der induzierten Emission als Voraussetzung für die notwendige „Lichtverstärkung“.

Bei der spontanen Emission wird ein Photon ohne äußere Einwirkung von einem angeregten Atom oder Molekül ausgesandt, dieses geht dabei von einem höheren Energieniveau in ein energetisch gesehen tiefer gelegenes über. Die Photonen werden isotrop, d.h. in alle möglichen Richtungen gleich, und mit unterschiedlichen Frequenzen ausgesandt, abhängig von der Lebensdauer des angeregten Zustands. Befindet sich jedoch das angeregte Atom oder Molekül in einem geeigneten Strahlungsfeld, dann kann es auch zur stimulierten Emission kommen, bei der das emittierte Photon dieselbe Phase, Frequenz und Richtung (Kohärenz) besitzt, wie

das induzierende Photon. Bei hinreichend starken Strahlungsfeldern spielt die spontane Emission eine untergeordnete Rolle im Strahlungsfeld. Umgekehrt gilt, dass rückgekoppelte Photonen eher absorbiert werden, je mehr Teilchen sich im unteren der beiden energetischen Zustände befinden. Dies entspricht einer normalen thermischen Verteilung. Die rückgekoppelten Photonen tragen umso mehr zur induzierten Emission bei, je mehr Teilchen sich im energetisch höheren Niveau befinden. Dieser Fall wird als Besetzungsinversion bezeichnet.

Bei einem Laser ist es also notwendig, dass sich im Lasermedium mehr Teilchen im energetisch angeregten Zustand befinden als im Grundzustand. Diese Teilchen emittieren Photonen im Bereich der gewünschten Wellenlänge, und sorgen so dafür, dass diese Energie bei entsprechender Rückkopplung der Photonen überwiegend durch induzierte Emission abgegeben wird. Wie groß bei einem Lasersystem die notwendige Besetzungsinversion ist, d.h. wie viel mehr Teilchen sich im angeregten als im Grundzustand befinden, hängt von der Strahlungsverstärkung im Lasermedium, von den Verlusten im Resonator und von der Auskopplung des Laserstrahls ab.

Die Erzeugung und Aufrechterhaltung der notwendigen Besetzungsinversion im Lasermedium ist meist das schwierigste Problem bei einem Laser, da die Teilchen im angeregten Zustand in kürzester Zeit durch Photoemission oder atomare Stöße in den energetisch niedrigeren Zustand übergehen. Um eine Besetzungsinversion aufrechtzuerhalten ist ein Pumpmechanismus notwendig, der das Medium außerhalb seines thermischen Gleichgewichts hält, indem er Teilchen durch geeignete Zufuhr von Energie kontinuierlich aus dem unteren Energieniveau in ein höheres anhebt. Dies kann durch Elektronenstoßanregung oder durch Lichtabsorption geschehen.

5.2.2 Beispiele

CO_2-Laser emittieren bei 10,6 µm und 9,6 µm. Gepumpt durch eine elektrische Entladung oder gasdynamische Expansion, wird Laserstrahlung beim Übergang zwischen Schwingungszuständen der CO_2-Moleküle emittiert. Diese infrarote Wellenlänge wird von sehr vielen Stoffen gut absorbiert, weshalb dieser Laser auch in der Medizin beispielsweise für Hautbehandlungen verwendet wird. Er kann sowohl gepulst als auch kontinuierlich betrieben werden.

Auch chemische Reaktionen können die nötige Energie für einen Pumpprozess liefern, so z.B. beim chemischen Sauerstoff-Iod-Laser (COIL).

Die derzeit leistungsstärksten (50 kW, cw, IPG Photonics) kommerziell erhältlichen Laser sind Festkörperlaser, bei welchen ein Wirtsmaterial (Glas, Kristall, Polymer) mit laseraktiven Ionen dotiert ist. Zu deren wichtigsten Vertretern der Festkörperlaser gehören Stablaser, Faserlaser und Scheibenlaser. Da sich das Lasermedium bei hohen Laserleistungen stark erhitzt, muss es gekühlt werden, um eine Verschlechterung der Strahlqualität zu verhindern, die ansonsten durch die thermisch bedingten Änderungen des Brechungsindexes bedingt wären (ähnlich wie das Flimmern der Luft über dem heißen Asphalt einer Straße im Sommer). Diese Kühlung wird bei Scheiben- und Faserlaser durch die große Oberfläche des Lasermediums begünstigt.

Während im Scheibenlaser eine dünne Kristallscheibe das Lasermedium darstellt, das auf einem Kühlfinger aufliegt, dienen bei Faserlaser Lichtwellenleiter als Lasermedium, die in beiden Fällen mit laseraktiven Ionen dotiert sind. Wegen der

Totalreflexion im Lichtleiter können sehr lange Fasern (bis zu 200 m) verwendet werden. Faserlaser werden durch optische Vorgänge gepumpt, z.B. mit Halbleiterlasern oder Blitzlampen.

Technisch möglich sind auch noch sehr viel leistungsstärkere Laser, z.B. der Laser Mégajoule (LMJ) bei Bordeaux (22 Beamlines mit je 82 kJ Pulsenergie,[6]) sowie die National Ignition Facility (NIF) des LLNL in Livermore, CA (192 Beamlines à 19 kJ Pulsenergie,[7]). Mit ihnen werden Experimente zur Kernfusion sowie zur Funktionalität von Atomwaffen durchgeführt.

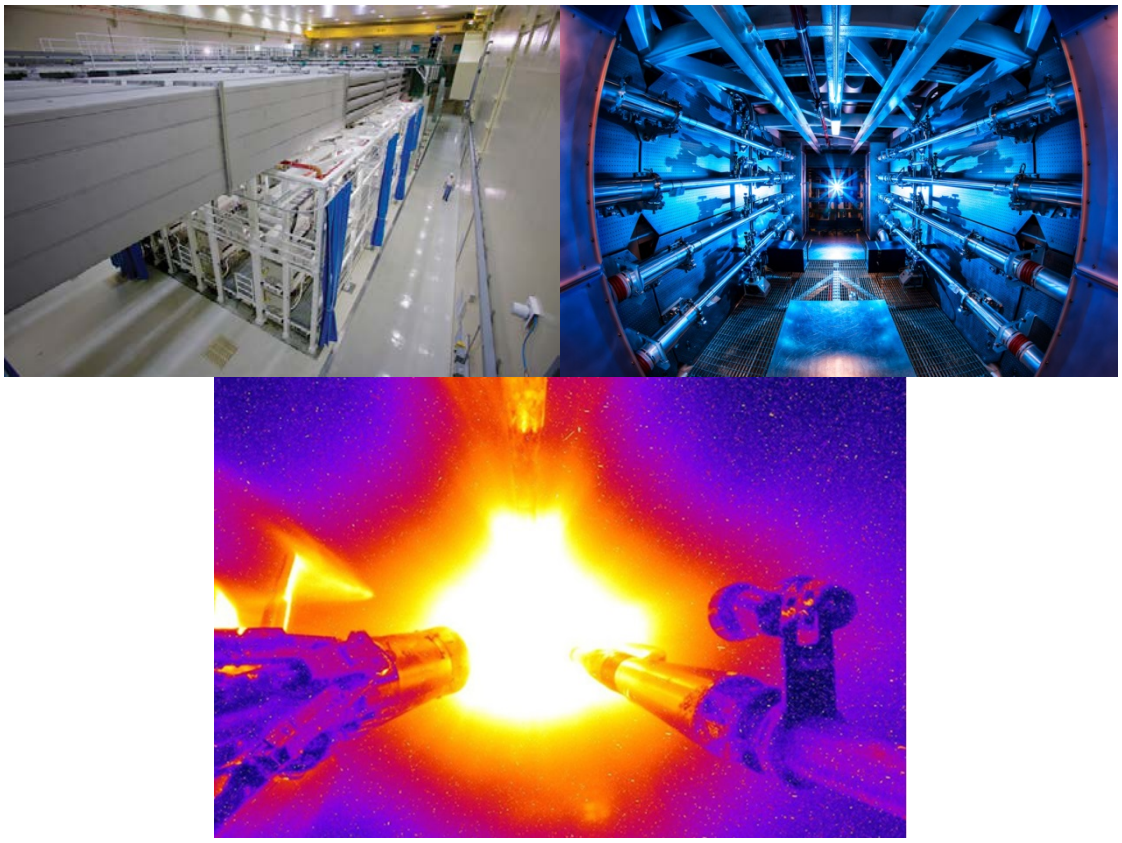


Abb. 5-3: National Ignition Facility[8]: a) Beamlines, b) Vorverstärker, c) Bestrahlung eines Targets.

5.2.3 Ausbreitung von Laserstrahlung

Laserstrahlung zeichnet sich durch ihre hohe Fokussierbarkeit aus. Als technische Kenngröße ist hier das dimensionslose Strahlparameterprodukt M^2 definiert, das sich aus der Divergenz ϑ und dem Radius r des Strahls im Fokus zusammensetzt gemäß

$$r\Theta = \frac{\lambda}{\pi} M^2$$

Formel 5-1: Definition des Strahlparameterprodukts zur Charakterisierung von Laserstrahlung

Laser guter Strahlqualität haben ein M^2 leicht oberhalb von 1, die Ausbreitung ihrer Strahlung ist nahezu beugungsbegrenzt durch den Öffnungsdurchmesser des Auskoppelspiegels.

Als Reichweite der Laserquelle lässt sich der Bereich *R* definieren, über den hinweg sich die Laserstrahlung auf die Empfängeroptik der Laserrakete fokussieren lässt,

ohne sie zu überstrahlen. Einen entscheidenden Einfluss auf die Reichweite der Laserquelle hat die Fokussierbarkeit der Laserstrahlung.

Die Reichweite wird durch

$$R = \frac{\sqrt{Str}}{2{,}44} \frac{d \cdot D}{\lambda}$$

Formel 5-2: Reichweite der transmittierten Laserstrahlung

beschrieben[9], wobei d für den Durchmesser der Empfängeroptik steht, während der Durchmesser des bodengestützten Transmitters durch D bezeichnet ist. Unkompensierte Störeffekte durch Turbulenz, Streuung, aber auch eine verminderte Qualität des Strahlprofils werden durch den Parameter Str beschrieben, der typischerweise Werte zwischen 0,3 und 0,5 annimmt.

Auffällig ist die starke Abhängigkeit von der Wellenlänge λ: So kann im Vergleich zum CO_2-Laser ($\lambda = 10{,}6\ \mu m$) mit einem COIL ($\lambda = 1{,}315\ \mu m$) die Reichweite um den Faktor 8 erhöht werden, mit einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser ($\lambda = 532\ nm$) sogar um den Faktor 20.

Zur Ermittlung der Reichweite muss berücksichtigt werden, dass die Laserstrahlung durch die Erdatmosphäre hindurch strahlt, was zu erheblichen Verlusten durch die Absorption von Strahlung in der Atmosphäre führen kann.

Die Transmissionseffizienz γ kann durch drei wesentliche Faktoren charakterisiert werden:

$$\gamma = \eta_{abs} \eta_{diff} \eta_{scatt} .$$

Formel 5-3: Transmissionseffizienz der zugestrahlten Laserenergie

Hier ist die Transmissionsmissionseffizienz hinsichtlich atmosphärischer Absorptionsverluste angegeben (η_{abs}), in Bezug auf für die Verluste durch Lichtbrechung (η_{diff}) sowie unter Berücksichtigung der Verluste durch Lichtstreuung an Partikeln (η_{scatt}). Diese Verluste können durch geometrische Größen abgeschätzt werden.

Für die atmosphärische Absorption gilt

$$\eta_{abs} = \exp[-\alpha_{abs} (e^{-h_{Laser} / h_{ref}} - e^{-h / h_{ref}}) \frac{h_{ref}}{\cos \theta_{Laser}}] .$$

Die Referenzhöhe h_{ref} beträgt hierbei 8000 m. Der Absorptionskoeffizient wird mit α_{abs} bezeichnet und θ_{Laser} bezeichnet die Neigung des Lasers zum Raumfahrzeug. Der Laser befindet sich in der Höhe h_{Laser} und das Raumfahrzeug in der Höhe h.

Der Absorptionskoeffizient ist stark abhängig von der Wellenlänge und vermindert für große Bereiche des elektromagnetischen Spektrums eine verlustarme Ausbreitung der Laserstrahlung, vgl. Abb. 5-4. Zu den wesentlichen Ursachen zählen die starken Absorptionsbanden von atmosphärischem Wasserdampf und Kohlendioxid. Daher ist es wichtig, eine Laserwellenlänge in einem atmosphärischen *Transmissionsfenster* zu wählen. In Abb. 5-4 sind dafür einige geeignete Laser eingetragen.

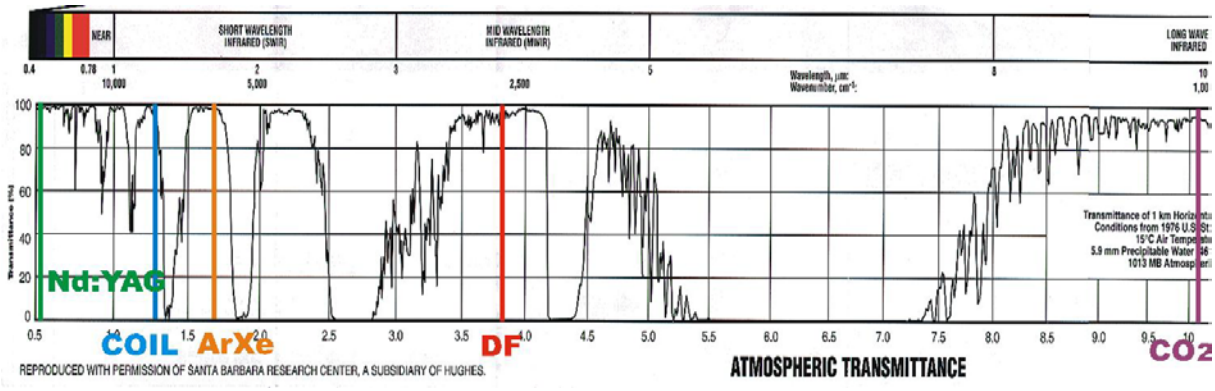


Abb. 5-4: Atmosphärische Transmissionsfenster und geeignete Laser für atmosphärische Strahlausbreitung

Lichtbrechung kommt vor allem als störender Effekt durch Turbulenzen in der Atmosphäre zum Tragen. Dabei trifft der Lichtstrahl auf eine inhomogene Verteilung des Brechungsindex im Medium, wodurch Verluste durch eine Aufweitung des Laserstrahls entstehen. Dieser Effekt kann bei intensiver Laserstrahlung durch eine Aufheizung des Lichtausbreitungsweges infolge von Absorption noch verstärkt werden[10].

Da es bei sehr hohen Laserintensitäten, u.a. durch Selbstfokussierung in der Atmosphäre, zur Bildung eines Luftplasmas kommen kann, s.o., ist der Einsatz sehr kurzer Laserpulse in der Atmosphäre im Hinblick auf die Pulsenergie limitiert.

Störende Effekte durch Turbulenzen lassen sich durch Methoden der adaptiven Optik minimieren. Sie ermöglichen auch die Verfolgung der Laserrakete vom Boden aus (Tracking) und die erforderliche Nachführung des Strahlungstransmitters durch aktive Optik.

Die Lichtausbreitung wird außerdem durch die Streuung an Partikeln in der Atmosphäre gestört. Dieser Effekt ist stark abhängig von deren Größenverteilung und ist daher witterungsbedingten und klimatischen Einflüssen unterworfen.

5.3 Antriebskonzepte

5.3.1 Überblick

Systematik und Kenngrößen

Laserantriebe befinden sich derzeit weder im operationellen Einsatz noch wurden bisher entsprechende Demonstrationsexperimente im Weltraum durchgeführt. Experimentalstudien und konzeptionelle Überlegungen zu verschiedenen Antriebskonzepten belegen jedoch deutlich ihr Anwendungspotential für die Raumfahrt.

Laser bieten die Möglichkeit, Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung über sehr große Distanzen hinweg auf eine kleine Fläche zu fokussieren. Grundsätzlich ist ein Laserantrieb definiert als ein

Antrieb, bei dem die Laserenergie einen substantiellen und unverzichtbaren Beitrag zur Bewegungsenergie liefert.

Laser erlauben im gepulsten Betrieb darüber hinaus die Bündelung der Laserpulsenergie in ein sehr kurzes Zeitintervall. Damit überdeckt die erreichbare Intensität je nach Laser einen weiten Größenbereich, was mit unterschiedlichen Formen der Wechselwirkung zwischen der emittierten Strahlung und der Materie am Empfänger verbunden ist. Daher lassen sich die verschiedenen Formen des Laserantriebes nach der Art der vorherrschenden Wechselwirkung klassifizieren:

- Reflektion → Photonenantrieb
- Absorption → Photovoltaische Laserantriebe
- Erwärmung, Ionisation → Thermische Laserantriebe
    - mit Materialabtrag (Ablation) → Ablative Laserantriebe
    - mit Detonation und Verbrennung → Laser Lightcraft

Zur Charakterisierung des Antriebsverhaltens wird für Laserantriebe der **Impulskoppelkoeffizient** c_m definiert. Durch ihn wird der auf die lasergetriebene Rakete übertragene Impuls $p = m \cdot v$ in Relation zur optischen Energie E_L des eintreffenden Laserpulses gesetzt:

$$c_m = \frac{m \cdot v}{E_L}$$

Formel 5-4: Definition des Impulskoeffizienten

Über diese Relation erhält man den Schub T, der Laserstrahlung der mittleren optischer Leistung $\overline{P_{opt}}$ erzeugt wird:

$$c_m = \frac{m \cdot \frac{v}{t}}{\frac{E_L}{t}} = \frac{T}{\overline{P_{opt}}}$$

Formel 5-5: Impulskoppelkoeffizient im gepulsten und im kontinuierlichen Fall

Bei gepulster Laserstrahlung der Repetitionsrate f ist $\overline{P_{opt}} = E_L \cdot f$.

Aus dem Impulskoppelkoeffizienten lässt sich das Schub-/Leistungsverhältnis $c_{m,sys}$ berechnen mit

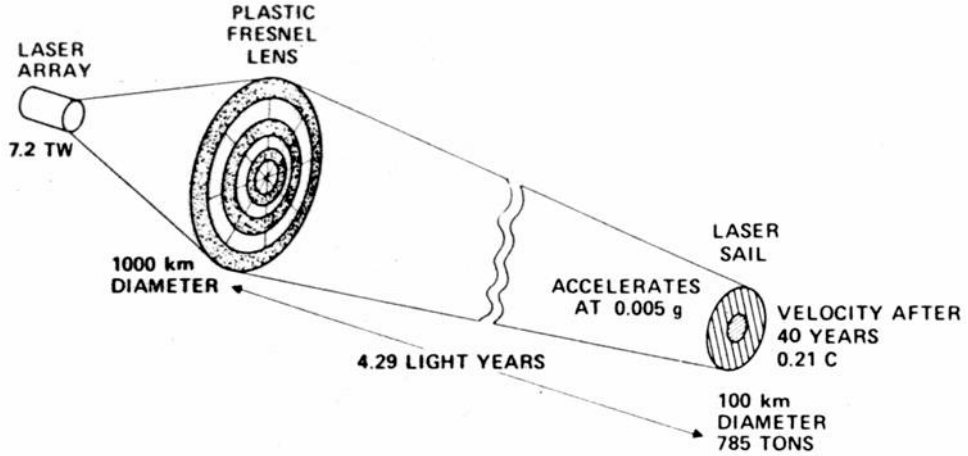
$$c_{m,sys} = \eta_{eo} \cdot c_m$$

Formel 5-6: Schub-/Leistungsverhältnis für Laserantriebe

wobei η_{eo} der elektro-optische Wirkungsgrad des Lasers ist, der für Festkörperlaser bis zu 30% erreichen kann. Formel 5-6 erlaubt damit einen direkten Vergleich von Laserantrieben mit anderen elektrischen Antrieben.

Photonenantrieb

Beim reinen Photonenantrieb kommt der Schub allein durch den Strahlungsdruck der Photonen an einer reflektierenden Fläche zustande. Daher lässt sich der Impulsübertrag im Experiment erst bei einer hohen optischen Leistungsdichte der Laserstrahlung nachweisen.[11] Als Antriebskonzept wäre dieser Mechanismus prinzipiell für interstellare Missionen, vgl. Abb. 5-5 interessant, für die ein hoher spezifischer Impuls erforderlich ist.[12] Für kürzere Distanzen wird beim Photonic Thruster von Y. Bae der erhöhte Strahlungsdruck durch Mehrfachreflexion nutzt, wie es in Laserresonatoren der Fall ist.



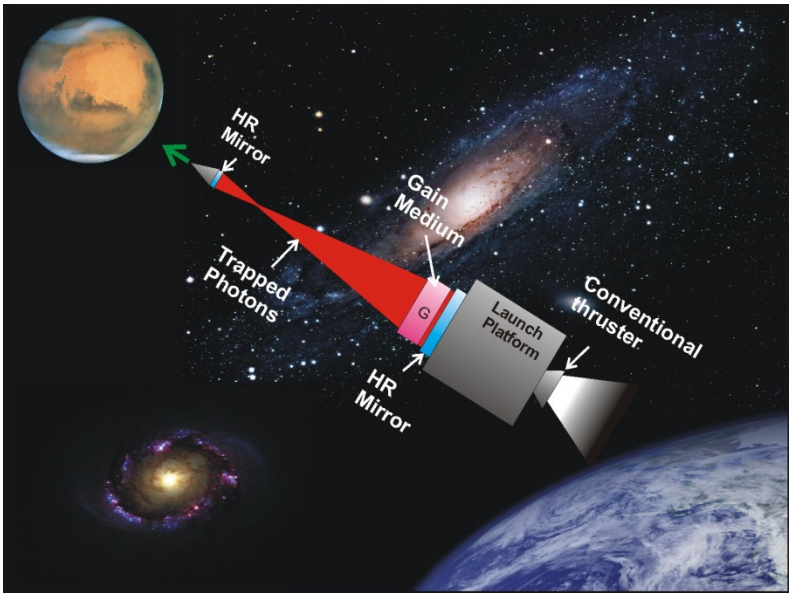


Abb. 5-5: Konzept für eine interstellare Mission mit laserbasiertem Photonenantrieb[12] sowie Photonic Thruster nach Bae[13]

Photovoltaischer Laserantrieb

Neben der Sonne als klassischer Energiequelle für photovoltaische Antriebe kann auch Laserstrahlung zur Energieversorgung benutzt werden. Dadurch ist zum Beispiel die Energieversorgung eines solarbetriebenen Rovers auf der Nachtseite eines Planeten möglich, z.B. durch Einsatz eines Hochenergielasers im Orbit.

Da die Effizienz der Energieumwandlung in photovoltaischen Zellen stark von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes abhängt, kann man den Antrieb durch Wahl einer geeigneten Laserwellenlänge optimieren.[14]

Als eine weitere Anwendungsmöglichkeit wird der Einsatz für einen zukünftigen Weltraumlift getestet.

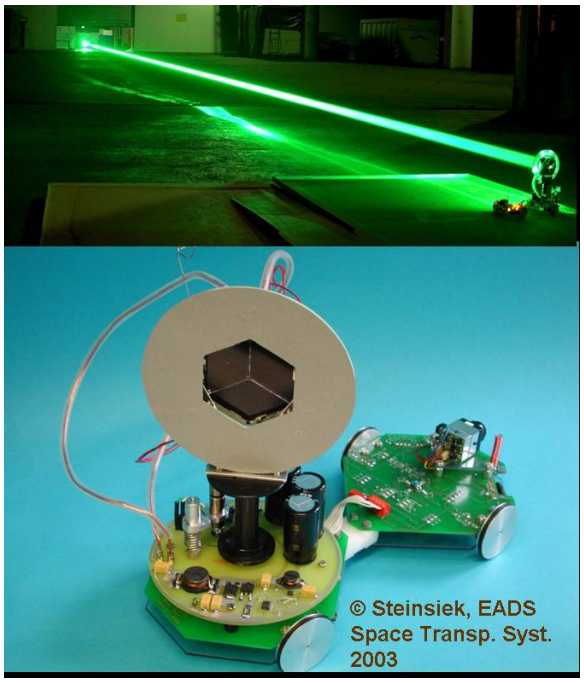


Abb. 5-6: Demonstrationsmodell eines lasergetriebenen Rovers (EADS)

Thermischer Laserantrieb

Die Hauptkomponenten eines thermischen Laserantriebs sind in Abb. 5-7 zu sehen.

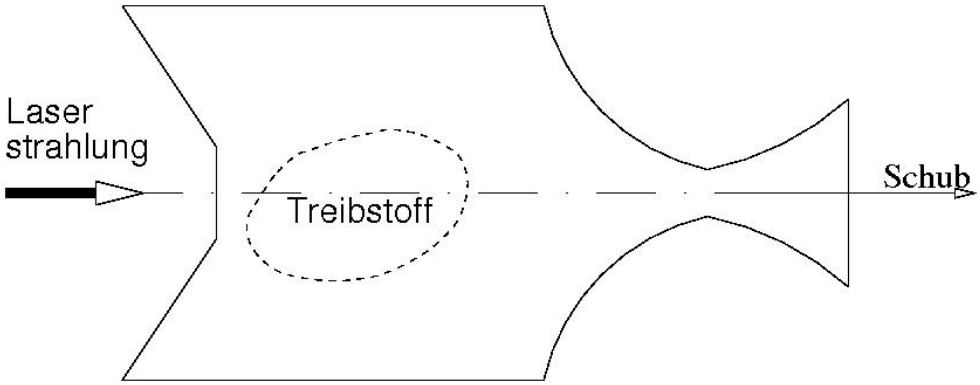


Abb. 5-7:Schema des thermischen Antriebs

Ein geeigneter Treibstoff wird durch den hochenergetischen Laser aufgeheizt und expandiert durch eine Düse. Ein derartiges Antriebskonzept wird aufgrund des Arbeitsprinzips den solarthermischen Triebwerken zugeordnet werden, mit dem Unterschied, dass die Energiezufuhr durch eine Laserlichtquelle umgesetzt wird. Alle Vor- und Nachteile der solarthermischen Antriebe gelten hier gleichfalls. Der Laser könnte sich auf der Erde oder auch im Weltraum befinden.

Unter den thermischen Laserantrieben sind die ablativen Laserantriebe sowie die verschiedenen Konzepte des Laser Lightcrafts von besonderer Bedeutung.

5.3.2 Ablativer Laserantrieb

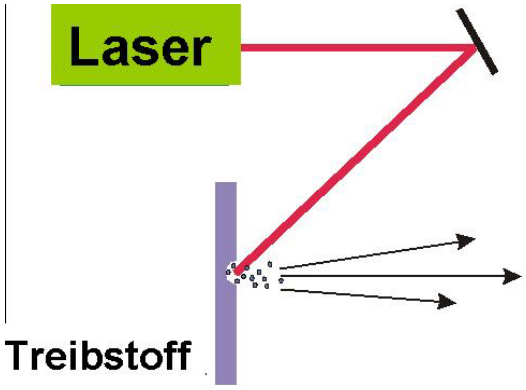


Abb. 5-8: Prinzip des ablativen Laserantriebs

Um durch gepulste Laserstrahlung Materialabtrag von einer Oberfläche zu erzielen, muss eine gewisse Energiedichte, auch Fluenz $\Phi = \mathrm{I}/\tau$ genannt, eingestrahlt werden, wobei I die Intensität im Laserpuls und τ die Pulsdauer ist. Übersteigt die Energiedichte (zumeist gepulster) Laserstrahlung auf einen flüssigen oder festen Stoff einen spezifischen Schwellwert Φ_0, setzt die Abtragung des Materials von der Oberfläche ein (Laser Ablation). Dabei entsteht durch thermische Prozesse ein Jet des ablatierten Materials, dessen Rückstoß einen Impuls vermittelt. Unter ablativen Laserantrieben versteht man Laserantriebe, deren Schuberzeugung auf diesem Rückstoß basiert.

Die sogenannte Ablationsschwelle Φ_0 ist stark von Pulsdauer und Wellenlänge λ des Laserlichts sowie dem bestrahlten Material abhängig und liegt[15] für Metalle bei $1 - 10\,J/cm^2$, für anorganische Isolatoren bei $0{,}5 - 2\,J/cm^2$ sowie für organisches Material im Bereich von $0{,}01 - 1\,J/cm^2$. Dementsprechend liegt daher die maximal zulässige Bestrahlung für die menschliche Haut bei wenigen mJ/cm^2, für die Netzhaut des Auges aufgrund der guten Fokussierbarkeit von Laserstrahlung um einige Größenordnungen darunter[16].

Die Abhängigkeit des Impulskoppelkoeffizienten c_m von der eingestrahlten Fluenz lässt sich in drei Bereiche unterteilen: Oberhalb der Ablationsschwelle Φ_0 ist zunächst ein starker Anstieg von c_m zu verzeichnen. Oberhalb der Zündschwelle für Plasma bei $\Phi_p \approx 4.8 \cdot 10^4\,J/cm^2$ beginnt ein leichter Rückgang von des Impulskoppelkoeffizienten c_m (nicht jedoch des übertragenen Impulses $p = c_m E_L$), weil zunehmend Laserstrahlung im Plasma des Treibstrahls absorbiert wird und damit lediglich den Ablationsjet aufheizt anstatt für den eigentlichen Materialabtrag zur Verfügung zu stehen. Bei noch höheren Fluenzen ist der Treibstrahl vollständig

ionisiert und die Plasmaabschirmung sorgt für einen weiteren Rückgang des Impulskoppelkoeffizienten, der nun näherungsweise proportional zu $\left(\Phi\lambda/\sqrt{\tau}\right)^{-1/4}$ ist.

Für die Effizienz η_{jet} des Energieübertrages vom Laserpuls auf den Treibstoffjet gilt:

$$\eta_{jet} = \frac{\frac{1}{2} m_{jet} \left\langle v_{jet}^2 \right\rangle}{E_L} \approx \frac{\frac{1}{2} m_{Rakete} \cdot v_{Rakete} \cdot \left\langle v_{jet} \right\rangle}{E_L} = \frac{1}{2} c_m \cdot v_{jet} \ ,$$

Formel 5-7: Effizienz des Energieübertrages auf den Treibstoffjet

wobei <> das massengewichtete Mittel über die Partikel des Treibstrahls bezeichnet. Dieser Wirkungsgrad ist hängt davon ab, welcher Anteil der Laserpulsenergie absorbiert und in innere Energie umgewandelt werden kann, sowie davon, welcher Anteil anschließend in kinetische Energie des Treibstoffjets transformiert wird. Ferner spielen hier die Geschwindigkeitsverteilung im Jet sowie mögliche exotherme Reaktionen des Treibstoffes eine Rolle.
Als wesentliche Aussage kann man der Gleichung entnehmen, das sich der spezifische Impuls umgekehrt proportional zum Impulskoppelkoeffizienten verhält: Wählt man einen Treibstoff mit hohem c_m, i.a. sind das Polymere, erhält man einen niedrigen spezifischen Impuls. Umgekehrt erhält man mit Metallen einen hohen spezifischen Impuls bei geringem Schub. Im letzteren Fall wird die Energie zur Abtragung weniger Teilchen mit hoher Geschwindigkeit verbraucht (Oberflächenabsorber), während sich die kinetische Energie des Treibstoffjets bei Polymeren insgesamt auf ein größeres ablatiertes Volumen (Volumenabsorber) mit einer geringen mittleren Geschwindigkeit verteilt.

Zu den Anwendungsmöglichkeiten für den ablativen Laserantrieb zählen Mikroantriebe zur Lageregelung[17], in Kombination mit explosionsartiger Expansion wird laserinduzierte Ablation auch für den gepulsten Antrieb des Laser-Lightcraft verwendet (s.u.).

Mikroantriebe

Da sich durch die Wahl von Treibstoff und Laserparametern präzise Impulsbits generieren lassen, kann auf der Basis von Lasern geringer mittlerer Leistung Schub im µN-Bereich erzeugt werden, der sich durch die Variation des Laserpuls-Repetitionsrate verändern lässt. Abb. 5-9 zeigt ein Beispiel mit ortsfestem Laserspot, bei dem der Treibstoff mechanisch transportiert wird. Am DLR Stuttgart wird ein ähnliches Konzept untersucht, vgl. Abb. 5-10, bei dem stattdessen der Laserstrahl durch elektro-optische Komponenten bewegt wird[18]. Somit kann der ruhende Treibstoff schichtweise gescannt und abgetragen werden, und es treten keine störenden Impulsbeiträge durch bewegliche Komponenten des Triebwerks auf.

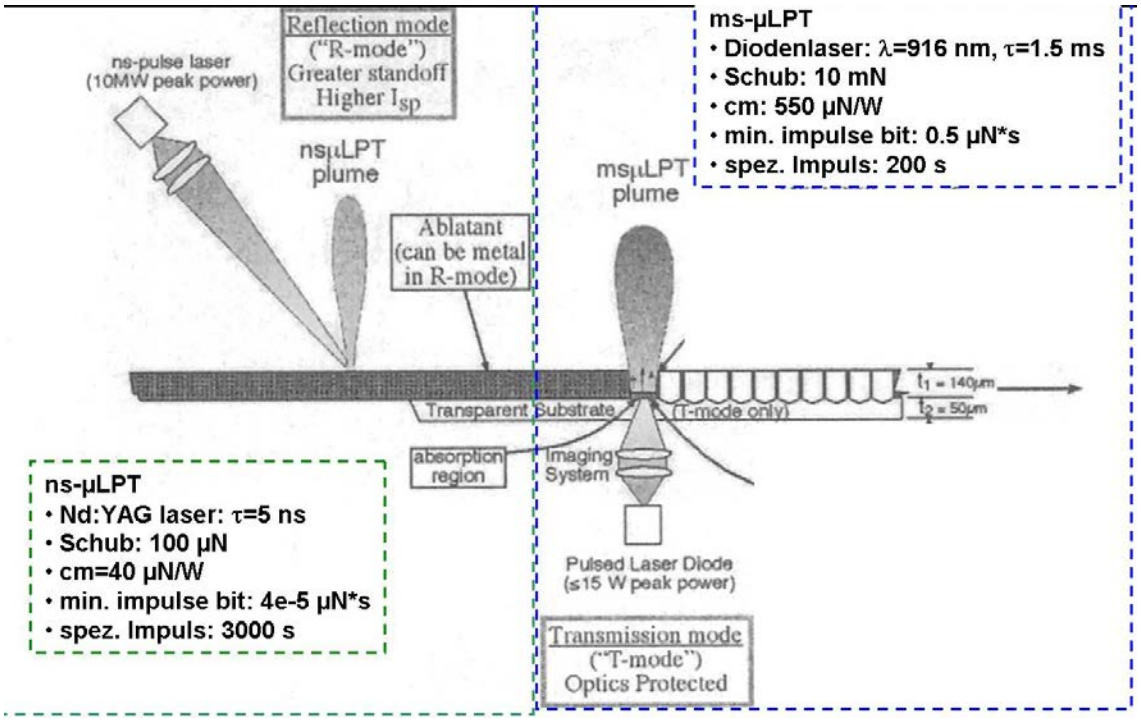


Abb. 5-9: Schematische Darstellung eines Mikroantriebes (C.R. Phipps) mit hohem spezifischen Impuls (links), bzw. großem Impulskoppelkoeffizienten (rechts)

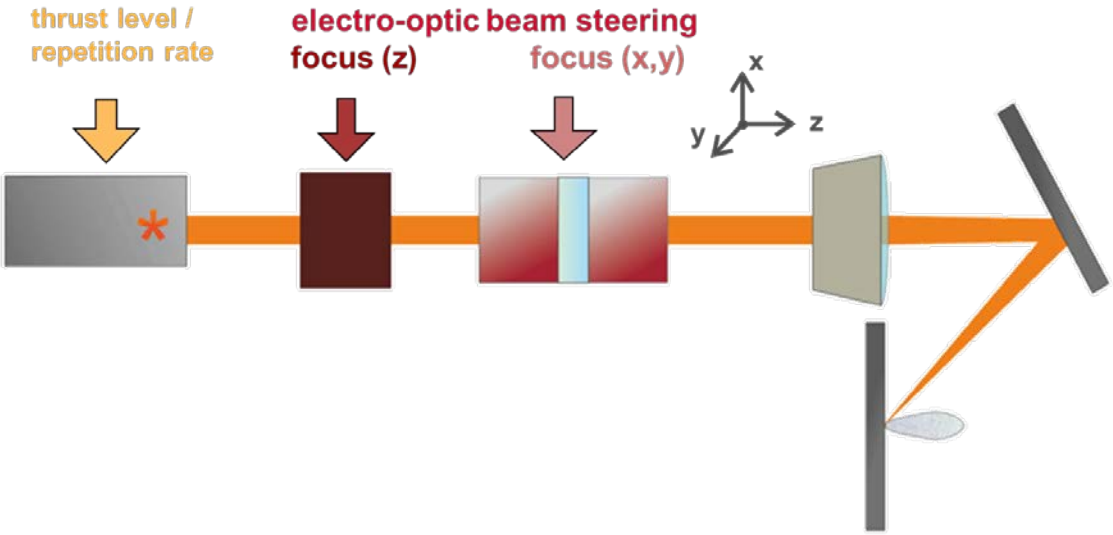


Abb. 5-10: Konzept des trägheitsfreien laser-ablativen Mikroantriebs (MICROLAS) mit elektro-optischer Strahlsteuerung zur Vermeidung beweglicher Komponenten.

Hybride laser-elektrische Antriebe

Der hohe spezifische Impuls bei der Laserablation von Metallen lässt sich mit verschiedenen Konzepten noch weiter steigern. Da das ablatierte Material stark ionisiert ist, können elektrostatische und elektromagnetische Felder für die nachfolgende Beschleunigung des Plasmajets eingesetzt werden.

Relativistische Geschwindigkeiten hingegen können für den Treibstrahl durch den Einsatz ultrakurzer Laserpulse erzielt werden: Bei der Wechselwirkung des gebündelten Laserstrahls mit einer dünnen Folie (einige 100 nm) entstehen schnelle

Partikel (Ionen und Elektronen) und Gamma- bzw. Röntgenstrahlen, vgl. Abb. 5-11. Sie bewegen sich in die gleiche Richtung wie der ursprüngliche Strahl. Der Vorgang der Beschleunigung kann in drei Abschnitte unterteilt werden:

Durch die Einstrahlung des Laserlichts (eine elektromagnetische Welle) kommt es zu einer leichten Abnahme der elektrischen Feldstärke in der Folie aufgrund der Beeinflussung der Elektronen. Dadurch werden die Ionen in der Folie in axialer Richtung beschleunigt. Dies geschieht in einem Zeitraum bis maximal 1 fs (=10^{-15} s). Nach 1,5 fs, wenn die Lichtwelle auf der gegenüberliegenden Seite austritt, ist die Feldstärke auf 50% der Eingangsgröße abgesunken. Mit dem Austreten des Laserstrahls aus der Materialoberfläche werden sehr viele Oberflächenpartikel aus dem Material ausgeschlagen und beschleunigt. Dabei werden Geschwindigkeiten bis zu 80% der Lichtgeschwindigkeit erreicht. Im Material selbst werden die Partikel in beide Richtungen („vorwärts“ und „rückwärts“) beschleunigt, aber auf der Rückseite dominiert dann die Beschleunigung in Vorwärtsrichtung.

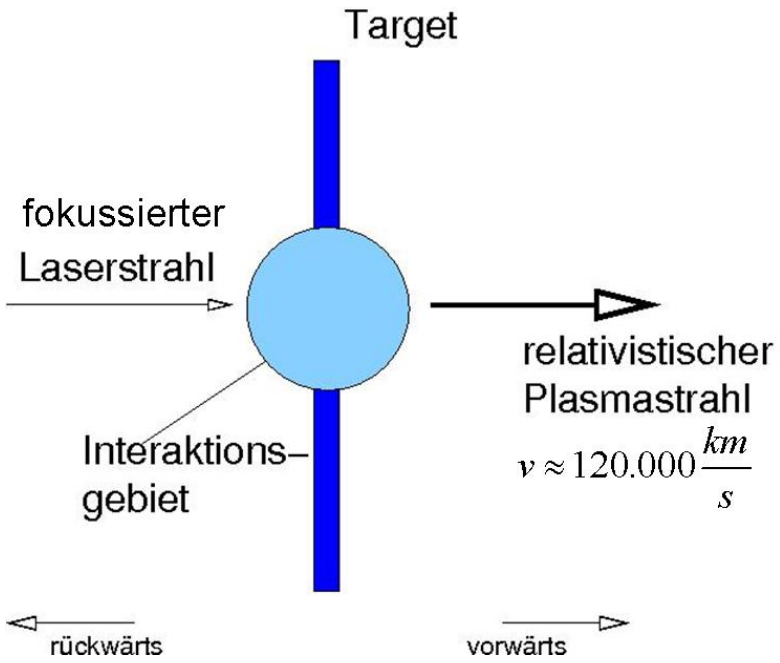


Abb. 5-11: Physikalisches Prinzip des relativistischen Laserantriebs

Ursprünglich wurde bei diesen Experimenten angedacht, mit Hilfe eines Laserstrahls ein Fusionsplasma zu zünden. Größter Vorteil dieses Prinzips ist der sehr einfache Aufbau. Über Verschleiß und Degradation ist leider noch nichts bekannt. Problematisch ist allerdings auch die Ausrichtung des Schubvektors, um in der gewünschten Richtung anzutreiben. Hier bieten sich hybride Systeme an, wo zusätzliche Magnetfelder oder elektrische Antriebskonzepte mit dem relativistischen Laserantrieb gekoppelt werden. Diese sind aber nicht mehr zu den relativistischen Antrieben zu zählen.

Beseitigung von Weltraummüll

Darüber hinaus ist laser-induzierte Ablation aber auch ein interessanter Prozess, der zur Ablenkung von kleinen Partikeln bis zu einer Größe von ca. 10 cm im Erdorbit (Weltraummüll) untersucht wird[19]. In konzeptionellen Studien werden dafür sowohl

weltraumgestützte Lasersysteme als auch erdgestützte Hochenergielaser vorgeschlagen, mit denen die Schrottobjekte durch den Rückstoß des Ablationsjets aus ihrer Bahn gebracht werden sollen, um ein Verglühen in der Atmosphäre zu bewirken. Da sich der Laserstrahl auf große Distanzen aufweitet, sind Laser mit hohen Pulsenergien erforderlich, um am Debris-Objekt die Ablationsschwelle Φ_0 zu überschreiten und einen signifikanten Impulsübertrag zur erzielen.

Die technischen Realisierungsmöglichkeiten und Rahmenbedingungen für dieses Konzept wurden u.a. im europäischen Forschungsprojekt CLEANSPACE untersucht[20], Fragen zur Sicherheit und Zuverlässigkeit des Verfahrens werden darüber hinaus in komplexen Simulationsrechnungen zur Laser-Materie-Wechselwirkung bei unregelmäßig geformten Objekten adressiert[21].

Eine wichtige konzeptionelle Voraussetzung für die laser-gestützte Beseitigung von Weltraumschrott bildet die, ebenfalls laserbasierte, Erfassung, Vermessung und Verfolgung von Weltraumschrott[22], die sich an der Technologie des Laser Satellite Ranging orientiert.

5.3.3 Laser Lightcraft

Detonationsprozesse

Während die historische Definition des *Lightcrafts* nach Myrabo mit „*any flight platform, airborne vehicle, or spacecraft designed for propulsion by a beam of light – be it microwave or laser*"[23] Antriebe durch Laser- und Mikrowellenquellen umfasst, ist im heutigen wissenschaftlichen Sprachgebrauch der Begriff „Laser Lightcraft" beschränkt auf Antriebskonzepte, die auf laser-induzierter Detonation beruhen, also einer Folge explosionsartiger Expansionsprozesse in der Schubkammer durch kurze Laserpulse. Die Besonderheit dieses Antriebs besteht darin, dass auch ein rein luftatmender Betrieb ohne Treibstoff möglich ist: Im Falle eines Starts von der Erde wird die atmosphärische Luft durch geeignete Einlässe in das Interaktionsgebiet geführt. Das Laserlicht erzeugt dann im Fokus des Lightcrafts ein Luftplasma, dessen explosionsartige Ausbreitung einen Antriebsimpuls liefert.

Der physikalische Prozess, der zum Antriebsimpuls führt wird laserinduzierter Durchbruch genannt. Dabei sind prinzipiell zwei Möglichkeiten denkbar: Die Kaskadenionisation oder die Multiphotonenionisation. Bei ersterer werden einige freie Elektronen benötigt, die dann durch den Laser lawinenartig (Kaskade) zu einer Vervielfachung der Elektronendichte führen. Dieser Prozess benötigt aber relativ lange Pulsdauern, um genügend Stöße hervorzurufen. Es zeigt sich jedoch, dass kürzere Pulsdauern zu höheren Antriebsimpulsen führen. Deshalb wird angenommen, dass es sich bei dem angeregten Plasma um die zweite Möglichkeit, die Multiphotonenionisation, handelt. Hierbei wird jedes Molekül unabhängig von den anderen durch den Laserstrahl ionisiert. Die Anzahl der zu absorbierenden Photonen, um ein Plasma (d.h. Ionisation) zu erzeugen, ist sehr unterschiedlich. Für Wasser sind beispielsweise 5 Photonen-Absorptionen notwendig.

Eine Expansion des Plasmas im Sinne einer Detonation entsteht, wenn die Plasmafrequenz sich der optischen Frequenz des Laserlichtes annähert. Daher

werden kurze Pulse und hohe Intensitäten >10 MW/cm² benötigt. Die Plasmafrequenz wird durch

$$\omega_P = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}}$$

Formel 5-8: Definition der Plasmafrequenz

definiert, wobei e die Elektronenladung, n_e die Elektronendichte und m_e die Masse des Elektrons bedeuten. Wie zu ersehen, muss die Elektronendichte sehr groß sein, damit die Plasmafrequenz hoch ist. Der breitbandige Absorptionsprozess der Elektronen bei gleichzeitiger Interaktion mit Atomen oder Ionen wird inverse Bremsstrahlung genannt. Durch diesen Prozess kommt es sehr schnell zu enorm hohen Temperaturen, was zur Expansion des Plasmas mit Überschallgeschwindigkeit und einem Ausbreiten mit Stoßwellen führt (laserinduzierte Detonation – LSD-Welle). Dies begründet den höheren Antriebsimpuls. Bei geringeren Laserintensitäten, bzw. im weiteren zeitlichen Verlauf der expandierenden Welle, bildet das Plasma den Kern der Detonation, nach außen hin breitet sich eine LSC-Welle (laserinduzierte Verbrennung) aus.

Nach dem Verlassen der Erdatmosphäre kann mitgeführter Treibstoff zur weiteren Beschleunigung nach dem gleichen Prinzip verwendet werden. Eine mögliche Erweiterung dieses Konzepts ist durch die Kombination von laserinduziertem Luftdurchbruch und Ablation eines Treibstoffjets denkbar. Außer der Expansion des ionisierten Materials entsteht zusätzliche Energie bei der Verbrennung des Treibstoffes. Am DLR wurden hierzu Untersuchungen mit dem Feststoff Delrin (POM) gemacht, bei denen ein Unterschied im Impulsübertrag durch die Unterdrückung einer chemischen Reaktion in inerter Atmosphäre (Stickstoff) nachgewiesen werden konnte. Dazu wurde der Impulsübertrag auf das Lightcraft an einem ballistischen Pendel untersucht. Für die ausschließliche Verwendung der Umgebungsluft als Treibstoff konnte dabei gezeigt werden, dass der Impuls erst ab Höhen über 20 km aufgrund des niedrigeren Druckes merklich abnimmt[24]. Ab dort wird der Einsatz eines ablativen Treibstoffes erforderlich.

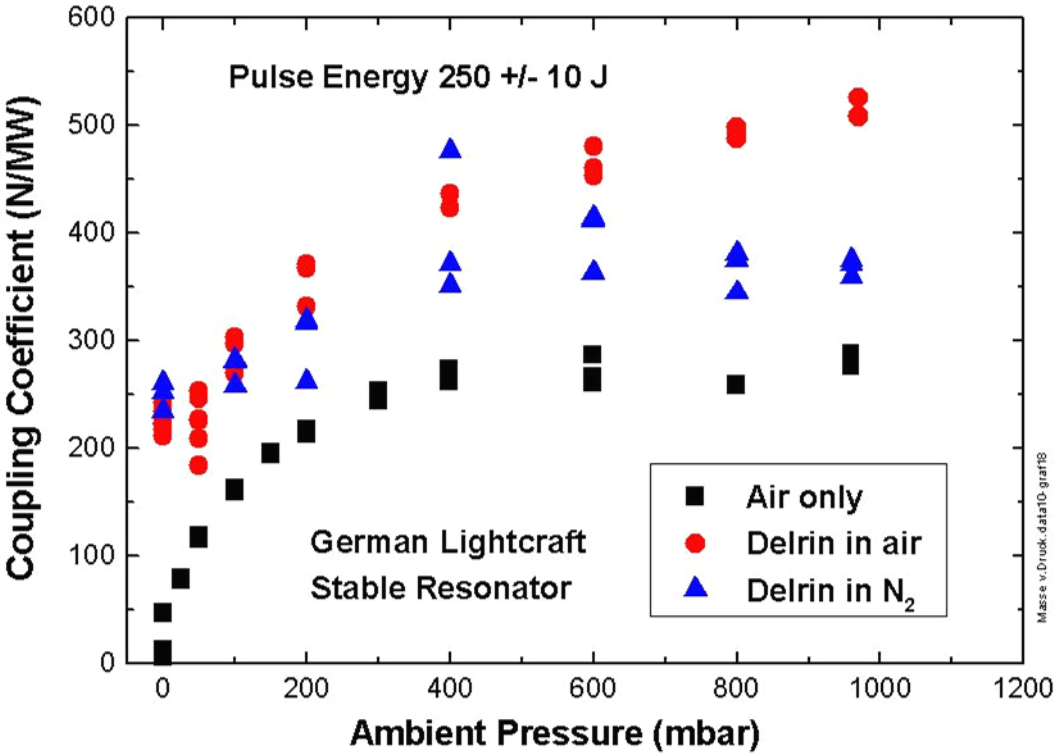


Abb. 5-12: Abhängigkeit des Impulskoppelkoeffizienten vom Umgebungsdruck, dem Einsatz von Treibstoff und den Voraussetzungen zu einer Verbrennungsreaktion (Umgebungsluft / Stickstoff)[24]

Lightcraft Technology Demonstrator

Das Lightcraft-Konzept wurde ab Mitte der 1990er Jahre in mehreren Feldexperimenten erprobt. In den USA wurde dazu in der Gruppe von Leik Myrabo der Lightcraft Technology Demonstrator (LTD) entwickelt, vgl. Abb. 5-13. Hier wird die einfallende Laserstrahlung durch einen invertierten Paraboloiden auf einen äußeren Ring fokussiert, in dem sich POM als ablativer Treibstoff befindet. Der parabolische Reflektor dient gleichzeitig als Zapfendüse zur Expansion des heißen Gases. Die bisher größte Flughöhe wurde dabei im Jahr 2000 von L. Myrabo erreicht (71 m)[25]. Eingesetzt wurde ein gepulster CO_2-Laser mit 10 kW mittlerer optischer Leistung und aktiver Strahlnachführung. Das Lightcraft selbst wurde durch einen Spin (~ 10.000 upm) in seiner Lage stabilisiert. Bei Abweichungen des Lightcrafts von der Strahlmitte treten dabei rücktreibende Lateralkräfte auf, die das Lightcraft zumindest begrenzt stabilisieren können („Beam-riding“).

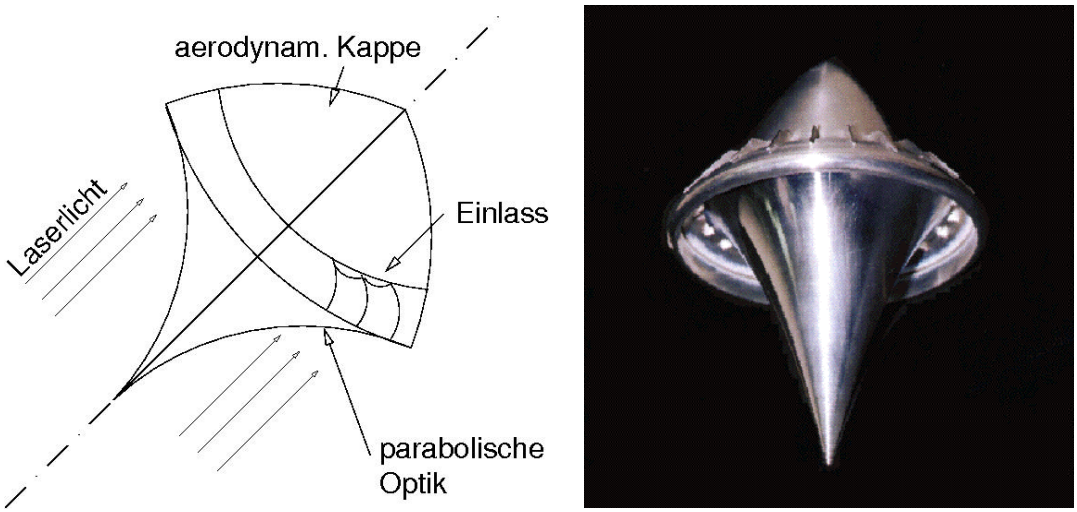


Abb. 5-13: Schema des gepulsten laserthermischen Antriebs, Modell des LTD aus Aluminium

Abb. 5-14: Demonstrationsexperiment zum Freiflug eines Laser Lightcrafts

Parabolisches Lightcraft

Das parabolische Lightcraft in Form einer Glockendüse, die ebenfalls als Reflektor für die einfallende Laserstrahlung genutzt wird, ist in Abb. 5-15 gezeigt. Hohe Intensitäten im Fokus führen ebenfalls zu einer laser-induzierten Plasmadetonation mit Impulsübertrag auf den Flugkörper.

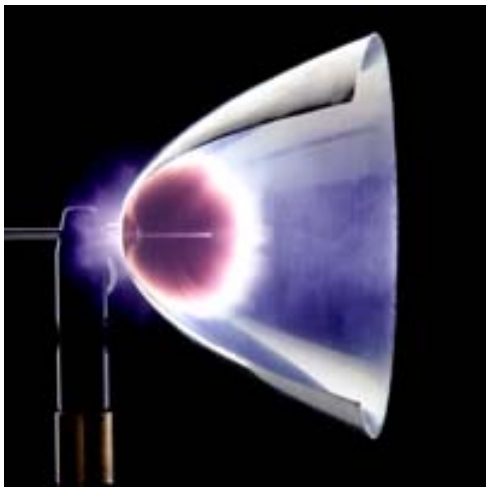


Abb. 5-15: Luftplasma in der Antriebskammer des Lightcrafts

Eine Besonderheit des Lightcrafts, wie es am DLR Stuttgart untersucht wurde, bildet ein metallischer Zündstift auf der Symmetrieachse des Flugkörpers[26]. Auf seiner Oberfläche ist die Zündschwelle für laser-induziertes Plasma um drei Größenordnungen kleiner als in Luft. Somit kann eine reproduzierbare Zündung mit Impulsübertrag entlang der Symmetrieachse sichergestellt werden. Außerdem ermöglicht eine Verkippung des Stiftes gegen die Symmetrieachse durch Verlagerung des Detonationszentrums in begrenztem Umfang eine Schubvektorsteuerung.

In Freiflugexperimenten ohne Spinstabilisierung ist zwar eine flugdynamische Stabilisierung des Lightcrafts durch den Zündstift zu erkennen, die unter gewissen Voraussetzungen Flüge in mehrere Meter Höhe erlaubt, genauere Analysen zeigen hier jedoch eine Kopplung zwischen Lateralbewegung und Neigungsbewegung, die eine Unterdrückung der Neigungsbewegung, z.B. durch Spin, zwingend erforderlich machen[27].

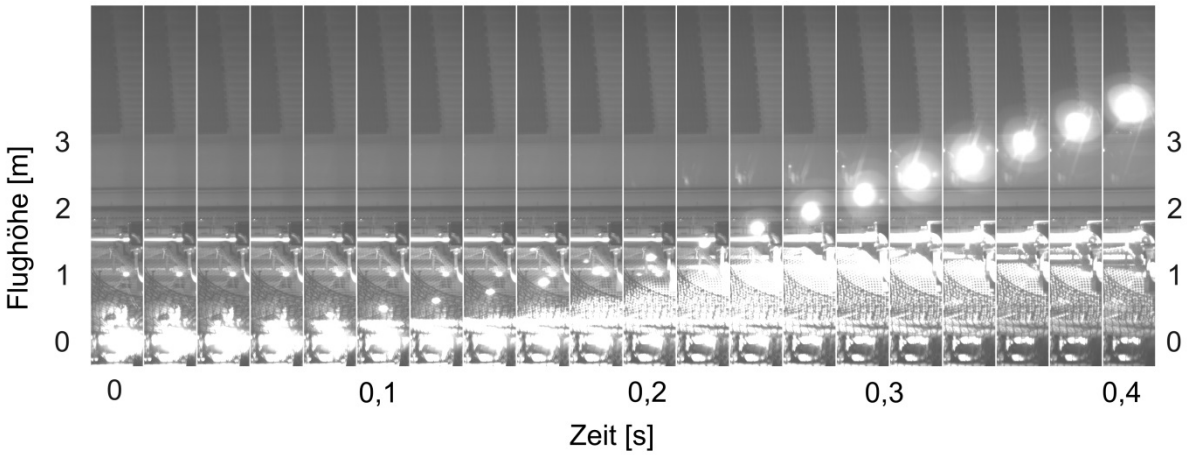


Abb. 5-16: Einzelbilder einer Hochgeschwindigkeitsaufnahme eines Freiflugexperimentes

Aerospace Laser Propulsion Engine

Eine interessante Variante des Lightcrafts wurde in der Gruppe von Yu. Rezunkov, St. Petersburg entwickelt. Hier wird die einfallende Laserstrahlung, ähnlich wie beim LTD, durch einen invertierten Paraboloid auf einen äußeren Ring reflektiert, von dort aus jedoch weiter nach innen in eine Schubkammer fokussiert, die sich hinter dem

Paraboloid befindet. Der hier ablatierte Treibstoff strömt durch eine konische Düse in der gleichen Richtung aus, in welche die Laserstrahlung weist. Durch die räumliche Trennung von fokussierender Optik und Expansionsdüse ist hier also der Einsatz des Lasers als Traktorstrahl möglich.

Abb. 5-17: Aerospace Laser Propulsion Engine

Lightcraft missions – Erdgestützter Start in den unteren Erdorbit

Für die Realisierung einer Mission mit Laserantrieb sind außer Laserquelle und Antriebsmechanismus noch weitere Rahmenbedingungen zu beachten, die in der technischen Umsetzung berücksichtigt werden müssen. Einen Überblick liefert die formale Beschreibung der Energiebilanz[28] bei einem bodengestützten Laser:

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m \cdot v^2 = \eta_p \cdot \eta_{jet} \cdot \gamma \cdot \eta_{eo} \cdot E_0$$

Formel 5-9: Energiebilanz des Laserantriebs

Dabei ist E_0 die elektrische Energie, mit welcher der Laser betrieben wird, und E_{kin} die kinetische Energie der lasergetriebenen Rakete. Die Effizienz, mit der im Laser elektrische Energie in optische Energie umgewandelt wird, ist durch den elektrooptischen Wirkungsgrad η_{eo} gegeben.
γ bezeichnet die Effizienz der Transmission der Laserenergie vom Boden zur Laserrakete, vgl. Formel 5-3, während die Energieumwandlungseffizienz des Flugkörpers, $\eta_{jet} = \alpha \cdot \beta$, vgl. Formel 5-7, durch die Absorptionseffizienz β für die Umwandlung der Laserenergie in innere Energie des Treibstoffes und die Expansionseffizienz α für die Umwandlung der inneren Energie in die kinetische Energie des Treibstoffjets beschrieben wird. Das Verhältnis von kinetischer Energie der Laserrakete zur kinetischen Energie des Treibstoffjets bestimmt schließlich die Antriebseffizienz[29] η_p. Sie kann durch Anpassung der Jetgeschwindigkeit an die Geschwindigkeit der Laserrakete optimiert werden[30].

Zu den möglichen Anwendungsgebieten des Laserantriebes zählt der einstufige Transport von Nanosatelliten einiger kg Masse von der Erde aus in den unteren Erdorbit. Hierzu wäre pro kg Nutzlast eine mittlere optische Laserleistung von 0,2 … 1 MW erforderlich, was derzeit prinzipiell technologisch machbar ist (s.o.). Auf der anderen Seite ist zum Erreichen der Orbitalgeschwindigkeit unter wirtschaftlich

sinnvollen Rahmenbedingungen ein spezifischer Impuls von mindestens 600 s erforderlich[9], der mit den bisher untersuchten Treibstoffen noch nicht erreicht wurde. Neuere Untersuchungen konzentrieren sich daher auf Treibstoffe und -komposite[31,32], deren Jetgeschwindigkeit bei Einsatz in einem Laserantrieb für solche Missionen geeignet ist und sich ggf. dynamisch anpassen lässt.

Der finanzielle Aufwand für eine derartige Mission liegt hauptsächlich in der technologischen Investition in eine derartige Laserquelle mit geeigneter Sendeoptik begründet. Auf der Seite der Laserrakete handelt es sich nach dem jetzigen Stand der Technik um eine vergleichsweise einfache und voraussichtlich auch sehr kostengünstige Technologie mit einem günstigen Masse-/Nutzlast-Verhältnis, da eine externe Energiezufuhr erfolgt. Damit ist auch die Grundlage für eine rasche Startfolge sowie für den örtlich wie zeitlich flexiblen Einsatz dieser Technologie gelegt.

Als mittelfristige Möglichkeit für den Einsatz von Laserantrieben mit kommerziell bereits erhältlichen Lasern ist daher ihr Einsatz in der Schwerelosigkeit des Weltraums zu nennen[33]. Dazu gehört vor allem die Lageregelung von Satelliten mit einem onboard-Lasersystem, aber auch die Ablenkung / Beseitigung von Weltraummüll zum Schutz von Satelliten sowie der Einsatz für logistische Missionen im Orbit, Probenrücksendung zur Erde und Orbitaltransfer.

---

[1] A.N. Pirri, and R.F. Weiss, Laser propulsion, *AIAA paper* 72-719 (1972)
[2] E. Sänger, Zur Theorie der Photonenraketen, *Probleme der Weltraumforschung*, International Astronautical Federation, Zürich (1954)
[3] G.A. Askar'yan et al., Light-Reaction Acceleration of Macroparticles of Matter, JETP Lett **5**(8): 208 – 210 (1967),
[4] A. Kantrowitz, Propulsion to Orbit by Ground-Based Lasers, *Astronautics and Aeronautics* **10(5)**, 74-76 (1972)
[5] https://www.usasymposium.com/hpla/default.php
[6] http://www-lmj.cea.fr/fr/lmj/index.htm
[7] https://lasers.llnl.gov/about
[8] https://lasers.llnl.gov/media/photo-gallery
[9] H.-A. Eckel, and W.O. Schall, Concept for a Laser Propulsion Based Nanosat Launch System, in: *2nd International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, *AIP Conf. Proc.* **702**, 263 – 273 (2004)
[10] D.C. Smith, High-power laser propagation – Thermal blooming, IEEE Proc. **65**, 1679 – 1714 (1977)
[11] L.N. Myrabo, T.R. Knowles, J.O. Bagford, D.B. Seibert, and H.M. Harris, Laser-boosted light sail experiments with the 150-kW- LHMEL II CO_2 laser, in: Phipps, C.R. (ed.) *High Power Laser Ablation IV*, *Proc. SPIE* **4760**, 774-798 (2002)
[12] R. L. Forward, Roundtrip interstellar travel using laser-pushed lightsails, *J. Spacecraft and Rockets* **21(2)**, 187-195, (1984)
[13] By Photon999 - Own work, CC BY-SA 4.0, https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=36817183
[14] W.F. Krupke et al., DPAL: A new class of lasers for cw power beaming at ideal photovoltaic cell wavelengths, in: *2nd International Symposium on Beamed Energy Propulsion, AIP Conf. Proc.* **702**, 367 – 378 (2004)
[15] Baeuerle, D.: Laser Processing and Chemistry, 3rd ed., Springer-Verlag, Berlin, 2000
[16] DIN EN 60825-1: Sicherheit von Lasereinrichtungen - Teil 1: Klassifizierung von Anlagen und Anforderungen
[17] C. R. Phipps, J. R. Luke, T. Lippert, M. Hauer, and A. Wokaun, Micropropulsion using a laser ablation jet, *J. Propulsion & Power* **20(6)**, 1000-1011 (2004)
[18] S. Scharring et al., Low-Noise Thrust Generation by Laser-Ablative Micropropulsion, IEPC Paper 2015-143.
[19] C. R. Phipps et al, "ORION: Clearing near-Earth Space Debris using a 20 kW, 530-nm, Earth-Based, Repetitively Pulsed Laser" in *Laser and Particle Beams* **14(1)**, 1 – 44 (1996)
[20] B. Esmiller et al., "Space debris removal by ground-based lasers: main conclusions of the European project CLEANSPACE," Appl. Opt. **53**(31), I45–I54 (2014)

[21] Stefan Scharring, Jascha Wilken, Hans-Albert Eckel, “Laser-based removal of irregularly shaped space debris,” Opt. Eng. 56(1), 011007 (2017), doi: 10.1117/1.OE.56.1.011007 (open access)
[22] U. Voelker et al., “Laser-based space debris monitoring,” in Beamed Energy Propulsion – Seventh International Symp., H.-A. Eckel and S. Scharring, Eds., Vol. 1402, pp. 354–363, American Institute of Physics, Melville, New York (2011).
[23] L. Myrabo and D. Ing, The Future of Flight, Bean Enterprises, New York (1985)
[24] Bohn, W.L. and Schall, W. O., *Laser Propulsion Activities in Germany*, *1st International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, *AIP Conf. Proc.* **664**, 79 – 91 (2002)
[25] L.N. Myrabo, World Record Flights of Beam-Riding Rocket Lightcraft: Demonstration of "Disruptive" Propulsion Technology, *37th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, 8-11 July 2001, Salt Lake City, UT, paper AIAA 2001-3798
[26] W.O. Schall, E. Zeyfang, W. Riede und W. Mayerhofer, Antriebsvorrichtung und Verfahren zum Erzeugen von Stoßwellen, Patent DE 100 17 343 C2 (April 2000)
[27] S. Scharring, Impulsanalyse beim luftatmenden gepulsten laser-thermischen Antrieb mit parabolischer Reflektordüse für Raumfahrtanwendungen, Dissertation, IRS, Universität Stuttgart (2013)
[28] C.W. Larson, Perspective on One Decade of Laser Propulsion Research at Air Force Research Laboratory, *5th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, *AIP Conf. Proc.* **997**, 84 – 96 (2008)
[29] G.P. Sutton, and O. Biblarz, Rocket propulsion elements, John Wiley and Sons, New York (2001)
[30] C. W. Larson, F. B. Mead Jr., and S. D. Knecht, Laser Propulsion and the Constant Momentum Mission, *2nd International Symposium on Beamed Energy Propulsion, AIP Conf. Proc.* **702**, 216 – 227 (2004)
[31] W.O. Schall, J. Tegel, and H.-A. Eckel, Ablation Performance Experiments With Metal Seeded polymers, *3rd International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, edited by A. Pakhomov and L. Myrabo, *AIP Conf. Proc.* **766**, 423 – 432 (2005)
[32] A.V. Pakhomov, and K.E. Mahaffy, Binary solid propellant for constant momentum missions, *5th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, *AIP Conf. Proc.* **997**, 266 – 279 (2008)
[33] S. Scharring, H.-A. Eckel, J. Trommer, H.-P. Röser, and Ch. Eigenbrod, Spaceborne Lightcraft Applications – an Experimental Approach, *5th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, *AIP Conf. Proc.* **997**, 295 – 303 (2008)