

# Untersuchung der Wechselwirkung von Laserstrahlung mit Strukturelementen von Raumflugkörpern

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades  
des Departments Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Jan Michael Stupl  
aus Hamburg

Hamburg  
2008

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr.-Ing. C. Emmelmann Prof. Dr. rer. nat. H. Spitzer
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. rer. nat. H. Spitzer Prof. Dr. rer. nat. G. Neuneck
Datum der Disputation:	11. November 2008
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Dr. rer. nat. K. Petermann
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. rer. nat. R. Klanner
Dekan der Fakultät für Mathematik, Physik und Informatik:	Prof. Dr. rer. nat. A. Frühwald

### Kurzfassung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung einer systematischen Vorgehensweise zur Bewertung der Einwirkung von Laserstrahlung auf Strukturelemente von Raumflugkörpern. Ergebnis hiervon ist eine Methode, mit der eine eindeutige Aussage über die Auswirkungen der Laserbestrahlung auf das Flugverhalten bzw. die Funktionsfähigkeit getroffen werden kann. Grundlage der vorgenommenen Berechnungen ist eine theoretische Modellierung der Wirkkette entlang des Strahlweges ausgehend von der Laserstrahlquelle bis zu einer optionalen mechanischen Schädigung des bestrahlten Objektes.

Das verwendete Modell ist seriell aus den drei Bausteinen Intensitäts-, Temperaturfeld- und Spannungsfeldberechnung aufgebaut. Zunächst werden die von einer gegebenen Laserstrahlquelle induzierten Intensitäten am Ort eines bestrahlten Raumflugkörpers modelliert. Schwerpunkt der Betrachtungen ist dabei die Berücksichtigung der Absorption und der Turbulenzen entlang des Strahlweges durch die Atmosphäre. Das hieraus bestimmte Intensitätsfeld ist zeit- und ortsabhängig. Die Modellierungen haben gezeigt, dass die Ergebnislösung entscheidend von der Qualität und der Genauigkeit der Eingangsparameter wie beispielsweise dem verwendeten Atmosphärenmodell beeinflusst wird. Das berechnete Intensitätsfeld dient als Grundlage für die Berechnung des Temperaturfeldes, das die Erwärmung des metallischen Strukturelementes beschreibt. Für eine ausreichend hohe Genauigkeit ist hierbei eine Berechnung mit zeit-, orts- und temperaturabhängigen Eingangs- und Materialkennwerten notwendig, so dass hier nur eine numerische Lösung des Wärmeübertragungsproblems zielführend ist. Hierzu wird die Finite Elemente Methode (FEM) angewendet. Zur Validierung der berechneten Temperaturfelder wurden geeignete zeitlich aufgelöste Experimente konzipiert und durchgeführt. Die berechneten Maximaltemperaturen erlauben eine erste Aussage über ein mögliches Materialversagen bei Überschreiten des Schmelzbereiches des untersuchten Werkstoffs. Gleichzeitig ist hier ein Abbruchkriterium für die vorgestellte Berechnungsmethodik gegeben, da selbst das Aufschmelzen kleiner Strukturbereiche die Funktionsfähigkeit der Raumflugkörper beeinträchtigen kann. Erste Ergebnisse haben gezeigt, dass in den meisten Anwendungsfällen nicht mit einem deutlichen Überschreiten des Schmelzpunktes zu rechnen ist (die Maximaltemperaturen der Aluminiumlegierung 5083 bei einer Bestrahlung mit 3 MW über eine Entfernung von 350 km in einer Standardatmosphäre mit Turbulenzen liegt bei 600 K, d.h. 300 K unter der Schmelztemperatur). Allerdings bewirkt eine deutliche Temperaturerhöhung bei metallischen Werkstoffen eine signifikante Reduktion der Festigkeit, die zu einem veränderten Flugverhalten führen kann. Das aus dem anliegenden Temperaturfeld induzierte Spannungsfeld wird anhand eines mechanischen Modells im dritten Schritt der Methode mittels FEM berechnet, Ergebnis ist die 1. Hauptspannung. Aufgrund der direkten Abhängigkeit des mechanischen Ersatzmodells vom realen Objekt ist hier im Vorwege eine Einschränkung auf Hohlzylinder vorgenommen worden. Eine Validierung dieses Methodenbausteins ist durch zeitabhängige Verformungsmessungen erfolgt. Beurteilungskriterium für eine mögliche Änderung der Flugbahn ist das Überschreiten der temperaturabhängigen Dehngrenze  $R_{p0,2}$  des betrachteten Werkstoffs.

Mit der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Methode kann die Einwirkung von Laserstrahlung auf Strukturelemente von Raumflugkörpern beurteilt werden. Dies wird mit ausgewählten Fallbeispielen zur Bestrahlung von Raketen- und Satelliten nachgewiesen. Durch die zugrundegelegte Systematik ist eine Adaption der Methode auf weitere Anwendungsfälle durch eine Variation der Anfangs- und Randbedingungen ohne Beeinträchtigung der Ergebnislösung und Qualität der erzielten Aussagen möglich.

### Abstract

The objective of the present study is the development of a systematic procedure for assessing the impact of laser radiation on the structural elements of spacecraft. A method by which clear conclusions can be made about the effects of laser radiation on flight characteristics and/or functionality is presented. The calculations performed are based on a theoretical modelling of the reaction chain following the beam path from the laser source through to an optimum mechanical damaging of the irradiated object.

The applied model is composed of three consecutive calculations of intensity, temperature field and stress field. First, the laser intensities inducted from a given source are modelled at the location of an irradiated spacecraft. The focus of observations here is a consideration of absorption and turbulence along the beam path through the atmosphere. The intensity field determined is time and location dependent. Simulations showed that the quality of the results is significantly influenced by the quality and precision of input parameters, such as the atmospheric model used. Second, the calculated intensity field serves as a basis for the calculation of the temperature field, which describes the heating of the metallic structural element. For sufficiently high precision, a calculation with time, place and temperature dependent input and material characteristics is necessary, so that merely a numerical solution of the heat transfer problem is adequate. To this end, the Finite Element Method (FEM) is used. For validation of the calculated temperature fields, appropriate time dependent experiments were conceived and conducted. The maximum temperatures calculated allow for an initial statement about possible material failure when exceeding the melting point of the material investigated. Simultaneously, an abort criterion is given for the calculation methodology presented, since the melting of even small structural areas can impair the functionality of a spacecraft. Initial results showed that in most instances of application, a significant exceeding of the melting point is not to be expected (the maximum temperature of aluminium alloy 5083 with an irradiation of 3 MW from a distance of 350 km in a standard atmosphere with turbulence is 600 K, i.e. 300 K below the melting point). However, a considerable increase in temperature causes a significant reduction in the stability of metallic materials, which in turn can lead to a change in flight characteristics. In the third step, the stress field inducted from the present temperature field is calculated using FEM by means of a mechanical model. The result is the first principle stress. Because of the direct dependence of the mechanical analogous model on the real object, the experiment is at this point limited to a hollow cylindrical sample. This component of the methodology is validated by time-dependent deformation measurements. The criterion to determine a possible change to the flight path is the exceeding of the temperature-dependent yield strength of 0.2% offset strain of the material observed.

With the method developed in this dissertation, the effect of laser radiation on structural elements of spacecraft can be assessed. This is proven through selected case studies from the domain of missile defence and anti satellite weapons. Via the system established, it is possible to adapt the method to other areas of application by varying the initial and boundary conditions without compromise to the quality of results and conclusions achieved.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Simulation zeitabhängiger Intensitätsverteilungen</b>	<b>5</b>
2.1	Einführung . . . . .	5
2.2	Laserstrahlquellen . . . . .	6
2.2.1	Grundlagen . . . . .	6
2.2.2	Faserlaser . . . . .	7
2.2.3	Chemische und gasdynamische Laser . . . . .	8
2.3	Vakuumpropagation von Laserstrahlung . . . . .	12
2.3.1	Gaußstrahlen . . . . .	12
2.3.2	Strahlqualität . . . . .	15
2.3.3	Bestimmung des minimal zu erreichenden Fokusdurchmessers . . . . .	16
2.4	Strahlaufweitung durch atmosphärische Turbulenzen . . . . .	18
2.4.1	Grundlagen . . . . .	18
2.4.2	Quantifizierung der Auswirkungen atmosphärischer Brechzahlfluktuationen auf die Strahlausbreitung . . . . .	19
2.4.3	Korrektur der Auswirkungen von Turbulenzen durch adaptive Optik . . . . .	25
2.4.4	Einschränkung der Effektivität von adaptiver Optik durch Anisoplanatismus . . . . .	27
2.5	Absorption und Streuung von Laserstrahlung in der Atmosphäre . . . . .	31
2.6	Nichtlineare Einflüsse auf die Strahlausbreitung . . . . .	34
2.7	Kombination verschiedener Effekte der Strahldegradation . . . . .	37
2.8	Berechnung von Bahnkurven . . . . .	39
2.8.1	Raketenbahnen . . . . .	39
2.8.2	Satellitenbahn . . . . .	40
2.9	Numerische Umsetzung der Intensitätsberechnung . . . . .	41
2.10	Fehlerbetrachtung der Intensitätsberechnung . . . . .	47
2.11	Folgerungen . . . . .	49
<b>3</b>	<b>Simulation zeitabhängiger Temperaturverteilungen und experimentelle Validierung</b>	<b>51</b>
3.1	Einführung . . . . .	51
3.2	Grundlagen . . . . .	51

3.2.1	Einflussgrößen bei der Berechnung zeitabhängiger Temperaturverteilungen . . . . .	51
3.2.2	Effektive Intensität . . . . .	55
3.2.3	Absorptionsvermögen . . . . .	57
3.2.4	Wärmestrahlung . . . . .	61
3.2.5	Bestimmende Parameter der Wärmeleitung . . . . .	64
3.3	Finite Elemente Simulationen . . . . .	69
3.3.1	Übersicht . . . . .	69
3.3.2	Finite Elemente Berechnungsmethode . . . . .	69
3.3.3	Getroffene FEM Softwareauswahl . . . . .	71
3.3.4	Modellentwicklung . . . . .	72
3.4	Experimentelle Validierung . . . . .	80
3.4.1	Übersicht . . . . .	80
3.4.2	Experimente zur Validierung der Temperaturberechnungen . .	81
3.4.3	Experimente zur Validierung des Modells zur Intensitätsberechnung . . . . .	92
3.5	Folgerungen . . . . .	98
<b>4</b>	<b>Simulation zeitabhängiger Spannungsverteilungen und experimentelle Validierung</b>	<b>99</b>
4.1	Einführung . . . . .	99
4.2	Modellentwicklung . . . . .	100
4.2.1	Eingrenzung des Problems . . . . .	100
4.2.2	Materialeigenschaften von Metallen . . . . .	101
4.2.3	Berechnung von Spannungen und Verformungen bei dreidimensionalen Problemen . . . . .	107
4.2.4	Erweiterung des Finite Elemente Modells . . . . .	109
4.3	Experimentelle Validierung des Modellierungsansatzes . . . . .	112
4.3.1	Übersicht über die durchgeführten Versuchsreihen . . . . .	112
4.3.2	Punktuelle Verformungsmessung . . . . .	112
4.3.3	Flächige Verformungsmessungen . . . . .	116
4.4	Folgerungen . . . . .	125
<b>5</b>	<b>Methode zur Bewertung der Laserbestrahlung von Raumflugkörpern</b>	<b>127</b>
5.1	Einführung . . . . .	127
5.2	Zusammenfassung der Bewertungsmethode . . . . .	128
5.3	Übertragbarkeit der Methode und Ergebnisgüte . . . . .	131
<b>6</b>	<b>Fallbeispiele</b>	<b>133</b>
6.1	Einführung . . . . .	133
6.2	Fallbeispiel zur Raketenabwehr mit Lasern . . . . .	134
6.2.1	Szenarioübersicht . . . . .	134

---

6.2.2	Szenariobewertung . . . . .	134
6.2.3	Eingrenzung möglicher Auftreffpunkte des Sprengkopfes in Abhängigkeit ausgewählter Eingangsparameter . . . . .	145
6.2.4	Qualität der Eingangsdaten und Folgerungen . . . . .	150
6.3	Fallbeispiel zur Bestrahlung von Satelliten . . . . .	152
6.3.1	Szenarioübersicht . . . . .	152
6.3.2	Szenariobewertung . . . . .	153
6.3.3	Qualität der Eingangsdaten und Folgerungen . . . . .	157
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>161</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>167</b>
A.1	Algorithmen zur Intensitätsberechnung . . . . .	167
A.1.1	Verwendete Näherung zur Berechnung des Strehlverhältnisses des ABL ohne Anisoplanatismus $S_{AO}$ . . . . .	167
A.1.2	Verwendete Näherung zur Berechnung des Varianzreduzierungs-faktors $\rho_{op}$ . . . . .	168
A.1.3	Schnittstelle zu MODTRAN . . . . .	168
A.2	Ergänzende Informationen zur Temperaturberechnung . . . . .	170
A.2.1	Verwendete thermophysikalische Materialparameter . . . . .	170
A.2.2	Gemessene Laserstrahldivergenzen . . . . .	174
A.3	Ergänzende Informationen zur Spannungsberechnung . . . . .	175
A.3.1	Verwendete temperaturabhängige mechanische Materialparameter	175
A.4	Informationen zu den Trajektorien der Fallbeispiele . . . . .	176
A.4.1	Raketentrajektorie . . . . .	176
A.4.2	Satellitentrajektorie . . . . .	176
A.5	Weitere Messergebnisse . . . . .	177
	<b>Danksagung</b>	<b>205</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Prinzipskizze für einen chemischen Laser . . . . .	9
2.2	Aufbau eines chemischen Sauerstoff-Jod-Laser-Moduls für den Airborne Laser . . . . .	11
2.3	Intensitätsverteilung eines Gauß-Strahls im Grundmode . . . . .	13
2.4	Veränderung des Strahlradius $w(z)$ eines Laserstrahls im Grundmode entlang der Ausbreitungsrichtung . . . . .	14
2.5	Fokussierung eines Gauß-Strahls . . . . .	17
2.6	Clear-1 Night Atmosphärenmodell . . . . .	22
2.7	Auswertung der Kurvenintegrale bei Berechnungen der Auswirkungen von atmosphärischen Turbulenzen auf die Strahlausbreitung . . . . .	23
2.8	Funktionsprinzip einer adaptiven Optik . . . . .	25
2.9	Erwartetes Strehlverhältnis $S_{AO}$ der adaptiven Optik des ABLs . . . . .	26
2.10	Strahlversatz beim Einsatz des ABL gegen Raketen . . . . .	28
2.11	Reduktionsfaktor $\rho_{op}$ zur Berechnung der durch Anisoplanatismus erzeugten Phasenvarianz ohne Pistonanteil . . . . .	29
2.12	Mit MODTRAN berechnete atmosphärische Transmission . . . . .	34
2.13	Entstehung von thermischem Aufblühen . . . . .	35
2.14	Flussdiagramm zur Intensitätsberechnung . . . . .	42
2.15	Vektorbeziehungen im erdzentrierten Koordinatensystem . . . . .	43
2.16	Geometrische Verhältnisse beim Fallbeispiel zur Raketenabwehr . . . . .	44
2.17	Beispiel für Intensitätsberechnung . . . . .	46
3.1	Schematische Darstellung der Oberflächenwärmequellen und -senken bei der Temperaturentwicklung eines Objektes unter Laserbestrahlung . . . . .	53
3.2	Berechnung effektiver Intensitäten bei einem schrägen Strahleinfall . . . . .	56
3.3	Wellenlängen- und Winkelabhängigkeit der Reflektivität von reinem Aluminium . . . . .	58
3.4	Temperaturabhängigkeit der hemisphärischen Gesamtemissivität von Aluminium . . . . .	63
3.5	Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von Kupfer . . . . .	65
3.6	Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität von Kupfer . . . . .	66
3.7	Temperaturabhängigkeit des linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Kupfer . . . . .	67
3.8	Temperaturabhängigkeit von Dichte, Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität von Baustahl . . . . .	68

---

3.9	Aufteilung eines Objektes in Teilelemente nach der Finite Elemente Methode . . . . .	69
3.10	Beispiel für die FEM-Simulation der Erwärmung einer dünnen Scheibe durch einen Laserstrahl . . . . .	73
3.11	Abhängigkeit der FEM Temperaturberechnung von den berücksichtigten räumlichen Dimensionen und der thermischen Strahlung . . . . .	74
3.12	Vergleich zwischen berechneter Temperatur bei Verwendung eines dreidimensionalen Ansatzes und Verwendung eines Membranenmodells . . . . .	76
3.13	Abhängigkeit der FEM Temperaturberechnung von der Netzdichte . . . . .	78
3.14	Versuchsaufbau zur Echtzeit-Temperaturmessung laserbestrahlter Proben . . . . .	82
3.15	Fotografie des Versuchsaufbaus zur Echtzeit-Temperaturmessung laserbestrahlter Proben . . . . .	82
3.16	Ergebnis einer Laserstrahlanalyse . . . . .	84
3.17	Prinzipskizze zur Validierung der FEM-Simulationen . . . . .	87
3.18	Validierung der FEM-Simulationen: korrekter Ansatz . . . . .	88
3.19	Validierung der FEM-Simulationen: Ansatz mit falschen Materialparametern . . . . .	88
3.20	Ergebnis der Validierung von FEM-Simulationen für Aluminium . . . . .	90
3.21	Vergleich zwischen Messwerten und FEM-Simulation für die zeitliche Temperaturentwicklung . . . . .	90
3.22	Ergebnis der Validierung von FEM-Simulationen für Stahlproben (St37) . . . . .	91
3.23	Aufbau zur Temperaturmessung an zylindrischen Hohlzylindern . . . . .	94
3.24	Auswertung von Temperaturmessungen an dünnwandigen Hohlzylindern (1) . . . . .	96
3.25	Auswertung von Temperaturmessungen an dünnwandigen Hohlzylindern (2) . . . . .	97
4.1	Eingangsgrößen bei der Berechnung mechanischer Spannungen für den Fall eines Hohlzylinders unter Temperatureinfluss . . . . .	100
4.2	Schematische Darstellung der Größen im Spannungs-Dehnungs-Diagramm . . . . .	102
4.3	Spannungs-Dehnungs-Diagramm für AlMg4,5 bei verschiedener Materialvorbehandlung . . . . .	104
4.4	Spannungs-Dehnungs-Diagramme für AlMg4,5Mn0,4 bei verschiedenen Temperaturen . . . . .	105
4.5	Temperaturabhängigkeit der Dehngrenze von AlMg4,5Mn0,7 . . . . .	105
4.6	Temperaturabhängigkeit des E-Moduls von Aluminium Al 3004 . . . . .	106
4.7	Mechanischer Freischnitt des belasteten Hohlzylinders . . . . .	109
4.8	Einfluss der Netzqualität auf die Spannungsberechnung . . . . .	110
4.9	Vergleich von Temperaturverteilung sowie absoluter und relativer Spannung . . . . .	111
4.10	Aufbau zur punktuellen Verformungsmessung . . . . .	113
4.11	Ergebnisse der punktuellen Verformungsmessung . . . . .	115
4.12	Messaufbau zur räumlichen Verformungsmessung . . . . .	117

4.13	Schnitt durch den geometrischen Grundriss des FE Modells zur Verformungsmessung von Hohlzylindern . . . . .	119
4.14	Bestimmung des Referenzkoordinatensystems eines idealen, unverformten Zylinders zur Auswertung der Messdaten der Verformungsversuche	120
4.15	Bestimmung der Verformung des Zylinders durch Vergleich mit dem Referenzzylinder . . . . .	121
4.16	Vergleich zwischen FEM und der räumlichen Verformungsmessung . .	122
4.17	Zeitliche Abfolge einer räumlichen Verformungsmessung . . . . .	124
4.18	Laserbestrahlung eines Hohlzylinders bis zum Materialversagen . . . .	125
5.1	Flussdiagramm der entwickelten Methode zur Bewertung der Laserbestrahlung von Raumflugkörpern . . . . .	129
6.1	Eingangsdaten des untersuchten Szenarios zur Raketenabwehr . . . .	135
6.2	Abhängigkeit der effektiven Maximalintensität von der Wahl des Zeitpunktes des minimalen Anisoplanatismus . . . . .	138
6.3	Energie pro Fläche im Intensitätsmaximum auf der Raketenwand in Abhängigkeit von der Wahl des Zeitpunktes des minimalen Anisoplanatismus . . . . .	139
6.4	Schematische Darstellung des Aufbaus einer einstufigen Flüssigkeitsrakete	140
6.5	Detaillierte Schnittzeichnung und Bild der Tanksektion einer Flüssigkeitsrakete . . . . .	141
6.6	Berechnete Maximaltemperatur in der Raketenwand in Abhängigkeit von der Zeit . . . . .	143
6.7	Berechnete Temperatur und relative Spannung in der Raketenwand nach 68s Flugzeit . . . . .	145
6.8	Qualitativer Verlauf der durch konvektive Erwärmung erzeugten Wärmestromdichte . . . . .	147
6.9	Eingrenzung möglicher Auftreffpunkte des Sprengkopfes nach einem ABL-Einsatz . . . . .	149
6.10	Durch den Sprengkopf gefährdete Gebiete nach dem ABL-Einsatz . .	151
6.11	Eingangsdaten des untersuchten Szenarios zur Bestrahlung eines Satelliten	154
6.12	Berechnete Intensität am Ort des Satelliten . . . . .	156
6.13	Verlauf der Maximaltemperatur in der Hülle des Satelliten . . . . .	158
6.14	Temperaturverteilung in der Außenhülle des Satelliten . . . . .	158
A.1	Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Temperaturen (1) . .	178
A.2	Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Temperaturen (2) . .	179

# Tabellenverzeichnis

3.1	Reflektivität von verschiedenen Materialien bei Raumtemperatur bei der Wellenlänge $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ . . . . .	61
3.2	Emissivitäten verschiedener Materialien bei Raumtemperatur . . . . .	63
3.3	Beispielhafte Darstellung der Abhängigkeit einer FEM-Simulation von der Netzdichte . . . . .	77
3.4	Beispielhafte Darstellung der Abhängigkeit einer FEM-Simulation von der Wahl des Zeitschrittes . . . . .	79
3.5	Verwendete Probebleche und Strahlparameter zur Validierung des thermischen Modells . . . . .	85
3.6	Technische Daten des zylindrischen Bereichs der verwendeten Hohlzylinder und der verwendeten Halterung . . . . .	93
6.1	Minimal benötigte Flugzeiten bis zum Erreichen der Dehngrenze im Material in Abhängigkeit von der Anfangstemperatur . . . . .	148



# Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung	Einheit
$A$	Absorptionsvermögen für Strahlung einer bestimmten Wellenlänge, außer in Kapitel 4, dort Querschnittsfläche in $\text{m}^2$ .	
$C_i$	Extinktionsquerschnitt	$\text{m}^2$
$D$	Durchmesser der Fokussieroptik eines Lasers	$\text{m}$
$D_z$	Zylinderdurchmesser	$\text{m}$
$E$	E-Modul	$\text{N}/\text{m}^2$
$I$	Intensität	$\text{W}/\text{cm}^2$
$I_0(z)$	Maximalintensität in einer Entfernung $z$	$\text{W}/\text{cm}^2$
$L$	Brennweite bzw. Entfernung zwischen Laser und Zielobjekt	$\text{m}$
$L_0$	Äußerer Skalenbereich zur Beschreibung einer Turbulenz nach Kolmogorov	$\text{m}$
$l_0$	Innerer Skalenbereich zur Beschreibung einer Turbulenz nach Kolmogorov	$\text{m}$
$M^2$	Beugungsmaßzahl	
$\vec{N}$	Oberflächennormalenvektor	
$N$	komplexer Brechungsindex	
$P$	Ausgangsleistung eines Lasers	$\text{W}$
$Q$	Energie	$\text{J}$
$R$	Reflektivität	
$S$	Strehlverhältnis	
$T$	Temperatur	$\text{K}$
$T_0$	Anfangstemperatur bei zeitabhängigen Temperaturentwicklungen	$\text{K}$
$\vec{U}$	Verschiebungsvektor	$\text{m}$
$V$	Volumen	$\text{m}^3$
$c_p$	Wärmekapazität bei konstantem Druck	$\text{J}/\text{kg K}$
$d$	Wandstärke	$\text{m}$
$h$	Höhe	$\text{m}$
$k$	Wellenzahl, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$	$\text{m}^{-1}$
$\tilde{k}$	Extinktionskoeffizient	
$m$	Masse	$\text{kg}$

Symbol	Beschreibung	Einheit
$n$	Brechungsindex	
$p$	Druck	N/m <sup>2</sup>
$q$	Wärmestromdichte	W/m <sup>2</sup>
$r_0$	Fried-Parameter	m
$w_0$	Minimaler Strahlradius eines Gauß-Strahls	m
$w(z)$	Strahlradius eines Gauß-Strahls	m
$z_R$	Rayleighlänge	m
$\alpha$	Absorptionskoeffizient	
$\alpha_L$	linearer thermischer Ausdehnungskoeffizient	K <sup>-1</sup>
$\alpha_V$	Volumenausdehnungskoeffizient	K <sup>-1</sup>
$\Delta \varrho$	relative Verformung	m
$\epsilon$	mechanische Dehnung	
$\hat{\epsilon}$	Dehnungstensor	
$\epsilon$	Emissivität eines thermischen Strahlers	
$\kappa$	Wärmeleitfähigkeit	W/m K
$\lambda$	Wellenlänge	µm
$\nu$	Poisson-Zahl	
$\varphi$	Winkelkoordinate (bei Verwendung von Zylinderkoordinaten)	
$\pi$	Kreiszahl	
$\rho$	Dichte	kg/m <sup>3</sup>
$\rho_{op}$	Varianzreduzierungsfaktor zur Berechnung der Phasenvarianz ohne Pistonanteil	
$\varrho$	Radialkoordinate (bei Verwendung von Zylinderkoordinaten)	
$\sigma$	Stefan-Boltzmann-Konstante $\sigma = (5,670400 \pm 0,000040)$	W/m <sup>2</sup> K <sup>2</sup>
$\hat{\sigma}$	Spannungstensor	
$\sigma_n$	nominelle mechanische Spannung	N/m <sup>2</sup>
$\sigma_R^2$	Rytov-Varianz	
$\tau$	atmosphärischer Transmissionsgrad	
$\tau_s$	Transmissionsgrad eines Festkörpers	
$\theta_0$	isoplanarer Winkel	rad
$\theta$	Winkelversatz	rad

# Abkürzungsverzeichnis

ABL .....	Airborne Laser
APS .....	American Physical Society
COIL .....	Chemical Oxygen Iodine Laser ( chemischer Sauerstoff-Jodlaser, Wellenlänge $\lambda=1.3\ \mu\text{m}$ )
DEW .....	Directed Energy Weapons (Energiewaffen)
DF .....	Deuterium Fluorid
FEM .....	Finite Elemente Methode
HEL .....	Hochenergielaser
HST .....	Hubble Space Telescope (Hubble-Weltraumteleskop)
Laser .....	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
MIRACL .....	Mid-Infrared Advanced Chemical Laser
MODTRAN .....	MODerate resolution atmospheric TRANsmission (Programm zur Berechnung atmosphärischer Transmission)
SRS .....	Stimulierte Raman Streuung
TLE .....	Two-Line-Element (Satelliten-Bahnparameter)



# 1 Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung einer systematischen Methode zur Bewertung der Auswirkungen von Laserstrahlung auf Strukturelemente von Raumflugkörpern.

Der erste Laser wurde im Jahr 1960 durch Theodore Maiman realisiert [Mai60a]. Seitdem sind die Ausgangsleistungen der verfügbaren Laserstrahlquellen um mehrere Größenordnungen gewachsen. Das amerikanische Verteidigungsministerium definiert Laser mit einer kontinuierlichen Ausgangsleistung von mehr als 20 kW oder einer Pulsenergie größer als 1 kJ als Hochenergielaser (HEL) [Def00]. Zurzeit sind kontinuierliche Ausgangsleistungen im Megawattbereich realisierbar, die es ermöglichen, Raumflugkörper durch Bestrahlung zu schädigen, selbst wenn die Fokussierung der Strahlung mit mobilen Optikeinheiten über Entfernungen von mehreren hundert Kilometern erfolgt. Die Entwicklung von Waffensystemen, die die Zerstörung von Raketen oder Satelliten mit HEL erlauben, ist relevant für die internationalen Beziehungen. Bei einer möglichen Raketenabwehr mit HEL stellt sich neben der prinzipiellen Machbarkeit auch die Frage, welche Länder dazu in der Lage wären und welche Auswirkungen auf die internationale Stabilität und das strategische Gleichgewicht zu erwarten sind. Mit der Entwicklung von HEL als Antisatellitenwaffen befürchten Fachleute einen Rüstungswettlauf auf dem Gebiet der Weltraumwaffen [NR06]. Antisatellitenwaffen sind derzeit tabuisiert, insbesondere wegen der bei konventioneller Zerstörung auftretenden unkontrollierbaren Trümmerentwicklung, die auch andere Satelliten gefährdet. Deshalb wäre bei einer Entwicklung von Antisatellitenlasern ohne Trümmerentwicklung eine Schwächung dieses faktischen Moratoriums gegeben.

Zurzeit befinden sich verschiedene HEL Rüstungsprojekte in der Entwicklung [BH07, SWH07]. Bei einer Bestrahlung von Satelliten oder Raketen treten eine Vielzahl von physikalischen Effekten entlang des Strahlweges zwischen Laserstrahlquelle und Ziel auf, wie z. B. Strahlaufweitung durch Beugung und Energieverluste in der Atmosphäre, bis schließlich eine Reihe von Wechselwirkungen mit einem potentiellen Zielobjekt erfolgt. Für eine Bewertung der physikalisch-technischen Hintergründe der Auswirkungen einer Bestrahlung von Raumflugkörpern mit HEL stehen nur wenige Publikationen und öffentlich zugängliche Quellen zur Verfügung. Vorhandene Publikationen, z. B. auf dem Gebiet der Lasermaterialbearbeitung, betrachten meist nur Teilaspekte dieser Wirkungskette. Arbeiten, die den Strahlweg in seiner Gesamtheit *und* die Auswirkungen am Zielobjekt betrachten, sind nur in ersten Ansätzen vorhanden.

Beispiele für solche Arbeiten sind Veröffentlichungen von Nielsen und Altmann [Nie03, Alt86]. Nielsen geht auf den physikalischen Hintergrund von verschiedenen Energiewaffen ein und betrachtet neben Lasern auch Mikrowellen- und Partikelstrahlwaffen. Allerdings werden an vielen Stellen nur allgemeine Aussagen getroffen und wichtige Graphen sind nur in qualitativer Form dargestellt. Altmann veröffentlichte die Studie *Laserwaffen* als Beitrag zur Diskussion zur Strategic Defense Initiative (SDI). Im Rahmen von SDI sollten unter anderem auch Laser zum Aufbau einer amerikanischen Raketenabwehr gegen einen sowjetischen Angriff im Falle eines globalen Nuklearkriegs eingesetzt werden. Altmann stellt die physikalischen Grundlagen dar und unternimmt eine Einordnung in den sicherheitspolitischen Zusammenhang.

Basis für die vorliegende Arbeit sind zwei Studien der American Physical Society (APS). Die erste mit dem Titel *Science and Technology of Directed Energy Weapons* erschien im Jahr 1987 als Sonderausgabe von *Review of Modern Physics* [BPA<sup>+</sup>87]. In dieser Publikation werden die grundsätzlichen Gesetzmäßigkeiten des Einsatzes von Energiewaffen (Directed Energy Weapons, DEW) aufgeführt und der damalige Stand der Technik verschiedener Energiewaffen vorgestellt. Die Veröffentlichung erfolgte ebenfalls während der Debatte zu SDI. Die Studie kam 1987 zu dem Schluss, dass mindestens zehn Jahre lang weitere Grundlagenforschung notwendig sei, um allein die prinzipielle Durchführbarkeit von SDI mit Strahlenwaffen bewerten zu können. Auch im Jahr 2001 sah eine Studie des amerikanischen Verteidigungsministeriums weiteren Forschungsbedarf zur Bewertung der Fähigkeiten der damals vorgeschlagenen weltraumgestützten Lasersysteme [WL01, S. 16].

Die zweite Studie der APS mit dem Titel *Boost-Phase Intercept Systems for National Missile Defense - Scientific and Technical Issues* wurde von Barton et al. verfasst und im Oktober 2004 ebenfalls in *Review of Modern Physics* veröffentlicht [BFK<sup>+</sup>04]. In dieser Studie geht es nicht um das Szenario einer Abwehr einer Vielzahl von gleichzeitig anfliegenden Sprengköpfen, sondern um die prinzipielle Machbarkeit einer Raketenabwehr während der Beschleunigungsphase einer einzelnen Rakete. Ein Teil der Studie befasst sich mit der Untersuchung der Fähigkeiten eines Rüstungsprojektes der Vereinigten Staaten von Amerika mit dem Namen *Airborne Laser* (ABL). Beim ABL dient ein Flugzeug als Plattform für eine Laserstrahlquelle von mehreren Megawatt kontinuierlicher Ausgangsleistung, die über Entfernungen von mehreren hundert Kilometern zur Raketenabwehr eingesetzt werden soll [Atk05, S.505f]. Für das Projekt sind bisher Mittel in Höhe von rund fünf Milliarden US\$ ausgegeben worden und zurzeit (September 2008) finden erste Bodentests eines Prototypen statt [BH07]. Ein Schwerpunkt der Studie von Barton et al. liegt in der Bewertung von Systemen zur Kompensation der Strahlaufweitung durch atmosphärische Turbulenzen. Andere Aspekte des Bestrahlungsvorganges werden vernachlässigt. So wird der Einfluss atmosphärischer Absorption auf die Laserstrahlausbreitung nicht betrachtet. Auch wird die Temperaturentwicklung im Raketenkörper unter Vernachlässigung der Wärmeleitung im Material und der thermischen Abstrahlung von der Oberfläche nur abgeschätzt. Als Kriterium für eine Zerstörung der bestrahlten Rakete dient das Erreichen einer

Temperatur, bei der Materialerweichung im Wandmaterial der bestrahlten Rakete eintreten kann. Es werden keine mechanischen Berechnungen durchgeführt. Eine Eingrenzung des Zeitpunktes des Materialversagens ist daher nicht möglich und die Frage nach dem Auftreffgebiet potentieller Trümmerteile nach einem Abfangvorgang wird nicht beantwortet.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung einer systematischen Methode, die in der Lage ist, Bestrahlungsszenarien von Raumflugkörpern dahingehend zu bewerten, ob durch die Bestrahlung eine Änderung der Trajektorie bewirkt werden kann oder die Zerstörung des Flugkörpers möglich ist. Dabei wird die Berechnung des zeitlichen Verlaufs der thermischen und mechanischen Größen im bestrahlten Objekt vorgenommen, um eine Aussage über das mögliche Auftreffgebiet von Raketensprengköpfen und Trümmern zu erhalten. Zur Validierung der Methode werden die Berechnungen durch skalierte Experimente überprüft. Die methodischen Herausforderungen liegen sowohl bei der Entwicklung und Implementierung dreidimensionaler rechenzeitintensiver Simulationsrechnungen als auch in der Entwicklung geeigneter skalierteter Versuchsaufbauten zur Messung der relevanten thermischen und mechanischen Veränderungen.

Aus den dargestellten Ausführungen ergibt sich für diese Arbeit folgende Gliederung. Das folgende Kapitel 2 untersucht die Einflüsse bei der Berechnung von Laserstrahlintensitäten bei Strahlwegen in der Größenordnung von mehreren hundert Kilometern. Dabei werden zunächst Laserstrahlquellen analysiert, die kontinuierliche Ausgangsleistungen im Megawattbereich erreichen. Es folgt eine Bewertung des Einflusses von atmosphärischen Effekten wie Absorption und Turbulenzen auf die Strahlausbreitung. Zur Berechnung von zeitabhängigen Intensitäten auf einem Zielobjekt wird auf die Berechnung von Raketen und Satellitenbahnen eingegangen. Das Kapitel schließt mit der Entwicklung einer numerischen Berechnungsmethode zur Intensitätsberechnung, die alle relevanten Effekte einschließt.

Im Kapitel 3 folgt die Berechnung der zeitlichen Entwicklung von Temperaturfeldern der laserbestrahlten Körper. Ein Schwerpunkt liegt dabei auf der Betrachtung des Absorptionsvermögens eines bestrahlten Körpers für die einfallende Laserstrahlung, ein weiterer auf der Bewertung der Temperaturabhängigkeit von Materialparametern. Es wird eine Berechnungsmethode für dreidimensionale Temperaturfelder auf Basis der Methode der finiten Elemente (FEM) entwickelt, deren Ergebnisse durch Temperaturmessungen bei Bestrahlungsexperimenten validiert werden.

Im anschließenden Kapitel 4 wird auf die mechanischen Auswirkungen einer möglichen Erwärmung durch Laserbestrahlung eingegangen. Dazu werden dreidimensionale Simulationsrechnungen mittels der FEM zur Bestimmung der zeitabhängigen Spannungsverteilungen im bestrahlten Objekt vorgenommen. Das zuvor berechnete, zeitlich abhängige Temperaturfeld wird berücksichtigt. Die Ergebnisse der Spannungsberechnung werden mit den temperaturabhängigen Festigkeitseigenschaften des bestrahlten Materials verglichen. Kapitel 4 ist in seiner Ausrichtung auf die nachfolgenden

Fallbeispiele abgestimmt und auf die Berechnung der zeitabhängigen mechanischen Spannungen in dünnwandigen Druckbehältern fokussiert. Eine umfassende Verallgemeinerung auf beliebige Probleme im Rahmen der Kontinuumsmechanik würde den Berechnungsaufwand unnötig erhöhen. Die Berechnungsmethode wird mittels Verformungsmessungen an bestrahlten Hohlzylindern validiert.

Die Erkenntnisse der vorangegangenen Kapitel werden schließlich in Kapitel 5 zu einer Bewertungsmethode zusammengeführt. Kapitel 6 stellt eine Anwendung der Methode anhand von zwei Fallbeispielen vor. Es wird die Bestrahlung einer Rakete im Rahmen eines Szenarios zur Raketenabwehr sowie die Bestrahlung eines Satelliten im niedrigen Erdorbit betrachtet. Die modellierte Laserstrahlquelle in diesen Fallbeispielen orientiert sich an den Daten, die über den ABL bekannt sind. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick. Im Anhang finden sich u. a. Detailinformationen zu den Berechnungsmethoden und den verwendeten temperaturabhängigen Materialparametern.

# 2 Simulation zeitabhängiger Intensitätsverteilungen

## 2.1 Einführung

In diesem Kapitel wird die entwickelte Methodik vorgestellt, die zur Berechnung der auf Satelliten und Raketen wirkenden Laserintensitäten verwendet wird. In den später untersuchten Fallbeispielen bewegen sich Raumflugkörper auf festgelegten Bahnkurven. Der einfallende Laserstrahl wird während des Bahnverlaufs mittels einer geeigneten Optik nachgeführt. Dadurch ändert sich der Strahlweg zwischen Quelle und Ziel und es ergibt sich eine Zeitabhängigkeit der Intensitätsverteilung auf der Oberfläche des betrachteten Objektes. Diese zeitabhängige Intensitätsverteilung bestimmt die Temperaturentwicklung und schließlich die Auswirkungen auf die Struktur der bestrahlten Objekte.

In die Berechnung der Intensitätsentwicklung fließen verschiedene Teilaspekte ein. Die Laserstrahlquelle liefert einen Laserstrahl mit einer bestimmten Ausgangsleistung. In Abhängigkeit von der Entfernung zwischen Quelle und Ziel, den optischen Eigenschaften der Quelle, der verwendeten Optik zur Strahlnachführung und den atmosphärischen Eigenschaften ergibt sich aus dem Strahldurchmesser und den Leistungsverlusten durch Absorption in der Atmosphäre die Intensitätsverteilung am Ziel. Die folgenden Abschnitte gehen auf die einzelnen Effekte und die durchgeführten Berechnungen ein. Das Kapitel beschreibt in Abschnitt 2.2 zunächst die Laserstrahlquellen, die über Entfernungen von mehreren hundert Kilometern strukturelle Schäden in Raketen oder Satelliten auslösen können, um danach in den Abschnitten 2.3 bis 2.5 auf die Simulation der Auswirkungen von Beugung, Absorption und atmosphärischen Turbulenzen auf die Strahlausbreitung einzugehen. Es folgt eine Bewertung des Einflusses von nichtlinearen Effekten auf die Strahlausbreitung in den untersuchten Fallbeispielen (2.6), die Zusammenführung der verschiedenen Teilergebnisse (2.7) und eine Vorstellung der benutzten Methode zur Berechnung von Raketen- und Satellitenbahnen (2.8). Das Kapitel schließt mit der Beschreibung eines Computerprogrammes, das zur Berechnung der zeitabhängigen Intensitätsentwicklung für die gewählten Fallbeispiele entwickelt wurde.

## 2.2 Laserstrahlquellen

### 2.2.1 Grundlagen

Dieser Abschnitt beschreibt die Eigenschaften von Laserstrahlquellen. Für eine detaillierte Behandlung des Funktionsprinzips und der verschiedenen Ausführungen wird auf die Fachliteratur zum Thema Laser und Laserstrahlquellen verwiesen [Sie86, KS91, Hüg92, EE06]. An dieser Stelle soll kurz das grundsätzliche Laserprinzip vorgestellt werden, um dann auf Faserlaser und chemische Laser einzugehen, zwei Laserstrahlquellen, die aufgrund ihrer Strahleigenschaften spezielle Relevanz für die untersuchten Laseranwendungen haben. Die Eigenschaften der Laserstrahlquelle sind das erste Element in der Wirkkette zwischen Laser und Ziel, die zur Berechnung von Intensitäten herangezogen werden.

Laserstrahlung wird durch die Kombination eines lichtverstärkenden oder „aktiven“ Mediums mit einem optischen Resonator erzeugt. Die Verbindung bezeichnet man als Laser. Der Begriff bezieht sich auf den eigentlichen Verstärkungsvorgang und ist ein Kunstwort, das aus der Abkürzung für *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* entstanden ist. Die sogenannte stimulierte Emission ist ein quantenmechanischer Prozess und wurde erstmals 1916 von Albert Einstein vorhergesagt [Ein16]. Sie ist die Grundlage für die Lichtverstärkung im aktiven Medium. Das aktive Medium befindet sich innerhalb des optischen Resonators und führt dort zur Ausbildung eines elektromagnetischen Strahlungsfeldes, von dem ein Teil als Laserstrahl den Resonator, z. B. durch halbdurchlässige Spiegel, verlässt. Als aktive Medien werden Festkörper, pn-Übergänge in Halbleiterstrukturen, Gase und Flüssigkeiten genutzt. Eine erste Realisierung erfolgte von Maiman im Jahr 1960 [Mai60a, Mai60b]. Der Laser ist durch seine Ausgangsleistung  $P$ , die kontinuierlich oder gepulst abgegeben werden kann, die Wellenlänge  $\lambda$  der Strahlung, die Polarisation der Strahlung und seine Strahlqualität charakterisiert. Die Strahlqualität beschreibt die Divergenzeigenschaften der Strahlung, d. h. wie stark sich der Laserstrahl mit der Entfernung aufweitet. Die Strahlqualität wird im Vergleich zu einem im Grundmode schwingenden Laserresonator bei gleicher Wellenlänge definiert, dem theoretischen Idealfall (siehe Abschnitt 2.3.2).

Um die Fähigkeit zur Lichtverstärkung im aktiven Medium zu erhalten, ist eine ständige Energiezufuhr erforderlich. Beim klassischen Laseraufbau ist das aktive Medium in sich geschlossen und die nötige Energie wird von außen eingebracht. Dies kann durch Gasentladungen oder optisch geschehen, z. B. durch Blitzlampen. Man spricht von der Zufuhr von „Pumpenergie“ oder auch nur vom „Pumpen“ des aktiven Mediums. Bei der Umwandlung von Pumpenergie in Laserenergie entsteht Verlustwärme im Medium, die auch mit aktiver Kühlung nur in begrenztem Maße von den Rändern des Mediums abgeführt werden kann. Bei einer Überschreitung einer kritischen Grenze, der Wärmeaustauschkapazität, kommt es zu einer Aufheizung des

Mediums, unter Umständen bis zu seiner Zerstörung. Schon deutlich vor Erreichen der Zerstörschwelle bildet sich ein Temperaturprofil im aktiven Medium aus, welches Brechzahlunterschiede innerhalb des optischen Resonators verursacht. Diese wirken sich negativ auf die Strahlqualität des Lasers aus, insbesondere wenn örtlich begrenzte Inhomogenitäten auftreten.

Um Laserintensitäten, die Auswirkungen auf die strukturelle Integrität von Raumflugkörpern ermöglichen, mit mobilen Optikeinheiten in den betrachteten Reichweiten von hunderten Kilometern erzeugen zu können, werden bei idealer Strahlqualität Laserquellen mit kontinuierlichen bzw. durchschnittlichen Ausgangsleistungen im Megawattbereich benötigt. Dies wird im Abschnitt 3.2.4 gezeigt. Solche Leistungen stellen die obere Grenze dessen dar, was zurzeit technisch möglich ist. Zur Vermeidung von thermischen Problemen im aktiven Medium gibt es verschiedene Strategien. Forscher am Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) schlagen vor, mehrere Lasermedien zu verwenden, die auf einer rotierenden Spindel befestigt werden sollen. Jeweils ein Lasermedium wäre zu einem bestimmten Zeitpunkt im Einsatz, die restlichen Lasermedien auf der Spindel würden gekühlt. Sobald das im Einsatz befindliche Lasermedium überhitzt, dreht sich die Spindel weiter. Auf diese Weise sollen in Zukunft Leistungen bis zu 100 kW zu erreichen sein [YAA<sup>+</sup>06]. Für einen Zeitraum von 10 s sind heute immerhin 25 kW möglich, Ausgangsleistungen im Megawattbereich sind zurzeit aber nicht möglich.

Andere Konzepte konzentrieren sich daher auf eine effektivere Kühlung, wie z. B. beim Faserlaser, oder auf einen ständigen Austausch des Lasermediums, wie es bei chemischen und gasdynamischen Lasern genutzt wird. Beide Konzepte erreichen schon heute höhere kontinuierliche Leistungen. Während Faserlaser einen äußerst robusten Aufbau ermöglichen und sich das Konzept noch am Anfang der Entwicklung befindet, erreichen chemische Laser heute bereits kontinuierliche Ausgangsleistungen im Megawattbereich. Faserlaser und chemische Laser werden im Folgenden vorgestellt, wobei chemische Laser von besonderem Interesse sind, da ein chemischer Laser auch im ABL eingesetzt wird. Zunächst wird an dieser Stelle auf Faserlaser eingegangen, da sie bereits heute den Status von HEL erreicht haben und im Gegensatz zu chemischen Lasern auch kommerziell erhältlich sind.

### 2.2.2 Faserlaser

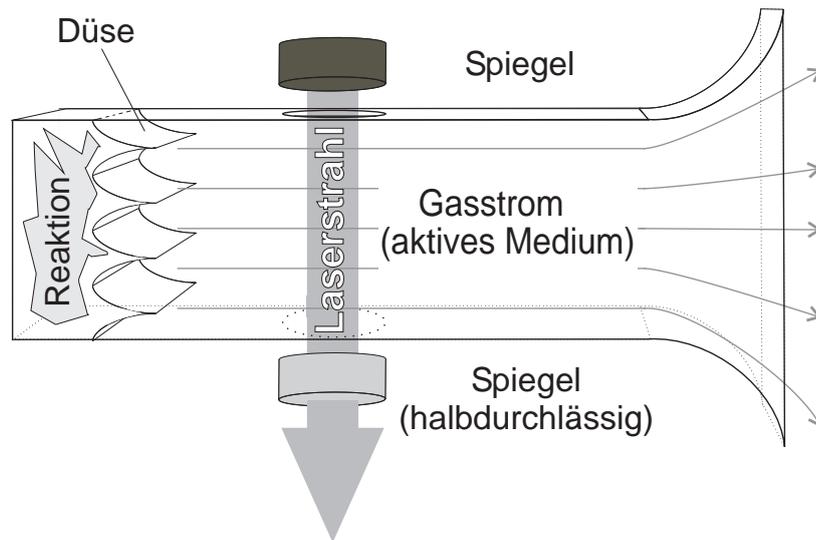
Faserlaser sind in die Klasse der Festkörperlaser einzuordnen. Das aktive Medium ist ein Kristall, z. B. Yb:YAG, der von außen gepumpt wird. Im Unterschied zum klassischen Aufbau mit einem stabförmigen Medium zeichnen sich Faserlaser dadurch aus, dass ihr aktives Medium aus einer Faser mit einem Durchmesser in der Größenordnung weniger hundertstel Millimeter besteht. Die nötige Verstärkung wird durch große Faserlängen erreicht. Die Pumpenergie wird über die Faserendfläche

eingekoppelt, möglich sind auch Strukturen, bei der im Kern der Faser die Verstärkung stattfindet und dieser in eine äußeren Hülle mit unterschiedlicher Brechzahl eingebettet ist, über die die Pumpenergie in den Kern eingekoppelt wird. Da das Verhältnis zwischen Faservolumen und Faseroberfläche proportional zum Durchmesser der Faser ist, ist bei Faserlasern eine sehr effektive Kühlung möglich und der Einfluss thermischer Effekte auf die Strahlqualität sehr gering [Tün05]. So sind im Vergleich zu anderen Festkörperlasern sehr gute Strahleigenschaften möglich. Kommerziell erhältlich sind Laser mit bis zu 3 kW kontinuierlicher Ausgangsleistung mit nahezu idealer Strahlqualität mit einem im Grundmode befindlichen Laserresonator [IPG07]. Varianten, bei denen mehrere Moden gleichzeitig anschwingen, und die daher nicht ideale Strahleigenschaften besitzen, wurden bisher mit Ausgangsleistungen von 20 kW bis 30 kW realisiert [Bun06, IPG08]. Ein Vorteil von Faserlasern gegenüber klassischen Festkörperlasern ist neben ihren besseren Strahleigenschaften ihre Unempfindlichkeit gegen mechanische Einflüsse. Die Faserendflächen sind auch gleichzeitig die Endspiegel des Resonators. Probleme bei der Ausrichtung der Spiegel bzw. bei der Stabilität dieser Ausrichtung gibt es daher nicht.

Die Skalierbarkeit der Leistung von Faserlasern wird durch die Zerstörschwelle von optischen Fasern in Bezug zur Intensität begrenzt. Probleme treten an den Endflächen der Fasern auf, die durch die Einkopplung der Pumpenergie besonders belastet werden. Außerdem ist die Ausgangsleistung einer einzelnen Faser durch eine Reihe von nichtlinearen Effekten begrenzt. Die theoretische Obergrenze zur Extraktion eines idealen Laserstrahls aus einer einzelnen Faser mit einem Durchmesser von 35  $\mu\text{m}$  liegt derzeit bei ca. 10 kW [Tün05]. Eine Möglichkeit, diese Grenze zu umgehen, ist die Kopplung der Ausgangsleistung mehrerer Fasern. Die verschiedenen Lichtwellen der verschiedenen Fasern kohärent zu überlagern, d. h. mit identischen Phasen und Frequenzen, ist aber schwierig und zurzeit nur mit Faserlasern niedriger Ausgangsleistung möglich [SPHT07]. Faserlaser mit auch nur näherungsweise idealen Strahleigenschaften, die Ausgangsleistungen im Megawattbereich erreichen, sind nach heutigem Kenntnisstand in nächster Zeit nicht zu erwarten, da dies die kohärente Kopplung von hunderten Faserlasern erfordert. Die einzige Technologie, die solche Ausgangsleistungen bei nahezu idealer Strahlqualität zurzeit ermöglicht, sind chemische Laser, wie sie auch im ABL eingesetzt werden. Chemische und gasdynamische Laser erlauben zurzeit die höchsten kontinuierlichen Laserausgangsleistungen.

### 2.2.3 Chemische und gasdynamische Laser

Die Strahlungsenergie bei chemischen Lasern wird durch eine chemische Reaktion erzeugt, wie in der Abbildung 2.1 dargestellt ist. Das Reaktionsprodukt befindet sich in einem energetisch angeregten Zustand und bildet das aktive Lasermedium. Die Ausgangsstoffe der Reaktion werden ständig nachgeliefert und das angeregte Reaktionsprodukt durchströmt den Resonator senkrecht zur Resonatorachse. Die



**Abbildung 2.1:** Prinzipskizze für einen chemischen Laser. Der Gasstrom senkrecht zum eigentlichen Laserresonator bildet das aktive Medium. Die Verlustwärme wird mit dem Gasstrom abgeführt.

Laserenergie wird über die kontinuierliche chemische Umwandlung der Ausgangsstoffe der Reaktion erzeugt. Der Strömungsvorgang erfolgt üblicherweise mit mehrfacher Schallgeschwindigkeit und führt die Verlustwärme des Laserprozesses ab. Damit ist das aktive Medium nicht abgeschlossen und das Problem der sich im aktiven Medium akkumulierenden Verlustwärme im Gegensatz zu anderen Laseraufbauten grundsätzlich gelöst. Daher sind dem Resonatordurchmesser zumindest keine thermischen Grenzen gesetzt.

Sogenannte gasdynamische Laser funktionieren nach einem ähnlichen Prinzip. Im Unterschied zu normalen Gaslasern, bei denen analog zum Vorgehen bei Festkörperlaser ein Gas anstatt eines Festkörpers extern angeregt wird, werden hier thermodynamische Effekte zur Erzeugung des aktiven Mediums genutzt. Dazu wird ein Gas nach Durchtritt durch eine Düse expandiert. Die Temperatur des Gases sinkt und es befindet sich kurzfristig außerhalb seines thermodynamischen Gleichgewichts und in einem angeregten Zustand, der zur Lichtverstärkung benutzt werden kann. Dieser Gasstrom wird zur Abfuhr der Verlustwärme senkrecht zum optischen Laserresonator angeordnet. Im Gegensatz zu anderen quergeströmten Gaslasern wird das Gas nicht umgewälzt, sondern durchströmt den Resonator nur einmal, was die Ausbildung einer thermischen Leistungsgrenze verhindert.

Chemische Laser und gasdynamische Laser nehmen eine Sonderstellung unter den verschiedenen Lasertypen ein. Chemische Laser liefern zurzeit die größten bekannten kontinuierlichen Ausgangsleistungen. Verschiedene Reaktionen wurden in der Forschung zur Erzeugung eines angeregten Mediums verwendet [Gro76]. Im Hochleistungsbereich haben sich Wasserstoff-Fluorid (HF), Deuterium-Fluorid (DF) und Sauerstoff-Jod Laser durchgesetzt. Es wurden Experimente mit dem *Mid-Infrared Advanced Chemical Laser* (MIRACL) an der *High Energy Laser Systems Test Facility* (USA) mit Ausgangsleistungen von 1,2 MW publiziert, bei denen die Nutzbarkeit eines solchen Systems im Bergbau untersucht wird [FLG<sup>+</sup>02]. Ein Patent der Herstellerfirma des Lasers bezüglich eines anderen Produktes nennt sogar eine Ausgangsleistung des MIRCAL von 2 MW [Liv01]. Der MIRACL ist ein DF-Laser (DF) und liefert ein Wellenlängenspektrum im Bereich zwischen 3,6  $\mu\text{m}$  und 4,0  $\mu\text{m}$  [Hig02]. Die Laseranlage nimmt inklusive der Tanks zur Aufbewahrung der benutzten Chemikalien eine Fläche von mehreren tausend Quadratmetern ein (vgl. Luftbild der Anlage in [Hor06]).

Der im Abschnitt 6 als Fallbeispiel verwendete Airborne Laser (ABL) wird mit einem chemischen Sauerstoff-Jodlaser (COIL) betrieben. Eine Lasertätigkeit eines COIL konnte erstmals 1978 gemessen werden, die Ausgangsleistung lag in der Größenordnung von 4 mW [MPBB78]. 1987 wurden 25 kW kontinuierliche Ausgangsleistung erreicht [TLH92]. Die Ausgangsleistung des im Rahmen des ABLs zu verwendenden COILs ist nicht offiziell bekannt. Nach Information der Publikation *Jane's Electro-Optic Systems* ist sie auf 3 MW projektiert [Get03, S. 491].<sup>1</sup> Dieser Wert wird aber nur in der zitierten Auflage genannt und in späteren Ausgaben wird nur noch von „Megawatt-Klasse“ gesprochen. Allerdings verwenden auch Barton et al. diesen Wert [BFK<sup>+</sup>04, S. S299]. Zur Vergleichbarkeit der Ergebnisse dieser Arbeit mit der Studie von Barton et al. wird im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls der Wert 3 MW verwendet. Laut Pressemitteilung der Herstellerfirma Northrop Grumman wurde der Laser am Boden bereits mit voller Leistung getestet [Nor06].

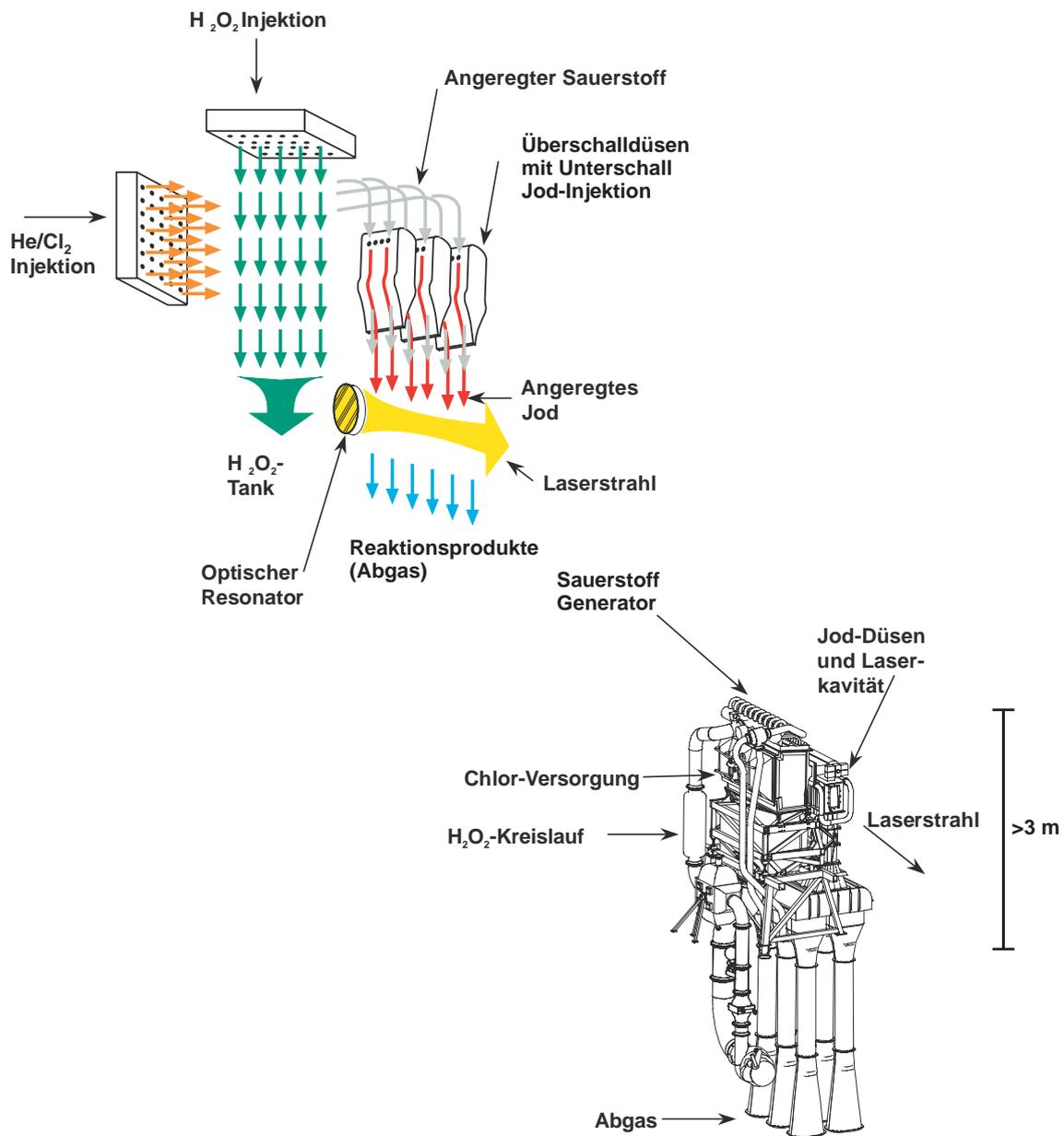
Ein COIL benutzt angeregtes Jod als aktives Medium. Aus dem Übergang zwischen zwei Energiezuständen des Jods<sup>2</sup> resultiert eine Wellenlänge von 1,3152  $\mu\text{m}$  [EKP80]. Das angeregte Jod wird über eine Reihe von Reaktionen mit zum Teil toxischen Chemikalien erzeugt. Abbildung 2.2 stellt die Funktionsweise eines Lasermoduls des ABL vor und zeigt den mechanischen Aufbau eines solchen Moduls. Der Laser des ABL wird mit 6 Modulen betrieben, die jeweils das Volumen eines „Geländewagens einnehmen“ [Tir06]. Allein der obere Teil des Moduls ohne Gasaustrittsdüsen ist mindestens drei Meter lang (siehe Abbildung 2.2 unten rechts, Quellenangabe in der Bildunterschrift). Weitere Informationen zum Aufbau dieses Systems finden sich unter [KHC<sup>+</sup>00], Angaben zu potentiellen industriellen Anwendungen für COIL in der Materialbearbeitung bei Bülow [Bül95].

Latham et al. zeigen Einsatzmöglichkeiten für COIL im Bergbau oder für den Abriss

---

<sup>1</sup>Beim Verweis auf Detailinformationen aus umfangreichen Werken wird im Rahmen dieser Arbeit zusätzlich die Seitenzahl angegeben.

<sup>2</sup>Es handelt sich um den Übergang zwischen  $I(^2P_{1/2}(F=4))$  und  $I(^2P_{3/2}(F=4))$ .



9701148.002.SGD11

**Abbildung 2.2:** Aufbau eines chemischen Sauerstoff-Jod-Laser Moduls für den Airborne Laser. Basisches H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> reagiert mit Cl<sub>2</sub>. Die Reaktion liefert angeregten Sauerstoff, welcher über eine mehrstufige Reaktion angeregtes Jod erzeugt. Das angeregte Jod ist das aktive Lasermedium. Über ein System von Turbopumpen werden ständig neue Chemikalien nachgeliefert. Es bildet sich ein Gasstrom aus. Der optische Resonator wird senkrecht zum Gasstrom aufgebaut. *links:* Prinzipskizze. *rechts:* Mechanischer Aufbau. *Quelle:* [BFK<sup>+</sup>04, S. S301] nach [Lam02]; Maßstab nach [Boe00, Boe02].

von Atomkraftwerken auf [LKQ00]. Eine Beschreibung der chemischen Reaktionen, die zur Produktion des angeregten Jods führen, liefern Barton et al. [BFK<sup>+</sup>04], eine Übersicht über verschiedene Typen von chemischen Lasern Basov et al. [BBI<sup>+</sup>90].

Diese Arbeit befasst sich nicht mit den technischen Problemen, die mit der Herstellung und dem Betrieb eines Lasers mit mehreren Megawatt Ausgangsleistung verbunden sind, sondern geht im Rahmen einer best-case Analyse davon aus, dass die veröffentlichten Daten zur Strahlqualität und Leistung erreicht werden können. Der gleiche Ansatz wird bei der weiteren Berechnung der Intensitäten verfolgt. Die Details des optischen Aufbaus im ABL sind nicht bekannt, aber der Durchmesser des Spiegels, der zur Nachführung des Laserstrahls benutzt wird.

## 2.3 Vakuumpropagation von Laserstrahlung

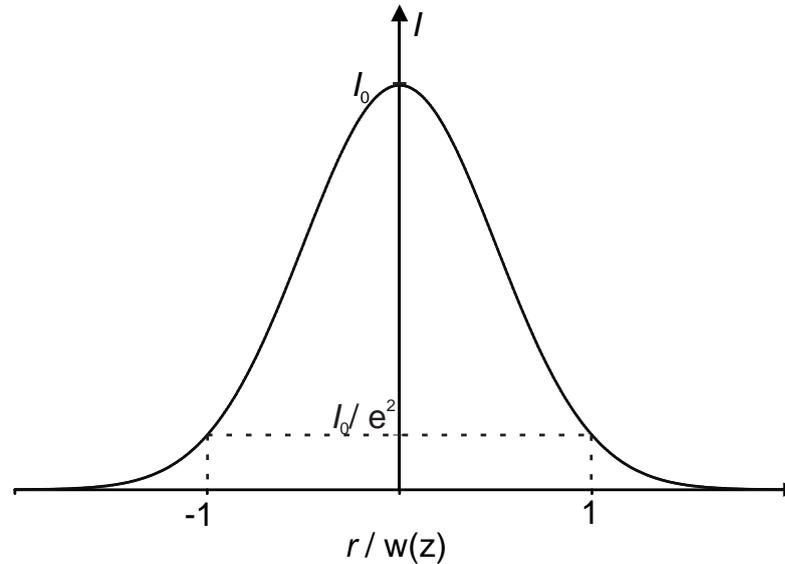
### 2.3.1 Gaußstrahlen

Mittels der Gesetzmäßigkeiten der Optik lässt sich aus dem verwendeten Optikdurchmesser, zusammen mit der Wellenlänge und der Strahlqualität der Laserstrahlquelle der minimale Strahldurchmesser bestimmen, der theoretisch in einer gegebenen Entfernung bei Strahlausbreitung im Vakuum zu erreichen ist. Im betrachteten Fallbeispiel in Kapitel 6 wird wiederum von dem Fall ausgegangen, dass die Optik im ABL dieses Optimum erreicht, da auf diese Weise eine maximale Intensität auf einem Objekt deponiert wird.

Zur Bestimmung des minimalen Fokusradius wird das Modell der Gauß-Strahlen verwendet, die in diesem Abschnitt beschrieben werden. Der Abschnitt 2.3.2 führt die Strahlqualität ein, die benutzt wird, um schließlich im Abschnitt 2.3.3 den minimalen Fokusradius für einen gegebenen Laser in einer bestimmten Entfernung für den Fall einer Strahlausbreitung im Vakuum zu berechnen. Im Unterkapitel 2.4 wird auf die Auswirkungen von atmosphärischen Turbulenzen eingegangen, die eine Vergrößerung des hier berechneten Fokusradius zur Folge haben.

Der Aufbau eines Lasers als optischer Resonator führt zur Ausbildung von stehenden elektromagnetischen Wellen im Resonator, die nach ihrer Auskopplung durch sogenannte Gauß-Strahlen beschrieben werden können. Gauß-Strahlen sind ein Hilfsmittel der physikalischen Optik. Informationen zum theoretischen Hintergrund und zur Anwendung finden sich z. B. bei Siegman, Pedrotti und Hecht [Sie86, PPBS05, Hec01]. Eine grundlegende Einführung in die Physik von elektromagnetischen Wellen liefern Jackson sowie Born und Wolf [Jac02, BW70]. An dieser Stelle werden nur die für das weitere Vorgehen relevanten Ergebnisse zusammengefasst.

Gauß-Strahlen sind eine Lösung der paraxialen Wellengleichung und stellen eine geeignete Näherung realer Laserstrahlen dar. Mit ihrer Hilfe kann durch wenige



**Abbildung 2.3:** Intensitätsverteilung eines Gauß-Strahls im Grundmode in Abhängigkeit vom Abstand zum Strahlmittelpunkt, nach Gleichung 2.1.

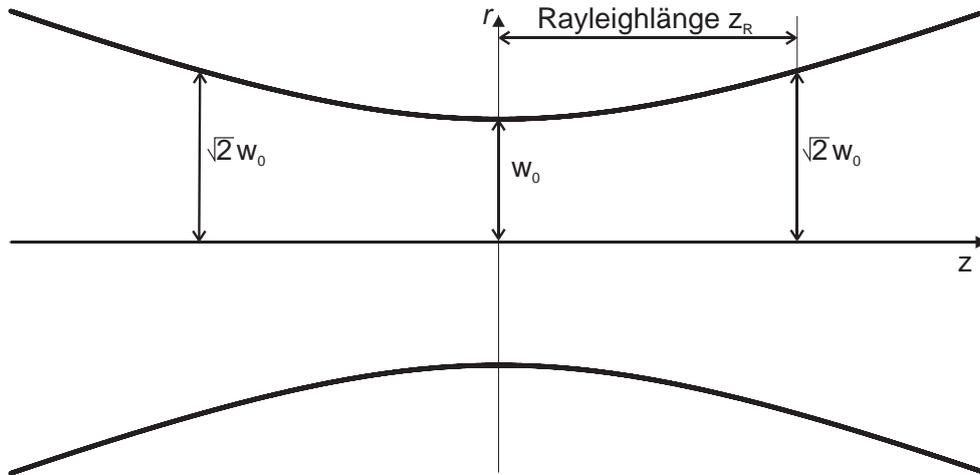
Parameter die Intensitätsverteilung entlang eines Laserstrahls berechnet werden [Sie86, EL02]. Diese Parameter sind der minimale Strahlradius  $w_0$  und die Rayleighlänge  $z_R$ .

Im Resonator können verschiedene transversale Moden anschwingen. Für einen Laser im transversalen Grundmode ist die Intensitätsverteilung senkrecht zur Strahlausbreitungsrichtung radialsymmetrisch und hat die Form einer gaußschen Glockenkurve. Der Strahlradius  $w(z)$  an einem bestimmten Punkt  $z$  auf der optischen Achse entlang der Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls ist dann durch die Entfernung  $r$  von der optischen Achse definiert, bei der die Intensität auf  $1/e^2$  (ca. 14 Prozent) des Maximalwertes im Zentrum abgesunken ist. Für einen Laser mit der Ausgangsleistung  $P$  ergibt sich

$$I(r) = \frac{2P}{\pi w(z)^2} e^{-2r^2/w(z)^2} = I_0(z) e^{-2r^2/w(z)^2}, \quad (2.1)$$

siehe auch Abbildung 2.3. Neben dieser Verteilung können im Resonator auch andere Moden anschwingen, unter Umständen auch gleichzeitig. Die Intensitätsverteilungen ergeben sich dann durch eine Kombination aus Hermite- oder Laguerre-Polynomen je nach den Symmetrieverhältnissen im Resonator [Sie86].

Der mit Gleichung 2.1 beschriebene Grundmode stellt den Mode mit der geringsten Strahldivergenz dar. Die Strahldivergenz wird durch die Rayleighlänge  $z_R$  beschrieben. Sie beschreibt das Verhalten des Gauß-Strahls entlang der Ausbreitungsrichtung  $z$  und gibt an, wann sich der Strahlradius  $w(z)$  im Verhältnis zum Minimum  $w_0$  bei



**Abbildung 2.4:** Veränderung des Strahlradius  $w(z)$  eines Laserstrahls im Grundmode entlang der Ausbreitungsrichtung.

$z = z_0$ , der Strahltaile, um den Faktor  $\sqrt{2}$  vergrößert hat. Wird für dieses Minimum  $z_0 = 0$  gesetzt, ergibt sich

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} . \quad (2.2)$$

Eine Darstellung der Entwicklung des Strahlradius  $w(z)$  mit der Entfernung zeigt Abbildung 2.4. Es ist dabei zu beachten, dass keine Linie konstanter Intensität aufgetragen ist, da sich die Maximalintensität  $I_0$  an verschiedenen Punkten entlang der optischen Achse  $z$  unterscheidet und zwar gemäß

$$I_0(z) = \frac{2P}{\pi w(z)^2} . \quad (2.3)$$

Für einen Laser im Grundmode sind Rayleighlänge  $z_R$  und der minimale Strahlradius  $w_0$  über die Wellenlänge  $\lambda$  verknüpft,

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} . \quad (2.4)$$

Reale Laser haben eine kürzere Rayleighlänge als in Gleichung 2.4 beschrieben und damit eine geringere Strahlqualität.

### 2.3.2 Strahlqualität

Die Strahlqualität beschreibt das Divergenzverhalten von Laserstrahlen. Besitzen zwei Laserstrahlen gleicher Strahltaile und gleicher Wellenlänge unterschiedliche Divergenzen, so spricht man beim Strahl mit der größeren Divergenz von einer geringeren Strahlqualität. Die höchste Strahlqualität erreicht der Gauß-Strahl im Grundmode. Ursachen für eine geringere Strahlqualität können im Anschwingen von höheren Moden liegen oder im Auftreten von Amplituden oder Phasenstörungen durch ein inhomogenes aktives Medium [EDE04]. Im ungünstigsten Fall überlagern sich mehrere Teilstrahlen und das Intensitätsprofil wird unsymmetrisch und irregulär. Um trotzdem einen Strahlradius definieren zu können, wird standardisiert die im Folgenden vorgestellte Methode verwendet [ISO05]. Der Strahlmittelpunkt  $\langle x(z) \rangle$ ,  $\langle y(z) \rangle$  in einer Ebene  $z$  wird durch einen mit der Intensität gewichteten Schwerpunkt angegeben bzw. durch einen auf die Gesamtleistung normierten Erwartungswert

$$\langle x(z) \rangle = \frac{\int x I(x,y,z) dx dy}{\int I(x,y,z) dx dy} , \quad (2.5)$$

$$\langle y(z) \rangle = \frac{\int y I(x,y,z) dx dy}{\int I(x,y,z) dx dy} . \quad (2.6)$$

Analog werden zwei Strahlradien in  $x$  und  $y$  Richtung über das Doppelte der Standardabweichung  $\sigma$  definiert.

$$\frac{w_x(z)}{2} = \sigma_x = \sqrt{\frac{\int (x - \langle x(z) \rangle)^2 I(x,y,z) dx dy}{\int I(x,y,z) dx dy}} , \quad (2.7)$$

$$\frac{w_y(z)}{2} = \sigma_y = \sqrt{\frac{\int (y - \langle y(z) \rangle)^2 I(x,y,z) dx dy}{\int I(x,y,z) dx dy}} . \quad (2.8)$$

Diese Definition für den Strahlradius entspricht für einen Gauß-Strahl im Grundmode einem Absinken der Intensität auf  $I_0(z)/e^2$ , wie im Abschnitt 2.3.1 beschrieben. Die Strahlqualität wird nun über die Beugungsmaßzahl  $M^2$  quantifiziert.<sup>3</sup> Die Beugungsmaßzahl beschreibt, um welchen Faktor die Rayleighlänge  $z_R$  im Vergleich zum idealen

---

<sup>3</sup>Als Konvention spricht man von  $M^2$  als Beugungsmaßzahl, der Wert  $M = \sqrt{M^2}$  wird nicht verwendet.

Fall verkürzt ist, bzw. um welchen Faktor sich die Strahlfläche im Vergleich zum Grundmode ( $M^2 = 1$ ) vergrößert:

$$z_{\text{Rreal}} = \frac{z_{\text{Rideal}}}{M^2} = \frac{\pi w_{0\text{ideal}}^2}{M^2 \lambda} , \quad (2.9)$$

$$w(z)_{\text{real}} = w(z)_{\text{ideal}} \sqrt{M^2} . \quad (2.10)$$

Die Beugungsmaßzahl  $M^2$  ist universell anwendbar. Verwendet man die Definitionen aus den Gleichungen 2.7 und 2.8, verhält sich ein monochromatischer Laserstrahl wie der im vorherigen Abschnitt beschriebene Gauß-Strahl im Grundmode. Es vergrößert sich nur der Strahlradius  $w(z)$  nach Gleichung 2.10. Es lässt sich zeigen, dass dies für Strahlen mit beliebigen Intensitätsverteilungen gilt [Sie91]. Der Strahl lässt sich stets mit den Parametern  $z_{0x}$ ,  $z_{0y}$ ,  $w_{0x}$ ,  $w_{0y}$ ,  $M_x^2$  und  $M_y^2$  beschreiben, falls die Hauptachsen der Intensitätsverteilung entlang der Ausbreitungsrichtung fixiert bleiben [SNS98]. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird deshalb stets die Näherung des Gauß-Strahls in Verbindung mit der Beugungsmaßzahl  $M^2$  zur Berechnung von Intensitätsverteilungen benutzt.

Eine weitere Anwendung der Strahlqualität ist die Berechnung der Fokussierbarkeit eines gegebenen Laserstrahls. Mit dem Faktor  $M^2$  wird berechnet, welcher Strahldurchmesser in einer gegebenen Entfernung mit einer Optik mit gegebenem Durchmesser minimal zu erreichen ist. Nach Gleichung 2.3 ergibt sich daraus entsprechend die Maximalintensität in dieser Entfernung.

### 2.3.3 Bestimmung des minimal zu erreichenden Fokussdurchmessers

Abbildung 2.5 zeigt schematisiert den Strahlverlauf bei der Fokussierung durch eine Optikeinheit. Der Strahl tritt links in die Einheit ein, bewegt sich danach durch das Vakuum und wird in einem Abstand  $L$  von der Linse fokussiert. Für die Berechnung ist nicht entscheidend, ob in der Realität als letztes Element der Optikeinheit eine Linse, ein Spiegel oder eine Blende auftritt und wie die eigentliche Strahlformung vorgenommen wird. Entscheidend ist, dass der entstehende Gauß-Strahl durch einen Öffnungsdurchmesser  $D$  transmittiert werden kann, ohne dass größere Teile des Intensitätsprofils an dieser Stelle abgeschnitten werden. Eine 100%ige Transmission ist nicht möglich, da die Intensität gemäß der Gaußverteilung erst im Unendlichen auf Null absinkt. Setzt man voraus, dass 99% der Leistung des Laserstrahls durch die Öffnung der Linse transmittiert werden sollen, ergibt sich aus den Eigenschaften der Gauß-Strahlen ein Linsendurchmesser  $D = \pi w(L)$ .

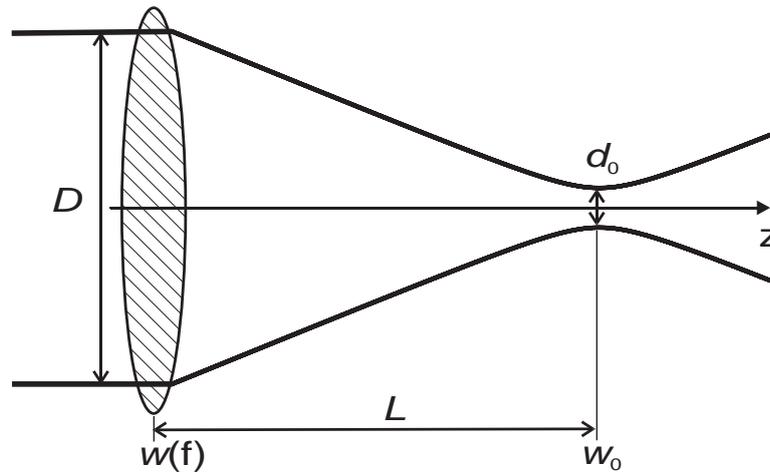


Abbildung 2.5: Fokussierung eines Gauß-Strahls.

Die Voraussetzung einer Transmission von 99% der Leistung durch die Fokussierlinse und damit den Linsendurchmesser  $D = \pi w(L)$  wird gewählt, weil sie speziell für eine Behandlung von HEL sinnvoll ist. So führt beispielsweise eine Reduktion des Linsendurchmessers auf  $2w(L)$  dazu, dass 14% der Leistung auf die Ränder des Fokussierelementes treffen und dort mit Hilfe einer Kühlung abzuführen sind. Zusätzlich sind erhebliche Verluste der Maximalintensität durch Beugung am Rand des Fokussierelementes zu erwarten. Selbst mit einem Durchmesser von  $\pi w$  ergeben sich Variationen in der Intensität von  $\pm 17\%$  im Nahfeld ( $z \ll z_R$ ) bzw. eine Verringerung der Maximalintensität um 17% im Fernfeld. Erst ein Durchmesser des Fokussierelementes entsprechend  $4,6w$  reduziert diese auf weniger als 1% [Sie86, S. 667], eine Verringerung des Linsendurchmessers unterhalb von  $\pi w$  ist daher nicht sinnvoll.

Zur Berechnung des minimalen Fokusedurchmessers werden die Gleichungen 2.2 und 2.4 kombiniert. Für  $z \gg z_r$  gilt [Sie86]

$$w_0 \approx \frac{z\lambda}{\pi w(z)} . \quad (2.11)$$

Nun wendet man diese Gleichung für den Fall einer Fokussierung an. Der Abstand zwischen Linse und Fokus sei  $z = L$  und mit dem gewählten Linsendurchmesser von  $D = \pi w$  folgt ein minimaler Fokusedurchmesser  $d_0$  von

$$d_0 \approx \frac{2L\lambda}{D} \quad \text{bzw.} \quad d_0 \approx \frac{2M^2L\lambda}{D} . \quad (2.12)$$

Im Unterschied zu Gleichung 2.10 geht die Beugungsmaßzahl  $M^2$  linear in die Beziehung 2.12 ein. Dieser scheinbare Widerspruch lässt sich folgendermaßen aufklären: Verringert sich die Strahlqualität eines idealen Lasers um den Faktor  $M^2$ , vergrößert sich sein Strahldurchmesser um den Faktor  $\sqrt{M^2}$ . Dies gilt sowohl für die Strahltaile  $w_0$  als auch für den Strahldurchmesser am Ort des Fokussierelements. Damit auch 99% der Leistung dieses nicht-idealen Strahls transmittiert werden, folgt bei gleichem Abstand eine Verringerung der Divergenz, was zu einer Aufweitung des Fokusbereichs um einen weiteren Faktor  $\sqrt{M^2}$  führt.

Mit den Gleichungen 2.12 wird der minimale Fokusbereich für eine Strahlaufweitung im Vakuum bestimmt. Der bewegliche Spiegel des ABL zur Nachführung des Laserstrahls besitzt einen Durchmesser  $D = 1,5$  m, der verwendete Laser hat eine Wellenlänge von  $1,3152 \mu\text{m}$  und als Designziel wird eine Strahlqualität von  $M^2 = 1,2$  angegeben [BFK<sup>+</sup>04, S. S299]. Unter der unrealistischen Annahme, dass sich der Strahl komplett im Vakuum ausbreitet, ergibt sich unter der Benutzung der Daten des ABL für eine Entfernung von 300 km ein minimaler Strahldurchmesser  $d_0 = 0,63$  m.

Für den Fall, dass sich der Laserstrahl teilweise oder vollständig in der Atmosphäre ausbreitet, wie es z. B. bei Bestrahlungsszenarien des ABL der Fall sein würde, haben atmosphärische Turbulenzen erheblichen Einfluss auf die Strahlaufweitung und führen zu einer Vergrößerung des Strahldurchmessers am Ziel. Der nächste Abschnitt stellt die durchgeführten Berechnungen zur Bewertung des Einflusses der Turbulenzen vor.

## 2.4 Strahlaufweitung durch atmosphärische Turbulenzen

### 2.4.1 Grundlagen

Der Brechungsindex<sup>4</sup>  $n$  der Atmosphäre ist eine Funktion von Temperatur und Druck. Turbulenzen in der Luft führen daher zu lokalen Änderungen des Brechungsindex. Bewegt sich ein Laserstrahl durch die Atmosphäre, durchquert er Regionen mit unterschiedlicher Brechzahl und an den Grenzen kommt es jeweils zu einer Brechung des Lichts. Da es sich bei Turbulenzen um zeitlich veränderliche Phänomene handelt, wirkt die Atmosphäre wie ein optisches Element mit sich ständig ändernden Eigenschaften. Die Auswirkungen dieser Änderungen können auch mit dem bloßen Auge betrachtet werden, z. B. scheinen Sterne am Nachthimmel zu flimmern. Bei der Ausbreitung von Laserstrahlen werden folgende Effekte beobachtet [And04, S. 22]:

---

<sup>4</sup>In der Literatur wird der Begriff Brechzahl synonym verwendet.

- Es wird eine im Vergleich zur Vakuumausbreitung vergrößerte Strahlaufweitung verursacht.
- Der Strahl bewegt sich nicht auf der geometrischen Sichtlinie, sondern wandert um den idealen Auftreffpunkt. Dabei wird zwischen Effekten unterschieden, die den Strahl um kleine Auslenkungen in der Größenordnung seines Durchmesser bewegen und solchen, die deutlich größere Strahlbewegungen verursachen.
- Der Strahl verliert an räumlicher Kohärenz.
- Es treten Intensitätsschwankungen im Strahlquerschnitt auf.

Zur quantitativen Bewertung der Auswirkungen der Turbulenzen auf die Strahlaufweitung wird eine vergleichsweise komplizierte Theorie verwendet, die im nächsten Abschnitt beschrieben wird. Sie verbindet Werkzeuge der Statistik mit denen der Elektrodynamik. Aufgrund der Abhängigkeit der Eigenschaften der Atmosphäre vom Ort und der Zeit (Tagesgang *und* Jahresgang) gibt es erhebliche Schwankungen der Modellparameter und große Unsicherheiten bei den Ergebnissen. Trotzdem ist die Benutzung der Theorie notwendig, da bei der Verfolgung eines Raumflugkörpers mit einem nahe dem Erdboden stationierten Laser eine große Bandbreite unterschiedlicher Fälle auftreten. Zu Beginn des Startvorganges einer Rakete verläuft der Laserstrahl noch nahe der Erdoberfläche, bei einer Bestrahlung von Satelliten bewegt er sich nahezu auf direktem Weg in den Weltraum. Die Unterschiede in der Strahlaufweitung zwischen diesen Fällen ist erheblich. Da das Ziel dieser Arbeit ist, auch die Zeitabhängigkeit der resultierenden Intensitäten berechnen zu können, um z. B. abzuschätzen, wann eine Zerstörung einer Rakete frühestens erfolgen wird, reicht es nicht, nur einen Mittelwert oder einen Extremwert für die Strahlaufweitung durch Turbulenzen anzusetzen. Stattdessen wird auf das Rechenverfahren zurückgegriffen, dass im nächsten Abschnitt vorgestellt wird. Die weiteren Abschnitte dieses Unterkapitels gehen auf die Kompensation der Auswirkungen von Turbulenzen auf die Strahlausbreitung durch die Technologie der adaptiven Optik und die Bewertung ihrer Wirksamkeit ein.

### 2.4.2 Quantifizierung der Auswirkungen atmosphärischer Brechzahlfluktuationen auf die Strahlausbreitung

Turbulenzen entstehen durch den Energieeintrag der Sonne in die Atmosphäre, der Luftströmungen auslöst. Nach Kolmogorov und Richardson kann der Prozess als Energieübertrag von großen zu kleinen Strukturen beschrieben werden [Ric22, Kol41b, Kol41a]. Große meteorologische Strukturen spalten sich zu kleineren Wirbeln auf, bis die Energie schließlich als Wärme abgeführt wird. Daraus ergibt sich, dass die Geschwindigkeitsschwankungen innerhalb eines Bereichs, der je nach atmosphärischen Bedingungen eine Untergrenze  $l_0$  zwischen einigen Millimetern bis Zentimetern und eine Obergrenze  $L_0$  zwischen einigen zehn bis hundert Metern besitzt, als rein

statistisches Problem beschreiben lässt [Bel93, p. 168]. Analog können die Brechzahlunterschiede beschrieben werden. Entfernt man sich von einem Ort  $\vec{r}$  um den Abstand  $s = |\vec{s}|$ , der sich im Bereich zwischen  $l_0 < s < L_0$  bewegt, kann man die durchschnittliche Änderung des Brechungsindex  $n$  zwischen dem Ort  $\vec{r}$  und den Orten  $\vec{r} + \vec{s}$ , die auf einer Kugelschale im Abstand  $s$  liegen, nach Kolmogorov als eine sogenannte Strukturfunktion  $\mathcal{D}$  darstellen,

$$\mathcal{D}_n(\vec{r}, \vec{s}) = \langle [n(\vec{r} + \vec{s}) - n(\vec{r})]^2 \rangle . \quad (2.13)$$

$\mathcal{D}_n(\vec{r}, s)$  ist ein Maß dafür, wie stark sich der Brechungsindex im Durchschnitt ändert, wenn man sich um einen Abstand  $s$  vom Ort  $\vec{r}$  wegbewegt. Die eckigen Klammern  $\langle \rangle$  stellen dabei einen Ensemblemittelwert<sup>5</sup> dar. Für zwei Punkte in einer Entfernung  $s$  zwischen  $l_0 < s < L_0$  lässt sich die Atmosphäre als homogen und isotrop beschreiben und es gilt [Kol41a, Kol61]

$$\mathcal{D}_n(\vec{r}, s) = C_n^2(\vec{r}) s^{2/3} \quad \text{für } l_0 < s < L_0 . \quad (2.14)$$

Die durchschnittliche Änderung des Brechungsindexes zwischen einem Punkt  $\vec{r}$  und einem zweiten Punkt in der Entfernung  $s$  hängt also nur von dem lokalen Maß  $C_n^2(\vec{r})$  (dem Strukturparameter für den Brechungsindex) und der Entfernung  $s$  ab. Damit lässt sich eine statistische Analyse der Auswirkungen von Turbulenzen auf die Ausbreitung eines Laserstrahls durchführen, sobald der Parameter  $C_n^2$  für alle Orte entlang des Strahlweges bekannt ist.

Der Parameter  $C_n^2$  verändert sich mit der Höhe über dem Meeresspiegel und variiert zusätzlich durch geographische Einflüsse. Zusätzlich kommt noch eine Variation über den Tag und eine jahreszeitliche Variation hinzu sowie eine Abhängigkeit von den Wetterbedingungen. Um Aussagen über die Auswirkungen von Turbulenzen auf die Leistungsfähigkeit von Optiksystemen machen zu können, wurden in der Vergangenheit verschiedene empirische Modelle erstellt, mit dem Ziel, Durchschnittswerte des Parameters  $C_n^2$  für verschiedene Orte anzugeben, die nur von der Höhe über dem Meeresspiegel abhängen [Bel93, S. 211ff]. Diese Modelle unterscheiden sich teilweise um mehrere Größenordnungen in ihren Ergebnissen. Bekannter sind die Modelle SLC Night (Submarine Laser Communication [MZ79]), das Air Force Geophysics Lab (AFGL) AMOS Modell [BBGM88] und das *Clear-1 Night* Modell [Bel93]. Daneben gibt es noch eine Reihe weiterer Modelle, die teilweise zusätzlich zur Höhe noch das Wettergeschehen einfließen lassen [And04, S. 12].

In den Berechnungen dieser Arbeit wird das Modell *Clear-1 Night* verwendet. Es wurde durch nächtliche Messungen über der Wüste New Mexicos entwickelt. Die Mittelwerte dieser Messungen werden abschnittsweise durch Näherungsfunktionen dargestellt.

<sup>5</sup>Der Ensemblemittelwert ist ein Begriff der statistischen Physik. Eine mathematisch fundierte Definition findet sich in der Fachliteratur [KK01, S. 46]. In diesem Fall genügt ein Verständnis des Ensemblemittelwertes analog zum Erwartungswert.

Abbildung 2.6 zeigt  $C_n^2$  in Abhängigkeit von der Höhe über dem Meeresspiegel. Dort finden sich auch die gefundenen Näherungsfunktionen für die verschiedenen Höhenabschnitte. Aus Abbildung 2.6 in Verbindung mit Gleichung 2.14 ergeben sich zwischen zwei Punkten im Abstand von einem Meter beispielsweise mittlere Brechzahlunterschiede von  $5 \cdot 10^{-18}$  in einer Höhe von 10 km und  $1 \cdot 10^{-19}$  in einer Höhe von 30 km.

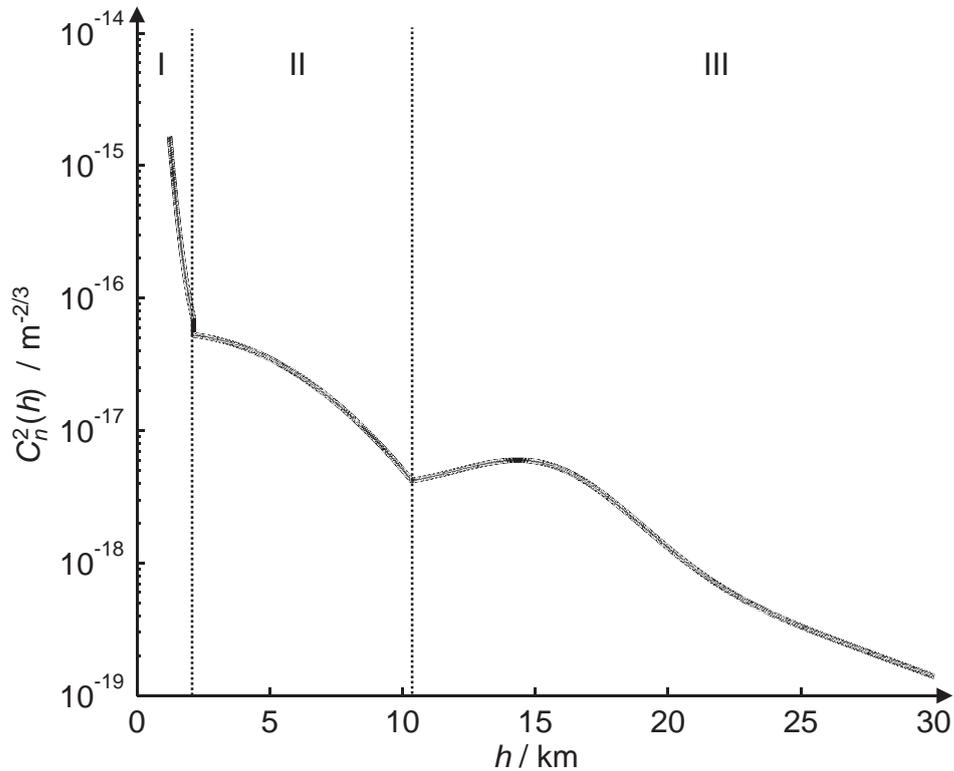
Die Aussagekraft des Modells *Clear-1* ist umstritten [KBMH97, S. 10ff]. Ein Hauptdefizit liegt darin, dass keine Fehlertoleranzen angegeben werden und dies demzufolge auch auf die Berechnungen zutrifft, die das Modell nutzen [Bel93, S. 212]. Für diese Arbeit ist aber entscheidend, dass das Design des ABLs anhand von Turbulenzen der doppelten Stärke von *Clear-1 Night* festgelegt wurde [KBMH97, S. 10], wobei sich der Faktor 2 daraus ergibt, dass Einsätze des ABLs auch am Tag erfolgen sollen. Die Studie zur Raketenabwehr in der Beschleunigungsphase der APS verwendet daher ein Turbulenzmodell entsprechend  $2 \times$  *Clear-1 Night* [BFK<sup>+</sup>04]. Um eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse mit denen der Studie von Barton et al. [BFK<sup>+</sup>04] zu gewährleisten, wird dieses Modell daher auch für die Fallbeispiele im Kapitel 6 dieser Arbeit verwendet.

Unter Anwendung des Modells werden nun die Auswirkungen der Brechzahländerungen auf die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen durch Kombination der statischen Analyse dieser Änderungen mit der Theorie der elektrodynamischen Wellenausbreitung berechnet. Eine detaillierte Beschreibung der Vorgehensweise findet sich bei Sasiela und Strohbehn [Sas94, Str78] und eine Zusammenfassung der Ergebnisse bei Andrews, Tyson und Smith [And04, TF04, Smi93]. Die Studie der APS zur Boost-Phase Missile Defense [BFK<sup>+</sup>04] beschreibt insbesondere das Vorgehen zur Bewertung für den Fall von langen Strahlwegen [BFK<sup>+</sup>04, Kapitel 19, 21 und Anhang D]. Die zur Bewertung der Fallbeispiele im Kapitel 6 dieser Arbeit vorgenommenen Berechnungen orientieren sich am dort beschriebenen Vorgehen. In den folgenden Abschnitten wird dies der Vollständigkeit halber zusammengefasst.

Die Berechnung der Auswirkungen der Brechzahlfluktuationen wird in der Rytov-Näherung vorgenommen, d. h. die Änderung der Brechzahl wird mit Hilfe einer Störungsrechnung erster Ordnung in die Wellengleichung integriert [Sas94, S. 30]. Die Rytov-Näherung ist gültig, falls entlang des Strahlweges nur kleine Brechzahländerungen auftreten, d. h. wenn gilt

$$k^2 \int_0^L C_n^2(h(z)) z^{5/6} dz < 1 \quad . \quad (2.15)$$

Dabei sind die Integrale in den Gleichungen 2.15ff Kurvenintegrale entlang des Strahlweges. Die Parametrisierung erfolgt entlang des Strahles in  $z$ -Richtung.  $L$  ist der Abstand zwischen Laserquelle und Ziel,  $z$  der Integrationsparameter entlang



Bereich **I**:  $1,23 \text{ km} < h \leq 2,13 \text{ km}$

---


$$\log_{10}(C_n^2(h)) = A + Bh + Ch^2$$

$$A = -10,7025 \quad B = -4,3507 \quad C = +8,1414$$

Bereich **II**:  $2,13 \text{ km} < h \leq 10,34 \text{ km}$

---


$$\log_{10}(C_n^2(h)) = A + Bh + Ch^2$$

$$A = -16,2897 \quad B = +0,0335 \quad C = -0,0134$$

Bereich **III**:  $10,34 \text{ km} < h \leq 30 \text{ km}$

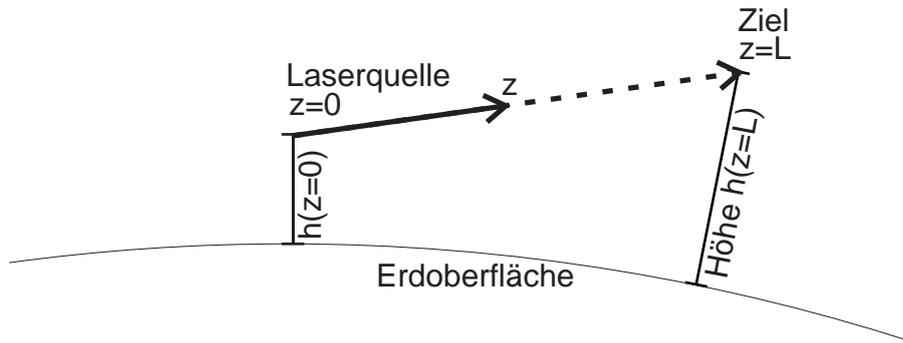
---


$$\log_{10}(C_n^2(h)) = A + Bh + Ch^2 + De^{-0,5[(h-E)/F]^2}$$

$$A = -17,0577 \quad B = -0,0449 \quad C = -0,0005$$

$$D = +0,6181 \quad E = +15,5617 \quad F = +3,4666$$

**Abbildung 2.6:** Clear-1 Night Atmosphärenmodell - Halblogarithmische Darstellung der Entwicklung des Strukturparameters  $C_n^2(h)$  in Abhängigkeit von der Höhe  $h$  über dem Meeresspiegel. *nach:* [Bel93, S. 200].



**Abbildung 2.7:** Auswertung der Kurvenintegrale bei Berechnungen der Auswirkungen von atmosphärischen Turbulenzen auf die Strahlaufweitung.

des Strahlweges und  $k = 2\pi/\lambda$  ist die Wellenzahl. Bei den Berechnungen wird die Integration jeweils über den vollständigen Strahlweg von  $z = 0$  bis  $z = L$  ausgeführt, wie in Abbildung 2.7 dargestellt. Die Funktion  $h(z)$  liefert jeweils die Höhe über der Erdoberfläche in Abhängigkeit vom Integrationsparameter  $z$  und wird im Folgenden zur Vereinfachung der Darstellung nicht mehr explizit ausgewiesen, anstelle der Schreibweise  $C_n^2(h(z))$  wird die Schreibweise  $C_n^2(z)$  benutzt.

Für die weiteren Berechnungen werden der Fried-Parameter  $r_0$  und die Rytov-Varianz  $\sigma_R^2$  zur Charakterisierung der Turbulenzen benötigt. Der *Fried-Parameter*  $r_0$ , auch als Friedsche Kohärenzlänge bekannt, ist ein Maß für die globale Turbulenz entlang des kompletten Strahlweges [BFK<sup>+</sup>04, S. 392]. Es gilt

$$r_0 = \left[ 0,423k^2 \int_0^L C_n^2(z) \left(1 - \frac{z}{L}\right)^{5/3} dz \right]^{-3/5}. \quad (2.16)$$

Die Rytov-Varianz  $\sigma_R^2$  ist die Varianz der Amplitude des elektrischen Feldes am Ziel für den Grenzwert eines unendlichen Optikdurchmessers [BFK<sup>+</sup>04, S. 393],

$$\sigma_R^2 = 0,5631k^{7/6} \int_0^L C_n^2(z) \left[ z \left(1 - \frac{z}{L}\right) \right]^{5/6} dz. \quad (2.17)$$

Zur Bestimmung der Abbildungsqualität eines optischen Systems einschließlich der Turbulenzen, wird auf dem Gebiet der atmosphärischen Optik typischerweise das *Strehlverhältnis*  $S$  (auch: Strehlsche Definitionshelligkeit oder Strehlfaktor) verwendet [PPBS05, S. 756]. Es beschreibt das Verhältnis zwischen beobachteter Maximalintensität  $I_{0\text{real}}(z)$  nach Durchgang durch ein reales optisches System und der zu

erwartenden Maximalintensität  $I_{0\text{ideal}}(z)$  für ein ideales, beugungsbegrenztes System.

$$S = \frac{I_{0\text{real}}(z)}{I_{0\text{ideal}}(z)} . \quad (2.18)$$

Für den Fall eines optischen Systems mit Öffnungsdurchmesser  $D$  ohne weitere Kompensation ergibt sich der Strehlfaktor für  $D > r_0$  als asymptotische Reihe [Sas94, S. 164]

$$S \approx \left(\frac{r_0}{D}\right)^2 - 0,6159 \left(\frac{r_0}{D}\right)^3 + 0,05 \left(\frac{r_0}{D}\right)^5 + 0,00661 \left(\frac{r_0}{D}\right)^7 \pm \dots . \quad (2.19)$$

Mit den Daten des ABL (siehe Seite 18 und einem Strukturfaktor  $C_n^2$  entsprechend dem doppelten von *Clear-1 Night* erhält man für ein Szenario der Raketenabwehr zu Beginn des Startvorganges einer Rakete, bei dem der Strahl auf einer Höhe von 12 km für eine Entfernung von 100 km nahezu parallel zur Erdoberfläche verläuft, nach Gleichungen 2.16 und 2.19 ein Strehlverhältnis von 0,08. Die Berechnung für einen Strahl, der von einem Punkt in 12 km Höhe senkrecht zur Erdoberfläche in den Weltraum verläuft, liefert ein Strehlverhältnis von 0,44. *Für den ersten Fall ist die Maximalintensität am Ziel also mehr als 90% geringer als bei einer Strahlausbreitung ohne den Einfluss von Turbulenzen, für den zweiten Fall werden weniger als 50% erreicht.* Diese Ergebnisse erklären, warum Interesse darin besteht, die Auswirkungen von Turbulenzen zu korrigieren. Zu diesem Zweck wurde die Technologie der adaptiven Optik entwickelt.

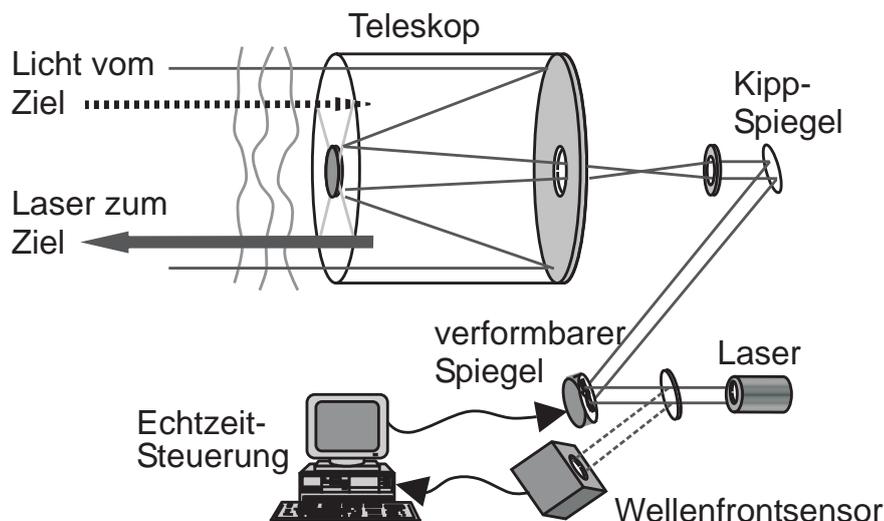


Abbildung 2.8: Funktionsprinzip einer adaptiven Optik, *nach*: [TF04, S. 1].

### 2.4.3 Korrektur der Auswirkungen von Turbulenzen durch adaptive Optik

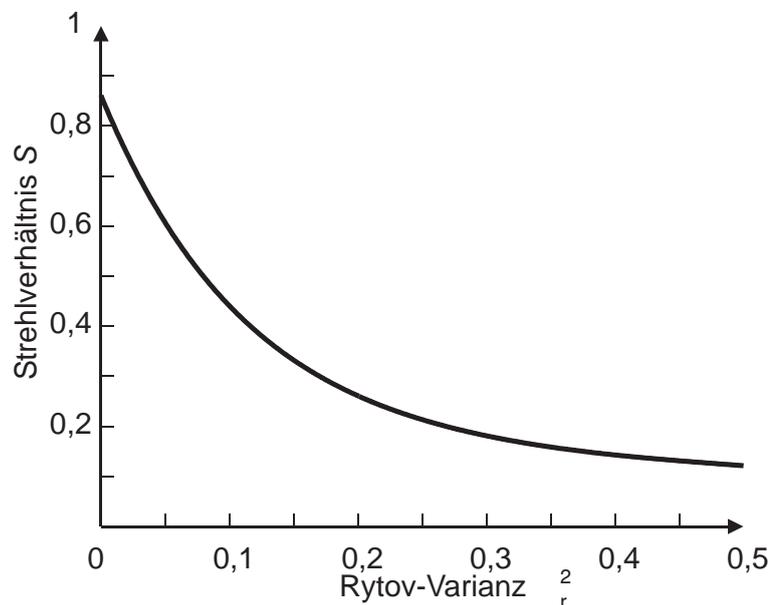
Man spricht von adaptiver Optik, wenn verformbare optische Elemente eingesetzt werden, um Störungen in einem optischen System zu kompensieren. Die Idee, eine solche Anordnung zur Kompensation der Auswirkungen von atmosphärischen Turbulenzen zu verwenden, entstand in der Astronomie [Bab53]. Nach dem gleichen Prinzip, wie ein ausgesandter Laserstrahl beim Durchgang durch die Atmosphäre aufgeweitet wird, beschränken Turbulenzen auch das Auflösungsvermögen von astronomischen Teleskopen, eine Korrektur ist also auch dort wünschenswert.<sup>6</sup>

Die Funktionsweise einer adaptiven Optik zur Korrektur eines ausgesandten Laserstrahls ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Das Licht einer entfernten Quelle fällt in ein Teleskop ein und ein Wellenfrontsensor misst Störungen in den Phasenfronten der einfallenden Welle. Diese Messsignale werden in Echtzeit verarbeitet und an Aktuatoren weitergegeben, die einen Spiegel lokal jeweils um Bruchteile der Wellenlänge des einfallenden Lichtes verformen, um die Phasenstörungen auszugleichen. Eine Verkippung der gesamten Wellenfront wird durch einen zweiten, beweglich aufgehängten Spiegel korrigiert. Mit dieser Anordnung können im Idealfall die Auswirkungen der Turbulenzen auf die Phasenfronten korrigiert werden, nicht aber Störungen im Intensitätsprofil.

<sup>6</sup>Die erste Realisierung einer adaptiven Optik wurde für ein bildgebendes Verfahren genutzt, allerdings nicht in der Astronomie, sondern zur Untersuchung von sowjetischen Satelliten in niedriger Umlaufbahn über der USA durch das amerikanische Militär [Har98, S. 16ff].

In der Praxis eines realen Laserstrahls wird die Effektivität des Gesamtaufbaus durch die Auflösung des Wellenfrontensensors, die Anzahl und Genauigkeit der Aktuatoren des verformbaren Spiegels, die Qualität und Geschwindigkeit der verwendeten Algorithmen und die effektive Bandbreite des Gesamtsystems begrenzt. Für das Beispiel des ABL lässt sich anhand der Veröffentlichungen von Higgs et. al und Billman et. al die Effektivität der verwendeten adaptiven Optik abschätzen [HBK<sup>+</sup>98, BBH<sup>+</sup>99]. Bei den Untersuchungen handelt es sich um Experimente, die vor dem Bau des ABL zur Validierung der Fähigkeiten des geplanten Systems durchgeführt wurden. Die APS fasst in ihrer Studie die Ergebnisse der Experimente zusammen und gibt das resultierende Strehlverhältnis der adaptiven Optik  $S_{AO}$  in Abhängigkeit von einer gegebenen Rytov-Varianz  $\sigma_r^2$  an. Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 2.9 dargestellt.

Damit lassen sich die resultierenden Strehlverhältnisse unter Benutzung der adaptiven Optik des ABL berechnen. *Berechnet man die Rytov-Varianz für die im letzten Abschnitt beschriebenen Strahlwege, erhält man für den Pfad parallel zur Erdoberfläche ein Strehlverhältnis von  $S_{AO} = 0,42$  und für den Pfad senkrecht zur Erdoberfläche ein Strehlverhältnis von  $S_{AO} = 0,84$ , was im ersten Fall mehr als einer Verfünffachung und im zweiten Fall fast einer Verdopplung der Maximalintensität im Vergleich zum unkorrigierten Strahl ohne adaptive Optik entspricht, wie sie im Abschnitt 2.4.2 berechnet wurden.*



**Abbildung 2.9:** Erwartetes Strehlverhältnis  $S_{AO}$  der adaptiven Optik des ABLs in Abhängigkeit der Rytovvarianz  $\sigma_R^2$  eines gegebenen Strahlweges.  
Quelle: [BFK<sup>+</sup>04].

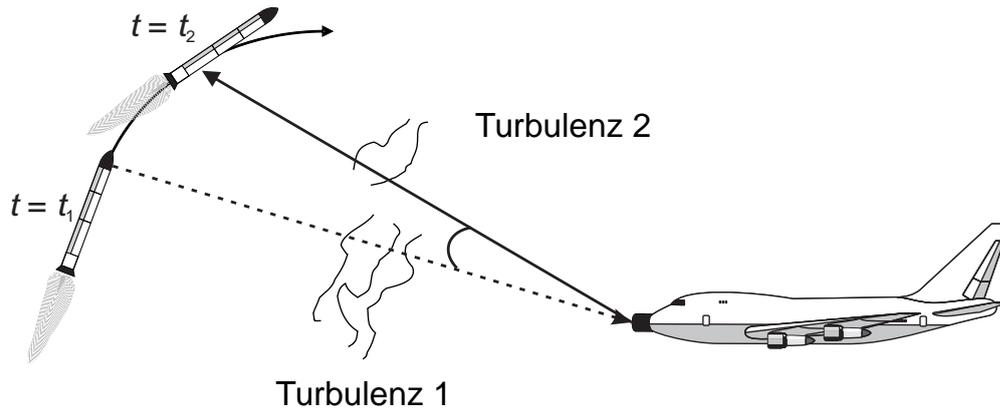
### 2.4.4 Einschränkung der Effektivität von adaptiver Optik durch Anisoplanatismus

Entscheidend zur Korrektur der Auswirkungen der Phasenstörungen, die von atmosphärischen Turbulenzen in den Wellenfronten des Laserstrahls verursacht werden, ist die vorherige Messung dieser Störungen. Die vorangestellten Berechnungen gehen davon aus, dass der Hochenergie-Laserstrahl, der vom Teleskop ausgeschiedt wird, den gleichen Weg durch die Atmosphäre nimmt, wie das Messsignal, vom Zielobjekt zum Teleskop, das benutzt wird, um den Phasenversatz zu messen. Auf diese Weise können die Auswirkungen der Turbulenzen bestmöglich gemessen und korrigiert werden. Gibt es einen Versatz zwischen den Strahlwegen spricht man von Anisoplanatismus.

Bei Anwendungen für adaptive Optiken in der Astronomie werden die Auswirkungen von Turbulenzen über das Bild eines sogenannten Pilotsterns (engl.: *Guide Star*) gemessen und anschließend korrigiert. Astronomische Objekte in der Nähe des Pilotsterns sind damit ebenfalls korrigiert und für einen Bereich innerhalb eines Öffnungswinkels  $\theta_0$  um den Pilotstern erfolgt keine signifikante Verschlechterung der Korrektur. Der Öffnungswinkel  $\theta_0$  wird als isoplanarer Winkel bezeichnet. Außerhalb von  $\theta_0$  sind die Änderungen in den Ausbreitungsbedingungen signifikant und die Korrektur verschlechtert sich. Bei Laserwaffenanwendungen mit adaptiver Optik kann allgemein kein Pilotstern verwendet werden. Anstelle dessen wird ein Punkt des Ziels über einen Hilfslaser beleuchtet und über das Bild des beleuchteten Punktes wird die adaptive Optik des Waffensystems korrigiert. Wird die Entfernung zwischen Optik und Ziel groß und bewegt sich das Ziel hinreichend schnell, bewegt sich der eigentliche HEL-Strahl durch andere Luftschichten als das Bild des Ziels und die adaptive Optik kann gegebenenfalls die Turbulenzen nicht mehr ideal korrigieren, wie in Abbildung 2.10 beispielhaft dargestellt ist. Der HEL bewegt sich nicht mehr im Bereich des isoplanaren Winkels und Anisoplanatismus tritt auf. Quantifizieren lassen sich die Auswirkungen von Anisoplanatismus ebenfalls über die Rytov-Theorie, siehe Abschnitt 2.4.2.

Der isoplanare Winkel  $\theta_0$  wird zur Quantifizierung anisoplanarer Effekte verwendet. Er gibt an, bis zu welchem Öffnungswinkel um einen Pilotstern sich die mittlere quadratische Abweichung in der Phase einer Wellenfront auf unter  $1 \text{ rad}^2$  beschränkt.  $\theta_0$  berechnet sich nach Sasiela [Sas94, S. 174, 61, 73] aus

$$\theta_0 = 2,914k^2 \int_0^L C_n^2(z) z^{5/3} dz \quad . \quad (2.20)$$



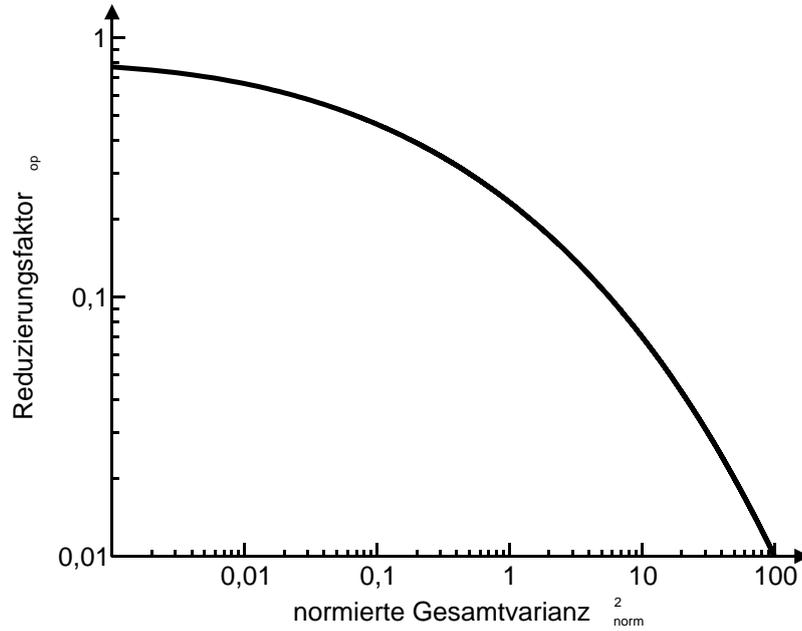
**Abbildung 2.10:** Strahlversatz beim Einsatz des ABL gegen Raketen. Zum Zeitpunkt  $t_2$  hat sich die Rakete im Vergleich zum Zeitpunkt  $t_1 < t_2$  fortbewegt und der vom ABL ausgesendete Laserstrahl durchquert andere Luftschichten als das Signal von der Rakete, das zur Messung der Turbulenzen verwendet wurde (gestrichelt).

Mit Hilfe von  $\theta_0$  lässt sich die Gesamtvarianz der Phase  $\sigma_{\varphi k_{ges}}^2$  eines durch adaptive Optik korrigierten Strahles im Fall eines Winkelversatzes  $\theta$  berechnen,

$$\sigma_{\varphi k_{ges}}^2 = \left( \frac{\theta}{\theta_0} \right)^{5/3}. \quad (2.21)$$

Allerdings fließen in  $\sigma_{\varphi k_{ges}}^2$  alle Störungen ein, auch die einfache Addition einer konstanten Phase. Eine solche Addition hat keine Auswirkungen auf die Intensitätsverteilung an einem potentiellen Ziel. Ein Strehlverhältnis, das mittels  $\sigma_{\varphi k_{ges}}^2$  berechnet wird, ist also zu klein. Damit wäre auch die berechnete Intensität am Ziel kleiner, als die in der Realität zu erwartende Intensität. Es ist aber möglich, mit Hilfe der Theorie der Abbildungsfehler in optischen Systemen den Anteil einer konstanten Phase von der Gesamtvarianz abzuziehen und dann eine realistische Berechnung des Strehlverhältnisses vorzunehmen.

Im Allgemeinen lässt sich die Gesamtvarianz als Resultat verschiedener Abbildungsfehler betrachten, die sich wiederum als Zerlegung der Phasenstörungen in verschiedene Moden eines orthogonalen Funktionssystems widerspiegeln. Mit Hilfe dieser sogenannten Zernike-Moden lassen sich somit auch die einzelnen Anteile wieder abspalten. Die Addition einer konstanten Phase ist der niedrigste Zernike-Mode und wird „Piston“ genannt. Im Rahmen einer Näherung lässt sich der Anteil des Pistons an der korrigierten Gesamtvarianz bestimmen [BFK<sup>+</sup>04, Str96]. Diese Näherung ist unabhängig vom Strahlweg und liefert eine Genauigkeit von  $\pm 10\%$  für die betrachteten Fälle dieser Arbeit.



**Abbildung 2.11:** Reduktionsfaktor  $\rho_{op}$  zur Berechnung der durch Anisoplanatismus erzeugten Phasenvarianz ohne Pistonanteil in Abhängigkeit von der normierten Gesamtvarianz in doppelt logarithmischer Darstellung; Quelle: [BFK<sup>+</sup>04, S.401].

Abbildung 2.11 zeigt das Ergebnis dieser Näherung. Dargestellt ist ein Reduzierungsfaktor  $\rho_{op}$  in Abhängigkeit von einer normierten Gesamtvarianz. Für das Fallbeispiel in Kapitel 6.2 zur Raketenabwehr treten während des Bestrahlungsvorganges gegen Ende der Beschleunigungsphase für  $\rho_{op}$  beispielsweise Werte zwischen 0,3 und 0,6 auf. Multipliziert man die Gesamtphasenvarianz nach Korrektur durch adaptive Optik  $\sigma_{\varphi k_{ges}}^2$  mit diesem Faktor, ergibt sich eine Phasenvarianz, die um den Pistonanteil reduziert ist. Die Gesamtphasenvarianz nach Verwendung von adaptiver Optik  $\sigma_{\varphi k_{ges}}^2$  ist in dieser Darstellung auf die Gesamtphasenvarianz ohne den Einsatz von adaptiver Optik  $\sigma_{\varphi_{ges}}^2$  normiert,

$$\sigma_{norm}^2 = \frac{\sigma_{\varphi k_{ges}}^2}{\sigma_{\varphi_{ges}}^2} = \frac{(\theta/\theta_0)^{5/3}}{1,033 (D/r_0)^{5/3}} . \quad (2.22)$$

Der Reduzierungsfaktor  $\rho_{op}$  ist definiert als

$$\rho_{op} = \frac{\sigma_{\varphi k_{op}}^2}{\sigma_{\varphi k_{ges}}^2} = \frac{\sigma_{\varphi k_{op}}^2}{(\theta/\theta_0)^{5/3}} . \quad (2.23)$$

Als Strehlverhältnis durch Anisoplanatismus  $S_\theta$  ergibt sich nach [BFK<sup>+</sup>04, S. 327] unter Verwendung des Reduktionsfaktor  $\rho_{\text{op}}$  bei einem Offsetwinkel  $\theta$  (siehe Abbildung 2.10)

$$S_\theta \approx \exp \left[ -\rho_{\text{op}} \left( \frac{\theta}{\theta_0} \right)^{5/3} \right]. \quad (2.24)$$

Diese Näherung beschränkt sich auf Effekte durch Störungen in den Phasenfronten und vernachlässigt Amplitudenschwankungen. Sie ist als erweiterte Maréchal-Näherung bekannt und gültig für kleine Störungen der Phase, wie sie z. B. nach dem Einsatz einer adaptiven Optik auftreten. Details hierzu finden sich bei Sasiela [Sas94, S. 46, 168ff.]. Die Berechnung des Strehlverhältnisses in dieser Arbeit erfolgt durch Gleichung 2.24 in Verbindung mit einer numerischer Implementation der Abhängigkeit von Abbildung 2.11 (siehe Anhang A.1, Funktion `rho_fit`).

Zur Berechnung der Auswirkungen des Anisoplanatismus bei Raketenabwehrszenarien sind zwei Einsatzmöglichkeiten für adaptive Optik möglich:

1. Der Ausgangspunkt für das Messsignal zur Turbulenzmessung und der Auftreffpunkt des HEL-Strahls sind identisch.
2. Der Ausgangspunkt für das Messsignal zur Turbulenzmessung und der Auftreffpunkt des HEL-Strahls sind *nicht* identisch, wie in Abbildung 2.10 skizziert.

Im ersten Fall sind besonders starke Auswirkungen des Anisoplanatismus zu erwarten. Setzt man beispielsweise eine Entfernung  $L = 300$  km zwischen Rakete und Laser sowie eine Raketengeschwindigkeit von  $v = 2$  km/s an, legt die Rakete eine Strecke von 5 m zurück, während das Messsignal und HEL-Strahl jeweils die Entfernung  $L$  durchqueren. Ausgangspunkt des Messsignals und Auftreffpunkt des HEL liegen damit in der Atmosphäre 5 m auseinander. Turbulenzzellen treten in der Größenordnung von Zentimetern auf, die Strecke von 5 m ist also deutlich größer und für dieses Beispiel sind erhebliche Auswirkungen von Anisoplanatismus zu erwarten.

Geht man gemäß dem zweiten Fall vor und lässt unterschiedliche Punkte auf der Rakete als Ausgangspunkt für das Messsignal und Auftreffpunkt für den HEL-Strahl zu, lassen sich die Auswirkungen von Anisoplanatismus für kurze Zeiträume minimieren. Eine Rakete ist ein längliches Objekt. Benutzt man einen Punkt in der Nähe der Spitze zur Messung der Turbulenzen und schickt den HEL durch den gleichen Pfad, den das Messsignal genommen hat, trifft man die Rakete 5 m unter dem bildgebenden Punkt, was bei einer Rakete mit einer Länge größer als 5 m kein Problem darstellt. In der Atmosphäre liegen Ausgangspunkt des Messsignals und Auftreffpunkt des HEL übereinander, sodass auf diese Weise das Problem des Anisoplanatismus für eine gegebene Geschwindigkeit und Entfernung umgangen werden kann. Allerdings ändern sich Geschwindigkeit und Entfernung während der Bestrahlung einer beschleunigten

Rakete ständig. Zur Verfolgung eines bestimmten Punktes auf der Rakete ist daher eine Verwendung des bildgebenden Pfades für den Laser nicht über den Gesamtzeitraum möglich, sondern nur für einen Zeitpunkt  $t_{\text{opt}}$ . Es ergibt sich für alle anderen Zeitpunkte während des Einsatzes wieder Anisoplanatismus.

Im Rahmen der Fallbeispiele dieser Arbeit wird davon ausgegangen, dass der Ausgangspunkt des Messsignals und der Auftreffpunkt des HEL auf der Rakete nicht übereinander liegen, um Anisoplanatismus so weit wie möglich zu reduzieren. Der Zeitpunkt  $t_{\text{opt}}$  wird in einem iterativen Verfahren so gewählt, dass eine kritische Temperatur in der Rakete möglichst früh auftritt, da ein ähnliches Vorgehen bei einem realen Einsatz ebenfalls zu erwarten ist.

Zusätzlich zu der Strahlaufweitung durch Beugung und atmosphärische Turbulenzen kommt es auch zu einer Reduktion der Spitzenintensität durch Absorption und Streuung in der Atmosphäre. Darauf geht der nächste Abschnitt ein.

## 2.5 Absorption und Streuung von Laserstrahlung in der Atmosphäre

Während es bei den bisher behandelten Effekten zu einer Reduktion der Intensität durch eine Vergrößerung des Strahldurchmessers kommt, wird bei Absorption und Streuung der Strahldurchmesser nicht beeinflusst. Stattdessen wirken Absorption und Streuung kombiniert als reduzierender Faktor auf die Intensitätsverteilung am Ziel. Diese Reduktion erfolgt durch Wechselwirkungsprozesse, die auf atomarer Ebene zwischen Bestandteilen der Atmosphäre und den Photonen des Laserstrahls ablaufen. Deshalb wird im Folgenden der Laserstrahl nicht als elektromagnetische Welle betrachtet, sondern als Strom von Photonen, der vom Laser ausgeht, sich durch die Atmosphäre bewegt und schließlich auf das Ziel trifft.

Die Atmosphäre besteht aus einem Gemisch aus Gasen und Kleinstpartikeln, den Aerosolen. Mischungsverhältnis, Luftdruck und Temperatur ändern sich mit dem Abstand zur Erdoberfläche. Man spricht von Absorption, wenn Photonen ihre Energie an Atmosphärenbestandteile abgeben und dabei vernichtet werden. Bei Streuung kommt es durch Stoßprozesse zwischen Photonen und Atmosphärenbestandteilen zu einer Richtungsänderung der Bewegungsrichtung des Photons und das Photon kommt nicht am Ziel an. Streuung und Absorption kommt an allen Atmosphärenbestandteilen vor. Für jedes Photon besteht für einen festgelegten Strahlweg eine identische Wahrscheinlichkeit, dass es auf dem Weg durch die Atmosphäre zu einer Wechselwirkung mit einem Atmosphärenbestandteil kommt. Dadurch ergibt sich eine Reduktion der Intensität als konstanter Faktor, der bei bekannter Atmosphärenzusammensetzung berechnet werden kann.

Eine ausführliche Darstellung zu diesem Thema findet sich bei Thomas et al. [TD93], an dieser Stelle werden die Grundlagen kurz zusammengefasst. Die Veränderung der Intensität durch Absorption und Streuung in der Atmosphäre wird durch einen Gesamttransmissionsgrad  $\tau$  beschrieben. Der Transmissionsgrad gibt das Verhältnis zwischen der Intensität nach dem Durchgang durch eine Probe mit der Dicke  $L$  im Vergleich zur Ausgangsintensität an,

$$\tau = \frac{I_{z=L}}{I_{z=0}} . \quad (2.25)$$

Für einen Strahlweg durch die Atmosphäre ergibt sich  $\tau$  aus dem Lambert-Beerschen Gesetz,

$$\tau = \exp \left[ - \int_0^L \alpha(z) dz \right] . \quad (2.26)$$

Im lokalen Absorptionskoeffizient  $\alpha(z)$  sind dabei die Einflüsse von Absorption und Streuung zusammengefasst. Der lokale Absorptionskoeffizient  $\alpha(z)$  ergibt sich aus der Summe der Einzelanteile für die verschiedenen Bestandteile der Atmosphäre

$$\alpha(z) = \sum_i \alpha_i(z) = \sum_i C_i(z) \rho_i(z) . \quad (2.27)$$

Dabei sind die  $C_i$  die sogenannten Extinktionsquerschnitte. Sie geben an, wie groß die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung zwischen einem bestimmten Atmosphärenbestandteil  $i$  und einem Photon ist. Multiplikation mit der Dichte des  $i$ -ten Bestandteils am Ort  $z$  ergibt dann den Absorptionskoeffizienten  $\alpha_i$  für den jeweiligen Bestandteil. Die Extinktionsquerschnitte ergeben sich aus der Summe aus Absorptionsquerschnitt  $C_{ia}$  und Streuquerschnitt  $C_{is}$  für den jeweiligen Bestandteil. Die Werte sind jeweils abhängig von der Wellenlänge  $\lambda$  der zu transmittierenden Strahlung und von den Umgebungsbedingungen.

Absorptionsquerschnitte lassen sich mit den Methoden der Quantenmechanik berechnen, Streuquerschnitte mittels der Elektrodynamik. Eine analytische Lösung für Gleichung 2.27 existiert nicht. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit auf numerische Methoden zurückgegriffen, um die Absorption für die untersuchten Szenarios zu bestimmen. Dazu wird das Programm MODTRAN<sup>7</sup>, ein Standardwerkzeug der Atmosphärenphysik, genutzt.

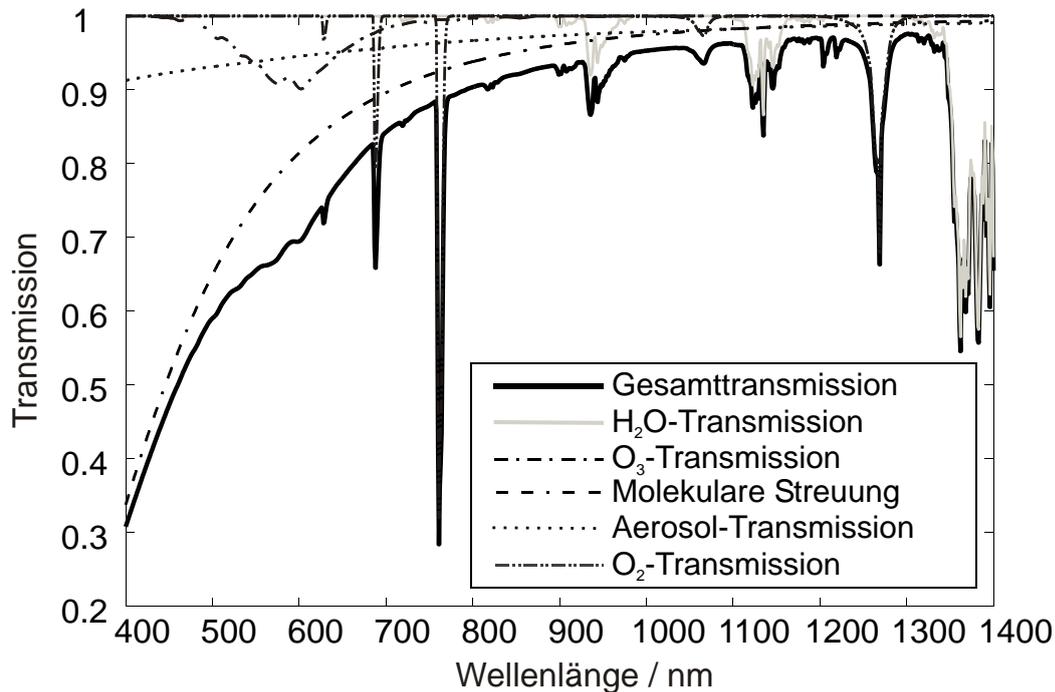
MODTRAN steht für *MODerate resolution atmospheric TRANsmission*. Das Programm wurde im Auftrag der US Air Force erstellt und ist eine Weiterentwicklung des Programms LOWTRAN7 (*LOW Resolution TRANsmission*) mit erhöhter Genauigkeit [BBR89]. MODTRAN verwendet eine spektrale Auflösung von  $1 \text{ cm}^{-1}$  und bildet den Wellenlängenbereich zwischen  $0,2 \mu\text{m}$  und  $10 \mu\text{m}$  ab [KSG<sup>+</sup>83a, KSG<sup>+</sup>83b].

<sup>7</sup>Es wird MODTRAN 4 in der Version 1.1 benutzt.

MODTRAN erlaubt neben anderen Aufgaben die Berechnung von Gesamttransmissionen für verschiedene Pfadgeometrien durch die Atmosphäre. Die Erdkrümmung wird durch das Modell einer kugelförmigen Erde implementiert. Die Atmosphäre wird dabei in Schichten beschrieben, wobei an den Grenzen zwischen den Schichten Temperatur, Druck und Zusammensetzung durch Atmosphärenmodelle charakterisiert sind. Innerhalb einer Schicht werden Veränderungen der Werte bis zur nächsten Grenze durch Näherungsfunktionen dargestellt. Es stehen verschiedene Modellatmosphären zur Auswahl, z. B. die sogenannte US Standardatmosphäre [Uni76]. Zusätzlich sind Modelle zur Beschreibung von Aerosolen, Wolken und Regen verfügbar. Die spektroskopischen Daten der Absorptionslinien aus der sogenannten HITRAN Datenbank sind integriert [RRG<sup>+</sup>98]. Die Temperatur- und Druckabhängigkeit der Daten ist für einige Werte tabelliert vorhanden, ansonsten wird eine Interpolation vorgenommen [WARK96, BBA<sup>+</sup>96]. Als Gesamtergebnis ergibt sich ein lokaler Extinktionskoeffizient für eine bestimmte Wellenlänge. Eine Integration über den Strahlweg liefert die Gesamttransmission  $\tau$ . Statische Brechzahlunterschiede in der Atmosphäre durch das Temperatur- und Druckprofil werden berücksichtigt, die berechneten Strahlwege sind deshalb im Allgemeinen gekrümmt.

Die Ergebnisse von MODTRAN wurden in der Vergangenheit mehrfach validiert. Trotz der vorgenommenen Näherungen erreichen die Ergebnisse des Programms eine hohe Genauigkeit [GPF<sup>+</sup>98, GP04]. Für diese Arbeit ist die Genauigkeit bei der Wellenlänge des COIL von besonderer Bedeutung, bei  $1,315 \mu\text{m}$  wurde eine relative Abweichung von weniger als  $\pm 5\%$  ermittelt. Die Steuerung des Programmes, sowie die Verarbeitung der Ergebnisse wird in dieser Arbeit durch ein MATLAB-Programm realisiert.

Abbildung 2.12 zeigt Ergebnisse eines Einzelbeispiels für einen Wellenlängenbereich von 400 nm bis 1400 nm. Es sind die wichtigsten Einzelanteile sowie die resultierende Gesamttransmission dargestellt. Die Berechnung erfolgte mit einer Auflösung von  $1 \text{ cm}^{-1}$ , wobei die Resultate anschließend auf 1 nm Abschnitten gemittelt wurden, um die Lesbarkeit der Darstellung zu erhöhen. Für die Wellenlänge des ABL  $\lambda = 1,3152 \mu\text{m}$  ergibt sich eine Transmission von 96%. Analoge Berechnungen für einen schrägen Pfad, der über eine Entfernung von 100 km von einer Ausgangshöhe von 12 km die Erdoberfläche erreicht, zeigen, dass dieser nur 22% bei klarer Luft und 0% im Fall von Regen in der Nähe des Zielgebiets transmittiert. Für einen Pfad ausgehend von 12 km Höhe, der bei klarer Luft senkrecht zur Erdoberfläche direkt in den Weltraum verläuft, ergibt sich eine Transmission von nahezu 100%. Diese Beispiele zeigen, dass Absorption nicht grundsätzlich vernachlässigt werden kann und insbesondere in der erdnahen Atmosphäre eine entscheidende Rolle spielt. Die Absorption von Laserenergie in der Atmosphäre entlang des Strahlweges kann unter Umständen zu weiteren, nichtlinearen Effekten auf die Strahlausbreitung führen. Diese werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

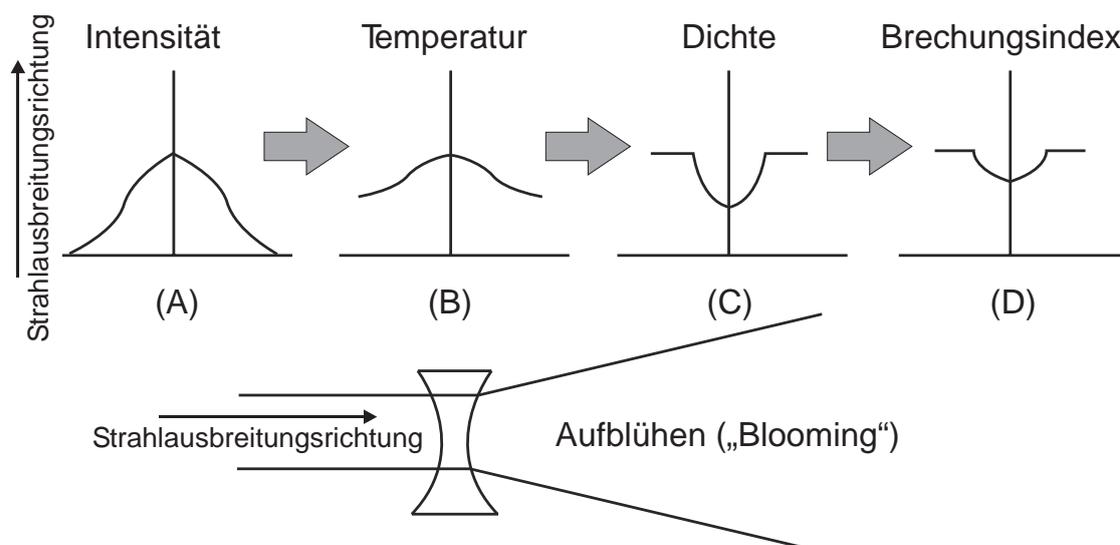


**Abbildung 2.12:** Mit MODTRAN berechnete atmosphärische Transmission für einen 100 km langen Pfad 12 km über dem Meeresspiegel, bei U.S. Standardatmosphäre ohne Wolken und Regen bei ländlicher Aerosolverteilung mit 23 km meteorologischer Sichtweite (VIS) in Bodennähe.

## 2.6 Nichtlineare Einflüsse auf die Strahlausbreitung

Man spricht von nichtlinearen Effekten, wenn der Laserstrahl selbst seine Ausbreitungsbedingungen in der Atmosphäre beeinflusst und die Intensität am Ziel nicht mehr linear von der Ausgangsleistung des Lasers abhängt. Nach Überschreiten von Schwellintensitäten können verschiedene Effekte auftreten. Im Folgenden werden die wichtigsten Effekte beschrieben und ihre Relevanz für die betrachteten Fallbeispiele untersucht. Es handelt sich dabei um thermisches Aufblühen („thermal blooming“), stimulierte Ramanstreuung und Ionisation.

**Thermisches Aufblühen** entsteht durch Erwärmen von Luftschichten durch Absorption. Im stationären Fall führt ein Intensitätsprofil senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls mit einem Maximum im Strahlzentrum dazu, dass sich ein analoges Temperaturprofil in den Luftschichten entlang des Strahlweges ausbildet, das ebenfalls ein Maximum im Zentrum besitzt. Dies führt zu inversen Dichte- und Brechzahlprofilen mit einem Minimum im Zentrum. Das Brechzahlprofil ähnelt so dem einer



**Abbildung 2.13:** Qualitative Darstellung der Entstehung von thermischem Aufblühen. Dargestellt sind das Intensitätsprofil senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls (A) und die durch Erwärmung zu erwartenden Temperatur-, Dichte- und Brechungsindexprofile (B-D) in der Atmosphäre. Unten ist schematisch die Auswirkung eines solchen Brechungsindexprofils auf die Ausbreitung eines Laserstrahls dargestellt. *Quelle:* [Nie03, S. 130].

Zerstreuungslinse, siehe Abbildung 2.13. Man spricht auch von *thermischen Linsen*, insbesondere wenn der beschriebene Effekt in optischen Elementen oder innerhalb eines Laserresonators auftritt. Infolge von einsetzender Konvektion und Seitenwinden ist der Effekt in der Atmosphäre meist unsymmetrisch und nicht mit einer kreisförmigen Linse zu vergleichen. Dies führt dazu, dass die maximale Leistung, die durch die Atmosphäre mit einer gegebenen Optik transportiert werden kann, durch das thermische Aufblühen begrenzt ist [PMG04]. Ab einer kritischen Laserausgangsleistung verursacht eine weitere Steigerung der Leistung ein Absinken der bei dem Ziel ankommenden Leistung, da der Einfluss des thermische Aufblühens überproportional wächst [WL01, S. 130]. Für eine detaillierte Behandlung des thermischen Aufblühens sei auf die entsprechenden Kapitel und Referenzen in [Str78, Smi93] verwiesen. Thermisches Aufblühen hängt im Allgemeinen von der Strahlform, dem Verlauf des Strahls durch die Atmosphäre, seiner Wellenlänge und der Ausgangsleistung der Strahlquelle ab. Es ist ebenfalls notwendig, zwischen einzelnen Laserpulsen, wiederholten Laserpulsen und kontinuierlicher Laserausgangsleistung zu unterscheiden. Die Pulsdauer ist hier der entscheidende Faktor, da die Ausbildung der Brechzahländerungen Zeit erfordert. Ist die Pulsdauer deutlich kürzer als das Verhältnis zwischen Strahldurchmesser und Schallgeschwindigkeit, sind die Effekte gering [Smi93, S. 293]. Dies gilt auch für wiederholt gepulste Laser, falls in den Pausen zwischen den Pulsen eine hinreichende Abkühlung erfolgt. Eine Korrektur

durch adaptive Optik ist nur schwer möglich, da im Gegensatz zur Strahlaufweitung durch atmosphärische Turbulenzen eine direkte Rückkopplung zwischen der Strahlintensität und der Strahlaufweitung besteht, die eine effektive Korrektur verhindert [DMRB02]. Der Effekt der Erwärmung lässt durch sich Kühlung infolge von Luftbewegung quer zur Ausbreitungsrichtung verringern. Dies kann durch Seitenwind und Konvektion oder bei kontinuierlichem Lasereinsatz indirekt durch eine Bewegung der Laserquelle bzw. des Ziels erfolgen. Beim ABL wird dieser Effekt bewusst eingesetzt, indem der Strahl senkrecht zur Flugrichtung des Flugzeuges ausgerichtet wird. Durch die Eigenbewegung des Flugzeuges ergibt sich eine effektive Windgeschwindigkeit von 200 m/s. Eine Abschätzung hat ergeben, dass für typische Einsatzszenarien des ABL der Einfluss des thermischen Aufblühens vernachlässigt werden kann [BFK<sup>+</sup>04, S. 409]. Das erwartete Strehlverhältnis durch diesen Effekt liegt bei Berücksichtigung des effektiven Seitenwindes deutlich über 99%. Erst bei einer Erhöhung der Ausgangsleistung um einen Faktor 10 auf 30 MW oder bei einer Reduktion des effektiven Seitenwindes um diesen Faktor ist eine Verringerung des Strehlverhältnisses auf unter 80% zu erwarten. Der Effekt des thermischen Aufblühens wird deshalb für die Fallbeispiele im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt.

Ein weiterer nichtlinearer Effekt ist die **stimulierte Raman Streuung** (SRS). Raman Streuung ist eine inelastische Streuung von Photonen an Atomen, für den Fall, dass die Photonen-Energie nicht einem Energieübergang im Atom entspricht. Bei inelastischer Streuung verändert sich die Energie (und damit die Wellenlänge) des gestreuten Photons. Das Auftreten dieses Effektes ist aufgrund des Unterschiedes zwischen Photonenenergie und Übergangsenergie im quantenmechanischen Sinne unwahrscheinlich, die Auftrittswahrscheinlichkeit kann aber durch vorherige Anregung (SRS) des Streupartners des Photons erhöht werden [BPA<sup>+</sup>87, S. 107]. Oberhalb einer Intensitätsschwelle  $I_{\text{SRS}}$  führt die Anwesenheit von gestreuten Photonen selbst zu Anregungen der Stoßpartner. Damit wächst wiederum die Anzahl der gestreuten Photonen lawinenartig an und die Streuwahrscheinlichkeit steigt so stark, dass ein ungestörter Durchgang des Strahls durch die Atmosphäre verhindert wird. Die Intensitätsschwelle liegt für Laserstrahlung der Wellenlänge  $\lambda > 1 \mu\text{m}$  für einen Strahlweg direkt vom Erdboden durch die Atmosphäre in den Weltraum im Bereich von einigen Megawatt pro Quadratcentimeter (für  $\lambda = 1,315 \mu\text{m}$  ist  $I_{\text{SRS}} \approx 5,2 \text{ MW/cm}^2$ ) [RF86]. Bei den Fallbeispielen dieser Arbeit treten Intensitäten in der Größenordnung von  $\text{kW/cm}^2$  auf. Somit liegt die Schwelle für SRS etwa bei einem Faktor 1000 über den bei den Fallbeispielen dieser Arbeit betrachteten Intensitäten, für diese Betrachtungen ist SRS also vernachlässigbar. SRS beschränkt aber die Einsatzmöglichkeit von gepulsten Lasern mit hoher Intensität.

Das Gleiche gilt für die Ausbildung eines Plasmas in der Atmosphäre. **Ionisation** von Einzelatomen führt ab einer Schwellintensität, die von Wellenlänge, Luftdruck und Aeorsolanteil abhängt, zu einem Kaskadeneffekt, der Luft lokal in ein Plasma überführt. Auch dies behindert die freie Strahlausbreitung, da die freien Elektronen im Plasma die Laserenergie absorbieren und ungeordnet in alle Richtungen wieder

emittieren. Plasma bildet sich in der Atmosphäre bei einer Wellenlänge von  $1\ \mu\text{m}$  bei Schwellintensitäten zwischen  $10^{12}$  und  $10^{14}\ \text{W}/\text{cm}^2$  [Nie03, S. 149]. Plasma ist daher hauptsächlich bei der Verwendung von Ultrakurzpulslasern mit hohen Intensitäten relevant.

Im Allgemeinen kann festgestellt werden, dass die Steigerung der Ausgangsleistung von Lasern in der Atmosphäre nur bis zu einer bestimmten Grenze linear zu einer Erhöhung der Intensität am Ziel führt. Diese Grenze kann für kontinuierliche Laser mit dem Einsetzen von thermischen Aufblühen gleichgesetzt werden, da dies schon bei relativ geringen Intensitäten einsetzt. Die Intensitäten bei den Fallbeispielen dieser Arbeit liegen etwa einen Faktor 10 unter der Grenze.

## 2.7 Kombination verschiedener Effekte der Strahldegradation

Bei den Fallbeispielen, die in dieser Arbeit betrachtet werden, können nichtlineare Effekte der atmosphärischen Absorption vernachlässigt werden, wie in Abschnitt 2.6 erläutert. Die Intensitätsverteilung an einem Auftreffpunkt ergibt sich daher durch Kombination der in den Abschnitten 2.3, 2.4 und 2.5 zur Beugung und Strahlqualität von Gauß-Strahlen, zu Turbulenzen und zur Absorption beschriebenen Effekte. Eine Beschreibung des zeitlichen Mittelwerts als Gaußprofil ist möglich, da Turbulenzen nur kurzfristige Abweichungen vom Gaußprofil verursachen [And04, S. 26]. Der Strahl wird daher nach dem Durchgang durch die Atmosphäre als Gauß-Strahl mit im Vergleich zum Idealfall im Vakuum vergrößertem effektivem Strahlradius  $w_{\text{eff}}$  und verringerter Maximalleistung  $P_{\text{eff}}$  bzw. alternativ mit einer effektiven Intensität  $I_{0\text{eff}}$  beschrieben,

$$I(r) = \frac{2P_{\text{eff}}}{\pi w(z)_{\text{eff}}^2} e^{-2r^2/w(z)_{\text{eff}}^2} = I_{0\text{eff}}(z) e^{-2r^2/w(z)_{\text{eff}}^2} . \quad (2.28)$$

Strahlqualität und atmosphärische Turbulenzen vergrößern den Strahldurchmesser und wirken zusätzlich indirekt auf die Maximalintensität. Von Interesse bei dieser Arbeit ist der minimal realisierbare Fokusradius in einer bestimmten Entfernung. Dieser lässt sich für einen Laser mit einer durch den Faktor  $M^2$  bestimmten Strahlqualität nach Gleichung 2.12 berechnen,

$$w_{0\text{eff}} \approx w_0 \cdot M^2 .$$

Das Strehlverhältnis  $S$  gibt an, um welchen Faktor sich die Spitzenleistung im Vergleich zum Idealfall verringert. Es folgt

$$I_{0\text{eff}} = S \cdot I_0 = \frac{2P}{\pi(w_{0\text{eff}})^2} = \frac{2P}{\pi(M^2 \cdot w_0)^2} \quad (2.29)$$

Damit ergibt sich zur Berechnung des minimalen Strahldurchmessers bei gegebener Wellenlänge und Optikdurchmesser folgende Umrechnung zwischen  $M^2$  und dem Strehlverhältnis  $S_{M^2}$

$$S_{M^2} \equiv \frac{1}{(M^2)^2} \quad (2.30)$$

Die Strehlverhältnisse für die adaptive Optik, Anisoplanatismus und Strahlqualität gehen in die Intensitätsverteilung ein. Eine übliche Vorgehensweise zur Berechnung des resultierenden Gesamtstrehlverhältnisses  $S_{\text{ges}}$  ist, die einzelnen Strehlverhältnisse zu multiplizieren. Da diese aber nicht voneinander unabhängig sind, führt dies unter Umständen zu ungenaueren Ergebnissen [BFK<sup>+</sup>04, S. 307]. Stattdessen wird die folgende Gleichung verwendet:

$$S_{\text{ges}} = \frac{1}{1 + \sum_i (S_i^{-1} - 1)} \quad (2.31)$$

Experimente bestätigen, dass im Gegensatz zu einer Multiplikation der Strehlverhältnisse Gleichung 2.31 als Approximation zur Berechnung eines kumulativen Strehlfaktors gültig ist [FKS<sup>+</sup>00].

Atmosphärische Absorption und Streuung wirken sich als reduzierender Faktor  $\tau$  auf die Maximalintensität  $I_0$  aus. Als Intensitätsverteilung ergibt sich damit schließlich

$$I(L,r) = S_{\text{ges}} \tau \frac{2P}{\pi w_0^2} \exp\left(\frac{-2S_{\text{ges}} r^2}{w_0^2}\right) \quad \text{mit } w_0 = \frac{L\lambda}{D} \quad (2.32)$$

Gleichung 2.32 liefert die Intensität in Zylinderkoordinaten, wobei  $L$  die Entfernung zum Laser darstellt und  $r$  die Entfernung zur Zylinderachse.  $P$  und  $\lambda$  bezeichnen Ausgangsleistung und Wellenlänge des Lasers,  $D$  den Öffnungsdurchmesser der Optik. Das Gesamtstrehlverhältnis  $S_{\text{ges}}$  ergibt sich aus Gleichung 2.31, wobei die einzelnen Faktoren und der atmosphärische Transmissionsgrad  $\tau$ , wie in den vorangegangenen Abschnitten erläutert, berechnet werden.

Im Fall eines zeitlichen variablen Strahlweges, wie bei einer Verfolgung von beweglichen Objekten, werden die Faktoren  $\tau$ ,  $L$  und  $S_{\text{ges}}$  zeitabhängig und hängen von den entsprechenden Bahnkurven ab. Die verwendeten Methoden zur Berechnung dieser Bahnkurven werden im folgenden Abschnitt dargestellt.

## 2.8 Berechnung von Bahnkurven

### 2.8.1 Raketenbahnen

Raketenbahnen werden mit Hilfe der Raketengleichung (auch: Ziolkowski-Gleichung) bestimmt [Zio03, Rup66, MF05]. Auf eine Rakete, die sich durch die Atmosphäre bewegt, wirkt die Kraft  $\vec{F}$ . Es gilt [Cal61, For07]

$$\vec{F} = m\vec{g} - 2m(\vec{\omega} \times \vec{v}) + m\vec{\omega} \times \vec{r} \times \vec{\omega} + \vec{T} + \vec{F}_{\text{aero}} \quad , \quad (2.33)$$

wobei  $m$  die Masse der Rakete,  $\vec{v}$  den Geschwindigkeitsvektor,  $\vec{r}$  den Ortsvektor in Erdmittelpunktskoordinaten,  $\vec{\omega}$  die Winkelgeschwindigkeit der Erde,  $\vec{T}$  den Schub des Triebwerkes und  $\vec{F}_{\text{aero}}$  die aerodynamischen Kräfte auf die Rakete repräsentieren.

Mit Ausnahme von  $\vec{\omega}$  sind alle Größen zeitabhängig. Die aerodynamischen Kräfte hängen von der Position (Luftdruck), der Geschwindigkeit und der Ausrichtung der Rakete ab. Eine hochgenaue Lösung, etwa zur Berechnung des genauen Auftreffpunktes einer Rakete, erfordert daher eine Lösung in *sechs* Freiheitsgraden. Es ist für die Berechnung der Intensitäten im Rahmen des Fallbeispiels zur Raketenabwehr in dieser Arbeit nur die Entfernung zwischen Laser und Rakete und die Geschwindigkeit der Rakete zur Abschätzung des Anisoplanatismus (vgl. Abschnitt 2.4.4) relevant. Abweichungen in der Größenordnung von einigen Kilometern bei der Bahnberechnung sind bei Entfernungen von mehreren hundert Kilometern, wie sie hier betrachtet werden, unerheblich. Für die Fallbeispiele reichen daher Modelltrajektorien aus, die denen eines realen Raketentypes näherungsweise entsprechen.

Aus diesem Grund wird auf die Software „GUI\_Missile\_Flyout 2.02“<sup>8</sup> von Geoffrey Forden zurückgegriffen. Diese implementiert eine dreidimensionale Behandlung des Problems in einem erdfixierten, rotierenden Bezugssystem. Die aerodynamischen Kräfte sind als Strömungswiderstand entgegengesetzt zum Geschwindigkeitsvektor der Rakete implementiert, wobei für den Luftdruck eine exponentielle Höhenabhängigkeit angenommen wird und dynamischer Auftrieb in der verwendeten Programmversion nicht berücksichtigt wird. Gleichung 2.33 wird, zeitlich diskretisiert, mit Hilfe eines MATLAB-Programmes in drei Dimensionen ausgewertet. Die Ergebnisse sind für die Zwecke dieser Arbeit hinreichend genau. Beispielsweise berechnet das Programm für eine Rakete vom Typ SCUD-B mit einer Ladung von einer Tonne eine Reichweite von 288 km in östlicher Richtung bzw. 282 km in westlicher Richtung. Dies entspricht den bekannten Werten für diesen Raketentyp [WK94]. Weitere Informationen zu dem Programm und Referenzen zur Berechnung von Raketentrajektorien finden sich in der zugehörigen Veröffentlichung [For07].

<sup>8</sup>GUI\_Missile\_Flyout ist auf der Website des MIT frei verfügbar und ist unabhängig von MATLAB.

## 2.8.2 Satellitenbahn

Bahnkurven von Erdsatelliten lassen sich idealisiert durch das klassische Zweikörperproblem zweier Punktmassen berechnen, also durch die Keplerschen Gesetze. In der Realität treten neben der Gravitation zusätzlich Störkräfte auf, z. B. Reibung durch die Restatmosphäre, solarer Strahlungsdruck und Ungleichmäßigkeiten im Schwerfeld der Erde.

Für die NASA und NORAD (North American Aerospace Defense Command) wurden im Kalten Krieg zwei standardisierte Rechenmodelle zur Vorherbestimmung von Bahnkurven inklusive von Störkräften entwickelt. Ziel war damals, alle größeren Objekte im erdnahen Raum zu katalogisieren, einerseits für Zwecke der zivilen Raumfahrt, andererseits aber auch, um einen Angriff mit einer Interkontinentalrakete auf die USA von harmlosen Objekten unterscheiden zu können. Die beiden Modelle sind unter ihren Abkürzungen SGP4 bzw. SDP4 geläufig. SGP4 (Simplified General Perturbations Satellite Orbit Model 4) wird für Satelliten mit niedrigen Orbits, d. h. einer Umlaufzeit kleiner 225 Minuten verwendet und beruht auf Arbeiten von Brouwer, Lane und Cranford [Bro59, LC69, Lan79]. SDP4 kommt für erdferne Satelliten zur Anwendung. SDP4 wurde von Hújsak entwickelt, verwendet eine einfachere Reibungsberechnung als SGP4 und berücksichtigt zusätzlich auch noch die Gravitationseffekte von Sonne und Mond sowie Resonanzeffekte. Beide Modelle sind im Detail dokumentiert, inklusive ihrer numerischen Implementierung [HR80, VCHK06]. Die Aufgabe der Modelle ist es, die Bahn eines Satelliten nach einer ersten Detektion und Feststellung von Bahnparametern bis zum nächsten Überflug über das Sensornetz von NASA und NORAD vorauszuberechnen, um eine zweifelsfreie Identifikation zu ermöglichen. Damit ist die Genauigkeit für die Erstellung von Bahnkurven von realistischen Fallbeispielen im Rahmen dieser Arbeit hinreichend genau, weil in die Intensitätsberechnung nur die Entfernung zwischen Laserstrahlquelle und Satellit und die Satellitengeschwindigkeit zur Abschätzung des Anisoplanatismus einfließen.

Für zivile Satelliten werden die Bahnparameter in standardisierter Form veröffentlicht [Sta02a, Sta02b]. Die Veröffentlichung von Parametern erfolgt in Form von sogenannten *Two-Line-Elements* (TLE). TLE sind Datensätze die u. a. die Bahnelemente nach Kepler, einen Reibungskoeffizienten und den Zeitpunkt der Erstellung des TLE enthalten und mit einer Vielzahl von Computerprogrammen zur Bahnvorhersage verwendet werden. An dieser Stelle wird das OpenSource Computerprogramm *PREDICT 2.2.1d* verwendet [Mag00, Mag07]. Es implementiert SGP4 und SDP4 in einem erdfixierten Koordinatensystem, also mit Berücksichtigung der Erddrehung und wird u. a. im akademischen Umfeld genutzt [Wel04, BB01, HBG<sup>+</sup>02]. Die Ausgabe des Programms wurde für die Zwecke dieser Arbeit angepasst und die Ausgabe mit im Internet veröffentlichten Echtzeitdaten zur Position der Internationalen Raumstation ISS validiert [N2Y07].

## 2.9 Numerische Umsetzung der Intensitätsberechnung

Die berechneten Raketen- und Satellitenbahnen werden schließlich als Eingangsparameter für die numerische Berechnung der Intensitätsverteilung benutzt. Im Folgenden wird die verwendete Vorgehensweise zur Berechnung einer zeitabhängigen Intensitätsverteilung vorgestellt. Sie folgt dem Flussdiagramm in Abbildung 2.14, wichtige Teile des Quellcodes finden sich in Anhang A.1. Zur Ausführung wird auf MATLAB Version 7.1 zurückgegriffen. Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben wird als erster Schritt eine Satellitentrajektorie mit PREDICT bzw. eine **Raketentrajektorie** mit GUI\_Missile\_Flyout berechnet. Die Programme liefern jeweils die Position des Zielobjektes  $\vec{r}_{\text{ziel}}$  im zeitlichen Abstand von einer Sekunde. Diese zeitliche Diskretisierung wird im Weiteren beibehalten. Das Szenario wird durch Festlegen einer Laserposition  $\vec{r}_{\text{Laser}}$ , einer Laserwellenlänge und -leistung sowie des Öffnungsdurchmessers der Optik  $D$  definiert. Dabei wird der Laser als ortsfest angenommen. Es erfolgt eine Umrechnung der Koordinaten von Laser und Ziel in ein erdmittelpunktzentriertes / erdfixiertes kartesisches Koordinatensystem zur Vereinfachung der weiteren vektoriellen Berechnungen. Der Geschwindigkeitsvektor des Zielobjektes wird von GUI\_Missile\_Flyout direkt geliefert, für Satelliten wird jeweils ein Mittelwert zwischen zwei Zeitschritten berechnet.

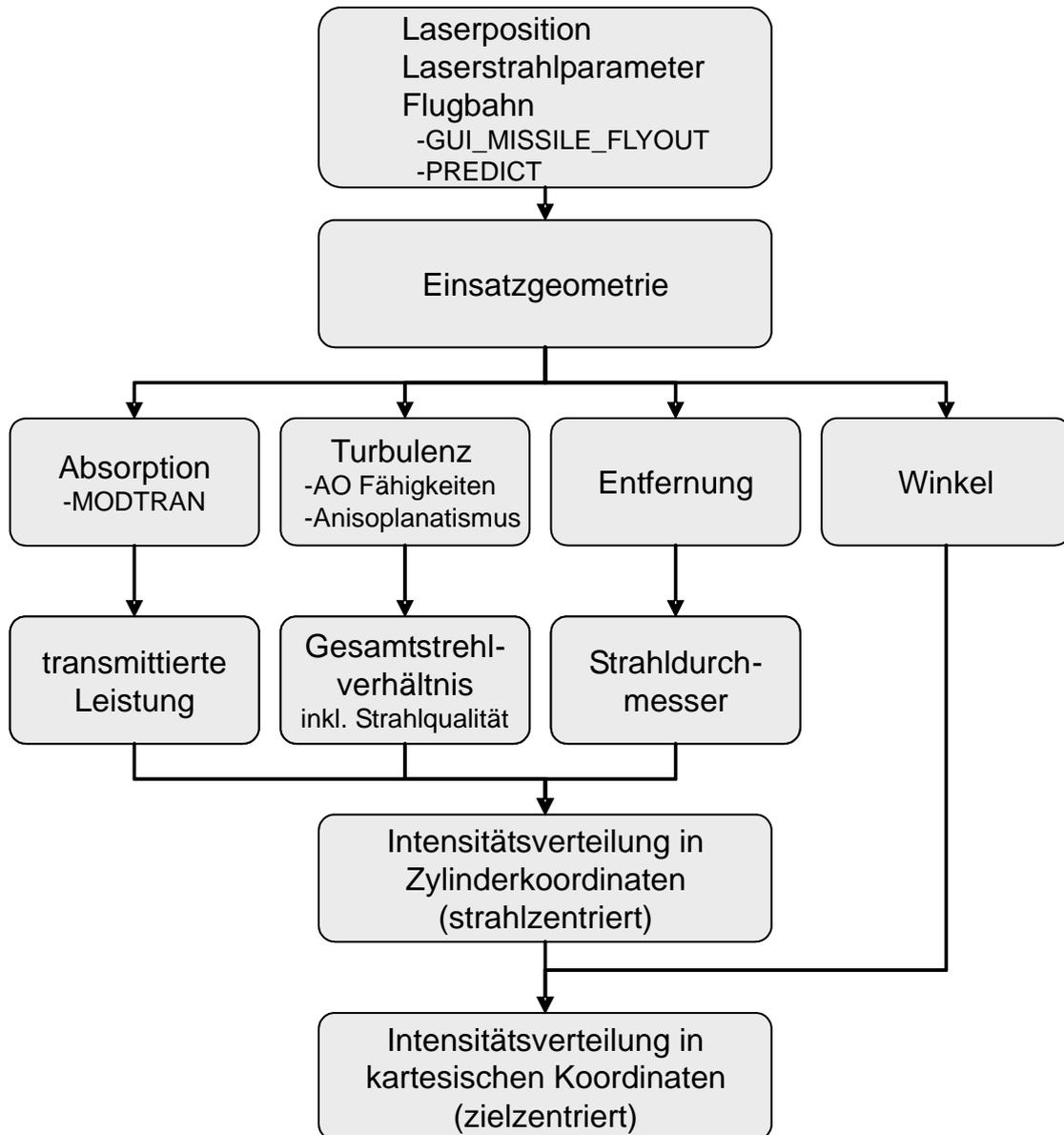
Als Strahlgeometrie (siehe Abbildung 2.15) wird eine gerade Sichtlinie angenommen, es ergibt sich damit für alle Zeitschritte  $t$  ein Vektor  $\vec{Z}(t)$ , dessen Länge  $L(t)$  der jeweiligen Entfernung zwischen Ziel und Laser entspricht,

$$\vec{Z}(t) = \vec{r}_{\text{ziel}}(t) - \vec{r}_{\text{Laser}} \quad . \quad (2.34)$$

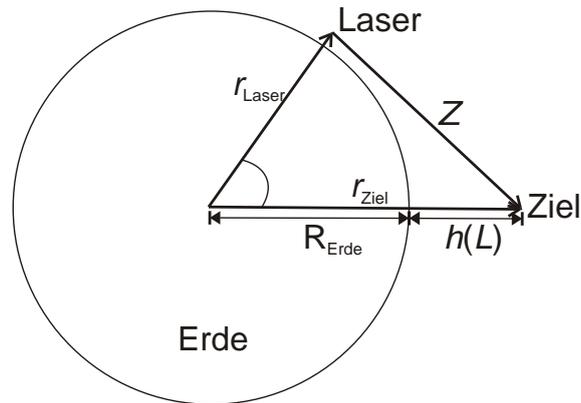
Bewegt man sich entlang des Vektors  $\vec{Z}(t)$  zwischen Start und Ziel ergibt sich in einer Entfernung  $z$  vom Laser die Höhe  $h$  des Laserstrahls über dem Erdboden als

$$h(t,z) = \left| \vec{r}_{\text{Laser}} + \frac{\vec{Z}(t)}{|\vec{Z}(t)|} z \right| - R_{\text{Erde}} \quad \text{mit } z = 0 \dots L(t) \text{ und } |\vec{Z}(t)| = L(t) \quad . \quad (2.35)$$

Dies folgt aus der Wahl des Koordinatensystems unter Annahme einer sphärischen Erde mit Radius  $R_{\text{Erde}}$ . Gleichung 2.35 wird verwendet, um die Sichtverbindung zwischen Laser und Ziel zu überprüfen und als Teil der Auswertungen der durch die atmosphärische Turbulenzen bestimmten Strehlverhältnisse. Diese werden berechnet wie in Abschnitt 2.4 beschrieben. Die zur Berechnung des Fried-Parameters und der Rytov-Varianz notwendigen Integrationen werden numerisch durchgeführt. Dabei liefert Gleichung 2.35 den Eingangsparameter für das Turbulenzmodell Clear-1 Night, welches dann den Parameter  $C_n^2$  in Abhängigkeit von der Position  $z$  auf dem Strahlweg festlegt.



**Abbildung 2.14:** Flussdiagramm zur Intensitätsberechnung. Die numerische Umsetzung erfolgt durch ein MATLAB Programm.

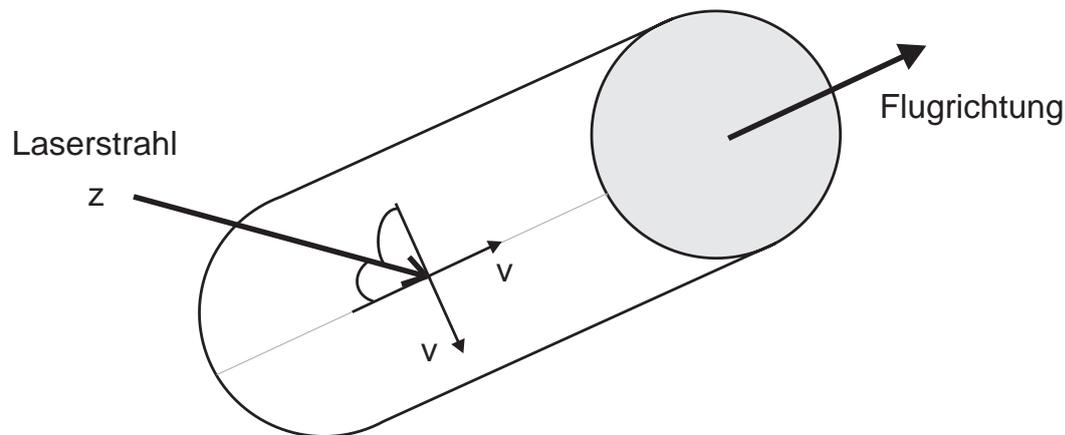


**Abbildung 2.15:** Vektorbeziehungen im erdzentrierten Koordinatensystem unter Annahme einer sphärischen Erde

Die Integrationen werden ausgeführt bis der Strahl eine Höhe von 100 km über dem Erdboden erreicht, danach wird die Turbulenz bzw.  $C_n^2$  zu „0“ gesetzt.<sup>9</sup> Das Strehlverhältnis, das sich aus der Leistungsfähigkeit der adaptiven Optik ergibt, wird dabei für die Fallbeispiele dieser Arbeit aus einer polynomischen Näherung der in Abbildung 2.9 dargestellten Beziehung bestimmt (siehe Anhang A.1, Funktion `sr_ao_r`). Der Reduktionsfaktor  $\rho_{\text{op}}$  für das Strehlverhältnis durch Anisoplanatismus ergibt sich aus einer numerischen Implementierung von Darstellung 2.11 (siehe Anhang A.1, Funktion `rho_fit`). Der erforderliche Offsetwinkel  $\theta$  (vgl. Abbildung 2.10) wird vektoriell berechnet. Es wird dabei ein Zielpunkt gewählt, der für einen bestimmten Zeitpunkt  $t_{\text{opt}}$  eine optimale Korrektur der Turbulenzen ermöglicht und während des gesamten Einsatzzeitraums vom Laser verfolgt wird, um die Temperatureinwirkung an diesem Punkt zu maximieren. Der Punkt wird so gewählt, dass der Winkel  $\theta$  für den Zeitpunkt  $t_{\text{opt}}$  so weit reduziert ist, wie es die Ausdehnung des Zielobjektes in Flugrichtung zulässt (siehe Abschnitt 2.4.4), z. B. indem der Zielpunkt so weit entfernt wie möglich von der Spitze einer Rakete platziert wird. Daraus resultiert für Zeitpunkte  $t$ , die von  $t_{\text{opt}}$  verschiedenen Zielgeschwindigkeiten oder Entfernungen implizieren, ein Offsetwinkel  $\theta(t)$  der größer ist als  $\theta(t_{\text{opt}})$ .

Ebenfalls für den Zeitpunkt  $t = t_{\text{opt}}$  wird der Einfallswinkel optimiert. Abbildung 2.16 zeigt als Beispiel die Winkelverhältnisse bei einer Rakete für den Fall eines Laserstrahls mit rotationssymmetrischem Intensitätsprofil. Es wird angenommen, dass der Geschwindigkeitsvektor  $\vec{v}$  und die Zylinderachse parallel zueinander ausgerichtet sind. Dies ist für den Großteil der Raketenbahn während des Fluges durch die Atmosphäre aus Gründen der Aerodynamik realistisch. Während der Winkel  $\alpha$  bei Entfernungen, die groß sind im Vergleich zur Ausdehnung des Zielobjektes, durch den Winkel zwi-

<sup>9</sup>Für den Bereich zwischen 30 km und 100 km wird weiterhin die Gleichung für den Bereich III des Modells *Clear-1 Night* nach Abbildung 2.6 benutzt, was einer stetigen Abnahme der Brechzahlfluktuationen bei ansteigender Höhe entspricht.



**Abbildung 2.16:** Geometrische Verhältnisse beim Fallbeispiel zur Raketenabwehr unter Annahme eines zur Zylinderachse parallelen Geschwindigkeitsvektors  $\vec{v}$ . Der Winkel  $\beta$  ergibt sich durch die Auswahl eines Zielpunktes auf dem Zylinderumfang,  $\alpha$  als Winkel zwischen dem Laserstrahl  $\vec{Z}$  und  $\vec{v}$ . Durch die Annahme eines rotationssymmetrischen Strahlprofils ist eine Beschreibung mit zwei Winkeln ausreichend.

schen dem Geschwindigkeitsvektor des Zielobjektes  $\vec{v}$  und dem Zielvektor  $\vec{Z}$  festgelegt wird, ist der Winkel  $\beta$  von der Wahl des Zielpunktes auf dem Zylinderumfang abhängig. Die Auswirkung der einfallenden Intensität wird maximal bei einem senkrechten Strahleinfall (siehe auch Abschnitt 3.2.2). Für die Berechnung der Fallbeispiele wird für den Zeitpunkt  $t_{\text{opt}}$  ein senkrechter Einfall definiert. Für alle anderen Zeiten wird davon ausgegangen, dass sich das Zielobjekt nicht um den Geschwindigkeitsvektor dreht. Diese Annahme ist für die untersuchten Fallbeispiele zulässig, falls man von der Benutzung von Kreiselkompassen zur Raketenlagesteuerung ausgeht, die eine Rotation um die Raketenachse verbieten [SL04]. Auch bei den Fallbeispielen zur Untersuchung der Auswirkung von Laserstrahlung auf Satelliten wird diese Annahme zugrunde gelegt. Sie ist solange realistisch, wie der Satellit zur Erde hin ausgerichtet bleibt, sei es weil durch eine Richtantenne Kontakt zur Bodenstation gehalten wird, oder andere Sensoren des Satelliten auf die Erdoberfläche ausgerichtet sind.

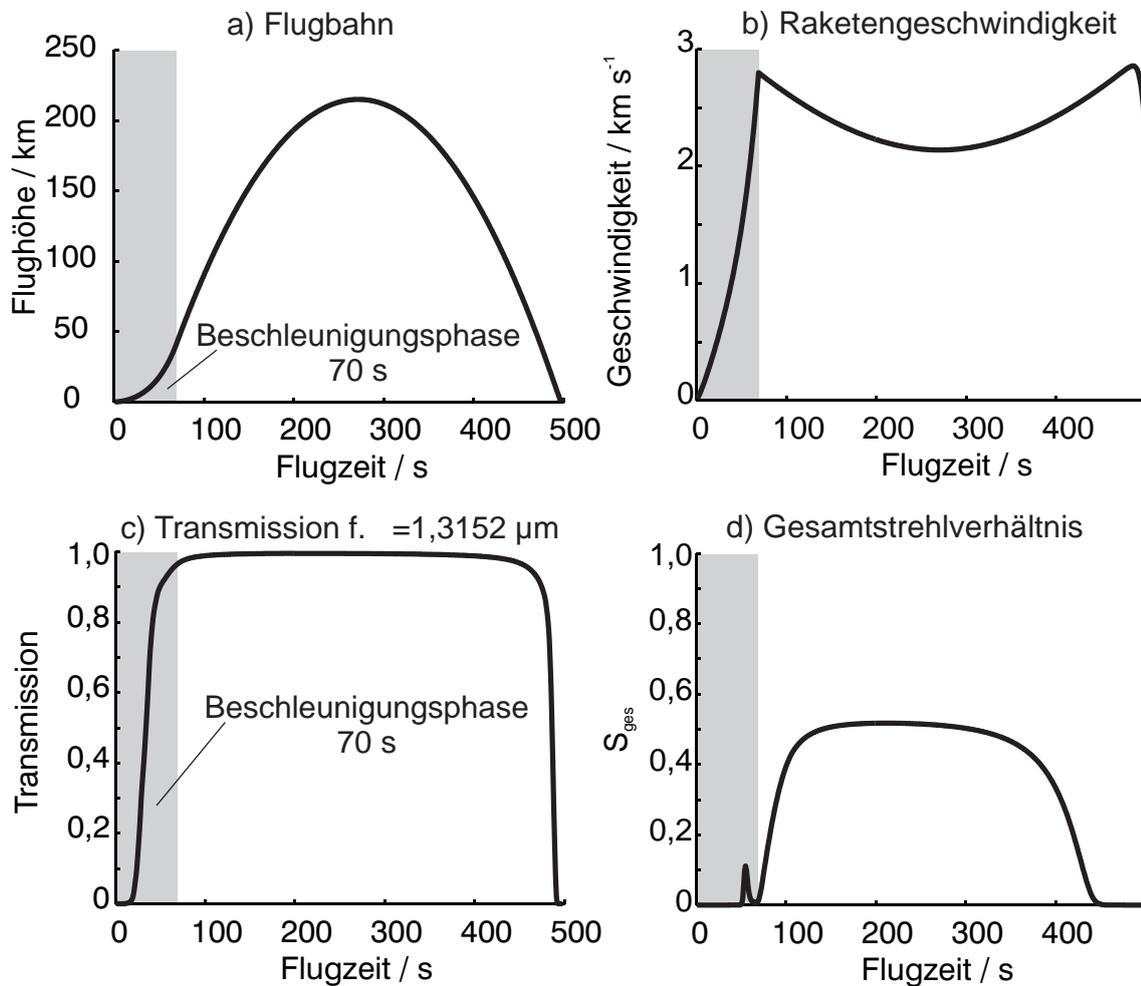
Zur Berechnung der Absorption wird MODTRAN (siehe Abschnitt 2.5) aus MATLAB heraus für jeden Zeitschritt des Fallbeispiels aufgerufen und die Ergebnisse mit Matlab ausgewertet. Als Eingangsdaten werden für Zielobjekte mit Flughöhen unter 1.000 km die Höhen von Laser und Zielobjekt sowie der erdzentrierte Winkel  $\gamma$  (siehe Abbildung 2.15) an MODTRAN übergeben. Der Wellenlängenbereich und die atmosphärischen Bedingungen bleiben konstant. Für Zielobjekte mit einer Flughöhe von über 1.000 km wird in einen anderen Ausführungsmodus von MODTRAN gewechselt, der speziell auf Strahlwege zugeschnitten ist, die direkt in den Weltraum verlaufen, um numerische

Überläufe zu verhindern. Dafür werden als variable Parameter nur die Höhe der Laserquelle und der Winkel übergeben, unter dem das Zielobjekt erscheint.

Abbildung 2.17 zeigt die Ergebnisse der Berechnung für ein Fallbeispiel zur Raketenabwehr mit dem ABL in einer Entfernung von durchschnittlich 350 km während der ersten 100 s des Fluges. Detaillierte Informationen für die Eingangsdaten und die Flugbahn finden sich in Abschnitt 6.2. Teil a) und b) zeigen die Flughöhe und die Geschwindigkeit der Rakete in Abhängigkeit von der Zeit. Teil c) und d) verdeutlichen den Einfluss der dichteren Atmosphäre sowie der verstärkten Turbulenzen in Bodennähe auf die Transmission und das Gesamtstrehlverhältnis. Das Gesamtstrehlverhältnis ergibt sich aus einer Kombination der Strehlverhältnisse, die sich durch die Leistungsfähigkeit der adaptiven Optik, den Anisoplanatismus, die Turbulenzen am Strahlaustrittsfenster ( $S_{\text{Fenster}} = 0,8$ ) und die Strahlqualität des Lasers ( $S_{M^2} = 0,69$ ) nach Gleichung 2.31 ergeben.<sup>10</sup> Die Unstetigkeit bei 60 s in Teil c) wird durch Anisoplanatismus hervorgerufen. Der Zielpunkt auf der Rakete wurde für das Beispiel so gewählt, dass sich bei  $t_{\text{opt}} = 60$  s ein minimaler Offsetwinkel  $\theta$  einstellt. Davor und danach tritt durch die sich durch die Beschleunigung der Rakete schnell ändernde Raketengeschwindigkeit (siehe b) stärkerer Anisoplanatismus und ein dadurch sinkendes Strehlverhältnis auf.

---

<sup>10</sup>Die konstanten Strehlverhältnisse  $S_{\text{Fenster}} = 0,8$  und  $S_{M^2} = 0,69$  für den ABL finden sich bei Barton et al. [BFK<sup>+</sup>04, S. S314, S323].



**Abbildung 2.17:** Beispiel einer Intensitätsberechnung für das Fallbeispiel eines ABL-Einsatzes zur Raketenabwehr. Das Szenario entspricht dem in Abschnitt 6.2 beschriebenen Parametern. Zur Berechnung der Raketentrajektorie wurde GUI\_Missile\_Flyout verwendet, die Transmission wurde mit MODTRAN bestimmt. Für das Gesamtstrehlverhältnis (d) ergibt sich bei  $t_{\text{opt}} = 60 \text{ s}$  durch die Wahl des Zielpunktes minimaler Anisoplanatismus.

## 2.10 Fehlerbetrachtung der Intensitätsberechnung

Aus den berechneten Größen folgt mit Gleichung 2.32 die Intensitätsverteilung in einer gegebenen Entfernung  $L$ . Daraus ergibt sich die Maximalintensität  $I_0$  in dieser Entfernung zu

$$I_0(L) = \frac{2P}{\pi w_0^2} S_{\text{ges}} \tau = \underbrace{\frac{2PD^2}{\pi L^2 \lambda^2}}_{\text{I}} \cdot \underbrace{\tau \cdot S_{\text{ges}}}_{\text{II}} \quad (2.36)$$

- I Vakuumausbreitung eines idealen (beugungsbegrenzten) Laserstrahls
- II Einfluss von atmosphärischer Absorption ( $\tau$ ) sowie Turbulenzen und Strahlqualität ( $S_{\text{ges}}$ )

Der erste Teil Gleichung (I) beschreibt den Fall einer Ausbreitung im Vakuum. Mit Ausnahme der Leistung  $P$  fließen alle anderen Größen in diesem Teil quadratisch in das Gesamtergebnis ein. Geht man beispielsweise von einer Unsicherheit von  $\pm 10\%$  für die bestimmenden Größen aus, ergibt sich als möglicher Maximalfehler eine Verdopplung der Intensität, wenn man davon ausgeht, dass sich die Leistung  $P$  und der Optikdurchmesser  $D$  um zehn Prozent vergrößern und sich gleichzeitig die Entfernung  $L$  und die Wellenlänge  $\lambda$  um  $\pm 10\%$  verringern. Beim entgegengesetzten Vorgehen (Reduzierung der Leistung um zehn Prozent usw.) folgt eine Reduzierung der Intensität auf rund die Hälfte des Ursprungswertes. Eine Berechnung des relativen Fehlers von  $I_0$  mit dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz führt unter Annahme eines relativen Fehlers von  $10\%$  für statistisch unabhängige Einzelgrößen zu einem mittleren Gesamtfehler von  $\pm 40\%$ .

Der Einfluss der Atmosphäre wird im zweiten Teil (II) von Gleichung 2.36 beschrieben. Sowohl der Transmissionsgrad der Atmosphäre  $\tau$  als auch das Gesamtstrehlverhältnis  $S_{\text{ges}}$  fließen linear in die Gleichung ein, beide Größen besitzen selbst aber ein nichtlineares Verhalten.

Beim *Transmissionsgrad*  $\tau$  können minimale Änderungen der Wellenlänge zu massiven Veränderungen führen (vgl. Abbildung 2.12), da der Transmissionsgrad u. a. von den Absorptionsspektren der einzelnen in der Atmosphäre vorhandenen Gasen abhängt. Weiterhin besteht ein starker Einfluss des Wettergeschehens, so kann beispielsweise Regen im Strahlweg die Transmission der Strahlung vollständig unterbinden (vgl. Abschnitt 2.5). Somit schwankt  $\tau$  im Allgemeinen zwischen Null und Eins. Die Berechnung des Transmissionsgrades ist also nur für genau definierte Szenarien sinnvoll, dann aber mit relativen Fehlern im Bereich weniger Prozent möglich (vgl. Abschnitt 2.5 und [GPF<sup>+</sup>98, GP04]).

Das *Gesamtstrehlverhältnis*  $S_{\text{ges}}$  kann ebenfalls Werte zwischen Null und Eins annehmen. Verläuft der Strahl zwischen einem bestrahlten Objekt und einer idealen Laserstrahlquelle durch das Vakuum, erreicht  $S_{\text{ges}}$  den Wert Eins. Wird eine Strahlquelle mit niedriger Strahlqualität verwendet und / oder verläuft der Strahlweg über lange Strecken durch turbulente Atmosphärenschichten ist  $S_{\text{ges}}$  Null. Auch an dieser Stelle ist daher eine Übertragung von Berechnungsergebnissen von einem Szenario auf andere mit unterschiedlichen Strahlwegen oder Laserstrahlquellen nur in sehr begrenztem Maße ohne detaillierte Rechnung zulässig.

Das Gesamtstrehlverhältnis berechnet sich nach Gleichung 2.31 aus verschiedenen Einzeleinflüssen, die jeweils durch ein eigenes Strehlverhältnis quantisiert werden. Für die Fallbeispiele dieser Arbeit gilt

$$S_{\text{ges}} = \frac{1}{1 + \sum_i (S_i^{-1} - 1)} \quad \text{mit} \quad S_i = S_{M^2}, S_{\text{Fenster}}, S_{\text{AO}}, S_{\text{Aniso}} \quad . \quad (2.37)$$

Es fließen hier die Strahlqualität der Laserstrahlquelle ( $S_{M^2}$ ), der Einfluss von Turbulenzen am Strahlaustrittsfenster des Flugzeugs  $S_{\text{Fenster}}$  und die Qualität der Korrektur des Einflusses von atmosphärischen Turbulenzen im weiteren Strahlverlauf ein. Letzteres setzt sich aus der grundsätzliche Leistungsfähigkeit der eingesetzten adaptiven Optik ( $S_{\text{AO}}$ ) und dem Einfluss des Anisoplanatismus ( $S_{\text{Aniso}}$ ) zusammen.

Die obere Grenze von  $S_{\text{ges}}$  wird für die Fallbeispiele durch die Strahlqualität der verwendeten Laserstrahlquelle ( $S_{M^2} = 0,69$ ) und durch die Turbulenzen am Strahlaustrittsfenster ( $S_{\text{Fenster}} = 0,8$ ) durch Gleichung 2.37 zu 0,6 bestimmt. Eine Verbesserung beider Werte um jeweils 10% ergibt eine Verbesserung der oberen Grenze für den Gesamtwert auf 0,7. Die Berechnung von  $S_{\text{AO}}$  und  $S_{\text{Aniso}}$  beruhen beide auf dem Modell *Clear-1 Night*, das den Parameter  $C_n^2$  in Abhängigkeit von der Höhe angibt. Für *Clear-1 Night* sind keine Fehlertoleranzen angegeben [Bel93, S. 212], daher können auch keine Fehlertoleranz für  $S_{\text{AO}}$  und  $S_{\text{Aniso}}$  berechnet werden. Eine Einzelmessung für  $C_n^2$  zeigte Abweichungen zwischen den Messergebnissen und den Modellvorhersagen von bis zu zwei Größenordnungen [JB01]. Verändert man  $C_n^2$  um diesen Faktor 100, ergibt sich eine Veränderung der berechneten Maximalintensität  $I_0(t)$  im Fallbeispiel zur Raketenabwehr in Kapitel 6 um ungefähr einen Faktor 5.

## 2.11 Folgerungen

Mit dem beschriebenen Vorgehen wird das Intensitätsprofil auf einem Zielobjekt mit Gleichung 2.28 berechnet. Zu diesem Zweck werden die Entfernung  $L$ , Transmission  $\tau$  und das Gesamtstrehlverhältnis  $S_{\text{ges}}$  für jeden Zeitschritt ausgewertet. Die Umrechnung in ein im Zielobjekt fixiertes Koordinatensystem erfolgt durch Koordinatentransformation. Damit ist dann die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit von der Zeit auf einem zu untersuchenden Objekt bestimmt. Die berechneten Daten werden in das im nächsten Kapitel vorgestellte Finite-Elemente-Berechnungsprogramm eingelesen und zur Berechnung von Temperaturentwicklungen in einem gegebenen Objekt verwendet.

Für die im Rahmen der Fallbeispiele im Kapitel 6 berechneten Intensitäten können aufgrund der Unbestimmtheit der Vorhersagen des Atmosphärenmodells *Clear-1 Night* keine Fehlertoleranzen angegeben werden. Diese sollten daher, gemäß ihrer Bezeichnung, als Beispiele für eine Anwendung der in dieser Dissertation entwickelten Methode zur Bewertung eines Bestrahlungsvorganges betrachtet werden.



# 3 Simulation zeitabhängiger Temperaturverteilungen und experimentelle Validierung

## 3.1 Einführung

Die verwendete Berechnungsmethode zur Bestimmung einer auf ein Objekt einfallenden Laserintensität wurde im vorangegangenen Kapitel vorgestellt. Ein Teil dieser Strahlungsintensität wird dort absorbiert und führt zur Erwärmung des bestrahlten Objektes. Dieses Kapitel beschreibt die verwendete Vorgehensweise zur Berechnung des über die Zeit veränderlichen Temperaturfeldes des bestrahlten Objektes. Die Resultate sind Ausgangspunkt der in Kapitel 4 durchgeführten Berechnung der thermisch induzierten Spannungen, die durchgeführt wird, falls die hier berechnete Temperatur unterhalb des Schmelzpunktes des bestrahlten Materials liegt. Das Überschreiten einer kritischen Spannung wird als weiteres Kriterium für eine mögliche Beeinträchtigung der Funktionsfähigkeit des bestrahlten Objektes verwendet (vergleiche Kapitel 5).

Das vorliegende Kapitel beschäftigt sich mit den theoretischen Grundlagen und der Eingrenzung der relevanten Einflussgrößen für die Berechnung der Temperaturentwicklung eines Objektes bei Laserbestrahlung. Diese Betrachtungen zeigen, dass eine numerische Lösung des Wärmeübertragungsproblems bei den Berechnungen anzuwenden ist. Die verwendete numerische Modellbildung im Rahmen der Finite Elemente Methode (FEM) wird vorgestellt. Das Kapitel schließt mit einer Darstellung der Experimente, die zur Validierung der numerischen Modelle dienen.

## 3.2 Grundlagen

### 3.2.1 Einflussgrößen bei der Berechnung zeitabhängiger Temperaturverteilungen

Die Bestrahlung eines Objektes mit einem Laserstrahl wird im Folgenden als Wärmeübertragungsproblem betrachtet. Die grundlegende Gleichung für eine solche Unter-

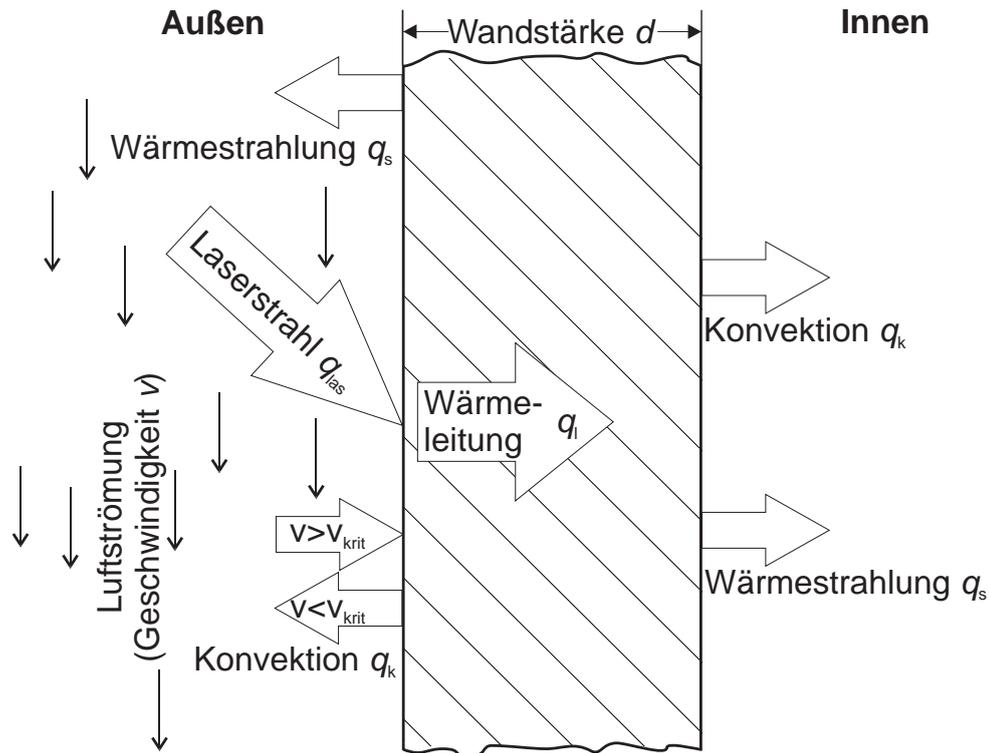
suchung ist der erste Hauptsatz der Thermodynamik, die Energieerhaltung. Danach entspricht die zeitliche Änderung einer in einem Bilanzraum gespeicherten Energie  $\dot{Q}$  der Summe aus zu- und abfließender Energie  $\dot{Q}_{\text{zu,ab}}$  und der Summe aller Energieumwandlungsprozesse  $\dot{Q}_{\text{Umwandlung}}$  im Bilanzraum, siehe z. B. [GV99, RHG85],

$$\dot{Q} = \sum \dot{Q}_{\text{zu,ab}} + \sum \dot{Q}_{\text{Umwandlung}} \quad . \quad (3.1)$$

Der Bilanzraum ist im betrachteten Fall das bestrahlte Strukturelement. Zur Berechnung von Temperaturen wird die Wärmeenergie bilanziert. Im Inneren des Bilanzraums kann Energieumwandlung von eingedrungener Laserenergie in Wärmeenergie und die Umwandlung von Wärmeenergie in Schmelzenergie zum Wechsel des Aggregatzustandes auftreten. Bei metallischen Werkstoffen, wie sie bei den betrachteten Objekten verwendet werden, liegt die Eindringtiefe von Laserstrahlung der beim ABL benutzten Wellenlänge in der Größenordnung von  $10^{-8}$  m (siehe [Bur79], nach [Bec75, JC72]). Eine Transmission von Strahlung in das Innere des betrachteten Objektes kann daher bei den Fallbeispielen vernachlässigt werden und eine Erzeugung von Wärme durch absorbierte Laserstrahlung tritt im Inneren des Objektes nicht auf. Eine Umwandlung von Wärmeenergie in Schmelzenergie erfolgt erst bei Erreichen des Schmelzpunktes. Eine Begrenzung des zu berechnenden Temperaturverlaufs auf die Schmelztemperatur des Materials als Obergrenze reicht für die in den Fallbeispielen dieser Arbeit untersuchten Problemstellungen aus, da bei einem Erwärmungsvorgang von metallischen Körpern spätestens beim Erreichen einer schmelzflüssigen Phase lokal Materialversagen eintritt. Somit kann auch eine Umwandlung von Wärmeenergie in Schmelzenergie vernachlässigt werden und das Innere des Bilanzraums wird als frei von Wärmequellen oder -senken betrachtet. Wärmez- und abfuhr erfolgt durch Wärmeleitung. Damit lässt sich Gleichung 3.1 in Form der Wärmeleitungsgleichung nach Biot und Fourier ausdrücken [GS90],

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(\kappa \text{grad}(T)) \quad . \quad (3.2)$$

In Gleichung 3.2 stellen  $T$  die lokale Temperatur,  $t$  die Zeit,  $\rho$  die Dichte,  $\kappa$  die Wärmeleitfähigkeit und  $c_p$  die Wärmekapazität bei konstantem Druck dar. Die Parameter  $\rho$ ,  $\kappa$  und  $c_p$  sind im Allgemeinen temperaturabhängig, wie in Abschnitt 3.2.5 beschrieben wird. Mit Hilfe dieser Parameter ist eine Bestimmung des Temperaturverlaufs möglich, sobald die Anfangs- und Randbedingungen der Differentialgleichung 3.2 festgelegt sind. Bei den vorgenommenen Berechnungen wird als Anfangsbedingung zur Zeit  $t = 0$  eine Temperaturverteilung  $T_0$  angesetzt. Als Randbedingungen werden die Temperatur oder der Betrag der Wärmestromdichte  $q$  an den Grenzen des Integrationsgebietes festgelegt. Der Betrag der Wärmestromdichte  $q$  ergibt sich als eine Summe



**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung der Oberflächenwärmequellen und -senken  $q_i$  bei der Temperaturentwicklung eines Objektes unter Laserbestrahlung. Es wird ein Ausschnitt der Außenwand eines bestrahlten Objektes dargestellt.

verschiedener Einflüsse  $q_i$ , den Oberflächenwärmequellen und -senken. Im Falle einer thermischen Isolierung ist der Gesamtbetrag gleich null,

$$q(\vec{r}, t) \Big|_{\vec{r} \in \text{Oberfläche}} = \sum q_i \quad . \quad (3.3)$$

Im Folgenden wird die Relevanz von verschiedenen Oberflächenwärmequellen und -senken für die untersuchten Fallbeispiele bewertet. Abbildung 3.1 fasst diese schematisch zusammen. Betrachtet wird der Einfall von **Laserstrahlung** auf die Außenwand eines Körpers. Der Anteil  $A$  einer einfallenden effektiven Intensität  $I_{\text{eff}}$  wird absorbiert und wirkt als Wärmequelle,

$$q_{\text{las}} = I_{\text{eff}} \cdot A \quad . \quad (3.4)$$

Der Anteil  $A$  wird Absorptionvermögen genannt und ist u. a. abhängig von den Materialeigenschaften der Wandoberfläche. Details finden sich in Abschnitt 3.2.3. Die effektive Intensität bestimmt sich aus der im letzten Kapitel berechneten Intensität und dem Einfallswinkel des Laserstrahls im Vergleich zur lokalen Oberflächennormalen wie im folgenden Abschnitt 3.2.2 beschrieben.

Als Wärmesenke wirkt **thermische Abstrahlung**  $q_s$  sowohl von der Oberfläche der Außenwand als auch von der Innenwand. Der Betrag  $q_s$  ergibt sich aus der Stefan-Boltzmann-Strahlungsgleichung mit der Stefan-Boltzmann-Konstante  $\sigma$  und hängt ab von der Oberflächentemperatur  $T$ , der Umgebungstemperatur  $T_U$  und dem Emissionsgrad  $\epsilon$  der Oberfläche, wie im Abschnitt 3.2.4 ausführlich dargelegt wird. Es gilt

$$q_s = \epsilon \sigma (T_U^4 - T^4) . \quad (3.5)$$

**Konvektion** ist der Oberbegriff für Wärmeübertragung zwischen einer Grenzfläche und einem bewegten Fluid. Der Oberbegriff Fluid bezeichnet dabei ein Gas oder eine Flüssigkeit. Konvektion tritt zwischen der bestrahlten Wand und dem umgebenden Medium in verschiedenen Formen auf. Der eigentliche Wärmeaustausch erfolgt durch Stöße zwischen Teilchen. Es wird zwischen freier und erzwungener Konvektion unterschieden. Bei freier Konvektion entsteht im umgebenden Medium der Wand ein Teilchenstrom infolge von thermisch induzierten Dichte-Unterschieden, bei erzwungener Konvektion wird der Teilchenstrom durch externe Einwirkungen erzeugt, z. B. bei der Bewegung einer Rakete durch die Atmosphäre. In Abhängigkeit von der Geschwindigkeit des Teilchenstroms kann erzwungene Konvektion sowohl eine Kühlung als auch eine Aufheizung bewirken. Es gilt jeweils

$$q_k = h_k (T_{\text{med}} - T) , \quad (3.6)$$

wobei  $h_k$  der Wärmeübergangskoeffizient der Konvektion und  $T_{\text{med}}$  die Temperatur des umgebenden Mediums sind [COM07b, RHG85]. Beide Parameter sind keine Konstanten und abhängig von den Eigenschaften des Mediums an der betrachteten Oberfläche. Die Temperatur  $T_{\text{med}}$  wird bei erzwungener Konvektion beispielsweise auch von der Ausprägung des Strömungsfeldes des Fluids beeinflusst.

Bei der Betrachtung der Bestrahlung von Satelliten tritt Konvektion nicht auf, da diese sich im Weltraum befinden und im Allgemeinen nicht als Druckbehälter ausgelegt sind, so dass sowohl im Innenraum als auch im Außenraum ein Vakuum herrscht.<sup>1</sup>

Bei Raketen ist die Situation komplex und hängt von einer Vielzahl von Faktoren ab. So tritt z. B. in Tanksektionen von mit Flüssigtreibstoff betriebenen Raketen einerseits eine Kühlung durch freie Konvektion an der Innenseite auf, solange diese mit Treibstoff gefüllt sind [ZB02]. Andererseits kommt es an der Außenseite durch das Strömungsfeld der Luft der unteren Atmosphäre zu einer Aufheizung durch erzwungene Konvektion, sobald sich die Rakete mit Geschwindigkeiten in der Größenordnung der Schallgeschwindigkeit bewegt [BKZ<sup>+</sup>70, S. 428ff]. Für diesen Fall wird auch der

<sup>1</sup>Eine mögliche Ausnahme sind Treibstofftanks von Satelliten. Eine Auswirkung von Laserbestrahlung auf solche Tanks wird aber im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht, da es als unwahrscheinlich angesehen wird, dass sich Treibstofftanks ohne weitere thermische Isolierung direkt im Weltraum befinden. Auch besitzen nicht alle Satelliten solche Tanks.

Begriff Luftreibung verwendet. Für eine genaue Betrachtung ist eine Simulation des variablen Strömungsfeldes um die Rakete durchzuführen, die Detailinformationen zur Aerodynamik der Rakete erfordert. Diese liegen nicht vor und der Rückgriff auf Annahmen hätte erheblichen Einfluss auf die Ergebnisgüte. Es kommt beispielsweise im Inneren der Außenverkleidung der Spitze der Rakete Ariane 1 während der Startphase ohne den Einfluss von Flüssigkeitskühlung zu einem Temperaturanstieg um ungefähr 10 K in der unteren Seitenwand der Verkleidung und 150 K direkt in der Wand der Oberseite der Spitze [Eur89]. Auch Annahmen über die Anordnung der unterschiedlichen Tanksegmente in der Rakete, deren zeitabhängige Füllstände und den exakten Zielpunkt des Lasers würden das Ergebnis stark beeinflussen.

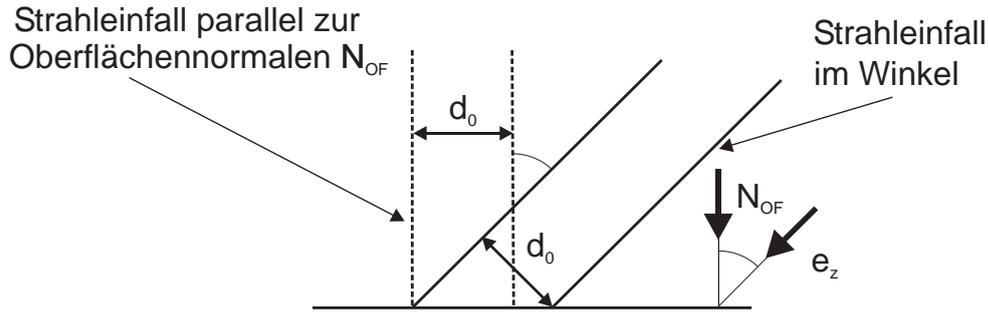
Im Rahmen der Fallbeispiele dieser Arbeit wird daher zugunsten einer Übertragbarkeit der Ergebnisse darauf verzichtet, detaillierte Annahmen zu den verschiedenen Einflüssen vorzunehmen und die Konvektion wird insgesamt vernachlässigt. Diese Vereinfachung führt zu einem Fehler bei der Bestimmung des Zeitpunktes des Strukturversagens, der durch das Ansetzen verschiedener Anfangstemperaturen  $T_0$  zum Zeitpunkt des Einsetzens der Laserbestrahlung im Rahmen des Fallbeispiels in Kapitel 6 eingegrenzt wird. Dort wird auch genauer auf den Aufbau von Raketen und die verschiedenen konvektiven Einflüsse im Vergleich zur resultierenden Wärmestromdichte durch die Laserbestrahlung im Rahmen des Fallbeispiels eingegangen. Somit ergibt sich unter Vernachlässigung der Konvektion die Randbedingung zur Lösung des Wärmeübertragungsproblems nach Gleichung 3.2 aus den Einflüssen von thermischer Abstrahlung und absorbierter Laserintensität,

$$q(\vec{r}, t) \Big|_{\vec{r} \in \text{Oberfläche}} = -\vec{N}_{\text{OF}} \cdot (\kappa \text{ grad}(T)) = AI_{\text{eff}} - \epsilon \sigma (T^4 - T_U^4) \quad . \quad (3.7)$$

Die einfließenden Größen sind im Allgemeinen orts-, zeit- und temperaturabhängig, zur Erhöhung der Übersichtlichkeit wurde auf die Angabe der Abhängigkeiten in Gleichung 3.7 verzichtet. In Abhängigkeit von der Wärmeleitfähigkeit  $\kappa$  folgt nach Biot und Fourier ein Wärmefluss  $q_1 = -\vec{N}_{\text{OF}} \cdot (\kappa \text{ grad}(T))$  parallel zum lokalen Oberflächennormalenvektor  $\vec{N}_{\text{OF}}(\vec{r})$  der Oberfläche in ihr Inneres [GS90]. Er wird durch eine absorbierte Laserintensität  $AI_{\text{eff}}(\vec{r}, t)$  ausgelöst. Der Anteil  $\epsilon \sigma (T_U^4 - T^4(\vec{r}, t))$  geht durch Wärmestrahlung an die Umgebung verloren. Die Eigenschaften der Materialparameter werden in den folgenden Abschnitten betrachtet.

### 3.2.2 Effektive Intensität

Die Intensität  $I$  an einem bestimmten Ort wird berechnet, wie in Kapitel 2 beschrieben. Zusätzlich ist zu beachten, dass die betrachteten Objekte im Allgemeinen gekrümmte Oberflächen besitzen. Daher ist neben der Koordinatentransformation vom Zylinderkoordinatensystem, in dem der Laserstrahl beschrieben wird, in das



**Abbildung 3.2:** Berechnung effektiver Intensitäten bei einem schrägen Strahleinfall am Oberflächenpunkt  $\vec{r}$ . Im Vergleich zu parallel zum Oberflächennormalenvektor  $\vec{N}_{\text{OF}}(\vec{r})$  einfallender Strahlung verringert sich die Intensität bei gleichem Strahldurchmesser  $d_0$  durch die Vergrößerung der Auftrettsfläche um einen Faktor  $\cos(\theta)$ , was einer Projektion des Vektors  $\vec{e}_z$  auf den Vektor  $\vec{N}_{\text{OF}}(\vec{r})$  entspricht.

Koordinatensystem des bestrahlten Objektes zusätzlich noch eine Projektion der einfallenden Intensität auf die Oberfläche des Objektes durchzuführen, wie in Abbildung 3.2 dargestellt. Wächst der Winkel  $\theta$  von  $0^\circ$  bei senkrechtem Einfall bis zu einem Wert von  $90^\circ$  bei streifendem Einfall, verteilt sich die Laserenergie auf eine Fläche, deren Größe gegen „unendlich“ wächst und die Intensität nähert sich null an. Maximal wird die effektive Intensität bei einer Ausbreitungsrichtung des Strahls parallel zum lokalen Oberflächennormalenvektor  $\vec{N}$  des bestrahlten Objektes. Bei Strahleinfall auf Objekte mit gekrümmten Oberflächen variiert das Verhältnis zwischen einfallender Intensität und effektiver Intensität mit der Position  $\vec{r}$  auf dem bestrahlten Objekt. Der Proportionalitätsfaktor berechnet sich aus dem Skalarprodukt von Einfallsvektor des Strahls und Oberflächennormaleneinheitsvektor  $\vec{N}(\vec{r})$  zu

$$I_{\text{eff}}(r,t) = I(r,t)[\vec{e}_z \cdot \vec{N}(r)] . \quad (3.8)$$

Die Umrechnung der Strahlausbreitungsrichtung aus dem strahlzentrierten Koordinatensystem mit Ausbreitung in der Richtung des Einheitsvektors  $\vec{e}_z$  in das Koordinatensystem des Zielobjektes erfolgt mit den im Kapitel 2 eingeführten Winkeln  $\alpha$  und  $\beta$  (siehe Abbildung 2.16). Zur Bestimmung des durch die Laserstrahlung verursachten Anteils  $q_{\text{las}}$  der lokalen Wärmestromdichte wird die effektive Intensität mit dem Absorptionsvermögen  $A$  multipliziert. Im Folgenden wird das Verhalten des Absorptionsvermögens idealer und realer Metalle dargestellt.

### 3.2.3 Absorptionsvermögen

#### 3.2.3.1 Ideale Metalle

Die Eigenschaften des Absorptionsvermögens für ideale Metalle werden durch die Elektrodynamik beschrieben. Details finden sich z. B. bei Jackson und Nolting [Jac02, Nol04], die wichtigsten Punkte werden hier zusammengefasst.

Das Absorptionsvermögen  $A$  ist mit der Reflektivität  $R$  über die Transmission  $\tau_s$  verknüpft,

$$A + R + \tau_s = 1 \quad . \quad (3.9)$$

Dies folgt aus dem Energieerhaltungssatz. Die Reflektivität setzt sich aus einem diffusen und einem gerichteten Anteil zusammen, die hier zusammen betrachtet werden. Für metallische Leiter kann die Transmission wegen der geringen Eindringtiefe der Strahlung vernachlässigt werden (vgl. Abschnitt 3.2.1 S. 52), daher reduziert sich Gleichung 3.9 zu

$$A = 1 - R \quad . \quad (3.10)$$

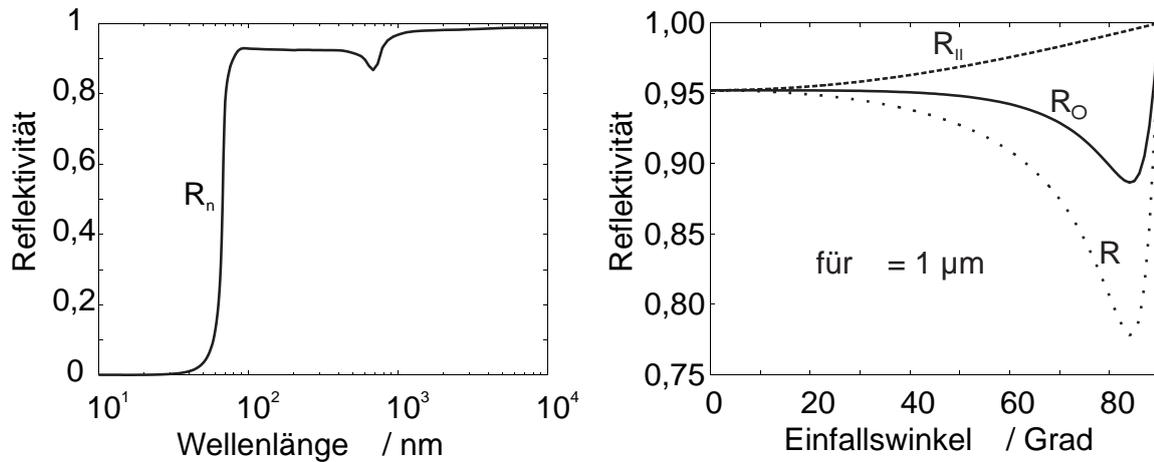
Die Reflektivität und das Absorptionsvermögen lassen sich als Funktion der Wellenlänge, der Temperatur und des Einfallswinkels beschreiben. Für Metalle berechnet sich die Reflektivität  $R_n$  bei senkrechtem Strahleneinfall parallel zur Oberflächennormalen aus dem komplexen Brechungsindex  $N$

$$N = n - i\tilde{k} \quad , \quad (3.11)$$

wobei  $n$  der Brechungsindex und  $\tilde{k}$  der Extinktionskoeffizient ist. Aus der Elektrodynamik ergeben sich mit diesen Parametern aus den Fresnel Gleichungen unterschiedliche Reflektivitäten für verschiedene Einfallswinkel, wie auch experimentell verifiziert ist [Rea01, S. 176]. Man unterscheidet dabei zwischen einem senkrechten Einfall ( $R_n$ ) und einem Einfall unter einem Winkel  $\theta$ . Für senkrechten Strahlungseinfall folgt die Reflektivität  $R_n$

$$R_n = \frac{(n - 1)^2 + \tilde{k}^2}{(n + 1)^2 + \tilde{k}^2} \quad . \quad (3.12)$$

Bei einem Einfall des Strahls unter einem Winkel ist zusätzlich die Polarisation des Laserstrahls zu betrachten. Unter der Polarisation versteht man die Ausrichtung des elektrischen Feldvektors zur Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle. Dabei kann Polarisation senkrecht oder parallel zur Einfallsebene auftreten, oder als Kombination senkrecht und parallel polarisierter Anteile. Man spricht vom zirkular



**Abbildung 3.3:** Wellenlängen- und Winkelabhängigkeit der Reflektivität von reinem Aluminium bei Raumtemperatur. *Links:* Halblogarithmische Darstellung der Wellenlängenabhängigkeit der Reflektivität für senkrechten Einfall nach Gleichung 3.12, Eingangsdaten aus [Lid07, S.12-120ff] nach [SSIS80]. *Rechts:* Winkelabhängigkeit der Reflektivität nach Gleichungen 3.13-3.15 bei linear polarisiertem Licht senkrecht zur Einfallsebene ( $R_{\perp}$ ), parallel zur Einfallsebene ( $R_{\parallel}$ ) und bei zirkular polarisiertem Licht ( $R_{\circ}$ ). Eingangsdaten:  $\lambda = 1033 \text{ nm}$ ;  $n = 1,26$ ;  $k = 10,01$ ; Quelle wie oben.

polarisiertem Licht, wenn beide Anteile gleich groß sind. In der Lasermaterialbearbeitung werden meist Laserstrahlquellen mit zirkular polarisierter Strahlung benutzt, um den Einfluss der Bearbeitungsrichtung auf das Absorptionsvermögen möglichst gering zu halten [Ste98]. Es ergeben sich die Werte  $R_{\perp}$  für senkrecht polarisiertes Licht,  $R_{\parallel}$  für parallel polarisiertes Licht und für einen Einfall von zirkular polarisiertem Licht der Mittelwert  $R_{\circ}$ :

$$R_{\perp} = \frac{(n - \cos \theta)^2 + \tilde{k}^2}{(n + \cos \theta)^2 + \tilde{k}^2} , \quad (3.13)$$

$$R_{\parallel} = \frac{(n \cos \theta - 1)^2 + (\tilde{k} \cos \theta)^2}{(n \cos \theta + 1)^2 + (\tilde{k} \cos \theta)^2} \quad \text{und} \quad (3.14)$$

$$R_{\circ} = \frac{1}{2}(R_{\perp} + R_{\parallel}) . \quad (3.15)$$

Abbildung 3.3 stellt die Ergebnisse der Gleichungen 3.13 bis 3.15 am Beispiel von reinem Aluminium bei Raumtemperatur dar. Bei Raumtemperatur liefern die Gleichungen eine gute Näherung für Proben aus hochreinem Aluminium [SSIS80]. Ab-

weichungen von experimentellen Ergebnissen werden in der zitierten Quelle mit Verunreinigungen oder Oxidschichten an der Oberseite des Materials erklärt.

### 3.2.3.2 Reale Metalle

In den Strukturelementen der untersuchten Objekte werden keine hochreinen Materialien bei Raumtemperatur verwendet, sondern Werkstoffe mit einem unterschiedlichen Reinheitsgrad bei variablen Temperaturen. Prinzipiell möglich ist eine theoretische Vorhersage des Absorptionsvermögens dieser realen Werkstoffe oder eine experimentelle Bestimmung. Theoretische Voraussagen sind mittels der dielektrischen Funktion eines Materials möglich [AB98]. Es wird das Modell des freien Elektronengases nach Drude benutzt, um die Parameter der dielektrischen Funktion, also Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätskonstanten, für eine gegebene Wellenlänge zu berechnen. Details finden sich direkt bei Drude [Dru04]. Plass stellt eine Liste aktueller Referenzen zusammen [PGH95]. Ujihara und Sparks berechnen darauf aufbauend die Temperaturabhängigkeit der Reflektivitäten von Metallen [Uji72, SEL79]. Beide sagen sowohl für Strahlung der Wellenlänge  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$  als auch für  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$  eine sinkende Reflektivität mit steigender Temperatur voraus. Für  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$  lässt sich dieses Verhalten qualitativ experimentell bestätigen [PGH95, BZ06, HBGD96]. Die Modelle von Ujihara und Sparks unterscheiden sich aber in ihren Ergebnissen quantitativ, für Kupfer beispielsweise je nach Temperatur um einen Faktor von fünf bis acht [Mit98, S. 21].

Bei kürzeren Wellenlängen versagt das Drude Modell. Für  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$  zeigen sich schon bei Raumtemperatur Abweichungen für Stähle und Aluminiumlegierungen [BZ05], und im Gegensatz zur Voraussage messen Garnov et al. im Vakuum steigende Reflektivitäten bei steigender Temperatur für verschiedene Stähle und Aluminiumlegierungen [GKT<sup>+</sup>97, GKS<sup>+</sup>97]. Freeman et al. messen bei  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$  für verschiedene Edelstähle und Aluminiumlegierungen nahezu konstante Reflektivitäten, bis es bei einer Temperatur von mehreren hundert Grad Celsius zu Oberflächenveränderungen und einem starken Absinken der Reflektivität kommt. Dies gilt sowohl im Vakuum als auch bei Raumluft [FRM98]. Garnov et al. erklären die Diskrepanz der Messung zum Drude-Modell mit einer zu starken Vereinfachung des Modells. Sie beziehen sich dabei u. a. auf Roberts, der eine Erweiterung vorschlägt [Rob55].

Die theoretische Berechnung wird aufwendiger, wenn die Effekte von Oberflächenqualität und Beschichtungen berücksichtigt werden. Geht man weiter von glatten Oberflächen aus, führt Oxidation an der Atmosphäre zur Ausbildung eines Mehrschichtsystems. Über dem eigentlichen Material bildet sich eine Oxidschicht. Bei der Beschichtung einer Oberfläche durch Lackieren oder Galvanisieren ergibt sich ebenfalls ein System aus mehreren Schichten mit verschiedenen Transmissions- und Reflektionseigenschaften. Die Eigenschaften des Gesamtsystems ergeben sich als Summation der Reflektionen und Transmissionen an den einzelnen Schichten, für eine

ausführliche Beschreibung siehe z. B. Heavens [Hea91]. Die Behandlung von Oberflächenrauheiten erfordert schließlich die Berücksichtigung von Mehrfachreflektionen, z. B. in ausgeprägten Furchen. Es zeigt sich, dass eine theoretische Behandlung der Absorptionseigenschaften von realen Oberflächen nur für Spezialfälle möglich ist. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher auf die Ergebnisse von experimentellen Untersuchungen aus der Literatur zurückgegriffen:

- Edward et al. untersuchen die Reflektivität von verschiedenen Lackierungen auf Aluminiumsubstraten im Spektralbereich von  $\lambda = 0,33 \mu\text{m}$  bis  $\lambda = 61 \mu\text{m}$  bei Schichtdicken zwischen  $25 \mu\text{m}$  und  $250 \mu\text{m}$ . Relevant für die untersuchten Fallbeispiele ist die gemessene Reflektivität von 90% für eine weiße Lackierung auf  $\text{TiO}_2$  Basis [EH66].
- Eine Vielzahl verschiedener organischer und anorganischer Farben in Schichtdicken von  $25 \mu\text{m}$  auf vorher weiß- oder schwarzbeschichteten Aluminiumproben werden von Cohen et al. im Spektralbereich von  $\lambda = 0,6 \mu\text{m}$  bis  $\lambda = 2 \mu\text{m}$  betrachtet. Während die Grundierungen bei  $1 \mu\text{m}$  um 90% (weiß) bzw. 5% (schwarz) reflektieren, ergeben sich durch die Wahl der Farbe eine Vielzahl von Zwischenwerten [CD71].
- Die Auswirkungen verschiedener Poliergüten und der Witterung auf galvanisierte und unbehandelten Edelstahl, Aluminiumlegierungen und Composite Materialien untersuchen Freeman et al. bei einer Wellenlänge von  $1,3 \mu\text{m}$  [FRM98]. Die Autoren messen sowohl eine große Bandbreite in Abhängigkeit von der Oberflächengüte, als auch deutliche Schwankungen zwischen Proben mit gleicher Vorbehandlung. So erstreckt sich die Reflektivität bei Edelstahlproben zwischen 42% und 49% bei unpolierten und zwischen 63% und 72% bei elektropolierten Proben. Weitere Zwischenwerte ergeben sich bei anderen Poliermethoden und nach einem veränderten Witterungseinfluss. Eine Übersicht für verschiedene Materialien bei Raumtemperatur gibt Tabelle 3.1.
- Stern liefert eine Untersuchung zum *Absorptionsvermögen* für verschiedene Stahl- und Titanlegierungen für die industriell relevanten Wellenlängen von  $\text{CO}_2$ -,  $\text{CO}$ - und  $\text{Nd:YAG}$ -Lasern [Ste90]. Stern geht dabei sowohl auf die Auswirkungen von Oberflächenqualität als auch auf die Temperaturabhängigkeit ein. Auch hier zeigen sich deutliche Variationen mit der Oberflächenqualität. Für Stahl (35NCD16) ergeben sich für das Absorptionsvermögen Werte von 30% bei polierten Oberflächen, 50% bei grob gefrästen Oberflächen und 70% bei sandgestrahlten Proben.

Ein Weg, die Reflektivität von Oberflächen auf Werte nahe 100% zu steigern, sind sogenannte dielektrische Beschichtungen, die bei den Optiken von Hochleistungslasern eingesetzt werden [You63]. Dielektrische Beschichtungen bestehen aus einem Mehrschichtsystem mit Schichtdicken im Bereich der Wellenlänge des einfallenden Lichtes. Da eine hohe Reflektivität nur für eine bestimmte Wellenlänge und einen

bestimmten Einfallswinkel erreicht wird und die Herstellung der Schichten durch aufwendige Vakuumverfahren erfolgt, deren Einsatz bei makroskopischen Bauteilen von der Größe einer Raketenstufe bisher nicht dokumentiert ist, wird eine Verwendung von dielektrischen Schichten für das Fallbeispiel in Kapitel 6 zur Raketenabwehr nicht in Betracht gezogen.

Das Absorptionsverhalten eines Körpers steht im direkten Zusammenhang mit der Fähigkeit zur Abstrahlung von Wärmeenergie. Diese Abstrahlung ist ein entscheidender Verlustterm an der Oberfläche und wird im nächsten Abschnitt detailliert untersucht.

### 3.2.4 Wärmestrahlung

Das Stefan-Boltzmann-Gesetz quantifiziert den durch thermische Abstrahlung verursachten Wärmefluss an der Oberfläche eines idealen schwarzen Körpers [Bol84, Ste79].

$$q_{\text{Wärmestrahlung}}(r,t) \Big|_{r \in \text{Oberfläche}} = q_s(r,t) = \sigma T^4, \quad (3.16)$$

wobei  $T$  die Temperatur der Oberfläche und  $\sigma$  die Stefan-Boltzmannkonstante ist ( $\sigma = (5,670400 \cdot 10^{-8} \pm 4 \cdot 10^{-13}) \text{W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$  [MTN07]). Reale Körper zeigen im einfachsten Fall das Verhalten sogenannter diffus strahlender grauer Körper, das heißt, sie verhalten sich wie ein schwarzer Körper, dessen Strahlungsemission durch einen Faktor  $\varepsilon < 1$ , der sogenannten Emissivität, verringert ist. Es gilt dann

$$q_s(r,t) = \varepsilon \sigma T^4. \quad (3.17)$$

**Tabelle 3.1:** Reflektivität von verschiedenen Materialien bei Raumtemperatur bei der Wellenlänge  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$

Material	Oberfläche	gealtert	Reflektivität (%)	Quelle
Duplex Edelstahl	unpoliert	nein	47 (42-49)	[FRM98]
Duplex Edelstahl	unpoliert	ja	44	[FRM98]
Duplex Edelstahl	elektropoliert	nein	68 (63-72)	[FRM98]
Duplex Edelstahl	elektropoliert	ja	66	[FRM98]
Aluminium 6061-T6	unpoliert	nein	71	[FRM98]
Aluminium 6061-T6	mechanisch poliert	nein	93 (90-96)	[FRM98]
Aluminium 6061-T6	mechanisch poliert	ja	89	[FRM98]
Gold	elektropoliert	nein	99	[Lid07]
Kupfer	poliert	nein	95,1	[XKJL97]
Kupfer	aufgedampft	nein	98,5	[Gra72]
weiße Farbe ( $\text{TiO}_2$ )	-	nein	90	[EH66]

Nach dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz sind Absorptionsvermögen und Emissivität für diffus strahlende graue Körper im thermischen Gleichgewicht gleich [Kir60]. Unter der Annahme, dass sich die Umgebung des Körpers im Mittel wie ein schwarzer Körper verhält, wird daher ein Anteil  $\varepsilon$  dieser Strahlung absorbiert und es folgt für eine mittlere Umgebungstemperatur  $T_U$  der in Gleichung 3.7 angesetzte Anteil der thermischen Abstrahlung im Gesamtoberflächenwärmefluss

$$q_s(r,t) = \varepsilon \sigma (T^4 - T_U^4) \quad . \quad (3.18)$$

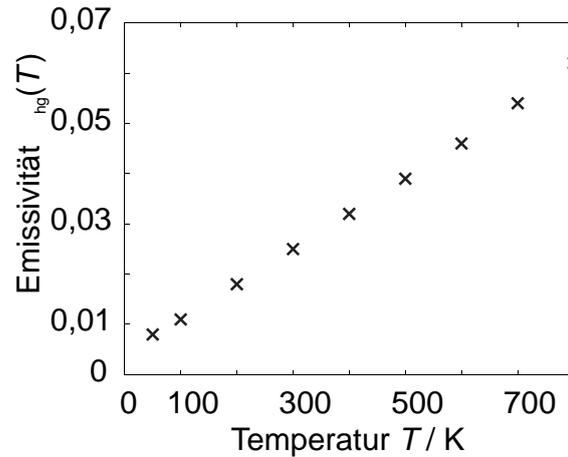
Reale Metalloberflächen erfüllen oft weder die Bedingung des grauen Strahlers, noch strahlen sie vollständig diffus. Für diesen Fall wird die Emissivität eine Funktion von Temperatur  $T$  und abgestrahlter Wellenlänge  $\lambda$  und ist richtungsabhängig,

$$\varepsilon = \varepsilon(T, \lambda, \alpha, \beta) \quad . \quad (3.19)$$

Die Richtungsabhängigkeit ist bei der Berechnung des Wärmeaustausches zwischen zwei benachbarten Körpern entscheidend. Für die im Rahmen dieser Arbeit betrachtete Temperaturfeldberechnung eines laserbestrahlten Körpers kommt es (abgesehen vom Laserstrahl) nur zu einem Austausch von thermischer Strahlung zwischen dem Körper und der Umgebung. Deshalb ist die Betrachtung als diffus-strahlender, grauer Körper in guter Näherung gültig und wird verwendet [Vor02]. Zu berücksichtigen ist für einen Energieaustausch mit der Umgebung die thermische Gesamtemission in den Halbraum im gesamten Spektralbereich, die sogenannte hemisphärische Gesamtemissivität  $\varepsilon_{\text{hg}}$ .

Das Kirchhoffsche Strahlungsgesetz gilt auch bei realen Metalloberflächen für die winkelabhängige spektrale Absorption und die entsprechend gerichtete spektrale Emissivität  $\varepsilon(T, \lambda, \alpha, \beta)$ . Die Emissivität ist daher ebenfalls abhängig von der Oberflächenqualität sowie vorhandenen Oxidschichten und eine rein theoretische Betrachtung der Emissivität ist deswegen, wie beim Absorptionsvermögen, nicht zielführend. Es werden auch an dieser Stelle experimentelle Daten als Eingangsparameter für die Temperaturberechnungen verwendet. Abbildung 3.4 zeigt die experimentell ermittelte, temperaturabhängige hemisphärische Gesamtemissivität von Aluminium nach Bartl et al. [BB04]. Weitere Emissivitäten für verschiedene Materialien bei Raumtemperatur liegen in Tabelle 3.2 vor.

Mit der Festlegung der einfallenden effektiven Laserintensität, dem Absorptionsvermögen und der Emissivität sind die Quellterme in Gleichung 3.7 beschrieben. Somit lässt sich die maximal erreichbare Temperatur  $T_{\text{max}}$  auf der Oberfläche eines Objektes berechnen, das mit einem Laser bestrahlt wird. Diese Maximaltemperatur wird erreicht, sobald sich ein Gleichgewichtszustand zwischen absorbiertem Laserstrahlung  $I_{\text{eff}} A$  und



**Abbildung 3.4:** Experimentell ermittelte Temperaturabhängigkeit der hemisphärischen Gesamtemissivität von Aluminium. *Quelle:* [BB04] nach [LPCS74, S. 306-310 und S. 400-409].

abgestrahlter thermischer Strahlung  $q_s$  des Objektes einstellt. Für  $T_{\max} \gg T_U$  kann die thermische Strahlung der Umgebung vernachlässigt werden und man erhält

$$T_{\max} = \sqrt[4]{\frac{AI_{\max}}{\varepsilon_{hg}\sigma}} . \quad (3.20)$$

Dabei ist zu beachten, dass sich das Absorptionsvermögen  $A$  nur auf die Laserwellenlänge bezieht, während bei  $\varepsilon_{gh}$  weiterhin die Gesamtemissivität im gesamten Wellenlängenbereich betrachtet wird. Die Maximalintensität  $I_{\max}$  berechnet sich wie

**Tabelle 3.2:** Emissivitäten verschiedener Materialien bei Raumtemperatur. Die genannten Gesamtemissivitäten gelten entweder normal zur Oberfläche oder hemisphärisch. Eine Umrechnung zwischen diesen Modi ist möglich, vgl. [Vor02].

Material	Gesamtemissivität	Messmethode	Quelle
Kupfer (poliert)	0.03	normal	[Vor02]
Aluminium	0.03	hemisphärisch	[BB04]
Gold (poliert)	0.023	hemisphärisch	[Gra72, 6-203]
Lack(weiß)	0.91	normal	[Sch89a, 5.5.7]
Lack(schwarz)	0.88	normal	[Sch89a, 5.5.7]

im letzten Kapitel beschrieben und aus den Gleichungen 2.3 und 2.12 folgt für einen beugungsbegrenzten Laser

$$I_{\max} = \frac{2PD^2}{\pi L^2 \lambda^2} \quad (3.21)$$

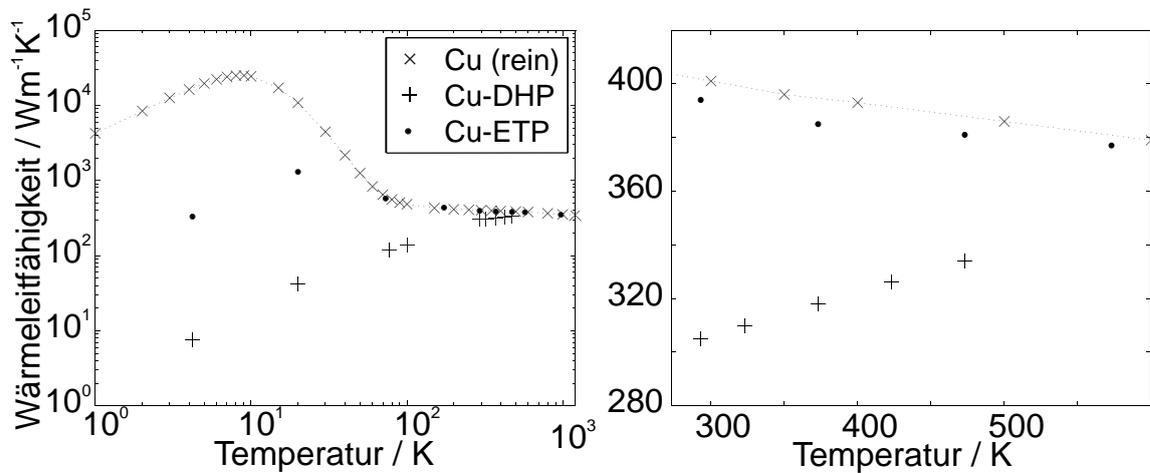
Setzt man Gleichung 3.21 in Gleichung 3.20 ein, lässt sich unter Vernachlässigung von Wärmeleitung eine Maximaltemperatur berechnen, die unabhängig ist von weiteren Materialparametern. Ob diese Maximaltemperatur erreicht wird und nach welcher Bestrahlungsdauer, ergibt sich aus der Lösung des Wärmeübertragungsproblems nach Gleichung 3.2, der Wärmeleitungsgleichung.

### 3.2.5 Bestimmende Parameter der Wärmeleitung

Nachdem in den vorhergehenden Abschnitten die Oberflächenwärmequellen und -senken am Rand des Bilanzierungsgebietes untersucht wurden, beschäftigt sich dieser Abschnitt mit der Wärmeleitung im Inneren. Die Wärmeleitung im Festkörper hängt von seiner Dichte  $\rho$ , seiner Wärmeleitfähigkeit  $\kappa$  und seiner Wärmekapazität  $c_p$  ab. Diese drei Parameter sind temperaturabhängig. Eine theoretische Betrachtung dieser Temperaturabhängigkeit nimmt die Festkörperphysik vor. Idealisiert kann man zwischen Leitern und Nichtleitern unterscheiden. Bei Leitern wird das Verhalten größtenteils durch freie Elektronen bestimmt, bei Nichtleitern durch Gitterschwingungen. Detaillierte Abhandlungen dazu finden sich in den Werken zur Festkörperphysik, zum Beispiel bei [Kit05, AM76, HH91].

Für die Betrachtungen dieser Arbeit sind nicht die Verhältnisse bei hochreinen Proben entscheidend, sondern das Verhalten von technisch relevanten Werkstoffen. Insbesondere die Wärmeleitfähigkeit hängt dabei entscheidend von Legierungsbestandteilen und der mechanischen und thermischen Vorbehandlung des betrachteten Werkstoffes ab, z. B. werden für technisches Eisen Abweichungen durch die Vorbehandlung bis zu einem Faktor zwei berichtet [SNS02, Abschnitt Dea1]. Besonders deutlich wird dieses Verhalten bei Kupfer und Kupferlegierungen. Hier sind die Unterschiede zum Beispiel bei der Wärmeleitfähigkeit besonders gravierend. Daher wird bei den folgenden Betrachtungen der Werkstoff Kupfer untersucht und auch im Abschnitt 3.4.2 die Güte von Berechnungen u. a. anhand von Experimenten mit Kupfer überprüft, auch wenn dieser Werkstoff keinen direkten Bezug zur Herstellung von Raumflugkörpern besitzt.

Abbildung 3.5 zeigt die Temperaturentwicklung der **Wärmeleitfähigkeit** von hochreinem Kupfer, von Cu-ETP (Electrolytic Tough-Pitch) und von Cu-DHP. Cu-ETP wird in der Elektrotechnik verwendet und durch elektrolytische Raffination hergestellt [Deu05a]. Es enthält neben einem Anteil von mindestens 99,9% Kupfer auch Spuren von Sauerstoff, Bismut und Blei. Cu-DHP unterscheidet sich von CU-ETP dadurch,

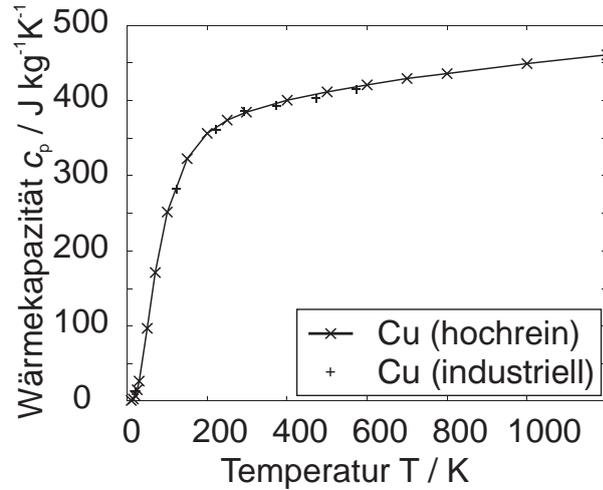


**Abbildung 3.5:** Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von Kupfer. *Links:* Doppelt-logarithmische Darstellung, *rechts:* lineare Darstellung. *Quelle:* Kompilation von Daten verschiedener Autoren, für reines Kupfer: [HPL72], für Cu-DHP:  $T \leq 100$  K: [PRR57], sonst: [Deu05a]; für Cu-ETP: [Gra72, S. 4/155] und [Deu05b].

dass der Restsauerstoff durch eine Phosphorreaktion entfernt wird, was dazu führt, dass neben dem Kupferanteil Spuren von Phosphor zurückbleiben [Deu05b]. Selbst diese leichte Diskrepanz in der Zusammensetzung zwischen Cu-ETP und Cu-DHP führt im Tieftemperaturbereich zu Unterschieden bei der Wärmeleitfähigkeit im Bereich mehrerer Größenordnungen, bei Zimmertemperatur immerhin noch zu Unterschieden von rund 30%. Powell et al. erklären dieses Verhalten mit einer Streuung der Elektronen am eingelagerten Phosphor [PRR57].

Die Auswirkungen von Verunreinigungen für die **Wärmekapazität** sind im Gegensatz zur Wärmeleitfähigkeit deutlich geringer. Abbildung 3.6 zeigt die Temperaturentwicklungen der Wärmekapazitäten von hochreinem Kupfer und die von CU-ETP. Die Unterschiede zwischen den Materialien sind minimal, für CU-ETP und CU-DHP werden identische Werte genannt [Deu05a, Deu05b]. Auch Stähle mit ähnlicher Zusammensetzung zeigen untereinander ein ähnliches Verhalten bei der Wärmekapazität [SNS02].

Zur Bewertung der Temperaturabhängigkeit der **Dichte** eines Festkörpers wird auf das Temperaturverhalten seines linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha_L$  zurückgegriffen. Dieser beschreibt, um welche Differenz im Verhältnis zur Gesamtlänge sich die Länge eines Körpers bei einer Temperaturänderung um ein Grad verändert. Von  $\alpha_L$  lässt sich wiederum für den Fall eines isotropen Festkörpers auf seinen Volumenausdehnungskoeffizienten  $\alpha_V$  schließen, der sich auf die relative Änderung des Volumens bei einer Temperaturänderung bezieht.



**Abbildung 3.6:** Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität von Kupfer. Die eingezeichneten Punkte sind für reines Kupfer einem Referenzhandbuch [Gra72, S. 4/106] und für industrielles Kupfer (Cu-ETP) einem Werkstoffdatenblatt entnommen [Deu05b].

Für ein Volumen  $V = l^3$  gilt

$$\alpha_V = \frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right) = \frac{1}{l^3} \left( \frac{\partial l^3}{\partial T} \right) = \frac{1}{l^3} \left( \frac{\partial l^3}{\partial l} \frac{\partial l}{\partial T} \right) = 3 \frac{1}{l} \left( \frac{\partial l}{\partial T} \right) = 3\alpha_L . \quad (3.22)$$

Bei einem Körper mit konstanter Masse  $m$  und isotropem  $\alpha_L$  folgt aus der Kettenregel zur Ableitung und Gleichung 3.22 für die Änderung der Dichte  $\rho$  eines Körpers mit der Temperatur

$$\frac{\partial \rho}{\partial T} = \frac{\partial \frac{m}{V}}{\partial T} = -\frac{m}{V} \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial T} = -\rho 3\alpha_L . \quad (3.23)$$

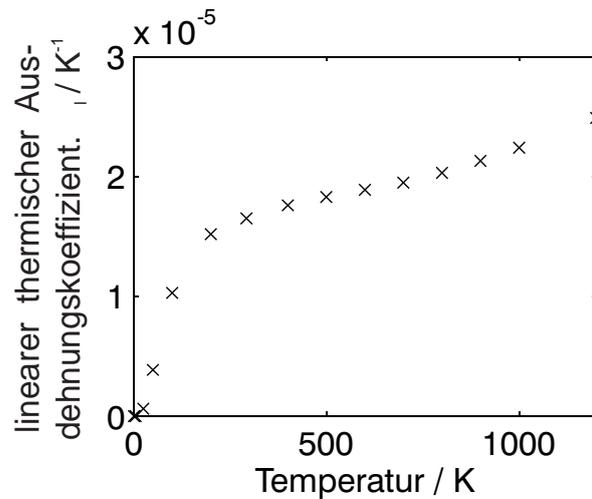
Die Abhängigkeit der Dichte  $\rho(T)$  von der Temperatur  $T$  ergibt sich nach Integration zu

$$\rho(T) = \rho_0 e^{-3 \int_{T_0}^T \alpha_L(T) dT} . \quad (3.24)$$

Für den Fall, dass sich der Koeffizient  $\alpha_L$  durch eine mittlere Wärmeausdehnung  $\bar{\alpha}_L$  beschreiben lässt, vereinfacht sich Gleichung 3.24 zu

$$\rho(T) = \rho_0 e^{-3\bar{\alpha}_L(T-T_0)} \approx \frac{\rho_0}{(1 + \bar{\alpha}_L(T - T_0))^3} . \quad (3.25)$$

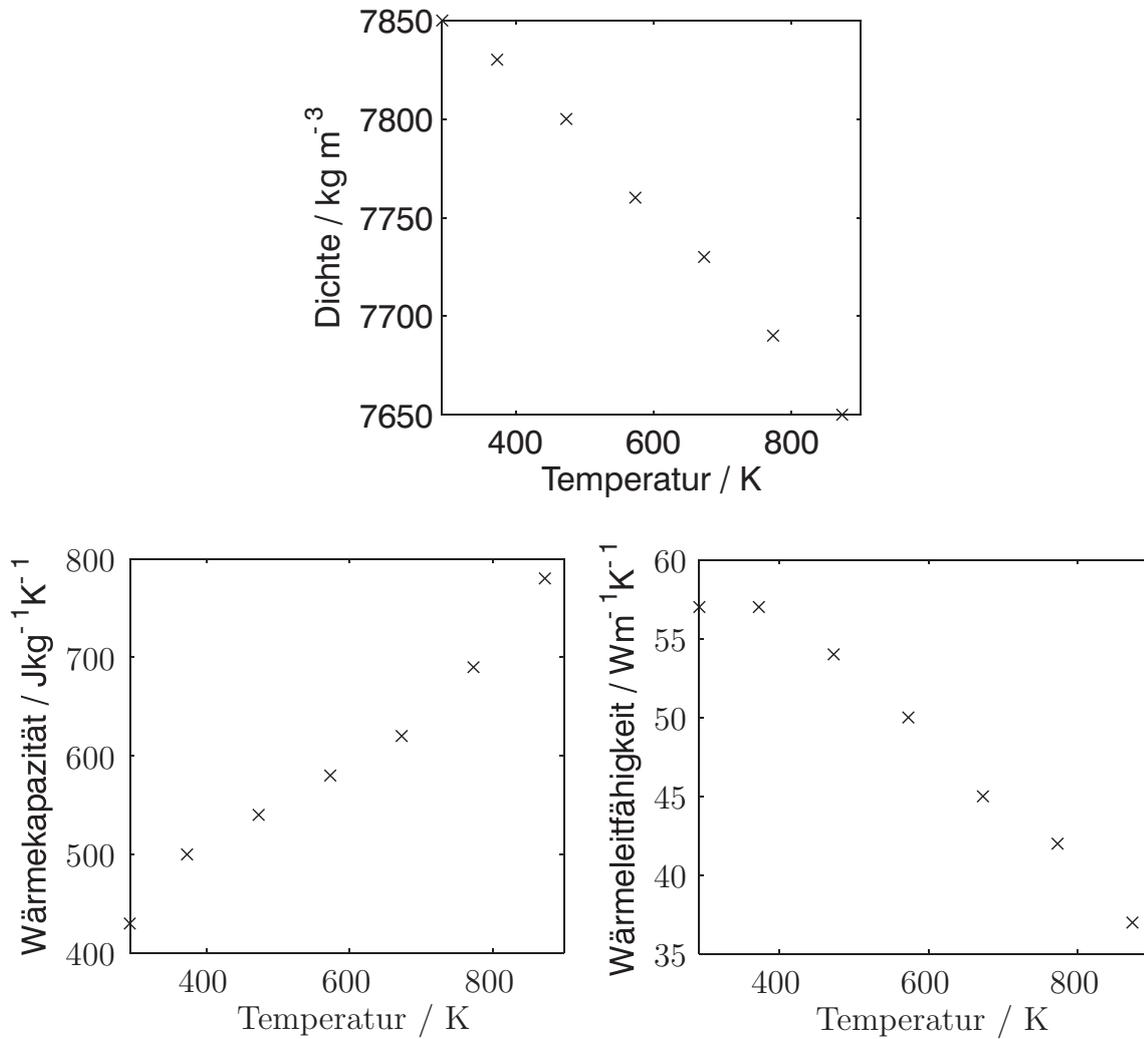
Die Temperaturabhängigkeit des linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha_L$  verhält sich über weite Temperaturbereiche proportional zur Wärmekapazität  $c_p$ , wie Grüneisen gezeigt hat [Grü12, TKTD77, CH90], vergleiche auch Abbildung 3.7.



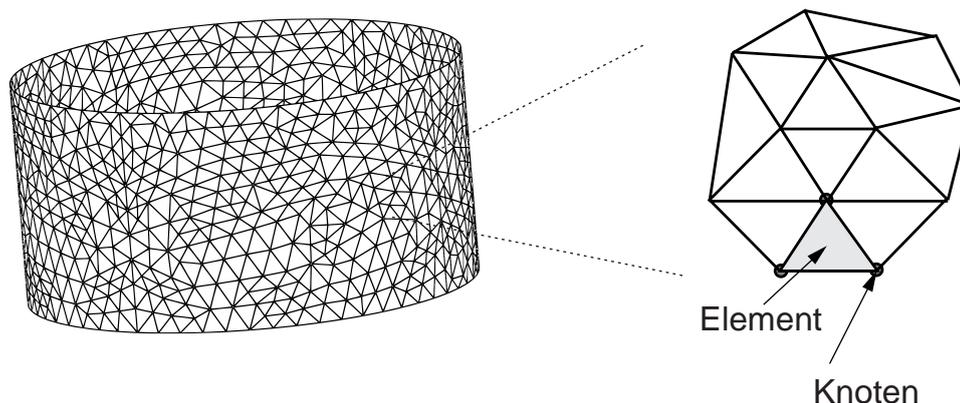
**Abbildung 3.7:** Temperaturabhängigkeit des linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Kupfer. *Quelle:* [TKTD77, S. 77].

Damit ist gezeigt, dass das Temperaturverhalten der Dichte  $\rho$  und ebenso das der Wärmekapazität relativ unempfindlich auf Beimischungen reagiert. Beispielsweise ist das Verhalten von  $\alpha_L$  für Cu-ETP und Cu-DHP innerhalb der Messgenauigkeit identisch [Deu05a, Deu05b].

Nach den Betrachtungen zur Dichte sind nun alle Parameter des Wärmeübertragungsproblems bekannt. Abbildung 3.8 stellt zusammenfassend die Temperaturabhängigkeiten der Parameter bei Baustahl vor. Im Folgenden wird das numerische Berechnungsverfahren vorgestellt, das zur Lösung des resultierenden Differentialgleichungssystems verwendet wird. Die Materialparameter werden aus den zitierten experimentellen Untersuchungen übernommen, unbekannte Zwischenwerte durch eine polynomische Näherung des Temperaturverhaltens des jeweiligen Parameters berechnet. Details zu den benutzten Näherungen finden sich in Anhang A.2.1.



**Abbildung 3.8:** Temperaturabhängigkeit von Dichte, Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität von Baustahl. *Quelle:* [SNS02, S. Dea11-Dea13], Berechnung der Dichte aus dem linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten nach Gleichung 3.25.



**Abbildung 3.9:** Modellierung eines Zylinders durch Aufteilung in Dreieckselemente im Rahmen der Finite Elemente Methode. *Nach:* [LNS04].

## 3.3 Finite Elemente Simulationen

### 3.3.1 Übersicht

Zur Lösung eines durch ein Wärmeübertragungsproblem definierten Differentialgleichungssystems stehen allgemein analytische und numerische Verfahren zur Verfügung. Bei den betrachteten Fallbeispielen tritt eine Temperaturabhängigkeit der thermophysikalischen Materialparameter sowie eine zeitabhängige Eingangsintensität und thermische Abstrahlung auf. Eine analytische Lösung ist für diesen Fall nicht bekannt. Prinzipiell wäre ein Ersetzen der Abhängigkeiten durch Mittelwerte möglich, jedoch speziell bei nichtlinearem Verhalten der Eingangsparameter führt ein solches Vorgehen zu größeren Fehlern. Da sich neben den Materialparametern insbesondere die Intensität während der Bestrahlungsszenarien in Kapitel 6 hochgradig nichtlinear verhält, wird eine numerische Auswertung der Wärmeleitungsgleichung durchgeführt. Als Berechnungsmethode zur Lösung des Differentialgleichungssystems wird die Finite Elemente Methode (FEM) gewählt. Dieser Abschnitt stellt die theoretischen Grundlagen der FEM vor und beschreibt das Vorgehen zur Entwicklung der numerischen Modelle unter Berücksichtigung der speziellen Vorgaben der verwendeten Software.

### 3.3.2 Finite Elemente Berechnungsmethode

Die FEM ist eine Berechnungsmethode der numerischen Mathematik zur Lösung von partiellen Differentialgleichungen (PDE). Grundlage ist die Aufteilung eines kontinuierlichen Gebiets in diskrete Abschnitte (Elemente), vgl. Abbildung 3.9, und eine stückweise Beschreibung der Lösung der zugrundeliegenden PDE durch integrierbare Näherungsfunktionen in diesen Abschnitten. Grundlegende Untersuchungen zur FEM

wurden bereits 1908 von Ritz, 1915 von Galerkin und 1943 von Courant publiziert. Mit der Bereitstellung der nötigen Rechnerkapazitäten begann die Entwicklung der FEM zu einem numerischen Standardwerkzeug durch Argyris, Turner, Clough und Zienkiewicz in den 1950er Jahren [CW99]. Detaillierte Informationen zur Methode der FEM finden sich in der Literatur [ZT00, LNS04], im Anschluss folgt eine Einführung.

In der FEM können die zur Aufteilung des Gebietes benutzten Abschnitte beliebig gestaltet werden. Daher sind auch geometrisch komplexe Körper oder Randbedingungen abbildbar, üblich sind Abschnitte in der Form von Dreiecken oder Parallelogrammen in der Ebene und Tetraedern im Raum. Die Begrenzung eines Abschnittes wird durch seine Knotenpunkte (vgl. Abbildung 3.9) definiert. Nach der Aufteilung des betrachteten Gebietes gelangt man von einem Kontinuum mit einer unendlichen Anzahl von enthaltenen Punkten zu einer endlichen Zahl von Knotenpunkten. In jedem Abschnitt wird die Lösung der PDE durch sogenannte Basisfunktionen mit einer endlichen Zahl von Parametern approximiert. Als Basis dienen z. B. Polynome einer bestimmten Ordnung. Daraus folgt eine Darstellung der PDE durch ein Gleichungssystem mit einer endlichen Parameterzahl, falls notwendig noch mit einer zusätzlich zeitlichen Diskretisierung für zeitabhängige Probleme. Dieses Gleichungssystem wird schließlich numerisch gelöst.

Der Begriff *Finit* bezieht sich dabei sowohl auf die endliche Anzahl an Abschnitten als auch die endliche Anzahl von Parametern für die Basisfunktionen in jedem Abschnitt. Als *Element* werden in der Literatur sowohl die räumlichen Abschnitte als auch die Basisfunktionen bezeichnet. Wird z. B. der Temperaturverlauf entlang einer Zylinderachse als eindimensionaler Fall betrachtet und der Temperaturverlauf in jedem dieser Abschnitte durch ein quadratisches Polynom beschrieben, spricht man von einer Problembeschreibung durch „eindimensionale, quadratische Elemente“ [LNS04, S. 45]. Zur Lösung des Gesamtproblems erfolgt eine Kombination der beschreibenden Gleichungen der einzelnen Elemente zu einem Gleichungssystem. Dabei werden Übergangsbedingungen an den Knoten und die Randbedingungen an den äußeren Grenzen des Lösungsgebietes eingearbeitet. Zur Bestimmung der Lösung des Gleichungssystems werden zusätzliche Gleichgewichtsbeziehungen, die Variationsrechnung oder eine Minimierung des numerischen Residuums benutzt. Gleichgewichtsbeziehungen sind z. B. Energieerhaltung bei thermischen Simulationen oder Kräftegleichgewichte in der Mechanik. Ein Beispiel für eine Variationsrechnung ist die Lagrange-Formulierung der klassischen Mechanik. Unter der Minimierung von Residuen versteht man, dass der Lösungsansatz in die ursprüngliche PDE eingesetzt wird und der sich ergebende Restfehler minimiert wird. Es ergibt sich jeweils eine Koeffizientenmatrix, die direkt oder iterativ ausgewertet wird.

Die Genauigkeit der resultierenden Näherungslösung ergibt sich aus der Wahl der Basisfunktionen, der Anzahl der Knoten im Lösungsgebiet und bei zeitabhängigen Problemen aus der Schrittweite zwischen zwei Zeitpunkten. Mit steigender Zahl von

Knoten, bzw. einer wachsenden sogenannten Netzdichte und einer verkleinerten zeitlichen Schrittweite steigt für viele Fälle die Genauigkeit, da sich die Beschreibung des Problems durch endliche Abschnitte dem realen Kontinuum annähert. Gleichzeitig steigt aber auch der numerische Aufwand. Es ist daher entscheidend, die sich ergebenden Matrixoperationen im numerischen Sinne möglichst effektiv zu gestalten, um eine ausreichend genaue Rechnung bei vertretbarer Rechenzeit zu erreichen. Hierfür stehen am Markt diverse kommerzielle FEM Softwarepakete zur Verfügung.

### 3.3.3 Getroffene FEM Softwareauswahl

Besonders im Bereich der Strukturmechanik stehen eine Vielzahl von Softwarepaketen zur Verfügung, u. a. LS-Dyna, ABAQUS, ANSYS und Comsol Multiphysics. Das untersuchte Problem, die Auswirkungen von Laserstrahlung auf Raumflugkörper, erfordert zum Erreichen einer entsprechenden Vorhersagegüte eine gekoppelte Behandlung verschiedener physikalischer Phänomene (vgl. Kapitel 6). Nicht alle FEM-Anwendungen sind in der Lage, diese Probleme zeitabhängig und unter Berücksichtigung von temperaturabhängigen Stoffwerten zu lösen.

Bis auf COMSOL Multiphysics benutzen diese Produkte jeweils eigene Programmiersprachen zur Beschreibung der FE Modelle. COMSOL ist ursprünglich aus einer MATLAB Toolbox entstanden und bietet auch in der aktuellen Version eine direkte Anbindung an MATLAB [COM07c]. Für die erforderlichen Berechnungen dieser Arbeit ist ein Datentransfer aus den erstellten MATLAB Anwendungen zur Berechnung der Ausbreitung von Laserstrahlen essentiell. Die enge Kopplung von COMSOL an MATLAB ermöglicht neben der Verwendung einer grafischen Benutzeroberfläche zur Erstellung von Modellen auch die Erstellung oder Modifizierung von Modellen durch eine Programmiersprache analog zu MATLAB. So ist die Verwendung von beliebigen Materialgleichungen möglich. Gleiches gilt auch für die Festlegung von Laserintensitäten in Abhängigkeit von der Oberflächenform. Weiterhin ist COMSOL speziell für die Lösung von gekoppelten Problemen verschiedener physikalischer Disziplinen ausgelegt. Dies ermöglicht eine Programmierung der Kopplung der Temperaturberechnung mit der Berechnung der resultierenden mechanischen Spannungen durch ein strukturmechanisches Rechenmodell. COMSOL ist für eine Reihe von Plattformen erhältlich und u. a. auch auf Itanium Multiprozessorsystemen lauffähig. Dies ermöglicht die Auswertung von strukturmechanischen Modellen mit Speicherbedarf im zweistelligen Gigabytebereich durch ein System von Silicon Graphics (SGI), das an der TU Hamburg-Harburg verfügbar ist (SGI Altix).

Die enge Kopplung an MATLAB in Verbindung mit einer Multiprozessornutzung und der Fähigkeit zur Kopplung verschiedener physikalischer Phänomene in einem Programm ist zurzeit ein Alleinstellungsmerkmal und führt zur Auswahl von COMSOL für die hier durchgeführten Berechnungen.

### 3.3.4 Modellentwicklung

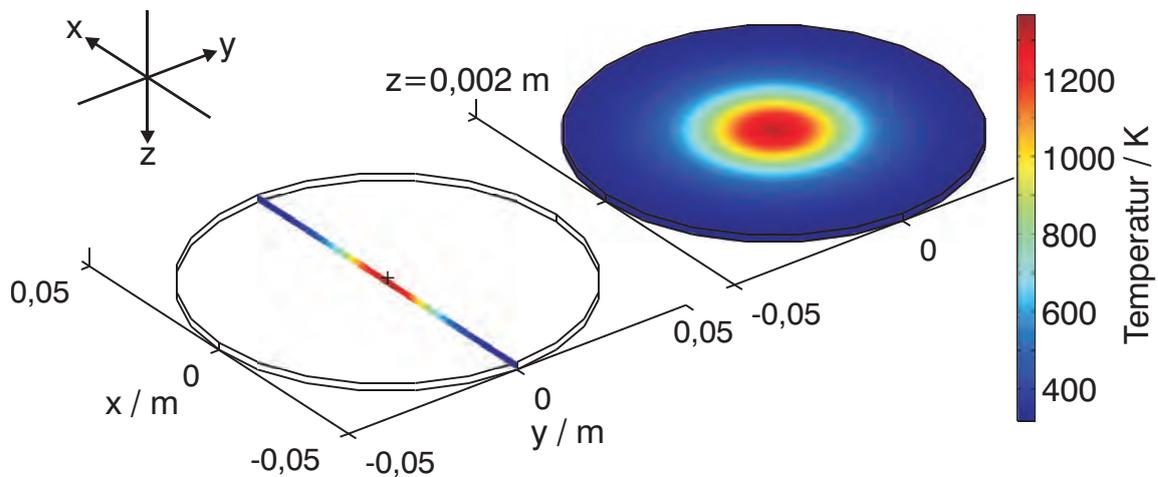
Berechnungen mit Hilfe der FEM erlauben verschiedene Detaillierungsgrade. Das Modell und die numerischen Berechnungsparameter, d. h. die Netzdichte und die zeitliche Schrittweite, sind so zu wählen, dass die Ergebnisse hinreichend genau werden, ohne den Rechenaufwand unnötig zu steigern. Im Kontext der Modellbildung bietet sich zur Beschränkung des Rechenaufwandes eine Reduzierung der Zahl der Einflussgrößen durch eine Reduzierung der **räumlichen Dimensionen** des Problems an sowie eine **Vernachlässigung von Effekten**, wie z. B. der thermischen Abstrahlung. Unabhängig vom Modell führen steigende **Netzdichten** zu einer steigenden Anzahl von Freiheitsgraden und damit steigendem Speicherbedarf und Rechenaufwand. Der Netzdichte sind damit praktische Grenzen gesetzt. Gleiches gilt für eine Reduzierung der **zeitlichen Schrittweite**. Diese Aspekte werden im Folgenden untersucht.

Als Beispiel zur Verdeutlichung der verschiedenen Einflüsse auf das Ergebnis wird der Einfall eines Laserstrahls mit gaußförmiger, räumlicher Intensitätsverteilung und zeitlich konstanter Leistung auf eine dünne Scheibe mit einem Durchmesser von 10 cm und einer Höhe von 2 mm verwendet, wie in Abbildung 3.10 dargestellt. Das Beispiel wurde so definiert, da es ein rotationsymmetrisches Problem darstellt, und auf diese Weise der Einfluss der Anzahl betrachteter Dimensionen auf das Ergebnis ohne Einwirkung von Randeffekten untersucht werden kann. Ein Randeffekt bei einer quadratischen Platte wäre, im Unterschied zur betrachteten Scheibe, die in xy-Ebene auftretenden unterschiedlichen Entfernungen zwischen Strahlauftreffpunkt und dem Rand der Platte.

#### 3.3.4.1 Abhängigkeit der Ergebnisse von der Dimensionszahl und thermischer Abstrahlung

Im ersten Schritt wird untersucht, wie sich beim vorliegenden Problem eine Reduktion in seiner **Dimensionszahl** auf das Ergebnis der Temperaturberechnung auswirkt, um abschätzen zu können, ob eine solche Reduktion zur Verringerung des Rechenaufwandes ohne signifikante Auswirkungen auf das Rechenergebnis vorgenommen werden kann.

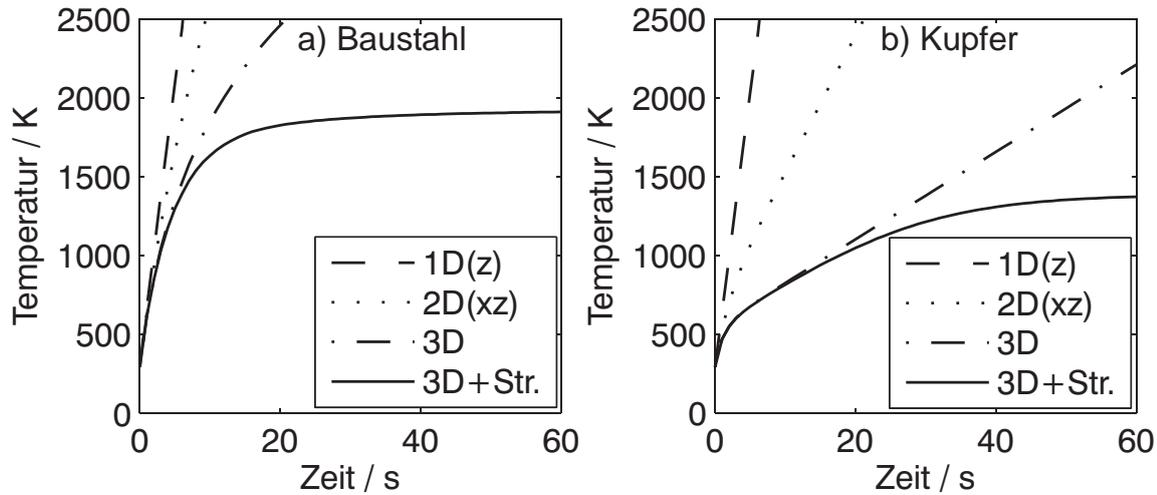
Anstelle des vollständigen dreidimensionalen Problems wird im zweidimensionalen Fall die Temperatur auf einer Schnittebene bzw. im eindimensionalen Fall auf einer Linie im Gebiet des Ausgangsproblems untersucht. Dabei werden verschiedene Effekte vernachlässigt. Aufgrund der Rotationssymmetrie des betrachteten Problems fließen bei einer zweidimensionalen Betrachtung in der xz-Ebene nach Abbildung 3.10 weiter alle Material- und Strahlparameter in das Problem ein und es werden alle Randbedingungen berücksichtigt, allein die Wärmeleitung senkrecht zur Schnittebene wird vernachlässigt. Das betrachtete Problem der Scheibe ist damit ein idealer Fall für eine Reduzierung der Berechnung auf zwei Dimensionen. Eine deutlich gröbere



**Abbildung 3.10:** Beispiel für die FEM-Simulation der Erwärmung einer dünnen Scheibe durch einen Laserstrahl. Strahleinfall mit Gaußprofil (Strahldurchmesser 4 cm, maximal absorbierte Leistung im Maximum  $240 \text{ W/cm}^2$ ). Der Strahl trifft senkrecht ( $z$ -Richtung) auf eine Zylinderscheibe mit 10 cm Durchmesser und 2 mm Dicke in Strahlausbreitungsrichtung. Als thermophysikalische Parameter werden polynomische Näherungen der temperaturabhängigen Werte von Baustahl verwendet, siehe Abbildung 3.8 und Anhang A.2.1. Thermische Abstrahlung wird unter Annahme einer Emissivität von 0,9 berücksichtigt. Dargestellt ist das Temperaturprofil nach einer Einstrahldauer von 10 s im Fall einer konstanten Anfangstemperatur von 293 K. *Links:* Temperaturprofil in der  $xz$ -Ebene. *Rechts:* Temperaturprofil auf der Oberseite der Scheibe ( $xy$ -Ebene).

Vereinfachung ist eine eindimensionale Betrachtung allein in der  $z$ -Richtung. In diesem Fall nimmt man die Maximalintensität als Randbedingung und berechnet den Temperaturverlauf linear entlang der Zylinderachse. Wärmeleitung zu den Seiten wird komplett vernachlässigt, allerdings reduziert sich die Anzahl der Freiheitsgrade auf die dritte Wurzel des Ursprungswertes einer dreidimensionalen Betrachtung, der zu erwartende Genauigkeitsverlust geht also mit einer erheblichen Verringerung der vorzunehmenden Rechenschritte einher.

Die Berechnungen werden so durchgeführt, dass neben der Reduzierung der Dimensionszahl weitere Einflüsse möglichst reduziert werden und die zu beobachteten Unterschiede vollständig durch die unterschiedlichen dimensional Ansätze zu erklären sind. Um Einflüsse der Netzqualität auf die Berechnung auszuschließen, werden für die hier vorgenommenen Berechnungen jeweils dreidimensionale Modelle mit identischem Netz verwendet. Die Wärmeleitung wird über die Festlegung eines anisotropen Wärmeleitungskoeffizienten  $\kappa$  auf eine oder zwei Dimensionen beschränkt. Die vorgestellten Ergebnisse werden in ähnlicher Form aber auch bei reinen ein- bzw. zweidimensionalen Modellen beobachtet. Weiterhin wird hier auf die Verwendung von



**Abbildung 3.11:** Abhängigkeit der FEM Temperaturberechnung von den berücksichtigten räumlichen Dimensionen und der thermischen Strahlung. Die Diagramme zeigen die zeitliche Entwicklung der Maximaltemperatur für das Beispiel in Abb. 3.10. Die Modelle berücksichtigen Wärmeleitung parallel zur Strahleinfallrichtung in  $z$ -Richtung (1D), Leitung in der  $xz$ -Ebene (2D) sowie in allen drei Raumdimensionen (3D). Zum Vergleich ist zusätzlich der Einfluss thermischer Abstrahlung aufgetragen (3D + Str.). Verwendete Parameter: Schrittwerte  $\leq 1$  s, konstante thermophysikalische Parameter. *Kupfer*:  $\rho = 8930 \text{ kg/m}^3$ ,  $\kappa = 400 \text{ W/(mK)}$ ,  $c_p = 386 \text{ J/(kg K)}$  *Baustahl*:  $\rho = 7850 \text{ kg/m}^3$ ,  $\kappa = 57 \text{ W/(mK)}$ ,  $c_p = 430 \text{ J/(kg K)}$ .

temperaturabhängigen thermophysikalischen Parametern verzichtet und es wird eine konstante Absorptionsfähigkeit angenommen.

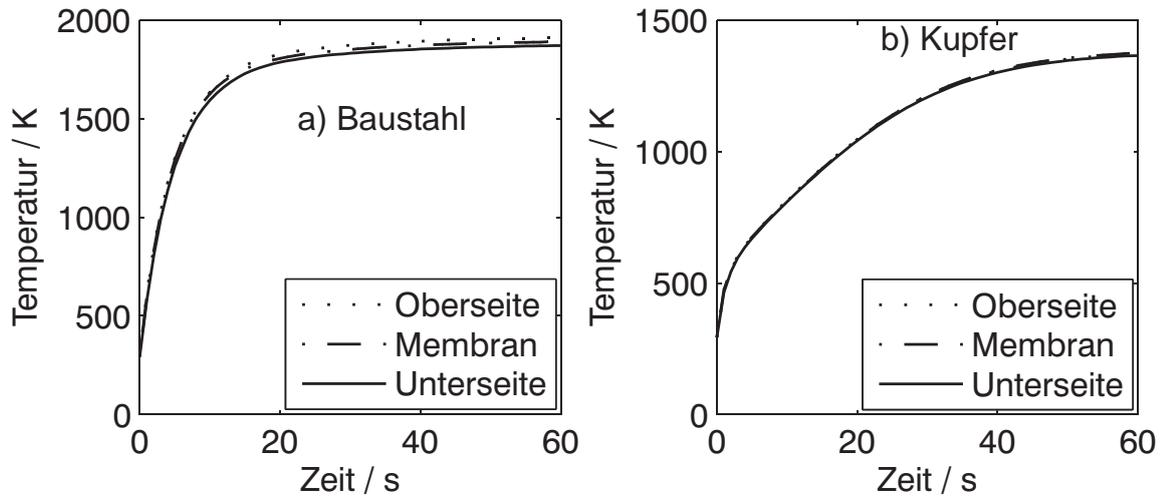
Abbildung 3.11 zeigt die Ergebnisse für das beschriebene Beispiel. Als Zeitschrittweite wurde maximal jeweils eine Sekunde vorgegeben. Es wird jeweils der Verlauf der Maximaltemperatur über der Zeit aufgetragen. Dabei treten erhebliche Abweichungen bei einer Reduzierung der Berechnung von einem echten dreidimensionalen Problem auf wenigerdimensionale Näherungen auf, sowohl bei Materialien mit schlechter Wärmeleitfähigkeit, wie z. B. bei Baustahl mit  $\kappa = 57 \text{ W/(mK)}$ , als auch bei Materialien mit guter Wärmeleitfähigkeit, wie hier bei Kupfer mit  $\kappa = 400 \text{ W/(mK)}$ . Bei Kupfer sind die Abweichungen bereits nach kurzer Einstrahldauer signifikant. Beobachtet werden bereits nach 2 s Abweichungen von 80% zwischen eindimensionaler und dreidimensionaler Rechnung sowie ungefähr 30% zwischen den Ergebnissen zweidimensionaler und dreidimensionaler Rechnung. Außerdem zeigt sich, dass die thermische Abstrahlung entscheidend für die Modellierung ist. Vernachlässigt man die Abstrahlung, ergibt sich für die Modelle ein unbegrenzter Temperaturanstieg. Inklusive **Wärmeabstrahlung** verläuft der Temperaturanstieg asymptotisch gegen einen Grenzwert.

Für eine Temperaturberechnung bei Wärmeübertragungsproblemen von massiven Körpern ist dementsprechend eine Berechnung in drei Raumdimensionen inklusive der Berücksichtigung thermischer Abstrahlung wünschenswert. Allerdings werden bei der Berechnung von Temperaturverläufen in dünnwandigen Körpern, wie z. B. Raketen, bei einer Modellierung als echtes dreidimensionales Problem auch heute die Kapazitätsgrenzen von Rechnersystemen erreicht. Raketen besitzen z. B. Zylinderdurchmesser in der Größenordnung von Metern, während sich die Wandstärke und damit auch die Abmessungen der zur Modellierung verwendeten Elemente im Bereich von Millimetern bewegt. Damit ergibt sich eine Elementanzahl in der Größenordnung von Millionen.

Als Alternative zur vollständigen dreidimensionalen Behandlung bietet sich das **Membranenmodell** an. Beim Membranenmodell wird das Problem auf eine zweidimensionale Fläche reduziert, die in einem dreidimensionalen Raum angeordnet wird [COM07b]. Im Beispiel der Rakete wird das Problem weiterhin als Zylinderfläche behandelt, die räumliche Ausdehnung der Wand aber vernachlässigt. Damit ist anstelle eines Temperaturverlaufs in die Tiefe dem Wandmaterial an jedem Punkt nur eine Temperatur zugeordnet. Im Gegensatz zu zweidimensionalen Modellen ist das Problem weiterhin in einem dreidimensionalen Raum platziert und die Membran besitzt eine Ober- und eine Unterseite. Somit können Randbedingungen übernommen werden, die im dreidimensionalen Raum definiert sind.

Auf das im Abschnitt 3.3.4.1 verwendete Beispiel der bestrahlten Scheibe appliziert bedeutet dies, dass die Scheibe bei der Modellbildung durch eine Membran in der  $xy$ -Ebene repräsentiert wird. Für die Oberseite wird als Randbedingung die einfallende Laserintensität und die thermische Abstrahlung definiert, für die Unterseite nur die thermische Abstrahlung. Aufgrund des Membranansatzes wird der Temperaturverlauf in  $z$ -Richtung sowie die Abstrahlung von den Außenrändern der Scheibe in  $x$ - und  $y$ -Richtung vernachlässigt. Die Genauigkeit des Membranansatzes ist solange mit dem eines dreidimensionalen Modells vergleichbar, wie die Ausdehnung in  $z$ -Richtung im Vergleich zu der in  $x$ - und  $y$ -Richtung vernachlässigbar ist oder dies für den Temperaturunterschied zwischen zwei gegenüberliegenden Rändern gilt [COM07b]. Im Beispiel ist das Verhältnis zwischen Höhe der Scheibe und Scheibendurchmesser 1:50.

Abbildung 3.12 vergleicht die Ergebnisse des Membranmodells mit denen des dreidimensionalen Ansatzes. Es sind jeweils die Maximaltemperaturen auf Ober- und Unterseite der Scheibe und die Maximaltemperatur auf der Membran dargestellt. Im Vergleich zur Temperaturentwicklung im zeitlichen Verlauf sind die Unterschiede vernachlässigbar. Unterschiede treten nur im Detail auf. Für Kupfer ergibt sich bei vollständiger dreidimensionaler Berechnung im Maximum ein Temperaturunterschied zwischen Ober- und Unterseite von 6 K bzw. 0,4%, und das Membranmodell sagt eine um 3 K (0,2%) höhere Maximaltemperatur als das dreidimensionale Modell voraus. Dies ist ein Resultat der vernachlässigten Abstrahlung von den Außenrändern der



**Abbildung 3.12:** Vergleich zwischen berechneter Temperatur bei Verwendung eines dreidimensionalen Ansatzes und Verwendung eines Membranenmodells. Dargestellt sind die Maximaltemperatur auf der Ober- und Unterseite der Scheibe beim 3D-Modell und die Maximaltemperatur der Membran. Eingangssparameter wie in Abbildung 3.11.

Scheibe. Gibt man für das vollständige dreidimensionale Modell thermische Isolierung für die Außenränder als Randbedingung vor, liefert das Membranenmodell exakt den Mittelwert der Maximaltemperatur von Oberseite und Unterseite der vollständigen dreidimensionalen Behandlung. Für Baustahl vergrößert sich der Unterschied zwischen Ober- und Unterseite aufgrund der geringeren Wärmeleitfähigkeit auf 40 K bzw. 2%. Das Membranenmodell liefert ein Ergebnis, das dem Mittelwert der Temperatur auf Oberseite und Unterseite für ein dreidimensionales Modell mit Berücksichtigung von thermischer Abstrahlung von den Rändern entspricht. Durch die niedrigere Wärmeleitfähigkeit im Vergleich zu der des Kupfers heizen sich die Außenränder der Scheibe geringer auf und deren Vernachlässigung beim Membranenmodell führt zu keiner Abweichung beim Ergebnis.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass eine Beschränkung auf ein- oder zweidimensionale Modellierungen zu u. U. erheblichen Fehlern bei der Berechnung von Temperaturverteilungen bei Bestrahlungsversuchen führt. Dagegen ist das Membranenmodell als hinreichend genaue Approximation für solche Fälle anzusehen, bei der die reale Ausdehnung der als Membran approximierten Wand hinreichend klein im Vergleich zu den Abmaßen des Gesamtobjektes ist.

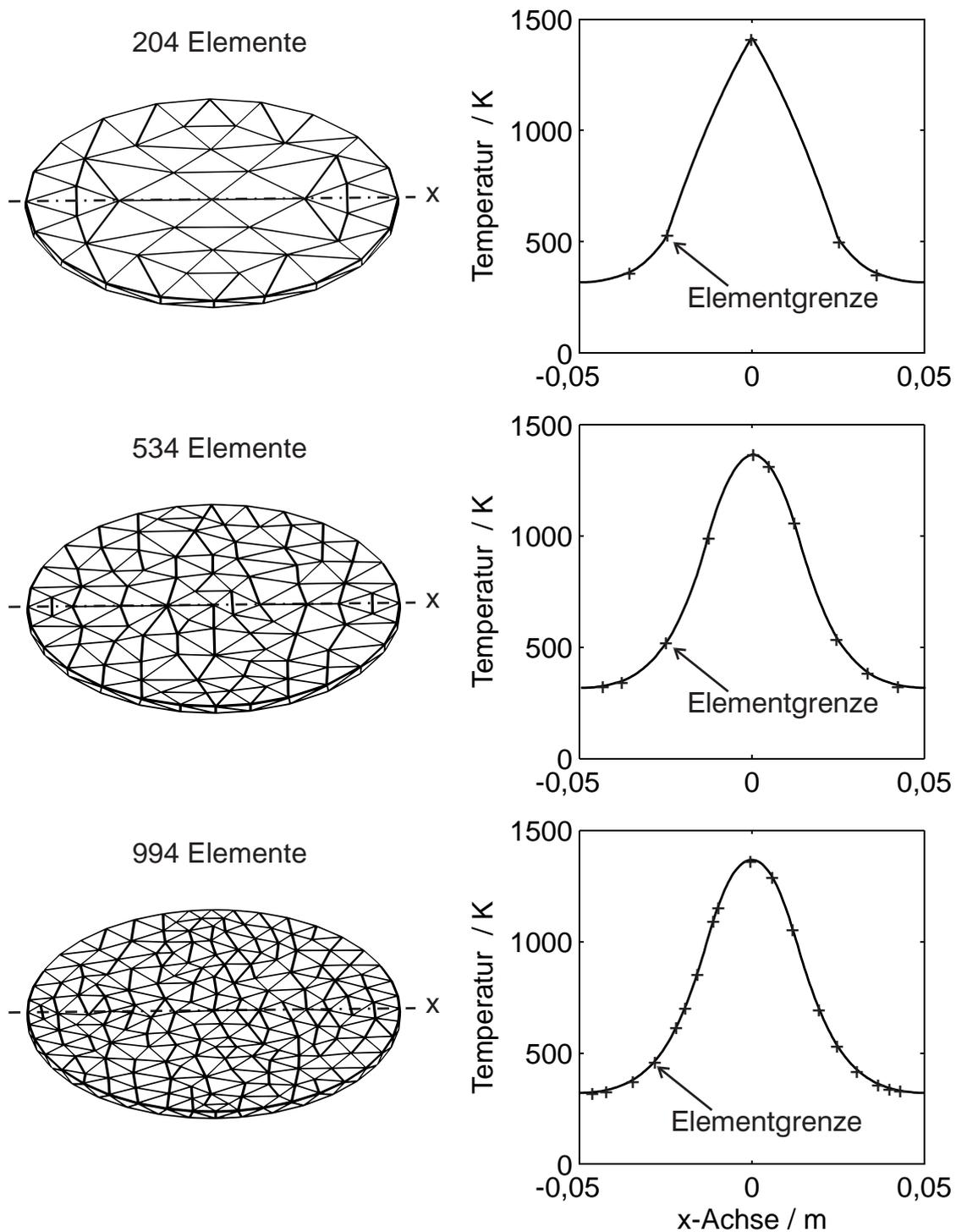
### 3.3.4.2 Abhängigkeit der Ergebnisse von der Netzdichte und zeitlicher Schrittweite

Neben der grundsätzlichen Frage möglicher Vereinfachungen in der Modellierung ist zu klären, in welcher Netzdichte und mit welcher zeitlichen Schrittweite das Modell zu bearbeiten ist. Die Untergrenze der Genauigkeit bestimmt sich durch die Abbildung vorhandener Unstetigkeiten in den Randbedingungen durch zeitliche und örtliche Auflösung. Für die Modellierung einer nur für einen zeitlichen Abschnitt wirksamen Wärmeeinwirkung ist beispielsweise sicherzustellen, dass sowohl Anfangszeitpunkt als auch Endzeitpunkt der Wärmeeinwirkung mit dem Beginn eines Zeitschrittes zusammenfallen. Gleiches gilt für die geometrischen Grenzen des betrachteten Objektes sowie den Grenzen zwischen bestrahlten und abgeschatteten Bereichen. Sinnvolle Obergrenzen für die zu benutzende Genauigkeit sind fallweise festzulegen. Steigende zeitliche und örtliche Auflösung führt nicht zwangsläufig zu stetig steigenden Genauigkeiten, auch wenn dies für eine Vielzahl von Fällen gilt [Tor85, S. 5-27]. Deshalb wird hier das allgemein übliche Verfahren verwendet, beginnend mit einem relativ groben Modell Schrittweite und Netzdichte solange zu verfeinern, bis das Ergebnis zu einem numerisch stabilen Resultat konvergiert, vgl. z. B. [Pet07, S. 94].

Abbildung 3.13 zeigt den Einfluss der Netzdichte auf das Ergebnis bei Verwendung des Beispiels aus dem letzten Abschnitt für Baustahl und einer Einstrahldauer von 10s. Es wird die Temperaturverteilung entlang der x-Achse am Ende des Einstrahlungsvorganges dargestellt ( $t_1 = 10$  s), das Modell befindet sich außerhalb des thermischen Gleichgewichts. Die deutliche Unstetigkeit im Temperaturmaximum bei  $x=0$  für die Berechnung mit der geringsten Auflösung ergibt sich durch die prinzipielle Eigenschaft der FEM, abschnittsweise Näherungen der Ergebnisgröße für jedes Element zu liefern, vgl. Abschnitt 3.3.2. Der Übergang dieser Näherungen in den Knotenpunkten ist nicht notwendigerweise stetig. Mit steigender Elementanzahl nähert sich das Ergebnis einem stetigen Verlauf an und gleichzeitig konvergiert die berechnete Maximaltemperatur, siehe Tabelle 3.3.4.2. Allerdings ist zu erkennen, dass das Konvergieren nicht notwendigerweise monoton erfolgt.

**Tabelle 3.3:** Beispielhafte Darstellung der Abhängigkeit einer FEM-Simulation von der Netzdichte. Es wird die Maximaltemperatur auf der Scheibe in Abhängigkeit von der Elementanzahl aufgetragen. Die Problemstellung ist analog zu Abbildung 3.10, die Einstrahldauer ist 10 s, Schrittweite ist  $\leq 1$  s.

<b>Anzahl d. Elemente</b>	204	534	994	3891	5384
<b>Temperatur / K</b>	1419,12	1367,93	1366,22	1366,06	1366,05
<b>Anzahl d. Elemente</b>	7774	31655	75050	272732	
<b>Temperatur / K</b>	1365,98	1368,56	1368,49	1368,51	



**Abbildung 3.13:** Abhängigkeit der FEM Temperaturberechnung von der Netzdichte. Es wird die Temperatur auf der Oberfläche entlang der x-Achse dargestellt, Modellparameter vgl. Abbildung 3.10.

**Tabelle 3.4:** Beispielhafte Darstellung der Abhängigkeit einer FEM-Simulation von der Wahl des Zeitschrittes. Es wird die Maximaltemperatur für die in Abbildung 3.10 beschriebene Simulation der Bestrahlung der Scheibe aufgetragen, wobei hier eine Einstrahldauer von 30 s für ein FE Modell mit 1757 Elementen gewählt ist

max. Zeitschritt / s	5	2	1	0,1	0,01	0,001
Temperatur / K	1658,45	1647,45	1655,23	1656,11	1656,16	1656,18

Auch für die Wahl des Zeitschrittes wird iterativ vorgegangen, siehe Tabelle 3.4. Mit einer Verfeinerung der Schrittweite konvergiert hier ebenfalls das Ergebnis. Allerdings kann der Benutzer bei COMSOL nur einen Maximalwert für die Schrittweite vorgeben. Für den Fall starker Veränderungen der Ergebnisgröße innerhalb eines Rechenschrittes wird die Schrittweite während des Rechenvorganges automatisch verringert. Die Rechenzeit minimiert sich, wenn keine maximale Schrittweite vorgegeben ist, und die verwendete Schrittweite vom Programm automatisch eingestellt wird. Nachteilig ist bei dieser Methode, dass Unstetigkeiten, die zwischen zwei Zeitschritten in den Randbedingungen auftreten, unberücksichtigt bleiben. Aus diesem Grund ist für die Simulation von Temperaturentwicklungen, die aufgrund von zeitlich abhängigen Intensitäten entstehen, die Einstellung einer maximalen Schrittweite vorzuziehen.

## 3.4 Experimentelle Validierung

### 3.4.1 Übersicht

Die grundlegende Implementierung von Temperaturberechnungen mit COMSOL ist durch einen Vergleich von Benchmark-Simulationen mit den Ergebnissen gleichartiger Simulationen der *National Agency for Finite Element Methods and Standards* (UK) verifiziert [CCS86, COM07b]. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Modelle sind untereinander konsistent, d. h. bei einem Vergleich der Modelle miteinander werden dann höhere Temperaturen berechnet, wenn es die Eingangsparameter erwarten lassen und die durch Gleichung 3.20 berechnete Maximaltemperatur nicht überschritten. Trotzdem bleiben die Simulationen ohne experimentelle Validierung mit einer Unsicherheit behaftet. Fehler können sowohl in der Programmierung der eigentlichen Modelle, als auch in der zugrundeliegenden FEM Software nicht ausgeschlossen werden. So ist zwar ein grundsätzliches Abnehmen der numerischen Schwankungen der FEM-Simulationen mit steigender Netzdichte zu beobachten, ob diese aber gegen einen realistischen Wert konvergieren, lässt sich ohne experimentelle Validierung nicht nachvollziehen.

Mit dem Ziel der Validierung der FE Modelle werden daher im Rahmen von zwei Versuchsreihen Proben mit einem Laser bestrahlt und gleichzeitig die Temperaturentwicklung gemessen. Eine erste Versuchsreihe untersucht die Bestrahlung von unbeschichteten ebenen Metallplatten. Die Materialauswahl fiel dabei auf Stahl und Aluminium, da diese Materialien als Wandmaterial von Raketen mit Flüssigkeitsantrieben<sup>2</sup> verwendet werden [Uni07, WK94]. Zum Vergleich wird zusätzlich Kupfer untersucht. Ziel dieser Versuche ist die Validierung der Temperaturberechnung bei definierten Randbedingungen. Eine zweite Versuchsreihe beschäftigt sich mit der Messung der Temperaturentwicklung unter Laserbestrahlung in dünnwandigen Hohlzylindern aus Aluminium. Mit diesen Experimenten soll die Modellierung der Zylindergeometrie überprüft werden. Beide Versuchsreihen werden mit Lasern mit kontinuierlichen Ausgangsleistungen im Kilowattbereich durchgeführt. Die Strahldurchmesser werden durch Variation des Abstandes zwischen Probe und Fokussierlinse so angepasst, dass die Proben mit vergleichbaren Intensitäten bestrahlt werden, wie sie beim Einsatz von Lasern mit Ausgangsleistungen im Megawattbereich in der Entfernung von mehreren hundert Kilometern mit der in Kapitel 2 beschriebenen Methodik berechnet werden. So treten in den in Kapitel 6 untersuchten Szenarien maximale Intensitäten der Größenordnung  $10^7 \text{ W/m}^2$  auf, diese Intensitäten werden mit den verwendeten Lasern bei Strahldurchmessern der Größenordnung 1 cm erreicht.

---

<sup>2</sup>Als Flüssigkeitsantrieb werden in der Literatur Strahltriebwerke bezeichnet, die mit flüssigen Treibstoffen betrieben werden, im Gegensatz zu Feststoffraketen.

## 3.4.2 Experimente zur Validierung der Temperaturberechnungen

### 3.4.2.1 Aufbau

Der im Folgenden beschriebene Versuchsaufbau wurde speziell für die Experimente in Rahmen dieser Arbeit konzipiert und in Betrieb genommen. Der Versuchsaufbau beruht auf Ausstattungsgegenständen verschiedener Institute der TU Hamburg-Harburg und der Universität Hamburg, die zu diesem Zweck zusammengeführt wurden.<sup>3</sup> Die beschriebenen Messungen wurden am Institut für Laser- und Anlagensystemtechnik (iLAS) der TU Hamburg-Harburg selbständig durchgeführt und ausgewertet.

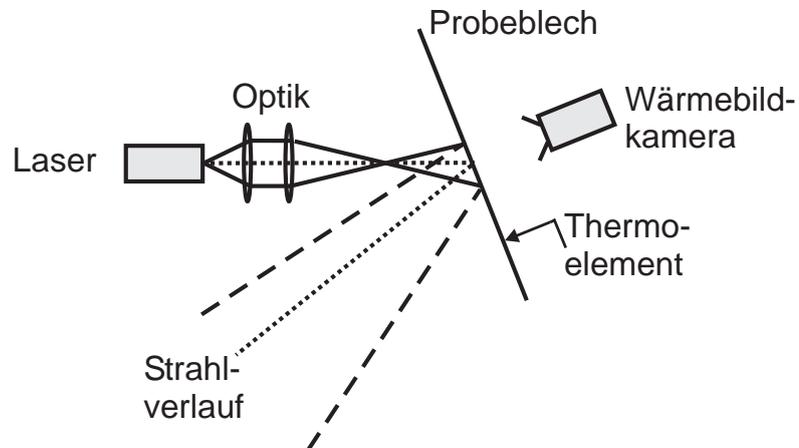
Der Aufbau ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Die Laserstrahlung trifft auf ein Probeblech, die Temperaturentwicklung wird in Echtzeit über eine Wärmebildkamera aufgenommen. Als Laserquelle dient ein Yb:YAG Scheibenlaser der Firma Rofin Sinar vom Typ DS015HQ mit einer nominellen Ausgangsleistung von 1,5 kW und einer Wellenlänge von 1,030  $\mu\text{m}$  [Rof04]. Der Strahl wird über eine Lichtleitfaser der Optikeinheit zugeführt. Nach dem Strahlaustritt aus der Faser folgt eine Kollimation und eine anschließende Fokussierung des Strahls mit Brennweiten von 12 cm. Über den Abstand zwischen Fokus und Probeblech lässt sich der Strahldurchmesser auf dem Probeblech festlegen. Um eine definierte Einstellung des Abstandes zwischen Fokussierlinse und Probeblech zu gewährleisten, wird letzteres auf einem xy-Tisch befestigt. Die Steuerung des Tisches erfolgt über eine CNC-Steuerung mit einer Auflösung in der Größenordnung von  $\pm 10 \mu\text{m}$ .

Die Probebleche werden durch Keramikabstandshalter thermisch isoliert auf einem Aluminiumrahmen befestigt, um einen thermischen Verzug und damit eine Änderung des Einfallswinkels während der Bestrahlung zu verhindern. Der Einfallswinkel beträgt weniger als ein Grad, eine exakte Ausrichtung auf null Grad wird vermieden, um einen Wiedereintritt von reflektierter Strahlung in die Optik zu verhindern. Zur Ausrichtung der Bleche wird die Reflektion eines sichtbaren Laserstrahls geringerer Leistung verwendet, der dem eigentlichen Hauptstrahl überlagert ist. Die Vorderseite der Proben wird mit Propanol von organischen Verschmutzungen gesäubert, ansonsten wird keine weitere Oberflächenbehandlung der Probenoberseite vorgenommen.

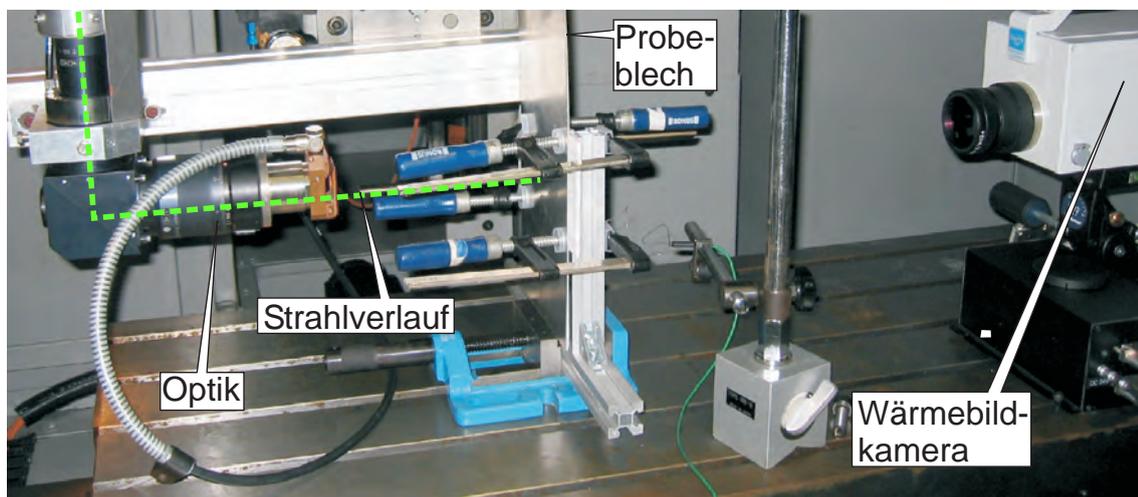
Die Temperatur wird über die thermische Abstrahlung der Probenrückseite gemessen. Um eine definierte Emissivität zu garantieren, ist die Oberfläche der Probenrückseite mit schwarzem Hochtemperaturlack beschichtet. Der verwendete Lack der Firma MOTIP DUPLI der Sorte *Supertherm black 800°C* besitzt eine Emissivität von 0,95 bei Lufttrocknung bzw. 0,98 bei Temperung der Farbschicht mit 433 K [Won05].

---

<sup>3</sup>Es handelt sich dabei um das Institut für Laser- und Anlagensystemtechnik (iLAS), das Institut für Kunststoffe und Verbundwerkstoffe und das Institut für Experimentalphysik.



**Abbildung 3.14:** Prinzipskizze zum Versuchsaufbau zur Echtzeit-Temperaturmessung laserbestrahlter Proben (Draufsicht); der Einfallswinkel ist überzeichnet dargestellt und war kleiner  $1^\circ$ .



**Abbildung 3.15:** Versuchsaufbau zur Echtzeit-Temperaturmessung laserbestrahlter Proben (Seitenansicht, Thermo-element nicht sichtbar).

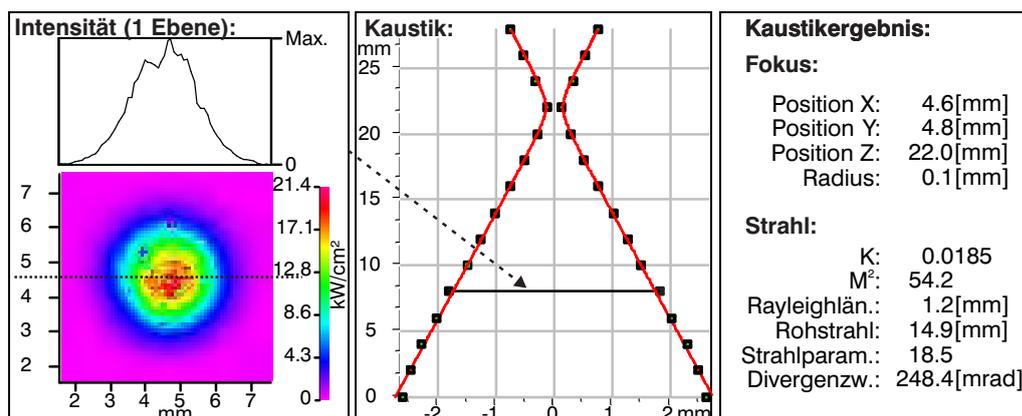
Die Temperatur wird durch eine Wärmebildkamera der Firma InfraTec vom Typ VarioTHERM gemessen. Die Messung erfolgt durch ein gekühltes Microbolometerarray mit 256 mal 256 Pixeln aus Platinsilizid. Dies wertet die thermischen Strahlung von der Probenrückseite aus. Der Abstand zwischen Probe und Kamera beträgt 50 cm. Die Messung erfolgt im Spektralbereich von  $3,4\mu\text{m}$  bis  $5\mu\text{m}$  mit einer zeitlichen Auflösung von 50 Hz. Die Auswertung wird mit der mitgelieferte Software IRBIS Professional durchgeführt. Zusätzlich zur Messung durch die Wärmebildkamera ist an der Probenrückseite ein Thermoelement zur Temperatureaufnahme angebracht.

Die Messung an der Probenrückseite ermöglicht eine direkte Draufsicht der Kamera auf die Probe, ohne dass Verzerrungen der Aufnahmeebene durch den Blickwinkel auftreten. Damit wird die Validierung der Temperaturverteilung auf der Rückseite vorgenommen. Ein weiterer Vorteil der gewählten Messmethode besteht darin, dass die Wärmebildkamera vor Bestrahlung durch den Laser geschützt ist.

### 3.4.2.2 Vorversuche

Vor Beginn der eigentlichen Messreihen werden die Lasereigenschaften und die Messgenauigkeit der Wärmebildkamera untersucht. Für den Laser sind Ausgangsleistung, Intensitätsverteilung und Strahldivergenz *nach* der Optik zu bestimmen, um eine definierte Eingangsintensität auf den Proben während der Experimente gewährleisten zu können. Die Entwicklung der Intensitätsverteilung und der Strahldivergenz entlang des Laserstrahls wird mit Hilfe eines *FocusMonitors* der Firma PRIMES gemessen [PRI07]. Das Gerät führt eine Hohnadel durch den Strahl, die als Wellenleiter wirkt. So wird punktwise die Intensität an der Spitze der Nadel abgetastet. Durch systematisches Abfahren des Strahlprofils ergibt sich die Intensitätsverteilung und die Divergenz.

Abbildung 3.16 zeigt beispielhaft das Ergebnis einer solchen Messung. Links ist das Ergebnis der Intensitätsmessung in einer Ebene senkrecht zur Strahlausbreitungsrichtung aufgetragen. In der Mitte ist der Verlauf der Strahltaile (vgl. Abschnitt 2.3) aus der Kombination der Messungen in verschiedenen Schnittebenen dargestellt. Daraus ergibt sich schließlich rechts das Gesamtergebnis der Strahlvermessung. Strahlradius und Divergenzwinkel werden nach der Methode der 2. Momente berechnet, wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben. Da die Divergenz auch von der Ausgangsleistung abhängen kann, da verschiedene Laserleistungen zu unterschiedlicher Erwärmung von Laser- und Optikkomponenten führen, wurden die Messungen im gesamten Leistungsbereich des Lasers durchgeführt. Die Genauigkeit der Divergenzmessung wird durch den Maximalfehler einer Stichprobe aus 19 Messungen für die Maximallaserleistung auf  $\pm 5\text{ mrad}$  abgeschätzt. Abbildung 3.16 (links) zeigt darüberhinaus, dass der verwendete Laser keine ideale, gaußförmige Intensitätsverteilung liefert. In der gezeigten Schnittebene ist eine Approximation durch eine gaußförmige Verteilung aber möglich. Die Messungen zeigen, dass dies stets für einen Bereich außerhalb des 5-fachen der



**Abbildung 3.16:** Ergebnis einer Laserstrahlanalyse. Dargestellt sind die ausgewerteten Messergebnisse des PRIMES FocusMonitors für den verwendeten Scheibenlaser bei einer Ausgangsleistung von 1052 W und einer Kollimation und Fokussierung mit 120 mm Brennweite. *Links:* Intensitätsverteilung in einer Ebene senkrecht zur Strahlausbreitungsrichtung in 16 mm Abstand zum Fokus, sowie auf einer Linie (gepunktet) durch das Intensitätsmaximum. *Mitte:* Strahlkaustik (Entwicklung des Strahldurchmessers mit der Entfernung). *Rechts:* Auswertung der Messergebnisse.

Rayleighlänge gilt. Diese Voraussetzung ist für die vorgenommenen Versuche stets gültig, daher wird als Oberflächenwärmequelle für die Modellvalidierung eine gaußförmige Intensitätsverteilung mit dem durch die Methode der 2. Momente definierten Strahlradius verwendet.

Weiterhin ist es zur Festlegung der Intensitätsverteilung notwendig die Gesamtleistung zu bestimmen. Es wird ein Thermosäulenleistungsmesskopf vom Typ *Smart Head 5000 W* der Firma Ophir verwendet. Die Genauigkeit des Messkopfes beträgt 5% [Oph08]. Es zeigt sich eine Abweichung zwischen der internen Leistungsmessung des Lasers und der des Leistungsmesskopfes von bis zu 20%. Die Messwerte der externen Messung liegen stets unter denen der internen Messung und so sind die Abweichungen u. a. durch Leistungsverluste in Faser und Optik zu erklären. Da der Messkopf vom Hersteller zertifiziert kalibriert worden ist, wurde die reale Leistungskurve in Abhängigkeit der eingestellten Laserpumpleistung aufgenommen und für die weitere Auswertung verwendet.

Die Genauigkeit der Temperaturmessung mit der Wärmebildkamera wird durch Sensorrauschen, thermischen Strahlungseinfluss der Umgebung und die Unsicherheit der Oberflächenemissivität der zu messenden Proben bestimmt. Der Einfluss des Rauschens beträgt  $\pm 2$  K, direkte Reflektion von Wärmestrahlung der Umgebung in die Kamera wird durch die Beschichtung mit dem Hochtemperaturlack verhindert und diffuse Strahlung wird durch den Auswertalgorithmus der Kamera durch Angabe

**Tabelle 3.5:** Verwendete Probebleche und Strahlparameter zur Validierung des thermischen Modells

<b>Probe</b>	1	2	3	4
<b>Material</b>	Al99	Cu-DHP	Baustahl	Baustahl
<b>Wandstärke / mm</b>	2	1	1	2
<b>Abmessung / mm</b>	420 x 150	250 x 150	200 x 150	250 x 150
<b>Bestrahlungsdauer / s</b>	20	20	20	8
<b>Strahldurchmesser / mm</b>	10 - 50	10 - 50	10 - 50	50
<b>Laserleistung / W</b>	110 - 1300	110 - 1300	110 - 400	400 - 1300

der Umgebungstemperatur berücksichtigt. Ein Nachtempern des Hochtemperaturlackes kann nicht ausgeschlossen werden und demzufolge wird eine Emissivität bei den Auswertungen zugrunde gelegt, die zwischen der von getemperten und der von ungetemperten Oberflächen liegt. Die Emissivität bestimmt sich so zu  $0,95 \pm 0,03$ , was im betrachteten Temperaturbereich zu einer Messunsicherheit von  $\Delta T = \pm 6 \text{ K}$  führt. Im Vergleich dazu kann das Rauschen vernachlässigt werden. Die erwartete Messungenauigkeit wird mit Hilfe eines Thermoelementes<sup>4</sup> für Versuche im Temperaturgleichgewicht im Rahmen der zu erwartenden Abweichungen bestätigt. Zur Kontrolle bleibt das Thermoelement auch während der eigentlichen Versuchsreihen Teil des Aufbaus. Stichprobenartige Messungen ergeben unter Vernachlässigung der Anstiegszeit des Thermoelements eine maximale Abweichung der Wärmebildmessungen von 10% nach oben. Bei diesen Stichproben zeigte sich eine Verformung des Bleches, die dazu führt, dass ein konstanter Andruck des Thermoelements nicht sichergestellt werden konnte. Die vom Thermoelement angegebenen tieferen Temperaturen sind daher durch unterschiedliche Abstände zur Probe durch den fehlenden Andruck zu erklären. Zusätzlich ist eine Änderung der Emissionseigenschaften des Hochtemperaturlackes nicht auszuschließen.

### 3.4.2.3 Durchführung und Auswertung

Die Probebleche werden Spitzenintensitäten zwischen  $10 \text{ W/cm}^2$  und  $3 \text{ kW/cm}^2$  ausgesetzt. Daten zu den Probeneigenschaften und den Versuchsparametern finden sich in Tabelle 3.5. Der Parameterraum für die Stahlproben (Probe 3 und 4) ist im Vergleich zu den anderen Proben eingeschränkt, da aufgrund der geringeren Wärmeleitfähigkeit des verwendeten Materials eine höhere Temperatur als bei den anderen Proben erreicht wird.

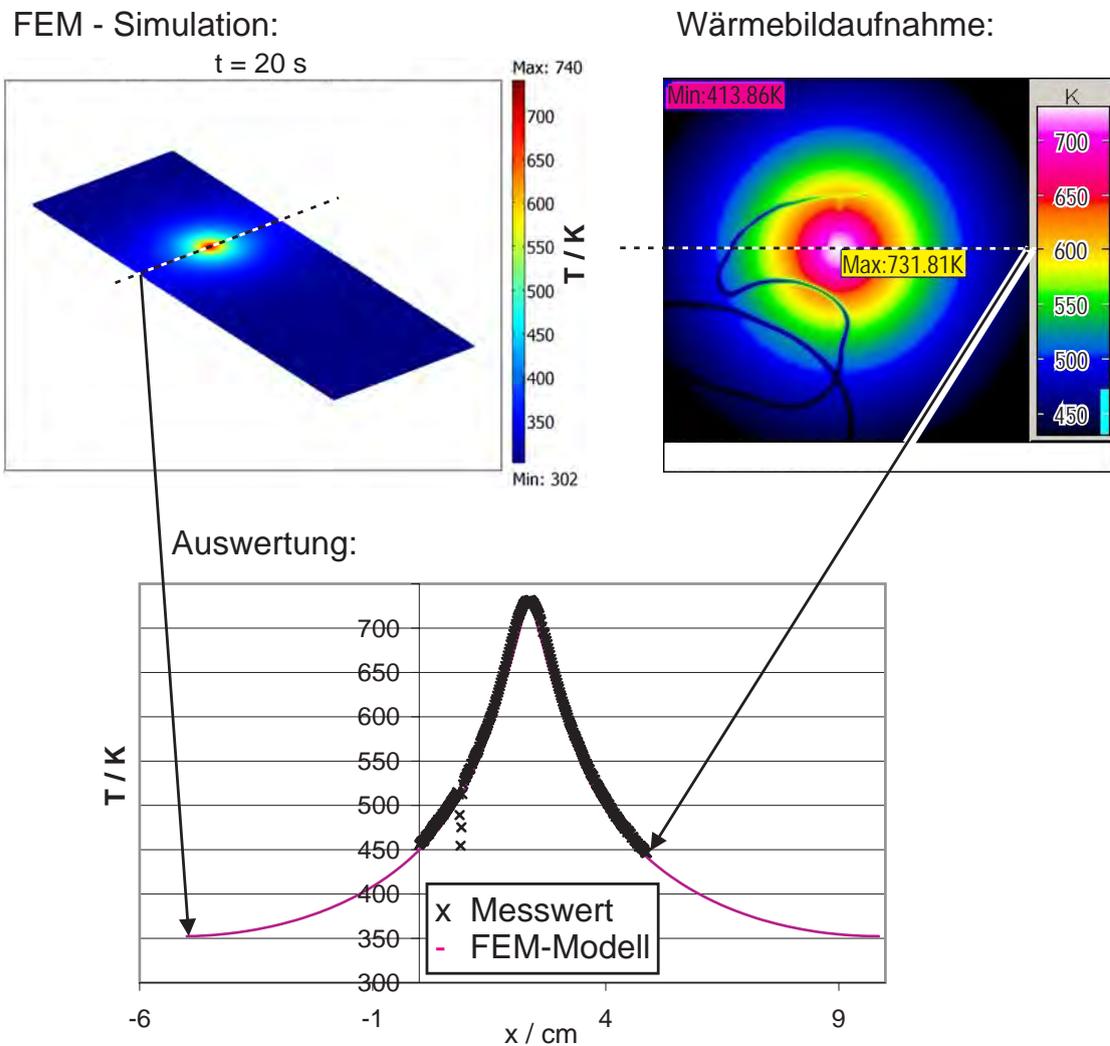
Die Temperaturentwicklung auf der Probenrückseite wird mit einer Frequenz von 5 Hz aufgezeichnet. Zum Vergleich mit den in Abschnitt 3.3.4 vorgestellten FE Modellen

<sup>4</sup>Oberflächenmessfühler K-TF-110A der Firma PCE mit  $\Delta T = \pm 1,5 \text{ K}$  und Anstiegszeit  $T_{90} = 2 \text{ s}$ .

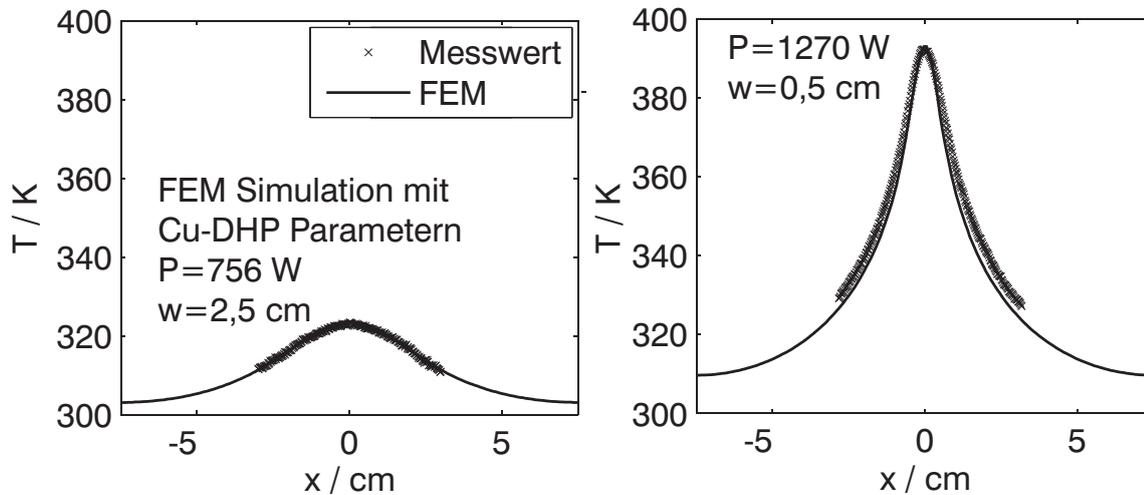
wird der Temperaturverlauf entlang einer Linie durch den Punkt maximaler Temperatur auf der Probenrückseite ausgewertet, wie in der Prinzipskizze in Abbildung 3.17 dargestellt. Zur Kalibrierung des Linienmaßstabes wird ein Maßstab durch die Wärmebildkamera selbst aufgenommen und eine Umrechnung von Pixel in Zentimeter für die weitere Auswertung vorgenommen. Zur Festlegung des Nullpunktes in dieser Richtung wird das Temperaturmaximum der Messung benutzt.

Eine Herausforderung für die Validierung besteht in der Abhängigkeit des Absorptionsvermögens der Proben von deren Oberflächenqualität, wie in Abschnitt 3.2.3.2 erläutert. Selbst eine sorgfältige Oberflächenpräparation ist nicht ausreichend, um das Absorptionsvermögen festzulegen, da durch Oxidation mit der Umgebungsluft nach der Behandlung wieder Veränderungen auftreten können. Eine Möglichkeit, Oxidation zu verhindern, ist die Lagerung der Proben und anschließende Versuchsdurchführung im Vakuum. In der Literatur ist dieses Vorgehen vorgestellt [GKT<sup>+</sup>97, GKS<sup>+</sup>97]. Bei dieser Vorgehensweise besteht allerdings nur ein geringer Bezug zu den Umgebungsbedingungen realer Raumflugkörper bei Flügen durch die Atmosphäre. Aus diesem Grund wird auf eine indirekte Validierung der Modelle zurückgegriffen. Für eine Probe wird in einem Referenzversuch mit definiertem Strahldurchmesser und definierter Ausgangsleistung das Absorptionsvermögen als einziger Modellparameter so angepasst, dass die gemessene Maximaltemperatur und die vom FE Modell vorhergesagte Maximaltemperatur übereinstimmen. Dabei wird für Aluminium nach [FRM98] ein konstanter Wert für das Absorptionsvermögen angenommen, für Stahl und Kupfer wird ein linearer Anstieg des Absorptionsvermögens von  $3 \cdot 10^{-5} / \text{K}$  bzw.  $8 \cdot 10^{-5} / \text{K}$  angenommen (angelehnt an [Ste90] bzw. [XK99]) und der konstante Anteil variiert.

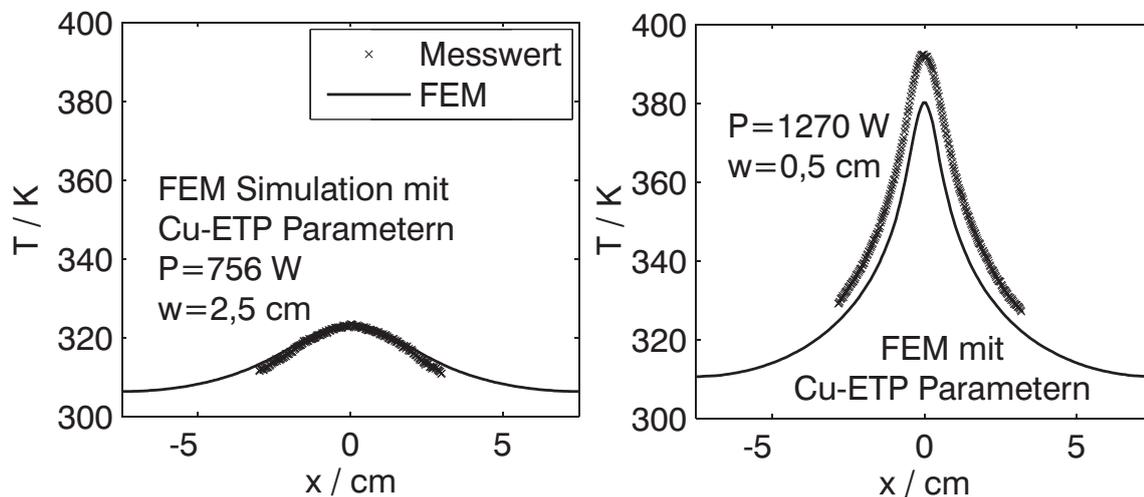
Die Ergebnisse dieses Referenzmodells werden im Weiteren durch Versuche mit unterschiedlichen Strahlparametern überprüft. Abbildung 3.18 zeigt dieses Vorgehen anhand des Beispiels von Probe 2. Es werden die thermophysikalischen Materialparameter von CU-DHP in einer dreidimensionalen FEM-Simulation verwendet (die verwendeten Modellparameter finden sich für diese Rechnung und die weiteren Modellierungen in diesem Abschnitt im Anhang A.2.1). Die Wärmebildmessung nach 20 s Einstrahldauer wird benutzt, um das in das Modell eingehende Absorptionsvermögen so anzupassen, dass die Temperaturmaxima von Modell und Messung übereinstimmen. Anschließend wird das so aufgestellte Referenzmodell mit dem Ergebnis für eine Wärmebildmessung mit veränderten Strahlparametern (Abbildung 3.18 rechts) überprüft. Für diesen Fall stimmt die Messung im Rahmen der Messungenauigkeit mit der Simulation überein. Zum Vergleich zeigt Abbildung 3.19 das Ergebnis für den Fall, dass die thermophysikalischen Parameter nicht korrekt gewählt sind, ansonsten wird das identische Verfahren verwendet. Für die Probe werden jetzt im Modell die Materialparameter von Cu-ETP eingesetzt. Trotz des relativ geringen Unterschiedes, der sich nur auf die Wärmeleitfähigkeit bezieht (vgl. Abschnitt 3.2.5), zeigt sich eine deutliche Abweichung zwischen Simulation und Messung, die schon im Referenzmodell (links) sichtbar wird. Eine Veränderung der Strahlparameter führt dazu, dass weder das vorhergesagte Temperaturmaximum noch der räumliche Temperaturverlauf übereinstimmen, das Modell versagt.



**Abbildung 3.17:** Prinzipskizze zur Validierung der FEM-Simulationen. Probe 1 (siehe Tabelle 3.5) nach 20 s mit einer Bestrahlung mit einer Leistung von 1270 W bei einem Strahldurchmesser von 1 cm, Vergleich von FEM-Simulation (links) und Wärmebildmessung (rechts). Im Vordergrund der Wärmebildmessung ist die Zuleitung für das Thermoelement zu sehen, deren Abschattung der Strahlung zu Messfehlern führt.



**Abbildung 3.18:** Validierung der FEM-Simulationen: Ansatz mit korrekten Materialparametern für Probe 2 (nach Tab. 3.17), Einstrahldauer jeweils 20s, Modellparameter siehe Anhang A.2.1. *Links:* Referenzmodell, Anpassung des Absorptionsvermögens der FEM an die Maximaltemperatur der Wärmebildmessung. *Rechts:* Überprüfung des Referenzmodells mit veränderten Strahlparametern.



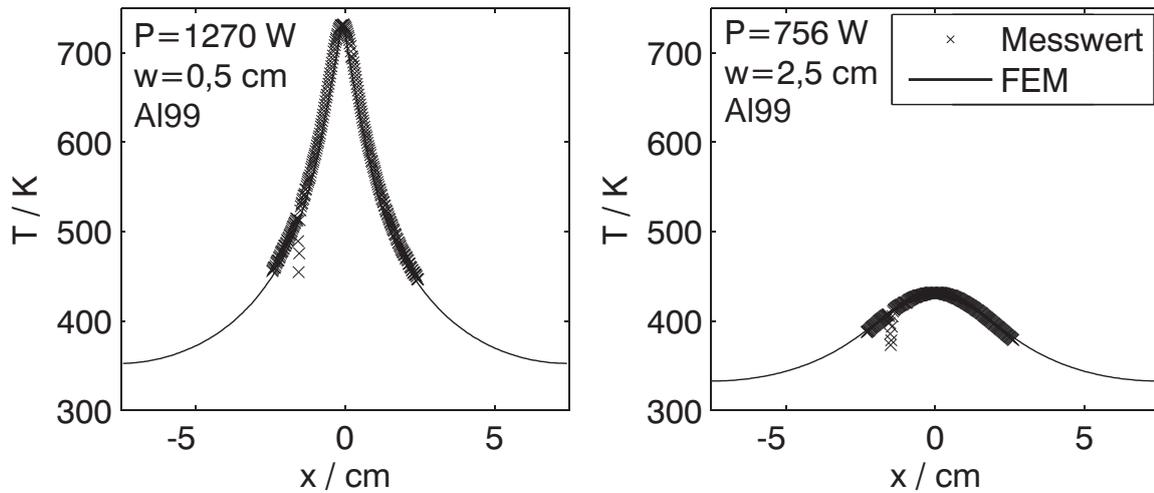
**Abbildung 3.19:** Validierung der FEM-Simulationen: Ansatz mit falschen Materialparametern für Probe 2 (nach Tab. 3.17), Einstrahldauer jeweils 20s. *Links:* Referenzmodell. *Rechts:* Überprüfung des Referenzmodells mit veränderten Strahlparametern.

#### 3.4.2.4 Ergebnisse

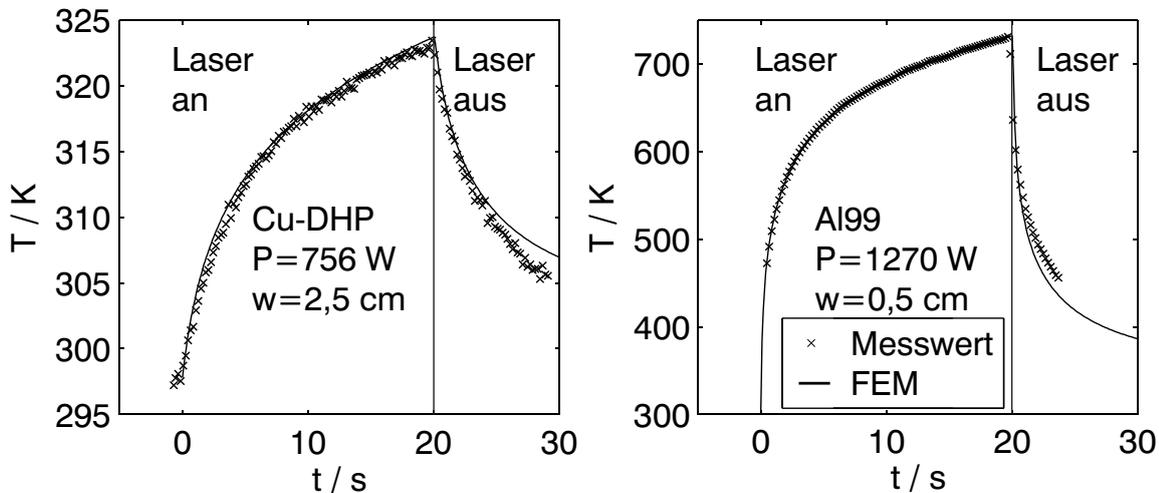
Die durchgeführten Versuche bestätigen die Modelle, die auftretenden Abweichungen liegen im Bereich der Messgenauigkeit von ca. 10%. Für Aluminium und Kupfer konnten die Modelle für Strahlradian zwischen 0,5 cm und 2,5 cm und Intensitäten zwischen  $80 \text{ W/cm}^2$  und  $3200 \text{ W/cm}^2$  bei Strahleinwirkungszeiten von 20 s überprüft werden. Sowohl Maximaltemperatur als auch der Temperaturverlauf auf einer Linie auf der Probenoberfläche durch das Temperaturmaximum stimmen mit den Modellvorhersagen überein, wie Abbildungen 3.18 und 3.20 exemplarisch zeigen. Ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung zeigt sich für den zeitlichen Verlauf, wie im Vergleich zwischen simulierter Temperatur und den Messdaten für einen Aufheizvorgang gefolgt vom anschließenden Abkühlvorgang in Abbildung 3.21 dargestellt ist.

Für Baustahl sind aufgrund der um etwa einen Faktor 10 im Vergleich zu Kupfer verringerten Wärmeleitfähigkeit nur Versuche in einer kleineren Intensitätsspanne möglich. Ansonsten kommt es zu Oberflächenveränderungen (Schwärzung) und einem anschließenden Schmelzen des Materials. Es wurden daher für diesen Fall nur Versuche mit Strahlradian von 5 cm und Intensitäten zwischen  $40 \text{ W/cm}^2$  und  $130 \text{ W/cm}^2$  mit einer Strahleinwirkungsdauer von 8 s durchgeführt. Für diese werden die Modellierungen bestätigt. Allerdings gibt es im Vergleich zu den Ergebnissen von Aluminium und Kupfer größere Abweichungen, wie in den Abbildungen 3.18, 3.20 und 3.22 exemplarisch gezeigt wird. In Anhang A.2.1 werden die verwendeten Modellparameter im Detail erläutert, zusätzlich zu den hier gezeigten Diagrammen finden sich weitere Darstellungen im Anhang A.5.

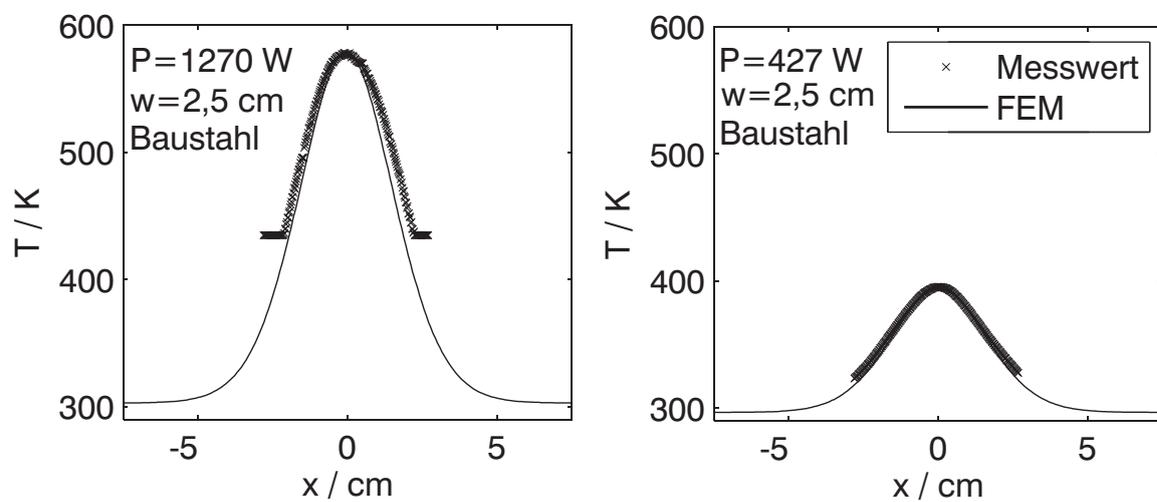
Die im Rahmen der Modellvalidierung implizit bestimmten Absorptionsvermögen stimmen mit den Literaturwerten überein. Jeweils bei 300 K ergibt sich für Aluminium Al99 ein Wert von 0,32, für Stahl ein Wert von 0,35 und für Kupfer ein Wert von 0,04. Der Wert für Aluminium liegt an der oberen Grenze der von Freeman et al. angegebenen Bandbreite [FRM98], die Werte für Stahl und Kupfer im mittleren Bereich der Spannbreite [Ste90, XKJL97, Gra72].



**Abbildung 3.20:** Ergebnis der Validierung der FEM-Simulationen für Aluminium (Probe 1 nach Tab. 3.17). Die Messfehler bei den Wärmebildmessungen ergeben sich aus einer Abschätzung durch ein zusätzliches Thermoelement. Einstrahldauer: 20 s, Modellparameter siehe Anhang A.2.1. *Links:* Referenzmodell, *rechts:* Überprüfung des Referenzmodells mit veränderten Strahlparametern.



**Abbildung 3.21:** Vergleich zwischen Messwerten und FEM-Simulation für die zeitliche Temperaturentwicklung. Gezeigt ist der Temperaturverlauf im Maximum während eines Aufheiz- (Laser an) und Abkühlvorgangs (Laser aus), Modellparameter siehe Anhang A.2.1. *Links:* Auswertung für Cu-DHP (Probe 2 nach Tab. 3.17). *Rechts:* Auswertung für Al99 (Probe 1). Hinweis: Die Temperaturentwicklung verlässt für diesen Versuch (Al99) zeitweise den eingestellten Messbereich der Kamera (473 K-873 K), der Temperaturverlauf ist deshalb nicht vollständig durch Messwerte dargestellt.



**Abbildung 3.22:** Ergebnis der Validierung der FEM-Simulationen für Stahl (Probe 4 nach Tab. 3.17), Einstrahldauer: 8 s, Modellparameter siehe Anhang A.2.1. *Links:* Referenzmodell. *Rechts:* Überprüfung des Referenzmodells mit veränderten Strahlparametern.

### 3.4.3 Experimente zur Validierung des Modells zur Intensitätsberechnung

#### 3.4.3.1 Aufbau

Die im letzten Abschnitt beschriebenen Experimente haben die Gültigkeit der Temperaturberechnungen für den senkrechten Einfall eines Gauß-Strahles für ebene Proben gezeigt. Allerdings fehlt bisher eine Überprüfung der Anwendung der Temperaturberechnung für einen schrägen Strahleinfall auf gekrümmten Oberflächen, wie sie bei den Fallbeispielen zur Raketenabwehr in Kapitel 6 auftreten. Ziel der in diesem Abschnitt beschriebenen Versuche ist, das geometrische Modell zur Intensitätsberechnung beim Einfall eines Laserstrahls auf dünnwandige Hohlzylinder qualitativ zu überprüfen. Während sich bei Untersuchungen in einer Ebene senkrecht zum einfallenden Laserstrahl, wie sie im letzten Abschnitt zugrunde gelegt wurden, die Intensität in dieser Ebene gemäß einer Gaußverteilung ändert, ist bei einem zylindrischen Körper zusätzlich eine Änderung der effektiven Intensität (vgl. Abschnitt 3.2.2) mit dem Zylinderradius zu berücksichtigen, da der Winkel zwischen einfallendem Laserstrahl und der Oberflächennormalen des Zylinders variiert. Außerdem wird der Strahldurchmesser an verschiedenen Orten der Zylinderoberfläche durch das dreidimensionale Strahlprofil (die Strahltaile) beschrieben, wie in Abschnitt 2.3.1 dargestellt. Da nicht grundsätzlich von einem senkrechten Strahleinfall auszugehen ist, erfolgt die örtliche Intensitätsberechnung durch eine Koordinatentransformation aus dem kartesischen, körperfixierten Koordinatensystem in das Zylinderkoordinatensystem des Gauß-Strahls. Die effektive Intensität ergibt sich somit aus dem Skalarprodukt des Strahleinfallsvektors und des Oberflächennormalenvektors des Zylinders.

Zur Überprüfung des Modells werden Hohlzylinder an verschiedenen Positionen innerhalb der Strahltaile bei verschiedenen Leistungen und mit unterschiedlichen Einfallswinkeln bestrahlt und die zeitliche Temperaturentwicklung mit einer Wärmebildkamera aufgenommen. Die Aufgabe des Aufbaus ist einerseits eine Temperaturmessung und zusätzlich wird eine simultane Verformungsmessung von mit Druck beaufschlagten Aluminiumhohlzylindern ermöglicht, wie sie in Abschnitt 4.3.3 beschrieben ist. Die Verformungsmessung beruht auf einem Verfahren, das am Bremer Institut für angewandte Strahltechnik (BIAS)<sup>5</sup> entwickelt wurde. Dieses Verfahren wurde vor Ort am BIAS genutzt. Der Gesamtaufbau beruht auf einem selbstentwickelten Konzept und nutzt die Anlagentechnik des BIAS, die in Zusammenarbeit mit dessen Mitarbeitern in Betrieb genommen wurde. Eine Ausnahme stellt die Probenhalterung dar, die in der mechanischen Werkstatt der TU Hamburg-Harburg nach eigenem Entwurf entstanden ist.

---

<sup>5</sup>Genaue Informationen dazu finden sich im Kapitel 4.3.3 und bei [www.bias.de](http://www.bias.de).

**Tabelle 3.6:** Technische Daten des zylindrischen Bereichs der verwendeten Hohlzylinder und der verwendeten Halterung

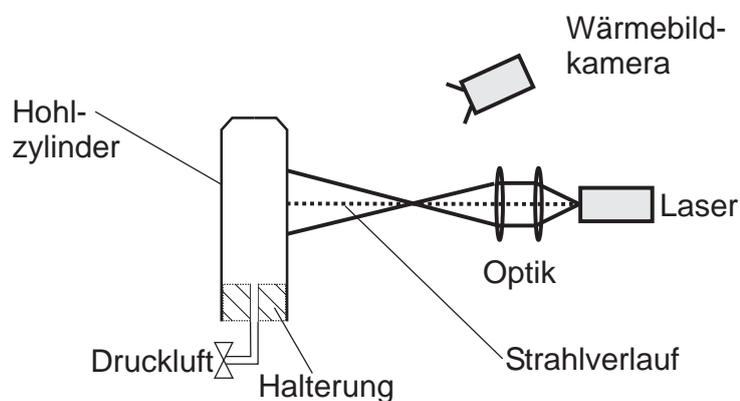
	Hohlzylinder	Halterung
<b>Material</b>	Aluminium 3104	Baustahl
<b>Lackierung</b>	weiß <sup>a</sup>	-
<b>Durchmesser</b>	66 mm	66 mm
<b>Höhe</b>	163 mm	25 mm
<b>Wandstärke</b>	0,1 mm	(massiv)

<sup>a</sup> Farbe: DIFFU-THERM Entwickler BEW (wischfest)

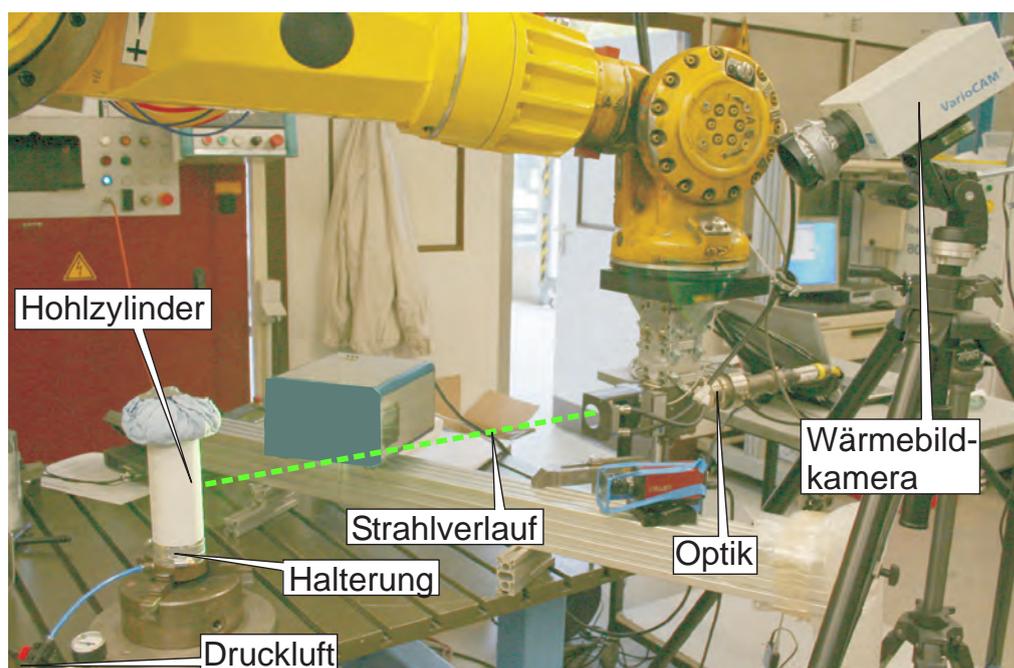
Der Messaufbau ist in Abbildung 3.23 dargestellt. Als Proben werden einseitig verschlossene Hohlzylinder verwendet, die auf eine zylindrische Halterung geschoben werden und dort abgedichtet befestigt sind. Die technischen Daten der Hohlzylinder und der Halterung finden sich in Tabelle 3.6. Die verwendeten Hohlzylinder sind als Versuchskörper geeignet, weil sowohl das Verhältnis zwischen Wandstärke und Zylinderdurchmesser, als auch die experimentell erreichbaren Verhältnisse zwischen Strahldurchmesser und Zylinderdurchmesser den Relationen entsprechen, wie sie bei den untersuchten Fallbeispielen in Kapitel 6 auftreten. Als Laserquelle wird bei den Experimenten ein Nd:YAG Laser vom Typ HL4006D der Firma Trumpf mit einer Fokussieroptik mit einer Brennweite von 280 mm verwendet. Die Verbindung zwischen Laser und Optik erfolgt über eine Lichtleitfaser.

Die Optikeinheit ist an einem Industrieroboter befestigt und kann auf diese Weise mit einer Genauigkeit in der Größenordnung von ein bis zwei Millimetern verfahren werden. Zur Temperaturmessung wird eine Wärmebildkamera der Firma Infratec vom Typ VarioCAM eingesetzt, die einen gekühlten HgCdTe Microbolometerdetektor verwendet. Im Unterschied zu den im letzten Abschnitt beschriebenen Versuchen wird in diesem Fall die Temperatur an der Probenoberfläche gemessen, um die Integrität des Hohlzylinders als Druckbehälter für die Verformungsversuche zu erhalten. Die Kamera wird durch eine exzentrische Aufstellung vor direkten Reflexionen der Laserstrahlung geschützt, diffuse Reflexionen in die Kamera werden durch einen Filter verhindert. Zur Ermöglichung der Thermografiemessung sowie einer Verformungsmessung mittels Streifenprojektion erfolgt eine Sprühlackierung der Hohlzylinder mit weißer Farbe (siehe Tabelle 3.6).

## a) schematische Darstellung



## b) Bild des Versuchsaufbaus



**Abbildung 3.23:** Aufbau zur Temperaturmessung an zylindrischen Hohlzylindern. Der Abstand zwischen Optik und Hohlzylinder wird durch Verwendung eines Industrieroboters (gelb) eingestellt.

### 3.4.3.2 Vorversuche

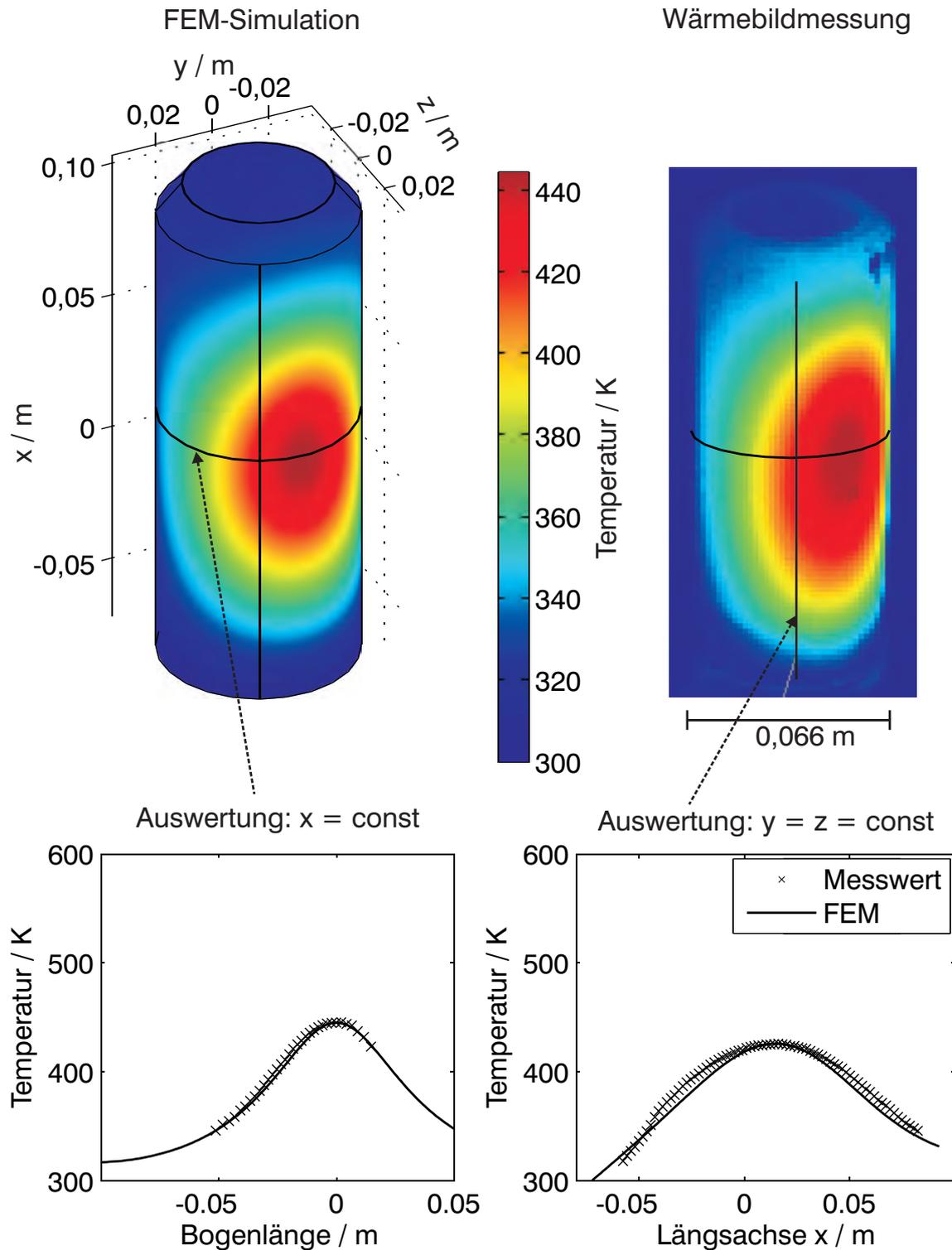
Vor Beginn der Temperaturmessungen wird die Strahlqualität des Lasers mit einem *FocusMonitor* der Firma PRIMES vermessen, wie in Abschnitt 3.4.2.2 beschrieben. Die Berechnung des Strahldurchmessers erfolgt in diesem Fall nicht über die Fernfelddivergenz, sondern mit Rayleighlänge und Strahlradius nach Gleichung 2.2, da der Messbereich des Focusmonitors in Strahlausbreitungsrichtung nicht bis in den linearen Bereich der Strahltaile reicht. Die Messergebnisse finden sich in Anhang A.2.2.

Zur Bestimmung der Emissivität der zur Lackierung der Zylinder verwendeten Farbe wird ein Probekörper mit heißem Wasser gefüllt, und die Temperatur mit einem Thermoelement in der Ausführung als Tauchfühler gemessen und die Emissivität auf diese Weise zu 0,75 bestimmt. Zum Vergleich werden zusätzlich andere Proben ohne Wasserfüllung mittels einer Heizplatte auf Temperaturen bis 500 K erhitzt und die Temperatur an einem Punkt an der Wand gemessen. Bei verschiedenen Messungen ergeben sich Emissivitäten zwischen 0,6 und 0,8. Aufgrund des sich ergebenden Temperaturgefälles zwischen Heizplatte und Probenoberkante sind die Messungen mit Heizplatte ungenauer und es wird auf die Messung mit Wasserfüllung zurückgegriffen.

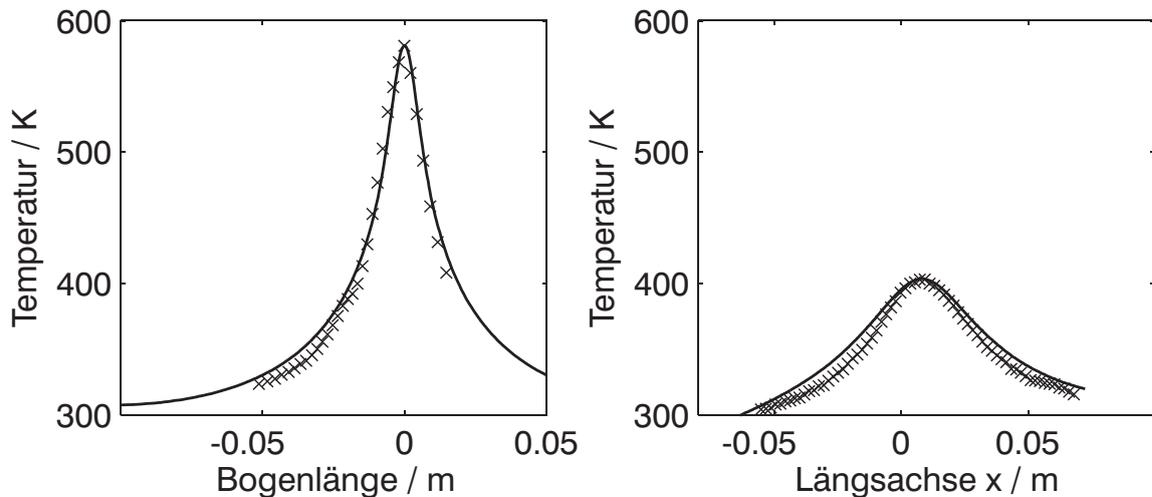
### 3.4.3.3 Durchführung und Auswertung

Wie im letzten Abschnitt werden auch hier Strahldurchmesser und Laserleistung variiert, hinzu kommt eine Veränderung des Strahleinfallswinkels. Die Versuche werden parallel zu den im Abschnitt 4.3.3 beschriebenen Versuchen zur Verformungsmessung durchgeführt, ein Austausch der Probekörper erfolgt nach maximal zwei Versuchen. Die Festlegung des Absorptionsvermögens der Proben erfolgt wiederum durch eine Anpassung der Maximaltemperatur im Modell an die gemessenen Maximaltemperaturen.

Zur Auswertung wird die gemessene Temperatur auf einem Kreisbogen auf dem Zylindermantel ( $x=\text{const}$ ) durch das Temperaturmaximum und auf einer Linie auf dem Mantel parallel zur Zylinderachse ( $y=x=\text{const}$ ) mit den Vorhersagen des Modells verglichen, wie in Abbildung 3.24 dargestellt. Die Kalibrierung der Gesamtlänge des Kreisbogens ist durch die Abmaße der Probe gegeben, wobei die Gestalt des Kreisbogens im Bild durch eine Parallelverschiebung des unteren Randes der Probe erfolgt, um eine eventuelle Verzerrung durch die Kameraperspektive auszugleichen. Um in Längsrichtung die Verzerrung durch die Perspektive auf eine lineare Abhängigkeit zu beschränken, wird die Auswertung auf einer Linie vorgenommen, die einem Schnitt durch den Zylinder in Sichtrichtung der Kamera entspricht. Deshalb verläuft diese Linie nicht durch das Temperaturmaximum. Auch in Längsrichtung wird dann eine Kalibrierung der Länge im Wärmebild mit den Abmaßen der Probe vorgenommen.



**Abbildung 3.24:** Auswertung von Temperaturmessungen an dünnwandigen Hohlzylindern (Abmaße siehe Tabelle 3.6) durch Vergleich mit dem FE-Modell. Strahlparameter:  $P = 300 \text{ W}$ ,  $w = 3 \text{ cm}$ , Einfallswinkel  $60^\circ$ . *Hinweis:* Die Perspektive des Bildes der Wärmebildkamera unterscheidet sich von der Perspektive der Darstellung der FEM-Software.



**Abbildung 3.25:** Auswertung von Temperaturmessungen an dünnwandigen Hohlzylindern (Abmaße siehe Tabelle 3.6) durch Vergleich mit dem FE-Modell. Strahlparameter:  $P = 110 \text{ W}$ ,  $w = 0,6 \text{ cm}$ , Einfallswinkel  $0^\circ$ , Messposition Längsachse siehe Abbildung 3.24

#### 3.4.3.4 Ergebnisse

Die Versuche zeigen die Gültigkeit des geometrischen Modells. Beispielhaft wird dies in Abbildung 3.24 für einen Einfallswinkel von  $60^\circ$  bei einem Strahlradius  $3 \text{ cm}$  und für senkrechten Einfall bei einem Strahlradius von  $0,6 \text{ cm}$  in Abbildung 3.25 dargestellt.

Weiterhin zeigt sich, dass eine starke Abhängigkeit der Maximaltemperatur von den Eigenschaften der einzelnen Probekörper besteht. So schwankt die gemessene Maximaltemperatur für identische Laserstrahlparameter um bis zu  $16\%$  ( $80 \text{ K}$ ). Dies ist durch Farbschichten unterschiedlicher Dicke auf den Proben, die durch die Sprühlackierung entstanden sind, zu erklären. Damit ändern sich sowohl die Absorptionseigenschaften, als auch die Emissionseigenschaften der einzelnen Probe. Zusätzlich werden die Proben für die Verformungsmessung mit Druckluft beaufschlagt und die Qualität der Abdichtung der Halterung ist nicht für alle Versuche identisch. Somit erfolgt für einige wenige Versuche eine nicht zu vernachlässigende Kühlung durch ausströmende Luft.

## 3.5 Folgerungen

Die Berechnung der zeitlichen Temperaturentwicklungen von laserbestrahlten Objekten ist mittels der FEM bei gegebenen Laserintensitäten mit hoher Genauigkeit möglich. Dazu ist es erforderlich, dreidimensionale Modelle zu verwenden und sowohl die thermische Abstrahlung als auch die Temperaturabhängigkeit der Materialparameter zu berücksichtigen. Dies ist das Ergebnis einer experimentellen Validierung der erstellten FE Modelle. Zu diesem Zweck wurden zeitlich-aufgelöste Temperaturmessungen im Verlauf von Bestrahlungsversuchen unter Benutzung einer Wärmebildkamera vorgenommen. Es wurden sowohl ebene Proben unterschiedlicher Wandstärken im Millimeterbereich aus Kupfer, Aluminium und Stahl, als auch dünnwandige Hohlzylinder aus Aluminium bestrahlt. Die verwendeten Intensitäten wurden zwischen  $80 \text{ W/cm}^2$  und  $3200 \text{ W/cm}^2$  variiert. Die FEM Modelle sind in der Lage, die Entwicklung von kleinen (1 cm) zu großen (5 cm) Strahldurchmessern nachzuvollziehen und bilden sowohl den Vorgang der Erwärmung als auch der Abkühlung nach Unterbrechen der Laserbestrahlung korrekt ab. Auch die Temperaturentwicklung bei einem Strahleinfall auf nicht-ebene Körper unter verschiedenen Einfallswinkeln wird erfolgreich mit dem Modell abgebildet. Diese Ergebnisse decken sich mit den Erkenntnissen aus der Literatur, die eine grundsätzliche Anwendbarkeit der FEM auf thermische Probleme bestätigen [MG80, LMTS96, Pet07]. Allerdings wurden eine experimentelle Validierung der Modellierung eines Bestrahlungsvorganges von dünnwandigen Hohlzylindern in der Literatur noch nicht beschrieben. Bisherige Arbeiten beschränken sich entweder auf reine Modellierung [JDDW99, KZDW00, WFWZ04] oder rein experimentelle Studien [CL93, ZSY<sup>+</sup>99].

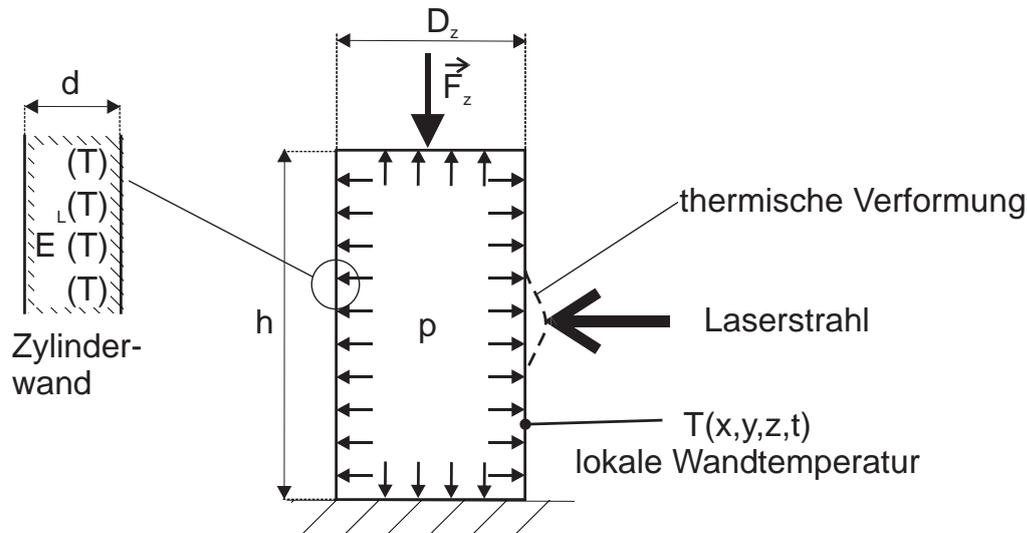
Die entwickelte Methode zur Berechnung von Temperaturverteilungen wird im weiteren Verlauf zur Bewertung herangezogen, ob ein Materialversagen in bestrahlten Körpern durch Aufschmelzen eintritt. Allerdings wird in der Literatur davon ausgegangen, dass bereits vor dem Erreichen der Schmelztemperatur ein Materialversagen eintreten kann, dass durch den Einfluss der lokalen Temperaturerhöhung auf die mechanische Stabilität ausgelöst wird [For97a, For97b, BFK<sup>+</sup>04]. Das Modell zur Temperaturberechnung wird daher um einen Anteil zur Modellierung der mechanischen Zusammenhänge erweitert, wie im folgenden Kapitel beschrieben wird.

# 4 Simulation zeitabhängiger Spannungsverteilungen und experimentelle Validierung

## 4.1 Einführung

In den vorangegangenen Kapiteln wurden die verwendeten Methoden zur Berechnung von Laserintensitäten und von zeitabhängigen Temperaturverteilungen in laserbestrahlten Festkörpern vorgestellt. Eine lokale Temperaturerhöhung führt zu einer Veränderung der Festigkeitseigenschaften des bestrahlten Materials und in Abhängigkeit von der geometrischen Form des Festkörpers zu mechanischen Spannungen im Inneren. Das vorliegende Kapitel beschreibt die Berechnung dieser Spannungen. Dazu wird der im letzten Kapitel vorgestellte thermische Modellierungsansatz um einen mechanischen Anteil erweitert. Die Temperaturverteilung ist dabei eine Eingangsgröße für den mechanischen Anteil. Die im Folgenden dargelegte Methode zur Spannungsberechnung wird in Kapitel 6 zur Bewertung eines Fallbeispiels zur Raketenabwehr benutzt.

Das vorliegende Kapitel untersucht im direkten Bezug zum Fallbeispiel die Spannungsverteilung in druckbeaufschlagten dünnwandigen Hohlzylindern. Das Kapitel ist unterteilt in zwei weitere Abschnitte. Abschnitt 4.2 beschäftigt sich mit den Grundlagen und der Modellentwicklung zur Spannungsberechnung im Rahmen der FEM. Dazu wird das Problem zunächst weiter eingegrenzt (4.2.1), auf die Materialeigenschaften von Metallen bei Erwärmung eingegangen (4.2.2), die Berechnungsgrundlagen aus der Kontinuumsmechanik vorgestellt (4.2.3) und schließlich die Erweiterung des FE Modells aus Kapitel 3 vorgestellt (4.2.4). Abschnitt 4.3 beschreibt zwei Versuchsreihen, die die Spannungsberechnungen anhand von punktuellen (4.3.2) und räumlichen (4.3.3) Verformungsmessungen validieren.



**Abbildung 4.1:** Eingangsgrößen bei der Berechnung mechanischer Spannungen für den Fall eines Hohlzylinders unter Temperatureinfluss.

## 4.2 Modellentwicklung

### 4.2.1 Eingrenzung des Problems

Das untersuchte Fallbeispiel in Kapitel 6 betrachtet die Auswirkungen eines Laserstrahls auf eine geleerte Tanksektion einer Flüssigkeitsrakete<sup>1</sup> während ihrer Beschleunigungsphase. Wie dort gezeigt wird, kann das Problem auf einen druckbeaufschlagten dünnwandigen Hohlzylinder unter zusätzlicher axialer Belastung reduziert werden (vgl. Abbildung 4.1). Das hier entwickelte mechanische Modell soll dazu dienen, die in der Außenwand der Tanksektion auftretenden mechanischen Spannungen zu berechnen. Dazu wird das im vorherigen Kapitel betrachtete Wärmeübertragungsproblem mit einem Problem der Kontinuumsmechanik zur Berechnung der Spannungen gekoppelt. Die Lösung des Wärmeübertragungsproblems liefert für jeden Zeitpunkt  $t$  ein Temperaturfeld  $T(x,y,z,t)$  für die Außenwand, die als Eingangsgröße in das mechanische Problem einfließt. Die berechneten mechanischen Spannungen in der Wand werden als Bewertungskriterium für ein mögliches Materialversagen benutzt, in dem sie lokal mit den temperaturabhängigen Festigkeitseigenschaften des Materials verglichen werden.

<sup>1</sup>In der Literatur ist die Bezeichnung *Flüssigkeitsrakete* für Raketen gebräuchlich, die einen mit Flüssigtreibstoff betriebenen Raketenantrieb verwenden.

Die Eingangsgrößen für das mechanische Problem sind schematisch in Abbildung 4.1 dargestellt, die für das Beispiel in Kapitel 6 verwendeten Zahlenwerte finden sich in Abbildung 6.1. Eine Erhöhung der lokalen Temperatur  $T(x,y,z,t)$  im Vergleich zur Ausgangstemperatur  $T(x,y,z,t_0)$  führt zu einer Ausdehnung des Materials und zu einer Veränderung der Materialeigenschaften. Zusammenfassend ergeben sich damit als Eingangsgrößen für die Spannungsberechnung das Temperaturfeld  $T$ , der Druck  $p$  und die Kraft  $\vec{F}$ , die geometrischen Größen des Zylinders und die Materialeigenschaften der Zylinderwand in Abhängigkeit von der Temperatur. Als Materialeigenschaften treten die Dichte  $\rho$ , der Längenausdehnungskoeffizient  $\alpha_L$ , der E-Modul  $E$  und die Poissonzahl  $\nu$  auf.

Der folgende Abschnitt beschreibt diese Größen und die Bewertung der mechanischen Spannungen im Rahmen des betrachteten Beispiels.

### 4.2.2 Materialeigenschaften von Metallen

Das Temperaturverhalten der Dichte  $\rho$  und des Längenausdehnungskoeffizienten  $\alpha_L$  wurde bereits in Abschnitt 3.2.5 erläutert. Hier steht das Festigkeitsverhalten von Metallen im Zentrum der Betrachtungen. Im Bezug zum untersuchten Fallbeispiel wird die Situation bei Aluminiumlegierungen dargestellt, da die betrachteten Tanksegmente u. a. aus Aluminiumlegierungen gefertigt werden [Uni07].

Zur Definition der auftretenden Größen dient hier zunächst zur Vereinfachung der Betrachtungen das Beispiel eines linearen Zugversuches, wie in der Materialwissenschaft üblich. Die Übertragung auf den untersuchten dreidimensionalen Fall beschreibt der nächste Abschnitt. Eine ausführliche Behandlung findet sich in der Literatur zur Festigkeitslehre [Hib06]. Abbildung 4.2 zeigt, in der Form eines Spannungs-Dehnungs-Diagramms idealisiert, das Ergebnis eines Zugversuches für ein duktiles Material wie z. B. Aluminium. Eine Kraft  $F$  streckt einen Stab mit der Querschnittsfläche  $A$ . Aufgetragen ist die nominelle Spannung  $\sigma_n$  über der Dehnung  $\epsilon$ . Die Dehnung  $\epsilon$  ist als Verhältnis der Ausdehnung  $l$  zur Gesamtlänge  $L$  des betrachteten Stabes vor der Verformung definiert,

$$\epsilon = \frac{l}{L} \quad . \quad (4.1)$$

Aus dem Verhältnis zwischen angelegter Kraft  $F$  und der Querschnittsfläche  $A$  zu Beginn des Versuches berechnet sich die nominelle Spannung (auch: Nominalspannung)  $\sigma_n$

$$\sigma_n = \frac{F}{A} \quad . \quad (4.2)$$

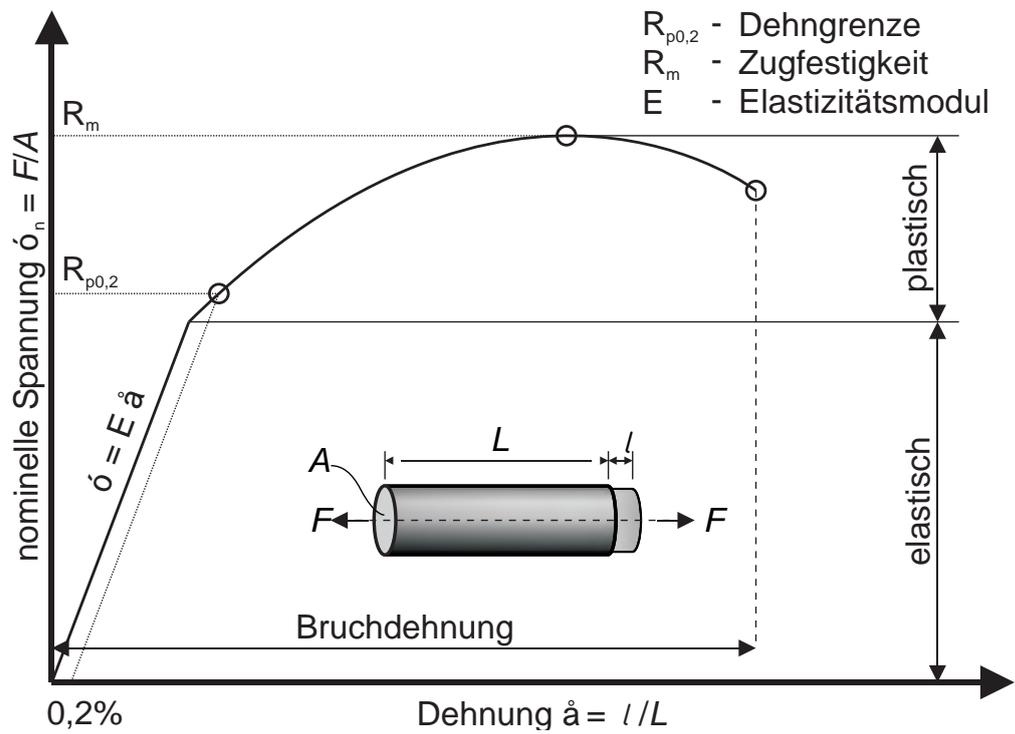


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Größen im Spannungs-Dehnungs-Diagramm

Zu Beginn des Versuches verhalten sich Spannung und Dehnung linear zueinander. Das Hookesche Gesetz gilt mit dem E-Modul als Proportionalitätskonstante [DHSF98, S. 379],

$$\sigma = E \cdot \epsilon \quad . \quad (4.3)$$

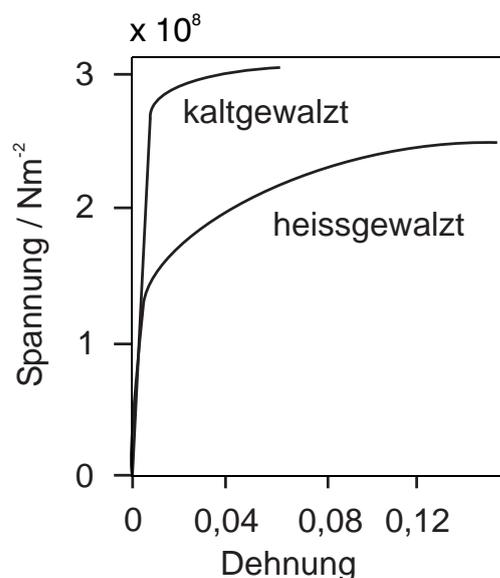
Der Abschnitt des Spannungs-Dehnungs-Diagramms, in dem Gleichung 4.1 gilt und in dem die Kurve näherungsweise linear verläuft, wird als elastischer Bereich bezeichnet, siehe auch die Markierung in Abbildung 4.2. Wird die anliegende Kraft und damit auch die Spannung  $\sigma_n$  auf Null reduziert, geht die Verformung im elastischen Bereich im Idealfall in den Ausgangszustand zurück. Mit weiter steigender Kraft wird der lineare Bereich verlassen und es kommt zu bleibenden, plastischen Verformungen. Bleibt nach der Entspannung des Stabes eine Dehnung von 0,2 Prozent zurück, ist die sogenannte Dehngrenze  $R_{p0,2}$  des Materials erreicht [Hib06].

Beim Auftreten von plastischen Verformungen kann die Funktionfähigkeit von belasteten Bauteilen nicht mehr zweifelsfrei garantiert werden. Treten z. B. bei der Außenwand einer Rakete plastische Verformungen auf, können sich die Formänderungen negativ auf die Flugeigenschaften auswirken oder es kann zu einem Knicken der tragenden Wand kommen. Als Kriterium für die Erzeugung von plastischen Verformungen ist für technische Werkstoffe das Erreichen der Dehngrenze  $R_{p0,2}$  definiert [Hib06]. Ein Überschreiten dieser Grenze wird im Rahmen des Fallbeispiels zur Raketenabwehr in dieser Arbeit daher als Kriterium für eine mögliche Bahnänderung der Rakete angesetzt. Aufgrund dieser Zielsetzung wird auf eine Modellierung von plastischem Verhalten in den Berechnungen verzichtet.

**Die in den folgenden Abschnitten beschriebenen Berechnungen beschränken sich auf Spannungen unterhalb der Dehngrenze  $R_{p0,2}$  und damit auf den elastischen Bereich. Das Hookesche Gesetz ist somit in guter Näherung gültig.**

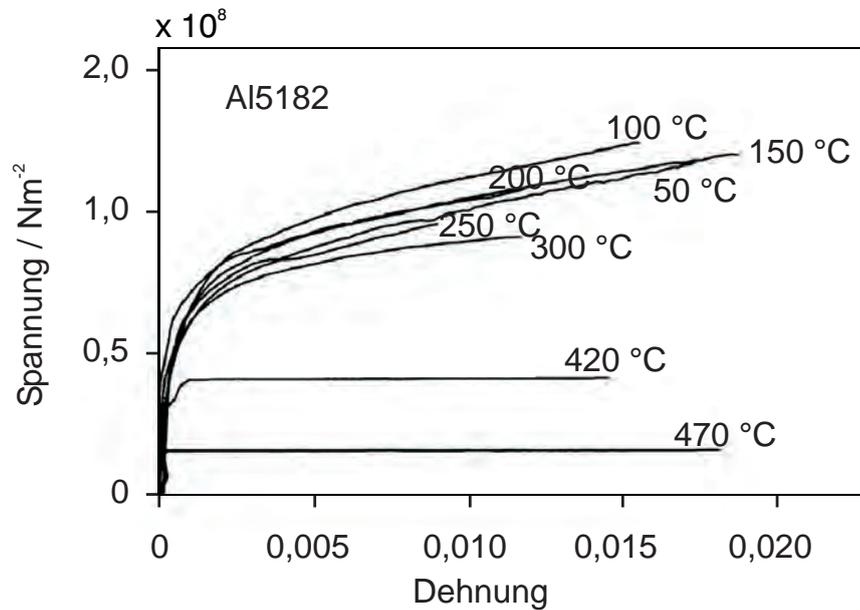
Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass eine weitere Steigerung der Kraft bis zu einem Maximum der nominellen Spannung  $\sigma_n$  führt, der sogenannten Zugfestigkeit  $R_m$ . Danach kommt es zu einer fortschreitenden deutlichen Einschnürung des Stabes, bis dieser schließlich auseinanderreißt. Da sich die reale Querschnittsfläche des Stabes im Einschnürungspunkt verringert, die nominelle Spannung  $\sigma_n$  aber im Bezug zur Ausgangsfläche gemessen wird, sinkt  $\sigma_n$  während dieses Vorganges.

Die genaue Ausprägung der Festigkeitseigenschaften eines Materials hängt von der Materialzusammensetzung, der Materialvorbehandlung und der Temperatur des Materials während einer Belastung ab. Eine vollständige analytische Vorhersage der Festigkeitseigenschaften von Metallen ist zurzeit nicht möglich [DHSF98, S.381]. Zur Berechnung und Bewertung der auftretenden Spannungen wird deshalb auf in der Literatur veröffentlichte temperaturabhängige Materialparameter zurückgegriffen, die experimentell ermittelt wurden.

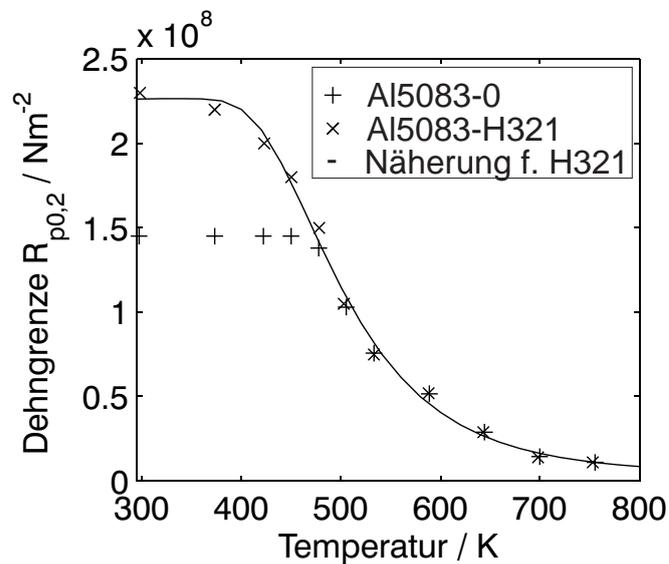


**Abbildung 4.3:** Spannungs-Dehnungs-Diagramm bei Raumtemperatur für AlMg4,5 bei verschiedener Materialvorbehandlung. *Quelle:* nach [Hir08]

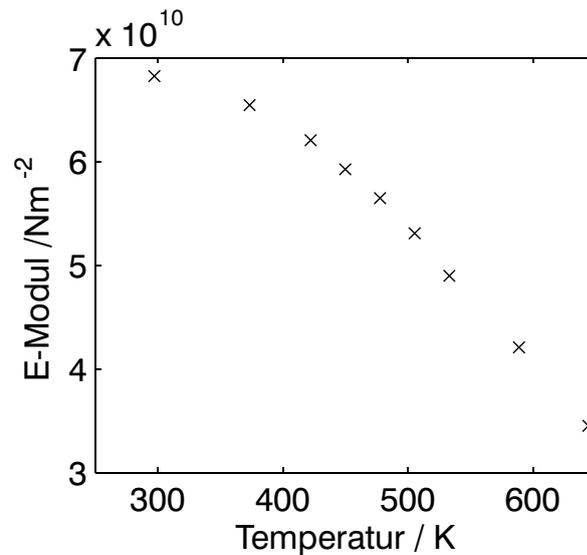
Abbildung 4.3 zeigt beispielhaft den Einfluss der Materialvorbehandlung auf das Ergebnis eines Zugversuches, der bei Raumtemperatur durchgeführt wurde. In diesem Fall erhöht der Prozess des Kaltwalzens die Dehngrenze bei Raumtemperatur. Der Einfluss der Temperatur des Materials während der Versuchsdurchführung auf die Ergebnisse eines Zugversuches wird in Abbildung 4.4 dargestellt. Proben einer Aluminiumlegierung werden bei unterschiedlichen Temperaturen belastet. Mit Hilfe solcher Versuche wird die Abhängigkeit der Dehngrenze von der Temperatur bestimmt, Abbildung 4.5 zeigt dies am Beispiel der Legierung Al5083, die u. a. im Raketebau verwendet wird [Uni07], für zwei verschiedene Materialvorbehandlungen mit den Bezeichnungen „-0“ und „-321“. Bei Al5083-0 handelt es sich um weichgeglühtes Material, Al5083-H321 wurde einer Kaltverfestigung unterzogen. Es ergibt sich eine deutliche Verringerung von  $R_{p0,2}$  mit ansteigender Temperatur. Mit Hilfe von Messdaten wie in Abbildung 4.5 wird der Temperaturverlauf von  $R_{p0,2}$  durch Näherungsfunktionen approximiert, wie es ebenfalls in der Abbildung 4.5 exemplarisch dargestellt ist. In diesem Fall führt der Ansatz einer Hocket-Sherby-Gleichung (vergleiche Bildunterschrift zu Abbildung 4.5) zu guten Ergebnissen. Die gefundene Näherung wird verwendet, um  $R_{p0,2}$  für eine beliebige Temperatur abschätzen zu können und damit einen Vergleich zu einer auftretenden Spannung an einem Punkt zu ermöglichen. Abbildung 4.5 macht zusätzlich deutlich, dass ab dem Überschreiten einer Übergangstemperatur, in diesem Fall ungefähr 500 K, der Einfluss der Vorbehandlung verschwindet und sich die Messpunkte der betrachteten Materialien unterschiedlicher Vorbehandlung stark annähern. Dieses Verhalten ist charakteristisch für die betrachteten Aluminiumlegierungen [Kau99, SNS02].



**Abbildung 4.4:** Spannungs-Dehnungs-Diagramme für Al5183 (AlMg4,5Mn0,4) bei verschiedenen Temperaturen. *Quelle:* nach [HMKK02].



**Abbildung 4.5:** Temperaturabhängigkeit der Dehngrenze von Al5083 (AlMg4,5Mn0,7) nach zwei verschiedenen Wärmebehandlungen. Messpunkte nach [Kau99], Näherung für Al5083-H321: Hocket-Sherby Gleichung  $R_{p0,2}(T) = b - (b - a) \cdot \exp(-c \cdot (T^d))$  mit  $a = 3,74 \cdot 10^6$ ;  $b = 2,26 \cdot 10^8$ ;  $c = 4,56 \cdot 10^{19}$ ;  $d = -7,34$ .



**Abbildung 4.6:** Temperaturabhängigkeit des E-Moduls von Aluminium Al 3004, Quelle: [Kau99]

Zur eigentlichen Berechnung der auftretenden Spannungen wird auf das Hookesche Gesetz und damit den E-Modul zurückgegriffen. Auch der E-Modul ist temperaturabhängig, wie beispielhaft am Verhalten für Al3004 in Abbildung 4.6 dargestellt ist. Im Unterschied zu  $R_{p0,2}$  verändert sich der E-Modul durch eine Materialvorbehandlung für die betrachteten Fälle nur unwesentlich [Kau99].

Im Allgemeinen können im Gegensatz zu dem linearen Zugversuch, auf den hier zur Verdeutlichung der Zusammenhänge zurückgegriffen wurde, neben den Zugkräften auch Druck- und Scherbelastungen auftreten. Auch diese Belastungen lassen sich im elastischen Fall mit linearen Gesetzen beschreiben, wenn die entsprechenden Proportionalitätskonstanten analog zum E-Modul bekannt sind. Die betrachteten technischen Legierungen sind in guter Näherung isotrop, das heißt der E-Modul ist nicht richtungsabhängig. Für isotrope Werkstoffe ist eine Berechnung der benötigten Konstanten unter Benutzung der Poisson-Zahl möglich, wie bei Dorfmueller beschrieben ist [DHSF98, S.386]. Die Poisson-Zahl  $\nu$  gibt das Verhältnis zwischen Quer- und Längskontraktion bei Zugbelastungen an. Sie ist für Aluminiumlegierungen bis zu Temperaturen von 700 K nahezu konstant, danach folgt ein scharfer Anstieg [UKR<sup>+</sup>98, BP70].

### 4.2.3 Berechnung von Spannungen und Verformungen bei dreidimensionalen Problemen

Zur Berechnung von Spannungen werden die Methoden der Kontinuumsmechanik benutzt, wie sie im Detail z. B. bei Schmutzer und Stephani beschrieben werden [Sch89b, SK95]. An dieser Stelle wird der Vollständigkeit halber eine kurze Einführung mit einer speziellen Ausrichtung auf das betrachtete Problem von laserbestrahlten Hohlzylindern gegeben.

Ein Teilgebiet der Kontinuumsmechanik ist die Betrachtung von deformierten Körpern. Dabei werden die Materialeigenschaften Dichte, E-Modul und Poissonzahl als kontinuierliche Funktionen für alle Raumpunkte des Körpers definiert. Der Zustand des Körpers zu einem Zeitpunkt  $t = t_0$  wird mit dem deformierten Zustand zu einem Zustand  $t = t_1$  verglichen. Jedem Raumpunkt  $\vec{r}(x,y,z)$  wird ein Verschiebungsvektor  $\vec{U}(x,y,z,t)$  zugeordnet, der beschreibt, wohin sich der Punkt zur Zeit  $t$  bewegt hat. Die neue Position ergibt sich zu

$$\vec{r}(x,y,z,t) = \vec{r}(t_0) + \vec{U}(t) \quad . \quad (4.4)$$

Ist der Ausgangszustand und das Verschiebungsfeld  $\vec{U}(x,y,z,t)$  für alle Raumpunkte bekannt, ist somit die deformierte Gestalt des Körpers eindeutig beschrieben. Die Koordinaten  $x,y,z$  bezeichnen dabei immer die Position des betrachteten Raumpunktes zur Zeit  $t = 0$ . Üblicherweise werden die Koordinaten des Verschiebungsvektors mit den Buchstaben  $u,v,w$  bezeichnet, wobei die Koordinaten die jeweilige Verschiebung in  $x$ ,  $y$ , und  $z$ -Richtung bezeichnen,

$$\vec{U}(x,y,z,t) = \begin{pmatrix} u(x,y,z,t) \\ v(x,y,z,t) \\ w(x,y,z,t) \end{pmatrix} \quad . \quad (4.5)$$

Mit Hilfe dieser Lagrange-Koordinaten lassen sich die Definitionen für Spannung und Dehnung des eindimensionalen Zugversuches auf drei Dimensionen verallgemeinern. Aus der eindimensionalen Dehnung  $\epsilon$  wird unter der Annahme von kleinen Verformungen, d. h. die Verformungen sind klein im Vergleich zu den Ausdehnungen des betrachteten Körpers, der Dehnungstensor  $\hat{\epsilon}$  [SK95, S. 201]

$$\hat{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad \text{mit} \quad \begin{matrix} \epsilon_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x} \\ \epsilon_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y} \\ \epsilon_{zz} = \frac{\partial w}{\partial z} \end{matrix} \quad \text{und} \quad \begin{matrix} \epsilon_{xy} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \epsilon_{yz} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ \epsilon_{xz} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \end{matrix} \quad . \quad (4.6)$$

Die Diagonalelemente des Tensors repräsentieren Dehnungen oder Stauchungen, die Einträge mit gemischten Indizes entsprechen Scherwinkeln, wobei der Tensor symmetrisch und damit z. B.  $\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx}$  gilt. Analog wird ein Spannungstensor  $\hat{\sigma}$  definiert, dessen Einträge aus Normalspannungen und Scherspannungen bestehen. Eine Hauptachsentransformation überführt beide Tensoren in eine Form  $\sigma'$  und  $\epsilon'$ , die nur noch Diagonalelemente besitzt [Sch89b]. Dies entspricht einer Drehung des Bezugssystems mit dem Resultat, dass keine Scherwinkel und Scherspannungen mehr auftreten, sondern nur noch Verformungen und Spannungen in Richtung der Achsen des neuen Hauptachsenkoordinatensystems. Die Diagonalelemente der Tensoren  $\sigma'$  und  $\epsilon'$  werden durchnummeriert und als Hauptspannungen bzw. Hauptverformungen bezeichnet. Dabei sind per Definition die erste Hauptspannung  $\sigma_1$  und die erste Hauptverformung <sup>2</sup>  $\epsilon_1$  jeweils die größten auftretenden Spannungen bzw. Verformungen,

$$\hat{\sigma}' = \begin{bmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{bmatrix} \quad \hat{\epsilon}' = \begin{bmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{bmatrix} \quad . \quad (4.7)$$

Zur Berechnung dieser Spannungen wird eine erweiterte Form des Hookeschen Gesetzes benutzt,

$$\hat{\sigma} = \hat{E} \cdot \hat{\epsilon} \quad . \quad (4.8)$$

Die Tensoren  $\sigma$  und  $\epsilon$  sind über den Elastizitätstensor  $\hat{E}$  miteinander verknüpft.  $\hat{E}$  ist im allgemeinen Fall ein Tensor mit bis zu 21 unabhängigen Einträgen, für die betrachteten isotropen Werkstoffe lässt er sich vollständig mit dem E-Modul und der Poisson-Zahl bestimmen [COM07d, DHSF98]. Gleichung 4.8 wird für den betrachteten Fall einer Erwärmung zusätzlich um den Einfluss der thermischen Verformung erweitert, es ergibt sich [COM07d, KZDW00]

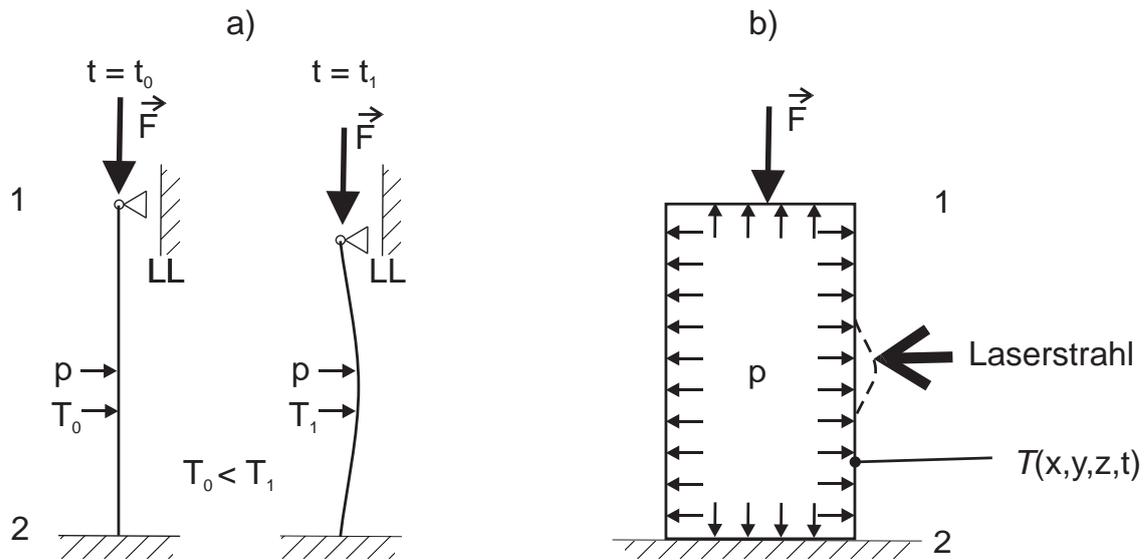
$$\hat{\sigma} = \hat{E} \cdot (\hat{\epsilon} - \hat{\epsilon}_{\text{therm}}) \quad \text{mit} \quad \hat{\epsilon}_{\text{therm}} = \hat{\alpha}(T - T_0) \quad . \quad (4.9)$$

Dabei lässt sich der Materialtensor  $\hat{\alpha}$  wiederum auf den thermischen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha_L$  zurückführen, da isotrope Werkstoffe betrachtet werden. Den Temperaturunterschied zwischen Ausgangstemperatur  $T_0$  und der Temperatur  $T$  zum Zeitpunkt  $t$  liefert das thermische Modell.

Mit Gleichung 4.9 ist das Verhalten im Inneren des Materials bestimmt. Zur Lösung des Gesamtproblems werden innere und äußere Kräfte in jedem Punkt des Objektes bilanziert. Es gilt unter Anwendung der Summenkonvention [SK95, S. 214]

$$-\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \frac{F_i}{\text{Vol.}} + \rho \frac{d^2 U_i}{dt^2} \quad . \quad (4.10)$$

<sup>2</sup>In der Literatur wird  $\epsilon_1$  auch die erste Hauptdilatation genannt.



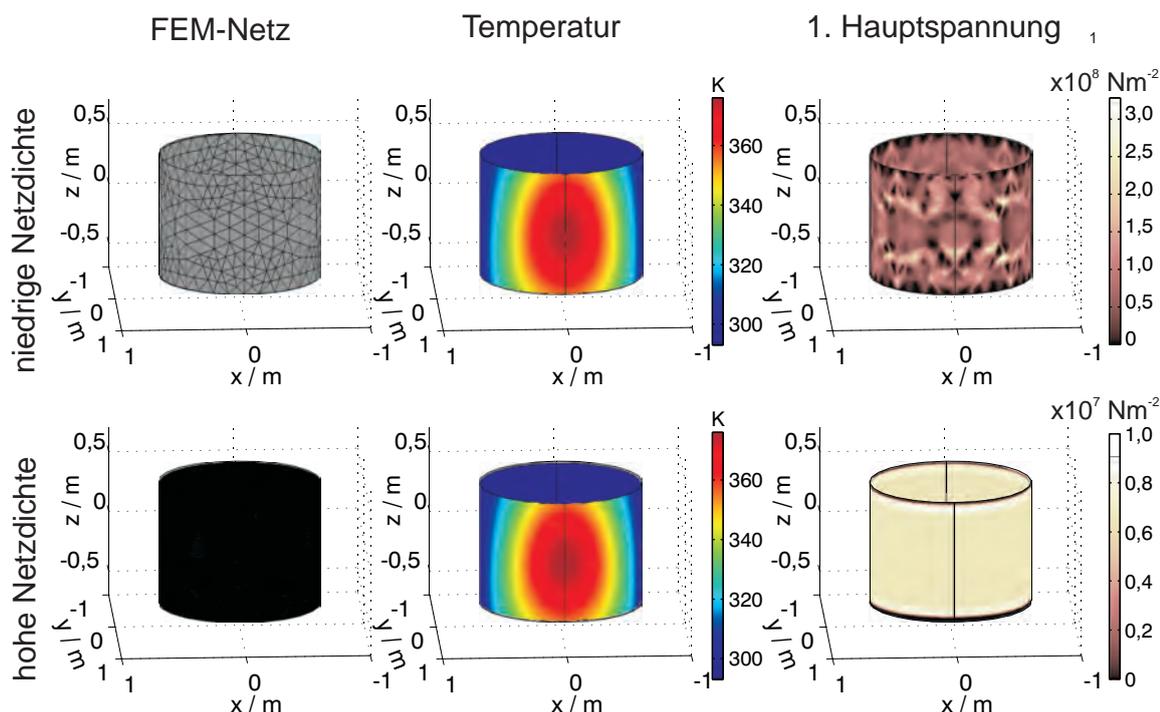
**Abbildung 4.7:** Mechanischer Freischnitt (a) und Querschnittsskizze (b) des belasteten Hohlzylinders. Die Bezeichnung „LL“ steht für Loslager.

Dabei ist  $\rho$  die Dichte im betrachteten Element. Multipliziert man diese mit der zweiten zeitlichen Ableitung der Verschiebung  $\vec{U}$  ergibt sich der Trägheitsterm. Dieser tritt nur bei zeitabhängigen Betrachtungen auf, bei stationären Problemen entfällt dieser Term und es gilt, dass bei Integration über den ganzen Körper die äußeren Kräfte  $\vec{F}_{\text{ausßen}}$  mit den inneren Kräften im Gleichgewicht stehen, die hier als Divergenz der Spannung im Element notiert sind. Eine analytische Lösung erfolgt durch eine Integration von Gleichung 4.10 über das gesamte Körpervolumen. Im Rahmen der FEM wird über alle Elemente summiert. Die Aufteilung in unter Umständen makroskopische Elemente erfordert zusätzlich zum Verschiebungsvektor  $\vec{U}$  noch eine Berücksichtigung der Drehung der Elemente im Raum [COM07d]. Weitere Details zur mathematischen Behandlung finden sich in der Fachliteratur zur FEM [ZT00].

#### 4.2.4 Erweiterung des Finite Elemente Modells

Zur Berechnung der Spannungen wird die in Abschnitt 3.3.4 vorgestellte Methodik um einen mechanischen Anteil erweitert. Abbildung 4.7 zeigt einen Freischnitt des modellierten mechanischen Problems.<sup>3</sup> Der untere Rand des Hohlzylinders wird als Festlager modelliert, der obere Rand als Loslager in der Angriffsrichtung der Kraft  $\vec{F}$ . Zwischen den Zeitpunkten  $t = t_0$  und  $t = t_1$  erhöht sich die Temperatur und damit entsteht sowohl eine thermische Ausdehnung als auch eine Veränderung der Materialkonstanten.

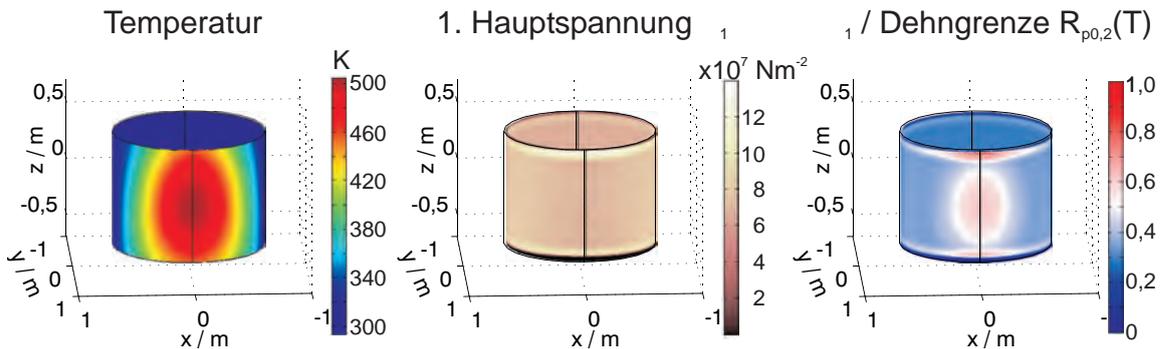
<sup>3</sup>Eine Begründung für diese Idealisierung findet sich bei der Beschreibung des Fallbeispiels in Abschnitt 6.2.2.2.



**Abbildung 4.8:** Einfluss der Netzqualität auf die Spannungsberechnung. *Oben:* niedrige Netzqualität bei 400 Elementen, *unten:* hohe Netzqualität mit 100.000 Elementen. *Hinweis:* Die Farbskalen für die erste Hauptspannung sind oben und unten nicht identisch.

Im Prinzip besteht zusätzlich eine Rückkopplung aus dem mechanischen in den thermischen Modellteil. So ändert sich bei Verformungen die effektive Intensität durch den geänderten Einfallswinkel, außerdem führen Verformungen zu einer zusätzlichen Temperaturerhöhung im Material. Im betrachteten elastischen Bereich entstehen durch die geringen Verformungen im Bereich von Promille der geometrischen Abmessungen des Zylinders (vgl. Abbildung 4.4) keine nennenswerten Änderungen des Einfallswinkels. Der Einfluss der Verformungsenergie führt typischerweise zu Temperaturunterschieden im Bereich unter einem Prozent [JDDW99]. Beide Effekte werden aufgrund der geringen Auswirkungen vernachlässigt.

Die Berechnungen erfolgen wiederum im Membranenmodell. Die Bestimmung der notwendigen Netzdichten für die Berechnung folgt dem in Abschnitt 3.3.4 vorgestellten Prinzip. Dabei gibt es aber sechs zusätzliche Freiheitsgrade und es werden deutlich höhere Netzdichten als beim thermischen Modell benötigt, um zu plausiblen Ergebnissen zu kommen. Abbildung 4.8 stellt diesen Zusammenhang dar. Die berechneten Maximaltemperaturen unterscheiden sich dabei zwischen den Modellen nur absolut um 4 K, während sich die maximal berechneten Hauptspannungen um fast einen Faktor 4 unterscheiden und die Struktur des zugrundeliegenden FEM-Netzes beim



**Abbildung 4.9:** Vergleich von Temperaturverteilung sowie absoluter und relativer Spannung. Es wird ein Ergebnis aus dem Fallbeispiel gezeigt, die Eingangsdaten finden sich in Abbildung 6.1. Weitere Parameter: Zeitschritt  $t = 66$  s,  $t_{\text{opt}} = 60$  s, Anfangstemperatur  $T_0 = 293$  K.

Modell mit niedriger Netzqualität deutlich sichtbar bleibt. Dies ist ein numerischer Fehler, da die Problembeschreibung diese Strukturen nicht enthält. Die Berechnungen erfolgen deshalb unter Verwendung von hohen Netzdichten. Da dies je nach Modell einen Speicherbedarf von bis zu 20 GB nach sich zieht, wurden die Berechnungen auf einem Parallelprozessorsystem mit gleichzeitiger Benutzung von bis zu 16 Prozessoren durchgeführt. Trotzdem ergeben sich z. B. Rechenzeiten von mehreren Stunden für die Berechnung des in Kapitel 6 vorgestellten Fallbeispiels zur Raketenabwehr.

Abbildung 4.9 zeigt einen Zeitschritt aus diesem Fallbeispiel, die Eingangsdaten finden sich in Abschnitt 6.2.2.1. Links ist die berechnete Temperaturverteilung dargestellt. Dabei werden die oberen und unteren Ränder des Zylinders als thermisch isoliert betrachtet, um abzubilden, dass bei dem Beispiel nur ein Ausschnitt aus einem größeren Zylinder betrachtet wird und sich der Einflussbereich des Strahls über den betrachteten Abschnitt hinausbewegt.<sup>4</sup> In der Mitte sieht man die resultierende Verteilung der ersten Hauptspannung. Rechts ist der Quotient zwischen erster Hauptspannung und der temperaturabhängigen Dehngrenze  $R_{p0,2}(T)$  dargestellt. Steigt dieser Wert auf Werte größer eins, ist die Dehngrenze des Materials erreicht. Die Ergebnisse der in den Abbildungen 4.8 und 4.9 dargestellten Berechnungen entsprechen qualitativ den Erwartungen. Maximale Spannungen treten im Bereich der Einspannungen auf und räumliche Symmetrien in der Problembeschreibung bleiben in der Lösung erhalten.

<sup>4</sup>Betrachtet man einen Punkt auf dem Rand innerhalb des berechneten Gebietes, befindet sich in direkter Nachbarschaft des Punktes außerhalb des berechneten Gebietes ein Punkt mit nahezu identischer Temperatur. Es tritt keine Wärmeleitung auf, das entspricht thermischer Isolierung.

Eine quantitative Prüfung der Zahlenwerte erfolgt mit den im nächsten Abschnitt beschriebenen skalierten Experimenten. Die grundsätzliche Anwendbarkeit der FEM für ein ähnliches Problem haben bereits Ji et al. gezeigt [JDDW99].

## 4.3 Experimentelle Validierung des Modellierungsansatzes

### 4.3.1 Übersicht über die durchgeführten Versuchsreihen

Für die Experimente zur quantitativen Validierung des Modellierungsansatzes werden die in Abschnitt 3.4.3 beschriebenen Versuche mit Aluminiumhohlzylindern um eine zeitabhängige Formmessung erweitert. Die durch die FEM berechnete zeitlich veränderliche Gestalt der Zylinderoberfläche wird mit den Messwerten verglichen. Die Experimente verwenden einen Zylinderinnendruck, der dem im Fallbeispiel in Kapitel 6 verwendeten Wert entspricht. Überlegungen zur Vergleichbarkeit zwischen dem Experiment und der Situation im Fallbeispiel finden sich in der Versuchsbeschreibung in Abschnitt 3.4.3 und in der Bewertung der Grenzen des im Fallbeispiel verwendeten Modellierungsansatzes in Abschnitt 6.2.4.

Die durchgeführten Experimente gliedern sich in zwei Versuchsteile. Im ersten Versuchsteil wird die Formänderung nur in der Nähe des Punktes maximaler Laserintensität gemessen. Dies dient einer ersten Prüfung der Modellierung. Die Messung wird im zweiten Versuchsteil mit einem veränderten Aufbau auf einen Zylinderabschnitt ausgedehnt.

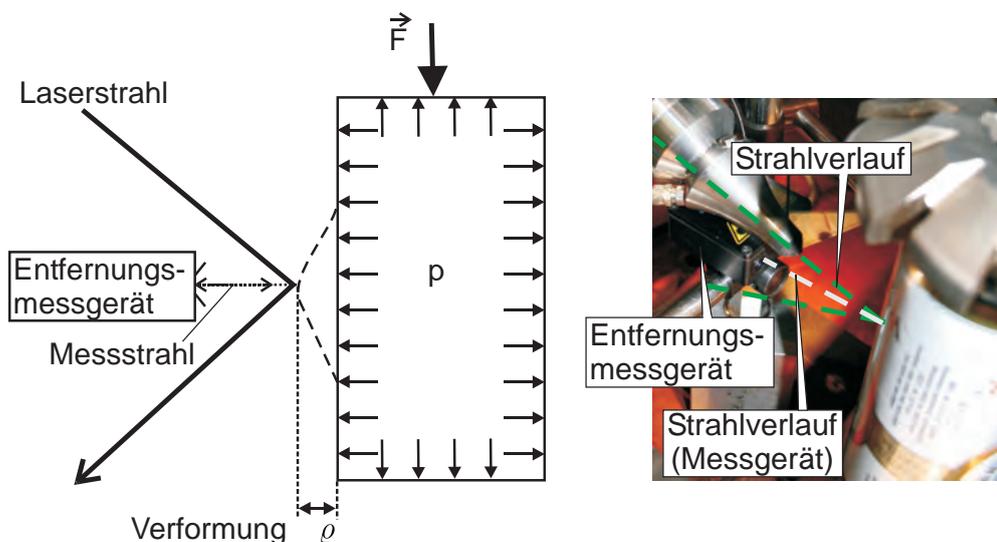
### 4.3.2 Punktuelle Verformungsmessung

#### 4.3.2.1 Aufbau

Für die punktuellen Verformungsmessungen im Intensitätsmaximum des Strahls auf der Probenoberfläche wird der in Abbildung 4.10 dargestellte Aufbau verwendet. Dieser wurde im Rahmen dieser Arbeit konzipiert und in Betrieb genommen. Der Versuchsaufbau beruht auf Ausstattungsgegenständen verschiedener Institute der TU Hamburg-Harburg und der Universität Hamburg, die zu diesem Zweck am Institut für Laser- und Anlagensystemtechnik zusammengeführt wurden.<sup>5</sup>

---

<sup>5</sup>Es handelt sich in diesem Fall um das Institut für Laser- und Anlagensystemtechnik (iLAS), das Institut für Werkzeugmaschinen, Roboter und Montageanlagen und das Institut für Experimentalphysik.



**Abbildung 4.10:** Aufbau zur punktuellen Verformungsmessung im Intensitätsmaximum. Die Ausprägung der Verformung ist zur Verdeutlichung überzeichnet dargestellt.

Als Probekörper werden lackierte<sup>6</sup> Aluminiumhohlzylinder mit einem Durchmesser von 66 mm und einer Wandstärke von 0,1 mm aus dem Material Al3104-H18 benutzt. Auf diese wird eine Kraft von  $(13 \pm 0,1)$  N durch eine Referenzmasse aufgebracht. Der Druck wird über ein Manometer auf  $(2 \pm 0,1)$  bar eingestellt. Die Hohlzylinder werden mit einem Laserstrahl mit einem Durchmesser von 1 cm und einem Einfallswinkel von  $(20 \pm 1)$  Grad bei verschiedenen Leistungen für 20 s bestrahlt. Dabei werden dieselbe Laserstrahlquelle und die gleiche Methode zur Festlegung des Strahldurchmessers benutzt wie in Abschnitt 3.4.2.2. Die Steuerung der Bestrahlungsdauer erfolgt über die interne Steuerung des Lasers, die mit Taktraten im MHz-Bereich arbeitet.

Während der Bestrahlung wird die relative Verformung  $\Delta\rho$  des Zylinders gemessen. Dazu wird ein gepulstes Laserentfernungsmessgerät<sup>7</sup> verwendet. Die Winkelausrichtung des Messgerätes zur Zylinderoberfläche erfolgt mit Hilfe des von der Oberfläche reflektierten Messstrahles. Der zur Erwärmung des Zylinders benutzte Laser besitzt einen dem eigentlichen Bearbeitungsstrahl überlagerten, Justierlaser mit einer Wellenlänge im sichtbaren Bereich. Zur Positionierung werden das Zentrum des Abbildes des Justierlasers mit dem des Messstrahls auf der Zylinderoberfläche zur Deckung gebracht.

<sup>6</sup>Die Zylinder sind hier sowohl innen als auch außen lackiert. Genauere Informationen finden sich bei [Bal06]. Bei den im Abschnitt 4.3.3 beschriebenen flächigen Verformungsmessungen liegt nur eine Außenlackierung vor.

<sup>7</sup>Es wird ein Laserentfernungsmessgerät der Firma MEL Mikroelektronik GmbH/Eching vom Typ M5L/20-10B24NK benutzt. Der Messpunkt hat einen Durchmesser von 0,9 mm, das verwendete Abtastintervall beträgt 50 ms.

Damit ergibt sich eine Positioniergenauigkeit der Messung zum Intensitätsmaximum auf der Oberfläche des Zylinders von  $\pm 2$  mm.

Der Temperaturverlauf im Zylinder wird in diesem Versuchsteil berechnet und nicht gesondert gemessen. Die Bestimmung des Absorptionsgrades der lackierten Zylinder erfolgt mit der in Abschnitt 3.4.2.3 beschriebenen indirekten Methode zu  $11 \pm 2$  Prozent. Dazu wird im Rahmen von Vorversuchen die Temperatur im Maximum von der Rückseite der bestrahlten Oberfläche mit Hilfe eines Thermoelements bei verschiedenen Strahlparametern aufgenommen.

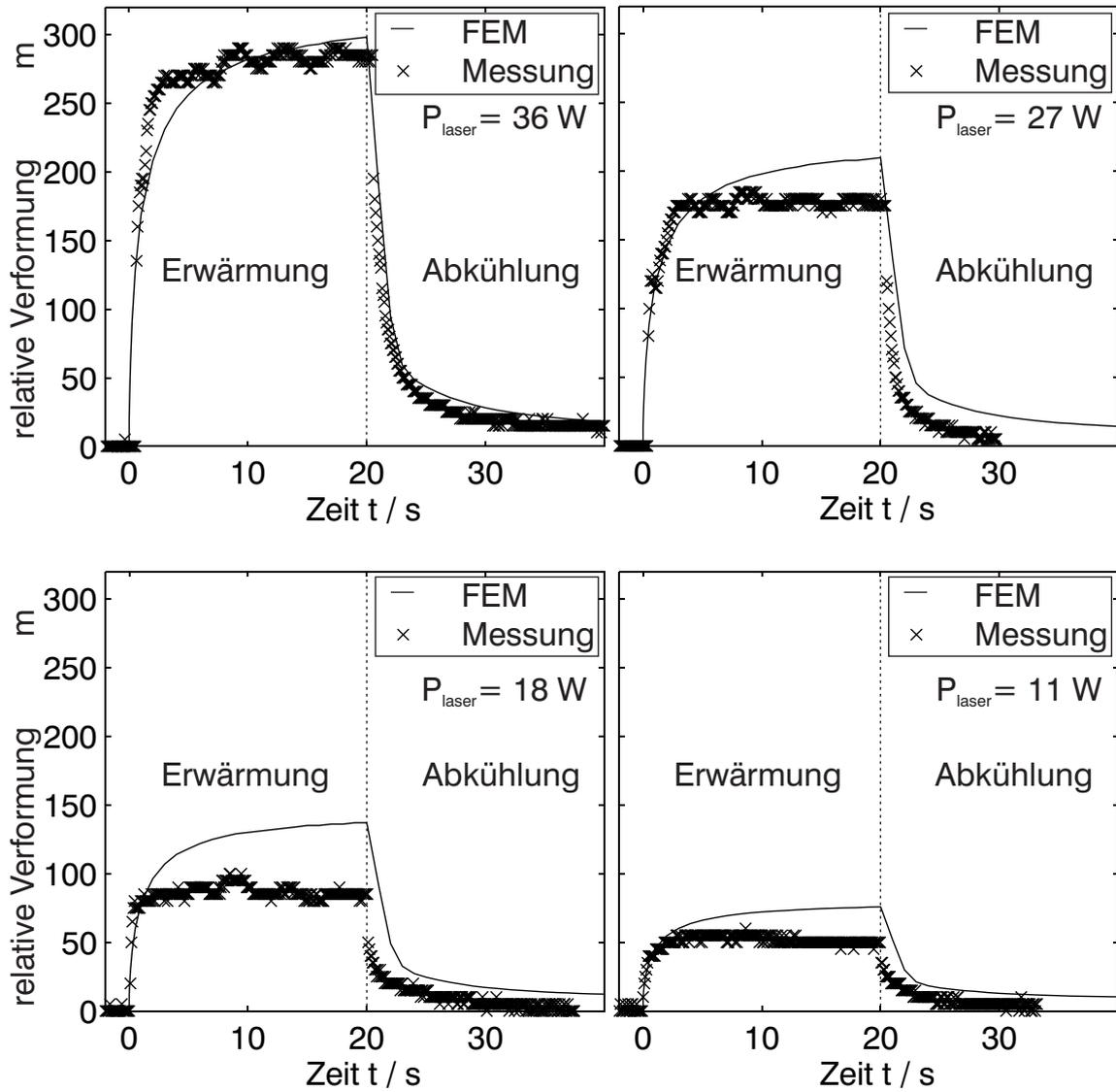
#### 4.3.2.2 Durchführung und Auswertung

Die eingestrahlten Laserleistungen werden zwischen  $(11 \pm 5)$  W und  $(36 \pm 5)$  W variiert. Dieser Leistungsbereich ergibt sich, um bei dem Strahldurchmesser von 1 cm die Probe mit einer Wandstärke von 0,1 mm nicht aufzuschmelzen. Es wird die relative Verformung  $\Delta \varrho$  nach Abbildung 4.10 sowohl für die Erwärmung als auch für den Abkühlvorgang im Punkt maximaler Laserintensität aufgenommen. Die gemessene relative Verformung wird mit den Vorhersagen eines dreidimensionalen FE Modelles zu der relativen Verformung in diesem Punkt verglichen. Das in diesem Versuchsteil verwendete Modell beschränkt sich dabei auf den eigentlichen Zylinder ohne die oberen und unteren Randbereiche, die im mechanischen Modell als Fest- bzw. Loslager nach Abbildung 4.7 modelliert werden und im thermischen Modell als thermisch isoliert idealisiert sind. Dieses Vorgehen ist gerechtfertigt, da im Vergleich zur Zylinderhöhe von 16 cm ein kleiner Strahldurchmesser von 1 cm auftritt. Die verwendeten thermophysikalischen Materialparameter finden sich in Anhang A.2.1, die Parameter für das mechanische Modell sind in Anhang A.3.1 aufgeführt.

#### 4.3.2.3 Ergebnisse

Die Diagramme in Abbildung 4.11 zeigen den Vergleich zwischen Modellergebnis und Messergebnis. Qualitativ ist bei allen Versuchen eine gute Übereinstimmung zwischen Modell und Messung festzustellen. Beim Abkühlvorgang wird eine deutliche Zurückbildung der Verformung auf Werte in der Nähe des Ausgangswertes beobachtet. Die Versuche finden also in guter Näherung im elastischen Bereich statt. Die beim Messsignal auftretende Welligkeit ist auf Quantisierungsfehler bei der Digitalisierung zurückzuführen.

Für den Versuch mit 36 W Laserausgangsleistung besteht eine gute quantitative Übereinstimmung. Die Abweichungen bei den Versuchen mit geringerer Leistung sind mit Abweichungen zwischen der realen und modellierten Temperaturverteilung zu erklären.



**Abbildung 4.11:** Ergebnisse der punktuellen Verformungsmessung. Die Strahldurchmesser betragen jeweils 1 cm, die Ausgangsleistung wird variiert.

So wurden bei dem Versuchteil mit 11 W relative Schwankungen der Ausgangsleistung des Lasers von bis zu 50% gemessen.<sup>8</sup> Damit ist das untersuchte Modell im Rahmen der Messgenauigkeit im Punkt maximaler Laserintensität validiert.

Allerdings sind weder die genaue Ausrichtung des Messpunktes, noch der reale Temperaturverlauf mit hoher Genauigkeit bestimmt. Auch wäre eine Überprüfung des Modells an weiteren Punkten wünschenswert. Dies ist mit diesem Versuchsaufbau nicht praktikabel. Die definierte Positionierung des Messstrahles auf Punkte außerhalb des Intensitätsmaximums auf der gekrümmten Zylinderoberfläche würde eine definierte Ausrichtung von Messgerät, Laserstrahl und Probekörper in allen translatorischen und rotatorischen Freiheitsgeraden erfordern, die mit diesem Aufbau nicht durchzuführen ist. Aus diesem Grund wurde ein erweiterter Messaufbau verwendet, der auf dem aus Abschnitt 3.4.3 bekannten aufbaut.

### 4.3.3 Flächige Verformungsmessungen

#### 4.3.3.1 Aufbau

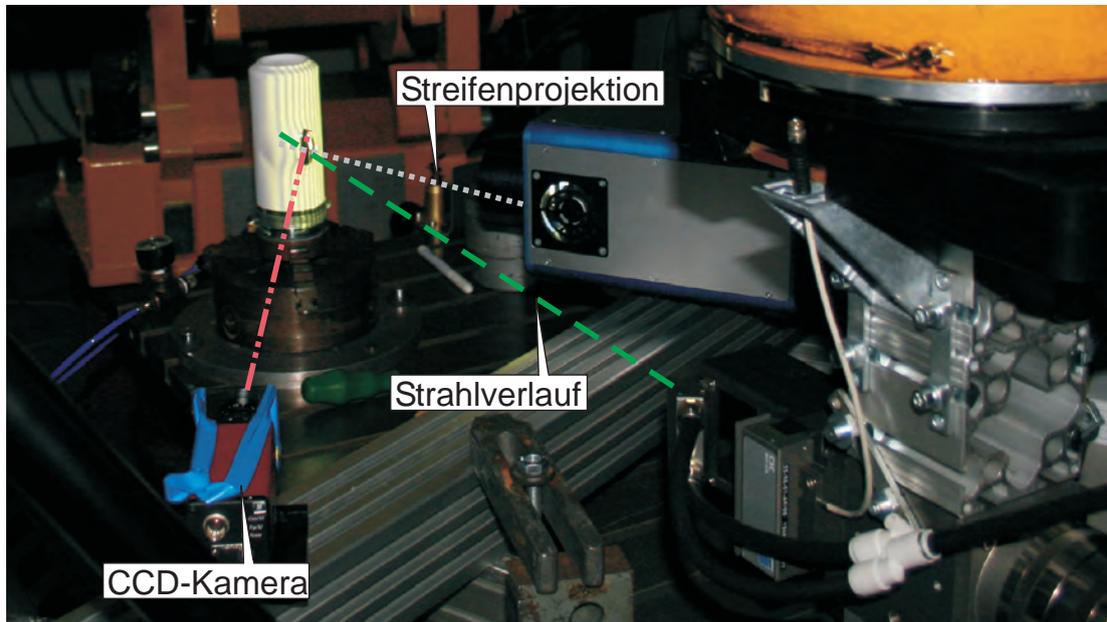
Ziel der im Folgenden beschriebenen Versuche ist die Messung der zeitlichen Entwicklung der Verformung eines mit Druck beaufschlagten Hohlzylinders unter Laserbestrahlung. Gleichzeitig wird die Temperatur unter Verwendung einer Wärmebildkamera gemessen. Zu diesem Zweck wird der in Abschnitt 3.4.3 beschriebene Versuchsaufbau zur Temperaturmessung (vgl. Abb. 3.23 auf Seite 94) um die Möglichkeit einer Verformungsmessung mit Hilfe einer Mimik zur Streifenprojektion erweitert, wie in Abbildung 4.12 a) und b) skizziert. Es werden die gleichen Probekörper und dieselbe Halterung verwendet (siehe Tabelle 3.6 auf Seite 93). Die Verformungsmessung erfolgt mit Hilfe der inversen Projektion, einer speziellen Variante eines Streifenprojektionsverfahrens. Dazu werden eine Messmethode und Messgeräte verwendet, die im Bremer Institut für angewandte Strahltechnik (BIAS) entwickelt wurden. Die Konzeption des Gesamtaufbaus entstand im Rahmen der vorliegenden Arbeit, zur Durchführung wurde die Ausstattung des BIAS genutzt. Die Inbetriebnahme des Aufbaus geschah in Zusammenarbeit mit Mitarbeitern des BIAS. Für Detailinformationen zur benutzten Variante der Streifenprojektion und dem mathematischen Hintergrund siehe die Veröffentlichungen von Bothe, Li, von Kopylow et al. [BLKJ03, LBK<sup>+</sup>03, LBOK04].

Die Messung von Verformungen durch inverse Projektion erfolgt durch Anpassung eines Streifenmusters an eine Referenzfläche. Abbildung 4.12 c) (links) zeigt die unverformte Zylinderoberfläche, die mit einem angepassten Bild beleuchtet wird, sodass sich auf der gekrümmten Zylinderoberfläche ein Muster aus parallelen Streifen ausbildet.

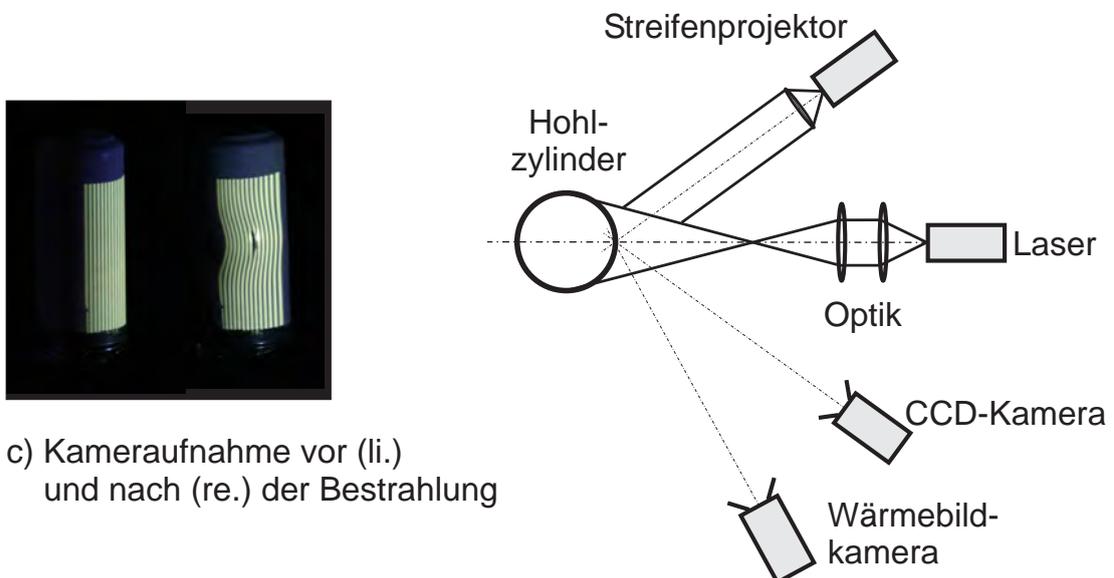
---

<sup>8</sup>Zur Verdeutlichung des Einflusses der Leistung auf die gemessene Verformung wird diese Messung trotz dieser großen Unsicherheit dargestellt.

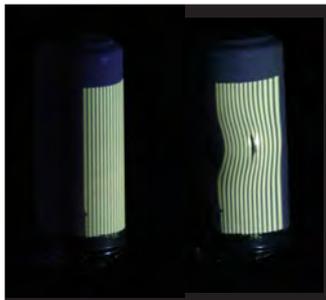
## a) Versuchsaufbau



## b) schematische Darstellung in der Draufsicht



## c) Kameraaufnahme vor (li.) und nach (re.) der Bestrahlung



**Abbildung 4.12:** Messaufbau zur zeitabhängigen räumlichen Form- und Temperaturmessung.

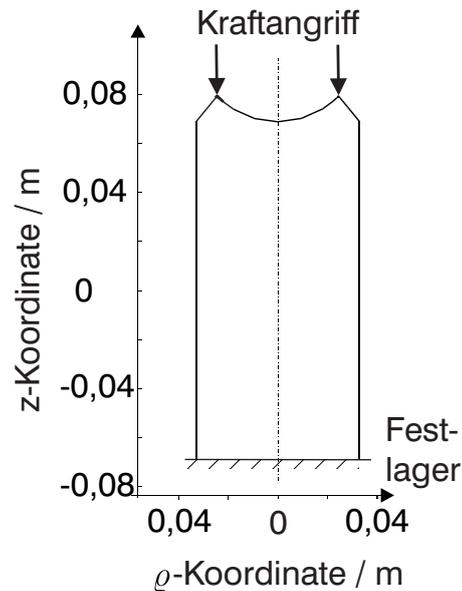
Auftretende Verformungen lassen sich über die Veränderungen des Musters identifizieren (siehe Abbildung 4.12 rechts). Das Streifenmuster wird mittels eines Videoprojektors auf den Zylinder projiziert und durch eine CCD-Kamera aufgenommen. Aus den Änderungen des Musters bei einer Deformation des Zylinders wird im Messbereich mittels einer angepassten Auswertesoftware die veränderte Lage der verformten Oberfläche im Raum berechnet. Der verwendete Aufbau erlaubt eine Zeitauflösung der Messungen von 1,5 s und führt zu einer Messgenauigkeit in jeder Raumrichtung von typischerweise  $\pm 0,1$  mm, wie im Folgenden erläutert. Damit wird die örtliche Auflösung

#### 4.3.3.2 Durchführung und Auswertung

Es wurden Versuche mit Laserleistungen zwischen 100 W und 300 W und Strahldurchmessern zwischen 1 cm und 5 cm durchgeführt. Die Bestrahlungsdauer betrug üblicherweise 40 s. Die Auswertung hat als Ziel, die Vorhersagen der FE Modelle mit den Messdaten zu vergleichen.

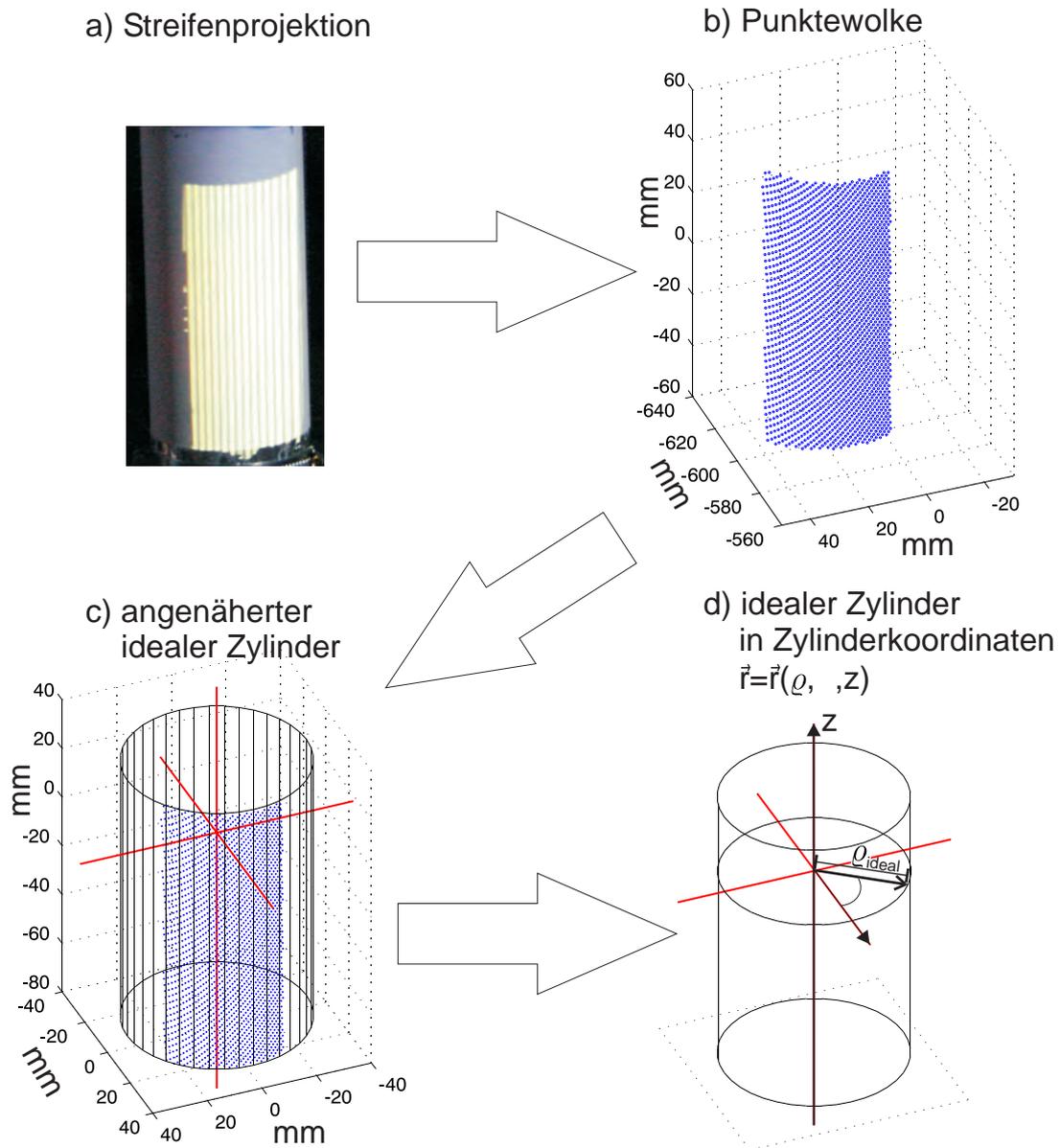
Das verwendete **FE Modell** in diesem Versuchsteil bildet den gesamten Hohlzylinder ab, inklusive des gewölbten oberen Bereichs. Wie in Abbildung 4.13 dargestellt, sind die Randbedingungen des mechanischen Modells die Festlagerung unten (negative  $z$ -Koordinate) und der Krafteintrag oben. Für den thermischen Modellteil wird zur Modellierung der massiven Halterung des Zylinders eine konstante Temperatur an der Position der Festlagerung angenommen. Ansonsten ist die Wärmeleitung nicht beschränkt. Das Temperaturfeld wird wie in Kapitel 3 beschrieben berechnet. Das Intensitätsmaximum liegt bei  $z = 0$ . Die verwendeten Materialparameter für den mechanischen Modellteil finden sich im Anhang A.3.1.1, die thermophysikalischen Daten sind in Anhang A.2.1 angegeben. Dabei werden die Resultate des thermischen Modellteils mit der Messung der Wärmebildkamera verglichen und das im Modell verwendete Absorptionsvermögen zur Berechnung der Temperatur an die Messdaten angepasst.

Die Streifenprojektion beschreibt im Messbereich die Oberfläche zum Zeitpunkt  $t$  in der Form einer Liste von Punkten im Raum. Zeichnet man alle diese Punkte in ein Diagramm, ergibt sich ein Abbild der Oberfläche, siehe Abbildung 4.14 b). Man spricht von sogenannten Punktwolken. Die **Auswertung der Punktwolken** erfolgt in mehreren Schritten mit selbstentwickelten Matlab-Routinen. Schließlich wird ein Vergleich mit den Vorhersagen des FE Modells durchgeführt. Im Folgenden werden die einzelnen Schritte erläutert.

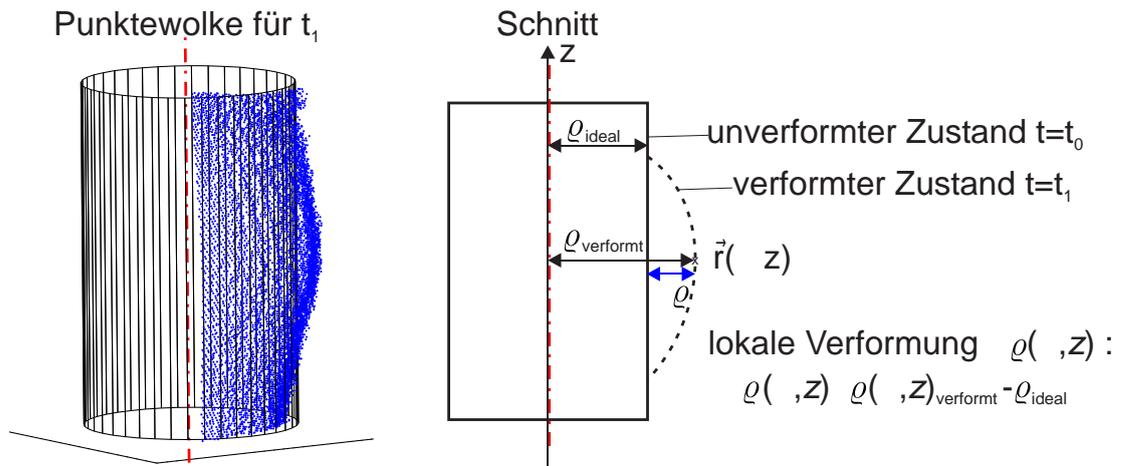


**Abbildung 4.13:** Schnitt durch den geometrischen Grundriss des FE Modells zur Verformungsmessung von Hohlzylindern.

**1) Bestimmung des Referenzkoordinatensystems eines idealen, unverformten Zylinders** Die Punktwolken sind, wenn sie vom Messgerät ausgegeben werden, im Koordinatensystem des Messgerätes referenziert. Der betrachtete Hohlzylinder kann beliebig in diesem Messgerätekoordinatensystem ausgerichtet sein. Zum Vergleich der Messung mit den Ergebnissen der FEM werden diese Daten in ein Referenzkoordinatensystem transformiert. Als Referenzkoordinatensystem wird ein Zylinderkoordinatensystem gewählt, das am unverformten Zylinder zu Beginn der Laserbestrahlung ausgerichtet ist. Zur Bestimmung von Position und Ausrichtung dieses Referenzsystems wird eine ideale Zylinderfläche in die Punktwolke der Messung für den unverformten Zylinder zum Zeitpunkt  $t = t_0$  gelegt. Die Ausrichtung der Achse und der Radius  $\rho_{\text{ideal}}$  dieses idealen Referenzzylinders werden mittels der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt. Abbildung 4.14 c) zeigt das Ergebnis einer solchen Näherung. Das Ergebnis bestimmt das Referenzkoordinatensystem. Dadurch wird eine Koordinatentransformation definiert, die die Messdaten aus dem Messgerätekoordinatensystem in das Referenzkoordinatensystem zum Zeitpunkt  $t = 0$  überführt. Für die Transformation wird die Methode der homogenen Koordinatentransformation benutzt. Für Details zu homogenen Transformationen vergleiche zum Beispiel Wollnack [Wol01]. Das berechnete Referenzkoordinatensystem und die zugehörige Transformation werden für alle Messungen eines Bestrahlungsvorganges verwendet. Ein Wechsel des Probekörpers macht eine neue Referenzmessung erforderlich.



**Abbildung 4.14:** Bestimmung des Referenzkoordinatensystems eines idealen, unverformten Zylinders zur Auswertung der Messdaten der Verformungsversuche.



**Abbildung 4.15:** Bestimmung der Verformung des Zylinders durch Vergleich mit dem Referenzzylinder.

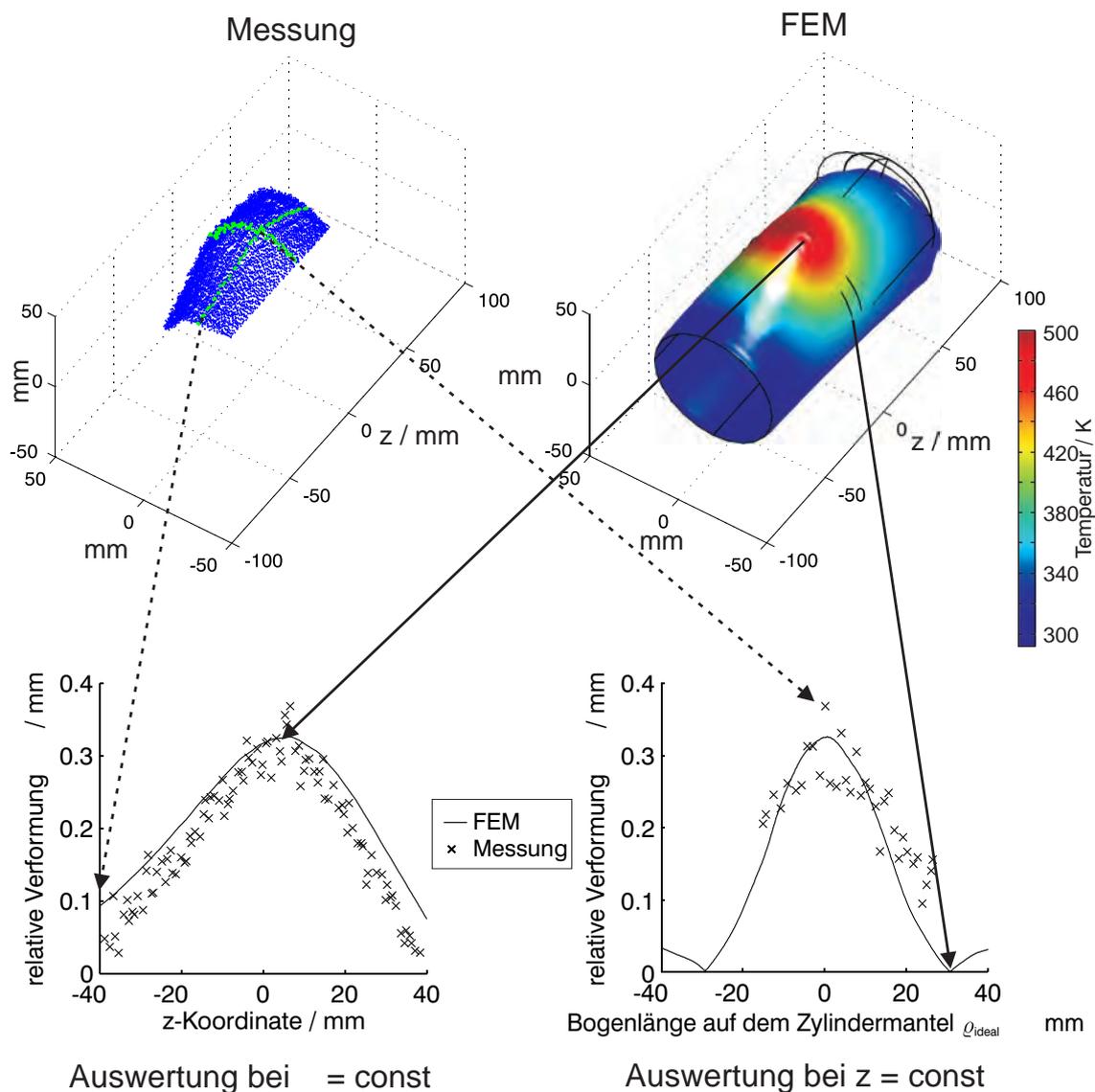
**2) Bestimmung der Verformung des Zylinders durch Vergleich mit dem Referenzzylinder** Zur Bestimmung der relativen Formänderungen werden die Radialkoordinaten  $\varrho_{\text{verformt}}$  (vgl. Abb. 4.15) der Messpunkte  $\vec{r}(\varphi, z)$  mit dem im ersten Schritt bestimmten idealen Zylinderradius  $\varrho_{\text{ideal}}$  verglichen. Die relative Verformung ergibt sich zu

$$\Delta\varrho(\varphi, z) = \varrho_{\text{verformt}}(\varphi, z) - \varrho_{\text{ideal}} \quad (4.11)$$

Es ergeben sich für jeden Zeitschritt  $t > t_0$  während der Bestrahlung die relativen Abweichungen  $\Delta\varrho(\varphi, z)$  der Messpunkte, die mit der FEM verglichen werden.

**3) Vergleich zwischen FEM und Messung** Zum Vergleich zwischen FEM und Messung werden jeweils die Abweichungen  $\Delta\varrho(\varphi, z)$  aus Modell und Messung zu einem bestimmten Zeitschritt miteinander verglichen. Dazu werden die entsprechenden Komponenten des mit der FEM berechneten Verschiebungsvektors  $\vec{U}(x, y, z)$  in ein lokales  $\Delta\varrho_{\text{FEM}}(\varphi, z)$  umgerechnet.

Zur Referenzierung der Koordinatensysteme von Messung und FEM wird der Punkt maximaler Verformung verwendet. Die beiden Koordinatensysteme werden an diesem Maximum übereinandergelegt. Dies ist gerechtfertigt, da die Modellierung für diesen Punkt in Abschnitt 4.3.2 bereits validiert wurde. Die Bewertung der Übereinstimmung zwischen Modell und Messung erfolgt jeweils auf einer Linie mit konstanter Winkelkoordinate  $\varphi$  parallel zur Zylinderachse und auf einer weiteren Linie mit konstanter  $z$ -Koordinate jeweils auf dem Zylindermantel. Beide Linien laufen durch das Maximum der Verformung, wie in Abbildung 4.16 eingezeichnet.



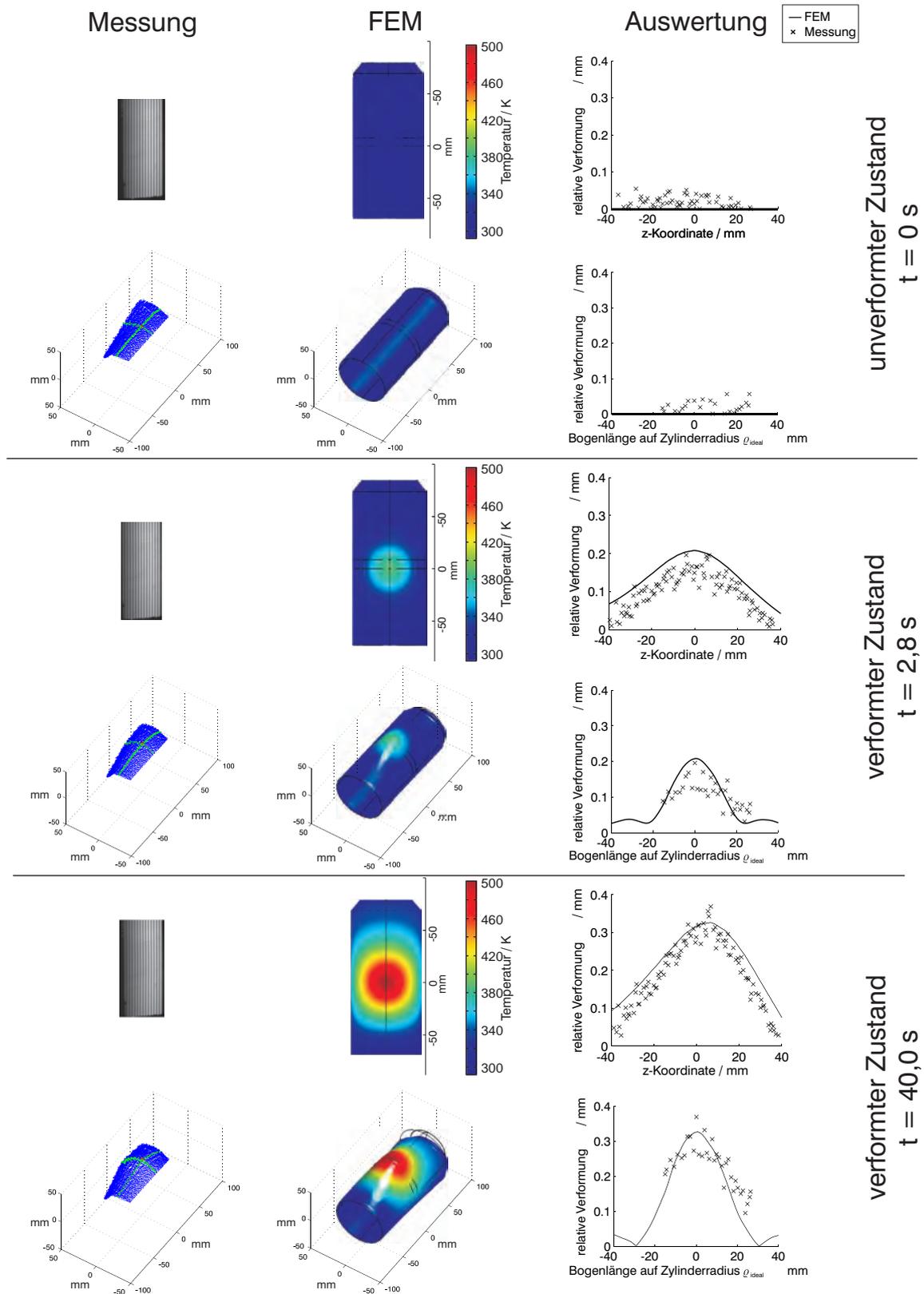
**Abbildung 4.16:** Vergleich zwischen FEM und der räumlichen Verformungsmessung. *Versuchparameter:* Strahldurchmesser 6 cm, Laserleistung  $P = 200$  W, Einstrahldauer 40 s, und einem Innendruck  $p = 1,5$  bar, die Ergebnisse stellen den Zustand zur Zeit  $t = 40$  s am Ende des Bestrahlungsvorganges dar. Die Verformungen in der grafischen Darstellung der gesamten Punktwolke und der FEM-Simulation des gesamten Zylinders sind um einen Faktor 50 überzeichnet. Die FE Software benutzt zusätzlich einen Beleuchtungseffekt zur Verdeutlichung der Zylinderform. Die in den Diagrammen eingezeichneten Messpunkte bewegen sich in einem Bereich von  $\Delta z = \pm 0,1$  mm (für die Darstellung  $z = \text{const}$ ) und in einem Bereich von  $\Delta \varphi = \pm 0,02$  rad (für die Darstellung  $\varphi = \text{const}$ ) um den Punkt maximaler Verformung  $\Delta \rho$ . *links oben:* Punktwolke der Messung mit eingezeichneten Auswertebereichen (grün). *rechts oben:* FEM, die schwarz eingezeichneten Linien repräsentieren den unverformten Hohlzylinder. Durch die Perspektive liegt das Maximum der Verformung nicht auf einer Linie. *Unten links:* Auswertung auf einer Linie parallel zur Zylinderachse *Unten rechts:* Auswertung auf einem Kreisbogen entlang des Zylindermantels.

### 4.3.3.3 Ergebnisse

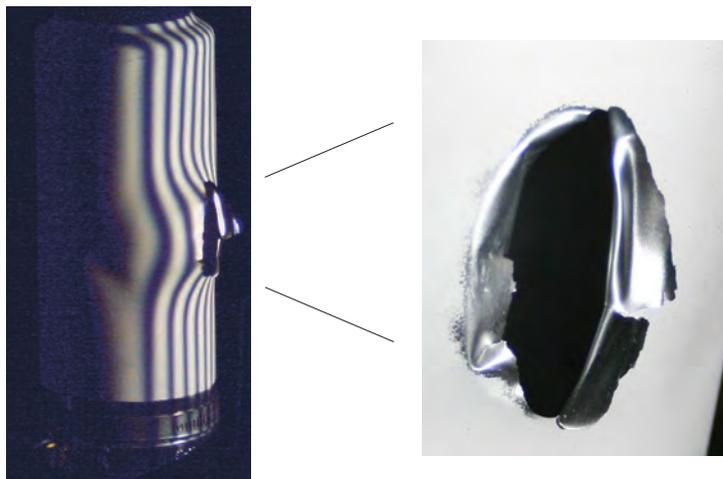
Die durchgeführten Messungen validieren die verwendeten Modelle im Rahmen der Messgenauigkeit von  $\pm 0,1$  mm pro Raumrichtung, vergleiche auch die Betrachtung weiter unten in diesem Abschnitt. Neben der maximalen Verformung wird auch die räumliche Gestalt der Verformung gut vom Modell wiedergegeben, sowie deren zeitliche Entwicklung bei wachsender Temperatur. Abbildungen 4.16 und 4.17 zeigen exemplarisch die Ergebnisse einer Auswertung für einen Versuch, bei dem ein mit einem Innendruck von 1,5 bar beaufschlagter Hohlzylinder mit einer Ausgangsleistung von 200 W bei einem Strahldurchmesser von 6 cm für 40 s bestrahlt wurde. Dabei stellt Abbildung 4.16 die Verformung im Messbereich sowie eine grafische Darstellung der Modellierung für das Ende der Bestrahlungsdauer bei  $t = 40$  s dar. Abbildung 4.17 liefert eine Übersicht über den zeitlichen Verlauf des Versuches. Dabei ist neben dem unverformten Zustand und dem Zustand maximaler Verformung ein Zwischenzustand zu Beginn des Versuches ausgewertet worden, da sich dann analog zu Abbildung 4.11 die stärksten Veränderungen ergeben.

Die Messgenauigkeit der Messung ergibt sich, neben der Genauigkeit der Streifenprojektion, auch durch die mit der Sprühlackierung aufgetragenen Oberflächenstruktur. So beträgt die Standardabweichung der Radialkoordinate  $\varrho$  der Messpunkte für den unverformten Zustand  $t = 0$  der dargestellten Messung vom idealen Radius  $\varrho_{\text{ideal}}$  der Referenzzylinderfläche 0,05 mm und es treten maximale Abweichungen bis zu  $\pm 0,2$  mm auf. Dieser Zusammenhang ist als Streuung in Abbildung 4.17 bei der Auswertung des unverformten Hohlzylinders zum Zeitpunkt  $t = 0$  zu erkennen. Die Streuung setzt sich auch im negativen Bereich der Diagramme fort, wobei auf eine Darstellung hier verzichtet wurde, um eine bessere Vergleichbarkeit mit den späteren Zeitschritten  $t > 0$  zu gewährleisten.

Für die Messungen der Verformungen für die Zeiten  $t > 0$  zeigen die Auswertungen der Messungen auf dem Zylinder entlang eines Kreisbogens auf dem Zylindermantel mit  $z = \text{const}$  eine stärkere Streuung als die Auswertungen parallel zur Zylinderachse ( $\varphi = \text{const}$ ), siehe z. B. Abbildung 4.16. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei einer Bewegung auf einem Kreisbogen mit  $z = \text{const}$  im Vergleich zu der Messung entlang einer Strecke parallel zur Zylinderachse ( $\varphi = \text{const}$ ) durch die Krümmung des Zylinders weniger Bildpunkte im Streifenbild zur Verfügung stehen. Bei  $z = \text{const}$  ist damit die Auflösung der Messpunkte pro Bogenlänge geringer als bei  $\varphi = \text{const}$ , vergleiche auch Abbildung 4.14) a). Die Krümmung ist zusätzlich der Verformung überlagert.



**Abbildung 4.17:** Zeitliche Abfolge einer räumlichen Verformungsmessung. Die Versuchsparameter sind identisch zu den in Abbildung 4.16 genannten Werten, die Verformungen in den grafischen Darstellungen des gesamten Zylinders bzw. der Punktwolke sind um einen Faktor 50 überzeichnet.



**Abbildung 4.18:** Laserbestrahlung eines Hohlzylinders bis zum Materialversagen. *Versuchsparameter:* Zylinderinnendruck 2 bar, Strahldurchmesser 7,5 cm, Laserleistung 1 kW. Materialversagen erfolgt nach 4,5 s bei einer Temperatur von 610 K im Intensitätsmaximum.

## 4.4 Folgerungen

Dieses Kapitel stellte die entwickelte Methode zur Berechnung von mechanischen Spannungen in laserbestrahlten Festkörpern vor. Dazu wurde das im letzten Kapitel entwickelte thermische Modell mit einem mechanischen Modell gekoppelt. Es zeigt sich, dass die Spannungsberechnung numerisch deutlich anspruchsvoller ist als die Temperaturberechnung und hohe Anforderungen an die Rechenleistung und den Speicherbedarf stellt.

Die berechneten Spannungen werden mit der temperaturabhängigen Dehngrenze des bestrahlten Materials verglichen, um zu bewerten, wann der elastische Bereich bei einem Bestrahlungsvorgang verlassen wird. Die Modelle wurden durch Verformungsversuche verifiziert. Dazu wurde die Bestrahlung von Aluminiumhohlzylindern mit einem Laser im Rahmen des Membranenmodells dreidimensional modelliert und die durch das Modell berechnete Verformung mit zeitlich aufgelösten Verformungsmessungen von Bestrahlungsversuchen verglichen. Dies geschah sowohl im Punkt maximaler Verformung als auch räumlich auf einem Zylinderabschnitt. Die Modellergebnisse geben die Abhängigkeit der Messgrößen von den Eingangsparametern angemessen wieder.

In Form von Stichproben wurden zusätzlich Bestrahlungsversuche bis zum Materialversagen durchgeführt wie in Abbildung 4.18 dargestellt. Für den dargestellten Fall (für die Versuchsparameter siehe die Bildunterschrift von Abbildung 4.18) erfolgt ein Materialversagen bei einer gemessenen Temperatur von 610 K und damit ungefähr

300 K unterhalb des Schmelzpunktes von Al3104 von 900 K [Hes06]. Damit ist die Annahme, dass ein Materialversagen deutlich vor Erreichen des Schmelzpunktes eintreten kann, bestätigt. Das Versagen ist auch nicht auf eine eventuell durch die erhöhte Temperatur geförderte chemische Reaktion mit dem Sauerstoff der Umgebungsluft zurückzuführen, da keine Oxidation der Bruchkante zu beobachten ist. Wie deutlich zu erkennen ist, bleibt nach dem Ende des Versuches eine deutliche Verformung zurück. Das Verlassen des elastischen Bereichs wird vom Modell bereits nach 60% der Zeit bis zum Materialversagen vorhergesagt, somit ist die beobachtete plastische Verformung konsistent zu den Modellvorhersagen.

Die vorgestellte Methode zur Spannungsberechnung ist damit zur Verwendung der Untersuchung einer Laserbestrahlung von Raumflugkörpern geeignet. Das folgende Kapitel zeigt ihre Integration in die Gesamtmethode zur Bewertung eines Bestrahlungsszenarios.

# 5 Methode zur Bewertung der Laserbestrahlung von Raumflugkörpern

## 5.1 Einführung

Dieses Kapitel fasst die in den vorangegangenen Kapiteln entwickelten Methoden zur Bewertung der Auswirkungen einer Laserbestrahlung auf die Flugbahn bzw. die Funktionsfähigkeit von Raumflugkörpern zusammen. Die Herausforderung bei der Bewertung eines Bestrahlungsszenarios besteht darin, die Vielzahl der Eingangsgrößen einer systematisierten Auswertung zu unterziehen. Dazu erfolgt eine Aufteilung des Bewertungsvorganges in drei Schritte. Jeder dieser Schritte erfordert die Entwicklung von gesonderten Rechenmodellen.

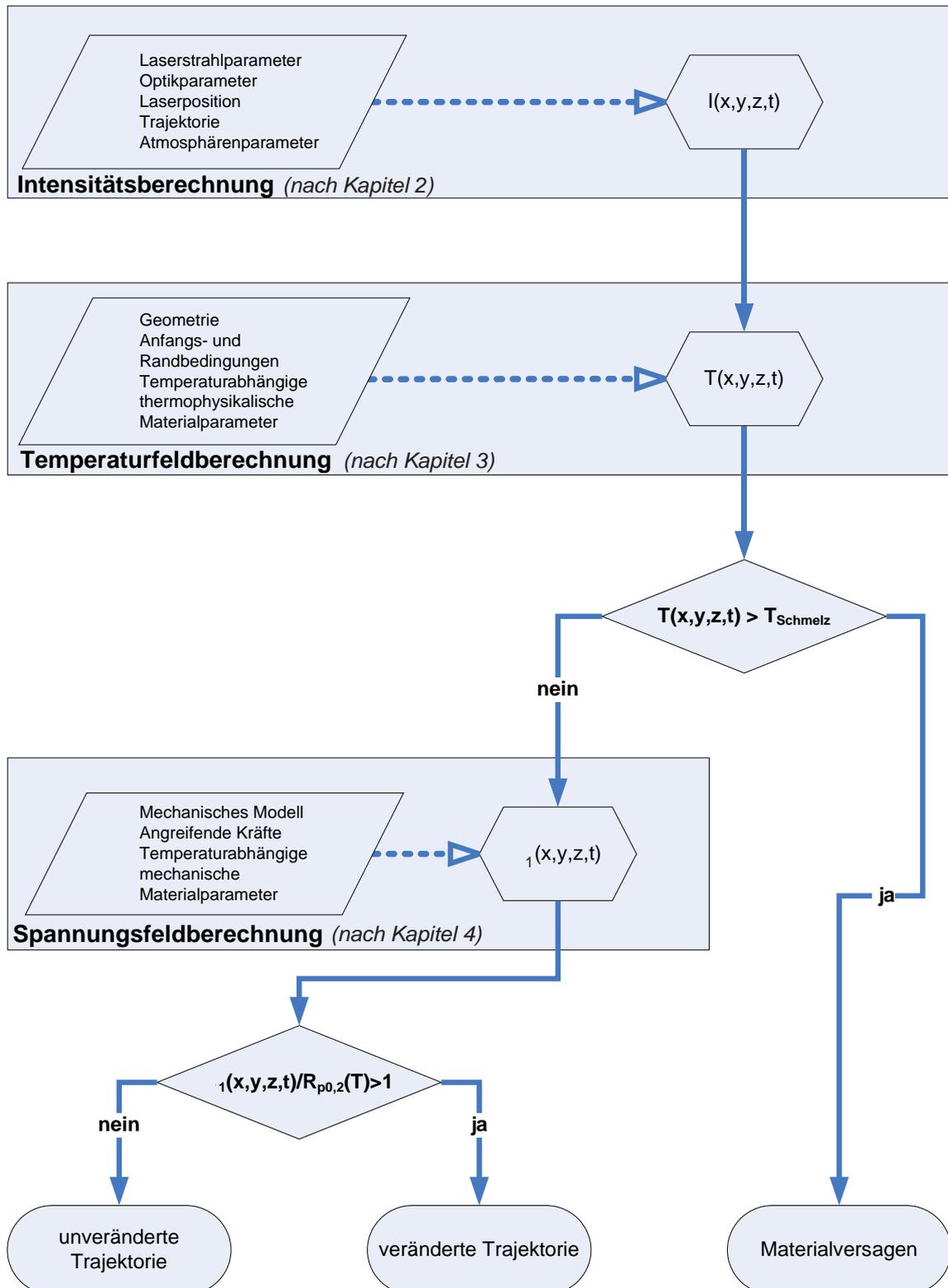
Als erster Schritt der Gesamtbewertung wird, unter Verwendung der in Kapitel 2 vorgestellten Zusammenhänge, die Intensität auf der Oberfläche des bestrahlten Objektes berechnet. Diese Intensität bewirkt einen Temperaturanstieg, der in einem zweiten Schritt modelliert wird, wie in Kapitel 3 beschrieben. Für den Fall, dass der Schmelzpunkt des bestrahlten Materials überschritten wird, tritt an dieser Stelle Materialversagen ein. Bleibt die berechnete Temperatur unterhalb des Schmelzpunktes des bestrahlten Materials, wird als dritter Schritt zusätzlich eine Berechnung der durch den Temperaturanstieg induzierten mechanischen Spannungen nach Kapitel 4 durchgeführt, um zu überprüfen, ob diese Spannungen ein kritisches Maß überschreiten. Die Methode wird in ihrer Gesamtheit in Kapitel 6 auf zwei Fallbeispiele angewendet.

Der folgende Abschnitt 5.2 fasst die Berechnungsmethoden zur Bestimmung *der zeitlichen Intensitätsverteilung auf der Oberfläche des bestrahlten Objektes, des hieraus resultierenden Temperaturfeldes* und (optional) *des Spannungsfeldes* zusammen. Die Entscheidungskriterien zur Bewertung der möglichen Auswirkungen auf das bestrahlte Objekt werden ebenfalls erläutert. Abschließend werden im Abschnitt 5.3 die Übertragbarkeit der Methode auf Anwendungen außerhalb der Raumfahrt und der Einfluss der Qualität der Eingangsparameter auf das Ergebnis der Methode erläutert.

## 5.2 Zusammenfassung der Bewertungsmethode

Der Ablauf der entwickelten Methode ist im Flussdiagramm in Abbildung 5.1 dargestellt. Die blau unterlegten Rechtecke fassen die Berechnungen der entsprechenden Größen zusammen, die Eingangsparameter werden jeweils kategorisiert aufgeführt. An den durch Rauten markierten Stellen werden die berechneten Temperaturen bzw. Spannungen anhand der dargestellten Kriterien bewertet. Am Ende des Vorgehens steht eine Entscheidung, ob die untersuchte Bestrahlung eines Raumflugkörpers zu Auswirkungen auf die Flugbahn des Raumflugkörpers infolge mechanischer Spannungen führen kann oder sogar ein Materialversagen durch Aufschmelzen zu erwarten ist.

Zu Beginn eines Durchlaufes erfolgt die Berechnung der durch die Laserstrahlquelle induzierten **Intensität**  $I(x,y,z,t)$  auf der Hülle des betrachteten Objektes während des untersuchten Zeitraums  $\Delta t$ . Eine detaillierte Beschreibung des Vorgehens und der Einzelparameter erfolgte in Kapitel 2, anwendungsbezogene Zahlenwerte für die Parameter werden bei der Vorstellung der Fallbeispiele genannt. Unter dem Begriff *Laserstrahlparameter* sind diejenigen Parameter zusammengefasst, die durch die Laserstrahlquelle vorgegeben werden, u. a. auch die Ausgangsleistung. Die *Optikparameter* bestimmen in Kombination mit den Lasereigenschaften die Aufweitung des Laserstrahls in einer festgelegten Entfernung von der Strahlquelle und damit den kleinsten möglichen Strahldurchmesser. Ebenfalls durch die Optik wird definiert, mit welcher Genauigkeit die Positionierung des Strahls auf dem Zielobjekt erfolgt. Zusätzlich wird hier eine Korrektur der Auswirkungen des umgebenden Mediums auf die Strahlaufweitung berücksichtigt. Die Entfernung zwischen Laserstrahlquelle und bestrahltem Objekt wird durch ihre Positionen im Raum festgelegt. Im Allgemeinen werden sich beide Positionen während des Bestrahlungszeitraums verändern. Die zeitabhängigen Positionen von Laser und Objekt legen den Strahlweg des Lasers zwischen Quelle und bestrahltem Objekt zu einer bestimmten Zeit  $t$  fest. Im Flussdiagramm wird dies unter den Begriffen *Laserposition* und *Trajektorie* zusammengefasst. Mit *Trajektorie* wird dabei die Flugbahn des bestrahlten Objektes bezeichnet. Sobald sich der Strahlweg durch die Atmosphäre oder durch ein anderes Medium bewegt, kann durch Brechzahländerungen eine zusätzliche Aufweitung des Strahls auftreten, im Fall von Turbulenzen im Medium auch zeitabhängig. Zusätzlich ist ein Verlust von Strahlungsenergie durch Absorption im Medium möglich. In welchem Maße beides geschieht, hängt von den *Atmosphärenparametern* ab. Zusammengefasst werden die in diesem Absatz beschriebenen Einflüsse in Gleichung 2.32, die die zeitabhängige Intensitätsverteilung auf der Hülle eines Zielobjektes beschreibt. Die numerische Berechnung der zeitabhängigen Intensitätsverteilung erfolgt, wie im Flussdiagramm in Abbildung 2.14 dargestellt ist. Die Berechnung des Einflusses der verschiedenen Parametergruppen erfolgt dabei über gesonderte Einzelroutinen, die am Ende im Gesamtergebnis zusammengeführt werden. Für gegebene Szenarien, wie z. B. die vorgestellten Fallbeispiele, wird auf diese Weise die Intensitätsverteilung  $I(x,y,z,t)$



**Abbildung 5.1:** Flussdiagramm der entwickelten Methode zur Bewertung der Laserbestrahlung von Raumflugkörpern.

auf der Hülle des bestrahlten Objektes bestimmt. Die berechnete Intensitätsverteilung dient als Eingangsparameter für die Berechnung des Temperaturfeldes in der Hülle des bestrahlten Objektes.

Die Berechnung des **Temperaturfeldes**  $T(x,y,z,t)$  erfolgt im zweiten Schritt der Bewertungsmethode. Die Details zur Berechnung und die einfließenden Einzelparameter wurden in Kapitel 3 dargestellt. Die Berechnung des Temperaturfeldes erfolgt als Lösung eines Wärmeübertragungsproblems. Dies wird anhand der *Geometrie* des bestrahlten Objektes definiert. Die *Anfangsbedingung* ist die Temperaturverteilung  $T_0(x,y,z,t_0)$  im Objekt zu Beginn der Betrachtung. Die *Randbedingungen* legen das Verhalten an den Grenzen der Geometrie fest. Auf der Außenwand der betrachteten Objekte kommt es zum Beispiel zu einem Wärmestrom durch die absorbierte Intensität. Weitere Einflüsse sind thermische Abstrahlung und Konvektion. Unter dem Begriff *temperaturabhängige thermophysikalische Materialparameter* werden sowohl Parameter zusammengefasst, die das Verhalten an den Rändern beschreiben, als auch solche, die die Wärmeleitung im Inneren des bestrahlten Objektes bestimmen. Dabei ist das Absorptionsvermögen an der Außenwand ein entscheidender Einzelparameter. Es bestimmt, welcher Anteil der einfallenden Intensität zu einem Wärmestrom in das Innere des Materials umgewandelt wird. Im Extremfall ist das Absorptionsvermögen so niedrig, dass trotz Laserbestrahlung keine Erwärmung festgestellt wird. Im Inneren tritt beispielsweise die Wärmeleitfähigkeit als Parameter auf.

Das Ergebnis der Berechnung ist ein Temperaturfeld des betrachteten Objektes in Abhängigkeit von der Zeit. Es wird geprüft, ob die Schmelztemperatur  $T_{\text{Schmelz}}$  des bestrahlten Materials überschritten wird. Falls gilt, dass

$$T(x,y,z,t) > T_{\text{Schmelz}} \quad (5.1)$$

ist, kommt es zu einem **Materialversagen**. Dies ist ein mögliches Ergebnis der Bewertungsmethode. Falls die Schmelztemperatur nicht überschritten wird, wird geprüft, ob die im Objekt auftretenden mechanischen Spannungen eine Einschränkung der Funktionsfähigkeit des betrachteten Objektes erwarten lassen. Zu diesem Zweck wird das Spannungsfeld im Objekt berechnet.

Die Berechnung des **Spannungsfeldes** erfolgt im dritten Schritt der Bewertungsmethode. Dieser Schritt wurde in Kapitel 4 zusammengefasst. Mit den Methoden der Kontinuumsmechanik wird die erste Hauptspannung  $\sigma_1(x,y,z,t)$  im Objekt berechnet. Dazu wird die betrachtete Situation auf ein *mechanisches Modell* zurückgeführt, z. B. auf einen Lastfall. Als Parameter treten die angreifenden äußeren *Kräfte* und die *temperaturabhängigen mechanischen Materialparameter* auf. Das Temperaturfeld  $T(x,y,z,t)$  bestimmt diese Materialparameter. Zusätzlich entsteht lokal eine thermische Ausdehnung des bestrahlten Materials durch die Erwärmung, die ebenfalls in die Spannungsberechnung einfließt. Die resultierende erste Hauptspannung wird schließ-

lich mit der temperaturabhängigen **Dehngrenze**  $R_{p0,2}(T)$  des bestrahlten Materials verglichen (vgl. 4.2.2). Es ist zu prüfen ob gilt, dass

$$\frac{\sigma_1(x,y,z,t)}{R_{p0,2}(T(x,y,z,t))} > 1 \quad . \quad (5.2)$$

Wird die Dehngrenze nicht überschritten, tritt keine bleibende Verformung auf. Ist die erste Hauptspannung an einem Ort  $(x,y,z)$  größer als die Dehngrenze  $R_{p0,2}$  tritt dort plastische Verformung auf. Eine Veränderung der **Trajektorie** des Objektes durch diese Verformungen ist möglich. Denkbar ist ab dem Überschreiten dieser Schwelle eine Bandbreite von Szenarien, die sich über eine Änderung der Aerodynamik des bestrahlten Objektes bis hin zur Zerstörung von tragenden Strukturen erstreckt.

Die entwickelte Bewertungsmethode erlaubt eine Einordnung möglicher Auswirkungen der Laserbestrahlung eines Raumflugkörpers innerhalb eines untersuchten Szenarios. Der folgende Abschnitt erläutert eine mögliche Übertragbarkeit der Methode und stellt eine kurze Bewertung der Ergebnisgüte vor.

### 5.3 Übertragbarkeit der Methode und Ergebnisgüte

Die vorgestellte Methode wurde zur Bewertung von Szenarien der Raumfahrt entwickelt, lässt sich aber auf andere Problemstellungen übertragen. Dies kann unter Umständen eine Anpassung der Eingangsparameter erfordern und eine Erstellung von neuen Modellen zur Berechnung der Intensitäten, der Temperaturen und der mechanischen Spannungen. Dabei sind in der Berechnung deutlich einfachere Szenarien denkbar, beispielsweise die Bestrahlung eines stationären Objektes mit einer stationären Laserstrahlquelle aus einer Entfernung, die es erlaubt, den Einfluss der Atmosphäre zu vernachlässigen. So ein Szenario ist vergleichbar mit den Experimenten, die im Rahmen dieser Arbeit zur Validierung der unterschiedlichen Modellteile vorgenommen wurden. Eine Veränderung der Bewertungskriterien eröffnet weitere Anwendungsmöglichkeiten. Anstelle der Überschreitung einer kritischen Spannung kann beispielsweise für den Fall, dass ein Abtragen der Oberfläche eines bestrahlten Objektes durch einen Laser hoher Intensität erfolgt, auch das Erreichen einer kritischen restlichen Wandstärke als Kriterium für den Zeitpunkt eines Materialversagens dienen. Der grundsätzliche Ablauf der Bewertungsmethode aus Intensitätsberechnung, Temperaturberechnung und Bewertung von mechanischen Effekten ist aber gleich.

Die vorgestellte Methode ist ohne Anpassung des Ablaufes anwendbar, solange eine Rückkopplung zwischen den unterschiedlichen Modellteilen nur vernachlässigbare Auswirkungen auf das Ergebnis hat. Kommt es beispielsweise bei einem stationären Fall mit fester Laserstrahlquelle und fester Objektposition durch thermische Verformung

(Verzug) einer nur an einer Stelle eingespannten Platte dazu, dass sich die bestrahlte Objektoberfläche aus dem Fokusbereich des Laserstrahls bewegt, wird diese Reaktion zu einer Änderung der Intensitätsverteilung durch die Verformung führen, die bei dem vorgestellten linearen Verfahren nicht berücksichtigt wird. Eine Behandlung von solchen Fällen erfordert eine Erweiterung der Methodik. Im Rahmen der FEM ist dies mit Hilfe verschiedener Ansätze möglich. So könnte man die berechnete Verformung dazu benutzen, die Strahlquelle im Rahmen der Modellierung zeitabhängig zu bewegen. Eine weiterer Lösungsansatz ist eine zeitlich aufgelöste Anpassung des verwendeten FEM Netzes an die Verformung. Beide Ansätze erfordern unter Umständen eine hohe zeitliche Auflösung zwischen den Berechnungsschritten, was aber prinzipiell kein Hindernis darstellt.

Mit Ausnahme der eben beschriebenen Fälle ist die Güte der Ergebnisse der Methodik nur von der Detaillierung der eingebrachten Modellvorstellungen, z. B. für das Intensitätsmodell, und der Qualität der verwendeten Eingangsdaten abhängig. Eine Steigerung der Genauigkeit kann in der Praxis zu erheblichen Herausforderungen führen. So kann im Prinzip die zeitliche Auflösung zwischen zwei Zeitschritten bei FEM Berechnungen beliebig klein gewählt werden. Möchte man z. B. zeitliche Schwankungen der Ausgangsleistung einer Laserstrahlquelle im Millisekundenbereich abbilden, wäre dies ohne großen Programmieraufwand möglich. Allerdings würde die Berechnungszeit im Vergleich zu der im Kapitel 4 beschriebenen Simulation um ungefähr einen Faktor 100-1000 steigen. Ähnliches gilt für die mechanischen Modelle, in denen mikroskopisches Verhalten mit hoher Genauigkeit modelliert werden kann, eine Übertragung auf makroskopische Probleme aber aus praktischen Erwägungen nicht sinnvoll ist. Als Beispiel für die Herausforderungen bei der Gewinnung von Eingangsdaten dienen die im folgenden Kapitel vorgestellten Fallbeispiele. Sie zeigen eine vollständige Anwendung der Methodik. Im Prinzip lässt sich aber bei bekannten Eingangsdaten und hinreichenden Rechenkapazitäten die Genauigkeit nahezu beliebig steigern.

# 6 Fallbeispiele

## 6.1 Einführung

Dieses Kapitel zeigt eine Anwendung der in den vorangegangenen Kapiteln dieser Arbeit entwickelten Methode zur Bewertung der Auswirkungen von Laserbestrahlung von Raumflugkörpern.<sup>1</sup> Es wird eine Bestrahlung von Raketen und Satelliten mit einer Laserstrahlquelle untersucht, die sich am Airborne Laser (ABL) orientiert. Der ABL ist ein Rüstungsprojekt der USA im Prototypenstatus. Beide Beispiele beziehen sich auf die Optik- und Laserstrahlparameter des Airborne Lasers (ABL), die aus der Literatur bekannt sind. Falls benötigte Daten fehlen, werden sowohl für die Strahlquelle als auch für die bestrahlten Objekte begründete Annahmen getroffen. Diese Annahmen werden nach der Prämisse getroffen, im Zweifelsfall die Fähigkeiten des ABLs eher zu überschätzen als zu unterschätzen.

Im nächsten Abschnitt dieses Kapitels folgt die Anwendung der entwickelten Bewertungsmethode auf ein Fallbeispiel, das eine potentielle Zerstörung einer Rakete mit dem ABL untersucht. Das zweite Fallbeispiel in Abschnitt 6.3 gibt zusätzlich einen ersten Überblick über das Schädigungspotential des ABL gegenüber Satelliten in einer niedrigen Erdumlaufbahn. Beide Unterabschnitte orientieren sich in ihrer Gliederung an der Darstellung der Bewertungsmethode in Abbildung 5.1.

---

<sup>1</sup>Die Untersuchungen dieses Kapitels beruhen auf Projektergebnissen, die mit Förderung des *Instituts für Friedensforschung und Sicherheitspolitik an der Universität Hamburg*, der *Deutschen Stiftung Friedensforschung*, der *Berghof Stiftung für Konfliktforschung*, des *Vereins zur Förderung des Instituts für Friedensforschung* und des *Instituts für Laser- und Anlagensystemtechnik (iLAS) der TU Hamburg-Harburg* entstanden sind.

## 6.2 Fallbeispiel zur Raketenabwehr mit Lasern

### 6.2.1 Szenarioübersicht

Dieses Fallbeispiel untersucht eine Einsatzmöglichkeit des ABL zur Abwehr von Raketen. Dabei wird geprüft, ob eine Zerstörung der Rakete vor Ende ihrer Beschleunigungsphase (vgl. Abbildung 6.1) möglich ist. Dies ist die Zielsetzung des ABL, da nur auf diese Weise sichergestellt ist, dass kein Teil der Rakete die ursprünglich vorgesehene Endgeschwindigkeit erreicht.[BH07] Falls dies nicht verhindert wird, bewegen sich die Rakete oder eventuelle Trümmerteile<sup>2</sup> auf einer ballistischen Flugbahn zum ursprünglich vorgesehenen Ziel.

Im Rahmen der Untersuchungen dieser Arbeit wurden Fallbeispiele mit verschiedenen Raketentypen und geografischen Randbedingungen untersucht [Stu08]. Als Ergebnis der Berechnungen traten sowohl veränderte als auch unveränderte Raketenflugbahnen auf. Das hier ausgewählte Beispiel stellt einen Grenzfall dar, bei dem eine Zerstörung der Rakete während der Beschleunigungsphase gerade erreicht werden kann. Damit zeigt sich besonders gut der Einfluss der im weiteren getroffenen Annahmen auf das Ergebnis.

Im Folgenden wird im Einzelnen auf die durchgeführten Berechnungen eingegangen und die den angesetzten Parametern zugrunde liegenden Annahmen erläutert. Zusätzlich wird im Anschluss in Abschnitt 6.2.3.4 eine Berechnung vorgestellt, die das Gebiet eingrenzt, auf das Raketenteile nach einer Laserbestrahlung auftreffen können. Abschließend wird die Qualität der benutzten Eingangsdaten bewertet (Abschnitt 6.2.4).

Abbildung 6.1 fasst die Eingangsdaten für das hier ausgewählte Beispiel zusammen. Dabei sollen die gewählten geografischen Rahmenbedingungen, bei denen ein Raketenflug von Nordkorea nach Japan modelliert wird, keinerlei politische Wertung implizieren, sondern nur der Verdeutlichung der Randbedingungen des Beispiels dienen. Zur Vereinfachung der Darstellung wird auf ein Beispiel mit realem geografischen Bezug zur Festlegung der Positionen von ABL und dem Raketenstartort zurückgegriffen.

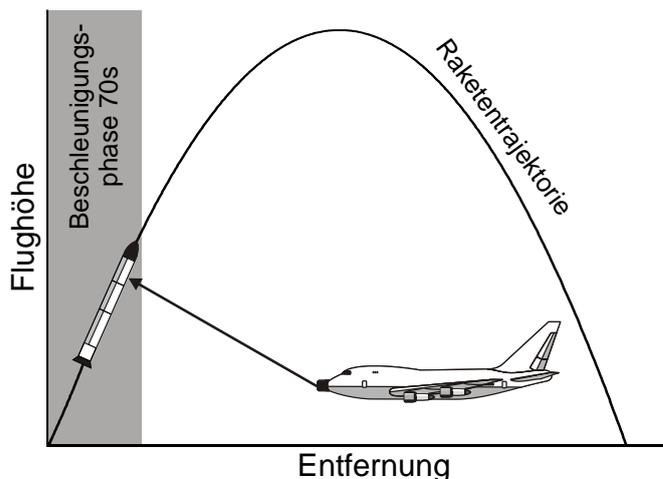
### 6.2.2 Szenariobewertung

#### 6.2.2.1 Intensitätsberechnung

**Eingangsparameter** Im Folgenden werden die zur Wahl der Berechnungsparameter gewählten Annahmen aufgeführt und kurz erläutert. Als Besonderheit zu anderen

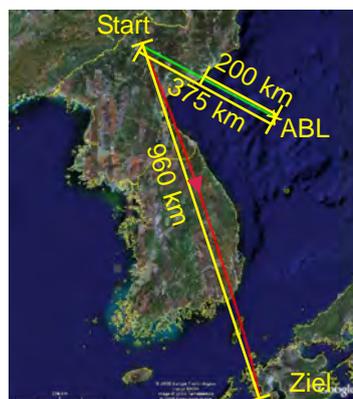
---

<sup>2</sup>Gemeint sind Trümmerteile, die durch eine Laserbestrahlung mit zerstörerischen Auswirkungen nach Ende der Beschleunigungsphase entstehen.



### Rakete

Material	AL 5081-H321
Wandstärke	2 mm
Durchmesser	1,3 m
Länge	15,5 m
Trajektorie aus GUI_Missile_Flyout	siehe A.4.1
Beschleunigungsphase	70 s
thermische Randbedingungen	siehe 6.2.2.2
Absorptionsvermögen für $\lambda = 1,31\mu\text{m}$	0,1
Gesamtemissivität	0,9
mechanische Randbedingungen	siehe 6.2.2.3
Schubkraft	$5 \cdot 10^5 \text{ N}$
Innendruck	2 bar
weitere thermophysikalische und mechanische Materialparameter	siehe A.2.1.6 siehe A.3.1.2



### ABL

Ausgangsleistung	3 MW
Wellenlänge	$1,3152 \mu\text{m}$
Optikdurchmesser	1,5 m
Strahlqualität	$M^2 = 1,2$
Strehlverhältnis	$S_{\text{Fenster}} = 0,8$
Flughöhe	12 km
Adaptive Optik zur Turbulenzkorrektur	siehe 2.4.3

### Umgebung

Turbulenzmodell	2 x Clear-1 Night
Atmosphäre	US-Standard 1976
CO <sub>2</sub>	365 ppm
Aerosolverteilung	ländlich mit VIS* = 23 km
Jahreszeit	Frühling / Sommer
Anfangstemperatur und Vergleichstemperatur für thermische Abstrahlung	293 K

\* meteorologische Sichtweite in Bodennähe

**Abbildung 6.1:** Eingangsdaten des untersuchten Szenarios zur Raketenabwehr. Die verwendeten Raketendaten orientieren sich an den von Wright et al. publizierten Werten zu einer Rakete vom Typ Nodong [WK94]. Kartenmaterial: GoogleEarth

Laserstrahlquellen besitzt der ABL eine adaptive Optik zur Korrektur des Einflusses von atmosphärischen Turbulenzen auf die Strahlaufweitung.

- **Laserstrahlparameter**  
Die ABL *Strahlparameter* werden gemäß den veröffentlichten Spezifikationen angenommen. Die zur Intensitätsberechnung verwendeten Strahlparameter des ABL ergeben sich nach Barton et al und Gething [BFK<sup>+</sup>04, Get03].<sup>3</sup>
- **Optikparameter**  
Es wird eine *optimale Sensor- und Regelungstechnik* vorausgesetzt, die in der Lage ist, einen Punkt auf der Raketenwand mit dem Laser ohne örtliche Streuung nachzuverfolgen. Dies entspricht einer erfolgreichen Implementierung der bei Barton genannten Genauigkeitsspezifikation von  $1 \cdot 10^{-7}$  rad [BFK<sup>+</sup>04, S. S299], die bei den angesetzten Entfernungen des Fallbeispiels eine Streuung des Zielpunktes von wenigen Zentimetern impliziert.

Weiterhin soll gelten, dass eine *optimale Turbulenzkorrektur* vorgenommen wird. Die Qualität der Korrektur der atmosphärischen Turbulenzen durch die adaptive Optik des ABL soll der entsprechen, die bei den Tests des Systems am Boden erreicht wurde. Die Korrektur wird durch die Auswirkungen des Anisoplanatismus begrenzt (vgl. Abschnitte 2.4.3 und 2.4.4).

- **Laserposition**  
Der ABL soll sich in einer *sicheren Position* aufhalten. Seine Plattform ist ein umgebautes Flugzeug vom Typ Boeing 747 und vergleichsweise groß und langsam. Für seinen Einsatz ist daher vorgesehen, dass sich das Flugzeug in „sicherer Entfernung“ zum „feindlichen“ Luftraum aufhält [BH07, S. 5]. Die Position des ABL wird deshalb in einer Entfernung von 200 km vor der Küste festgelegt, da selbst ein Land wie Nordkorea nach verschiedenen Quellen Luftabwehrraketen mit einer Reichweite von 200 km besitzt [Moo00, U.S95].
- **Trajektorie**  
Es wird angenommen, dass der *Raketenstartort möglichst weit im Landesinneren* liegt, um die Wahrscheinlichkeit einer Zerstörung der Rakete durch Abwehrmaßnahmen während der Beschleunigungsphase zu verringern. Weiterhin wird zur Festlegung der Trajektorie die Annahme einer durch ihre Startparameter *maximierten Reichweite* der Rakete getroffen.

Die *Beschleunigungsphase begrenzt den Zeitraum, der für die Wahl eines Zeitpunktes  $t_{\text{opt}}$  der optimalen Turbulenzkorrektur durch die adaptive Optik zur Verfügung steht*. Die Berücksichtigung von Anisoplanatismus macht es notwendig, einen Zeitpunkt  $t_{\text{opt}}$  festzulegen, an dem der Einfluss der Turbulenzen durch die Wahl des Zielpunktes auf der Raketenaußenwand bestmöglich korrigiert wird.

---

<sup>3</sup>Für weitere Details siehe auch Kapitel 1, sowie die Abschnitte 2.2.3, 2.3.3, 2.4.2 und 2.4.3 dieser Arbeit.

Für alle anderen Zeiten  $t$  verstärkt sich der Einfluss des Anisoplanatismus durch die starke Geschwindigkeitsänderung der Rakete während der Beschleunigungsphase (vgl. Abbildung 2.17 b). Es kommt zu einer Vergrößerung des Versatzes  $\theta$  zwischen dem zur Quantifizierung der Turbulenzen benutzten Messsignal und dem eigentlichen Hochenergielaserstrahl und die Güte der Korrektur der Turbulenzen durch adaptive Optik nimmt ab (vgl. Abschnitt 2.4.4).

- Atmosphärenparameter

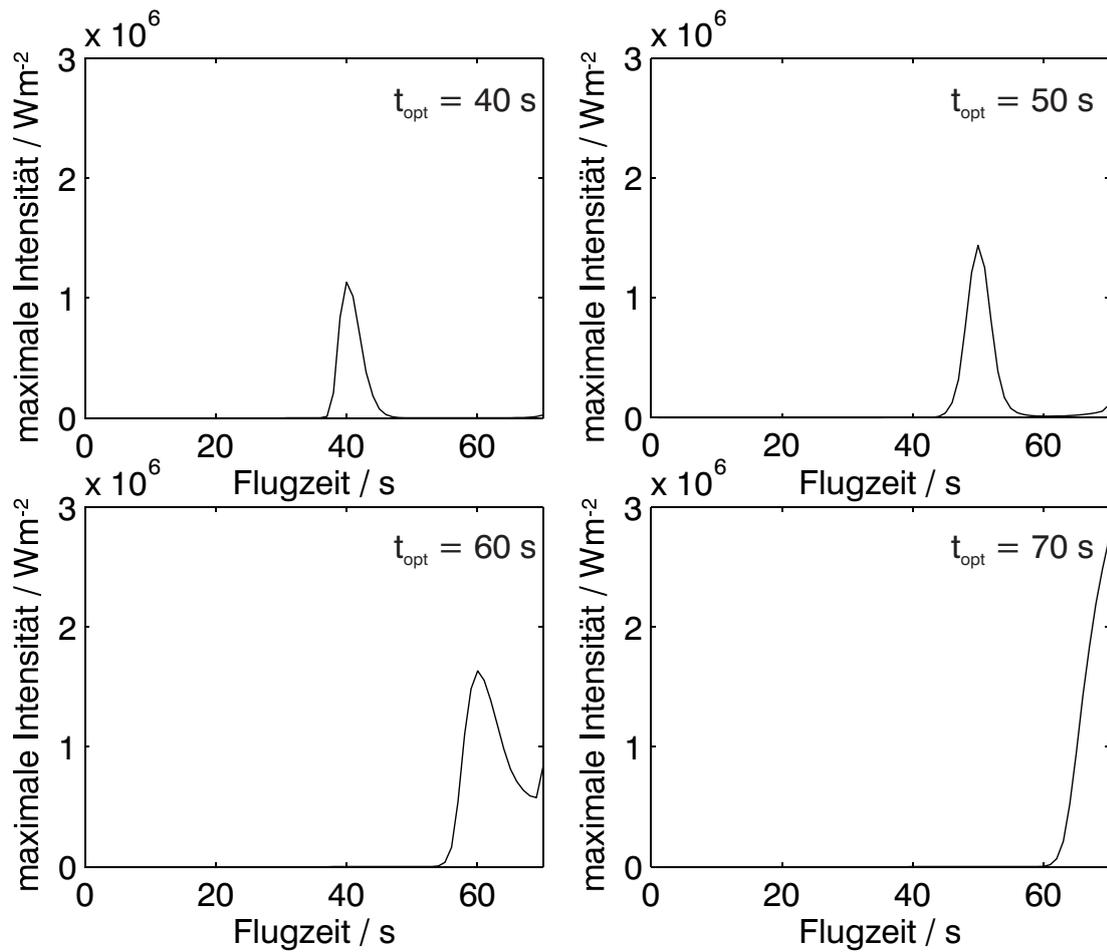
Zur Quantifizierung der Auswirkung der Turbulenzen werden *optimale Atmosphärenparameter* verwendet. Die Turbulenzen in der Atmosphäre entsprechen dem Doppelten des Modells *Clear-1 Night* und damit den Designvorgaben des ABL. Die Absorption in der Atmosphäre entspricht der *US Standardatmosphäre* von 1976 bei guter Sicht.

**Ergebnis der Intensitätsberechnung** Abbildung 6.2 zeigt den Einfluss der Wahl des Zeitpunktes  $t_{\text{opt}}$  auf den Verlauf der effektiven Maximalintensität am Zielpunkt auf der Außenwand der Rakete während ihrer 70-sekündigen Beschleunigungsphase. Dabei ist der zeitliche Verlauf der Maximalintensität für verschiedene gewählte Optimierungszeitpunkte  $t_{\text{opt}}$  dargestellt. Diese Maximalintensität ergibt sich aus Gleichung 2.32. Die absolute Maximalintensität steigt mit ansteigendem  $t_{\text{opt}}$ , da sich die Rakete dann höher in der Atmosphäre befindet und der Einfluss von Turbulenzen und Absorption abnimmt. In Abbildung 2.17 ist für den Optimierungszeitpunkt  $t_{\text{opt}} = 60\text{s}$  zusätzlich der Verlauf der Einflüsse von Absorption und Turbulenzen auf die Intensität während des gesamten Fluges der Rakete aufgetragen.

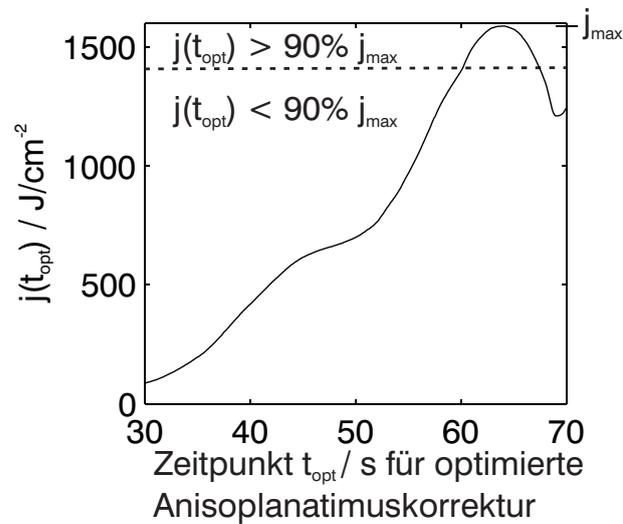
Entscheidend für die Frage, ob eine Rakete vor Ende ihrer Beschleunigungsphase zerstört werden kann, ist aber nicht allein der Verlauf der Maximalintensität sondern vielmehr die während der Bestrahlung in einem Punkt der Außenwand eingebrachte Energie. Die Energie pro Fläche  $j$  im Intensitätsmaximum berechnet sich durch Integration über die effektive Maximalintensität, es gilt

$$j(t_{\text{opt}}) = \int_{0\text{s}}^{70\text{s}} I_{\text{eff}}(t, t_{\text{opt}}) dt \quad . \quad (6.1)$$

Theoretisch möglich wäre eine Bestrahlung während der gesamten Beschleunigungsphase, deshalb sind in diesem Fall die Integrationsgrenzen auf 0 s und 70 s festgelegt. Das Ergebnis dieser Integration in Abhängigkeit vom Zeitpunkt  $t_{\text{opt}}$  ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Für das weitere Vorgehen wird zunächst der Optimierungszeitpunkt  $t_{\text{opt}} = 60\text{s}$  gesetzt, weil an dieser Stelle 90% der maximal möglichen Energie pro Fläche  $j_{\text{max}}$  erreicht ist. Die Wahl von 90% von  $j_{\text{max}}$  als Grenze ist an dieser Stelle eine willkürliche Festlegung. Eine Optimierung der Korrektur auf einen späteren Optimierungszeitpunkt erhöht die eingebrachte Gesamtenergie. Gleichzeitig verschiebt sich aber auch der Zeitpunkt einer möglichen Zerstörung der Rakete immer weiter gegen das Ende der Beschleunigungsphase. Damit steigt die Wahrscheinlichkeit, dass



**Abbildung 6.2:** Abhängigkeit der effektiven Maximalintensität von der Wahl des Zeitpunktes des minimalen Anisoplanatismus  $t_{\text{opt}}$ .



**Abbildung 6.3:** Energie pro Fläche im Intensitätsmaximum in Abhängigkeit von der Wahl des Zeitpunktes  $t_0$  mit minimalem Anisoplanatismus.

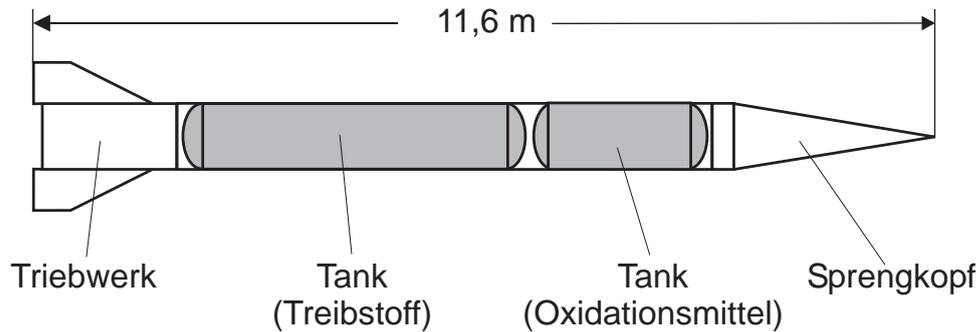
die Rakete trotz des Lasereinsatzes noch ihre Endgeschwindigkeit erreicht und damit auch das Ziel am Ende ihres ballistischen Fluges. Die Wahl einer Grenze von 90% stellt somit einen Kompromiss dar, mit dem sichergestellt wird, dass nicht fälschlicherweise eine grundsätzlich mögliche Zerstörung der Rakete durch eine falsche Wahl von  $t_{\text{opt}}$  ausgeschlossen wird, trotzdem aber möglichst früh eine große Energiemenge in die Rakete eingebracht wird. Im Abschnitt 6.2.3.4 wird im Rahmen eines iterativen Verfahrens untersucht, ob durch eine Veränderung von  $t_{\text{opt}}$  der Zeitpunkt einer möglichen Zerstörung der Rakete früher als mit der getroffenen Wahl von 90% eintritt.

Mit der Festlegung von  $t_{\text{opt}}$  sind auch die Einfallswinkel in Abhängigkeit von der Zeit bestimmt (vgl. S. 43). Damit liegen nun die benötigten Eingangsparameter vor, um die Intensität auf der Außenwand der Rakete bestimmen zu können.

### 6.2.2.2 Temperaturfeldberechnung

**Eingangsparameter** Mit dieser Intensitätsverteilung wird nun das Temperaturfeld in der Außenwand der Rakete berechnet. Im Folgenden werden die Berechnungsparameter und die Annahmen, die zur ihrer Wahl geführt haben, erläutert.

- Geometrie  
Zur Bestimmung der Geometrie des Wärmeübertragungsproblems erfolgt zunächst die Wahl eines Zielpunktes. Daraus ergeben sich die weiteren Randbedingungen. Raketen bestehen aus einer oder mehreren Antriebssektionen, den sogenannten Stufen, und einer Nutzlast. Bei militärischen Raketen ist dies der Sprengkopf. Die Antriebssektionen sind in das Triebwerk und die Tanksektionen

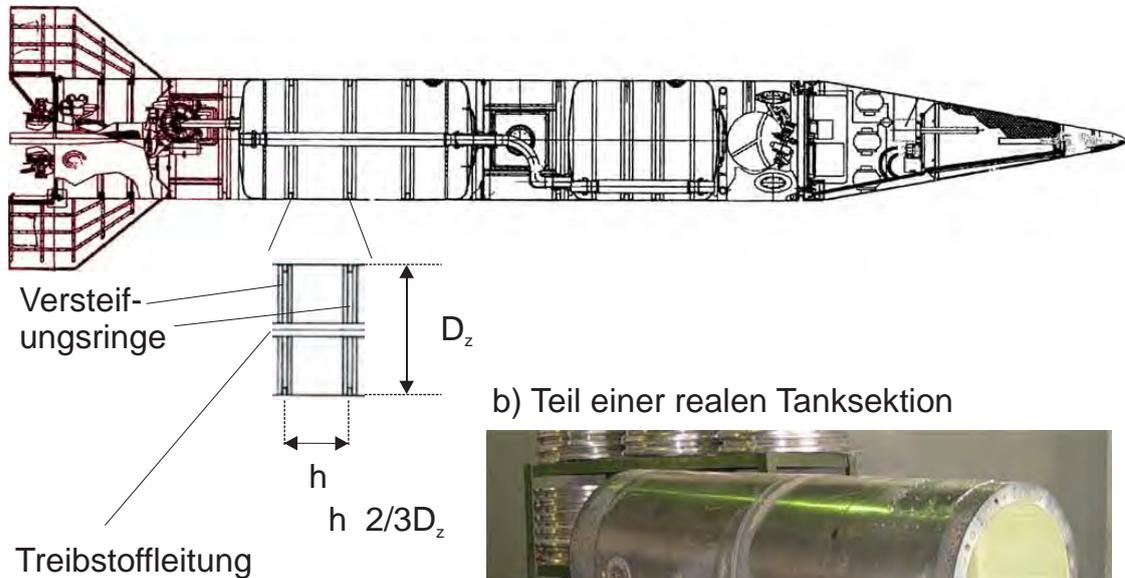


**Abbildung 6.4:** Schematische Darstellung des Aufbaus einer einstufigen Flüssigkeitsrakete. Die Größenverhältnisse orientieren sich an einer irakischen Rakete vom Typ „Al-Husseini (kurz)“, nach [Uni07, S. 427].

unterteilt. Abbildung 6.4 zeigt den schematischen Aufbau einer einstufigen Flüssigkeitsrakete. Diese und die im Folgenden benutzten Abbildungen zeigen verschiedene Raketentypen, die im Gegensatz zur Rakete Nodong nicht mehr im Einsatz sind und über die im Gegensatz zu dieser deshalb auch Abbildungen veröffentlicht wurden. Im Prinzip sind aber viele Raketen analog aufgebaut, da sie aus den gleichen Ursprungsentwürfen weiterentwickelt wurden bzw. es sich nach Ansicht von Schmucker et al. teilweise auch um nahezu identische Raketen mit unterschiedlicher Benennung in unterschiedlichen Ländern handelt [SS07]. Für diese Betrachtung wird daher ein Aufbau analog zu Abbildung 6.4 angesetzt. Für die folgende Untersuchung wird ein *Zielpunkt auf einer Tanksektion* gewählt, da dieser Bereich am empfindlichsten ist. Prinzipiell möglich wäre ein Einsatz des ABL gegen den Sprengkopf, Tanksektionen oder das Triebwerk. Ein Einsatz gegen den Sprengkopf hat aber nur geringe Erfolgsaussichten, da schon beim normalen Flugablauf während des Wiedereintritts des Sprengkopfes in die Atmosphäre am Ende der Flugbahn typischerweise Wärmestromdichten in der Größenordnung von  $2000 \text{ W/cm}^2$  auftreten [BKZ<sup>+</sup>70, S.585] und Wiedereintrittskörper für diese Belastungen ausgelegt werden [Oer94]. Die Laserintensität beim betrachteten Fallbeispiel liegt unabhängig vom gewählten  $t_{\text{opt}}$  unter  $300 \text{ W/cm}^2$  (vgl. Abb. 6.2), selbst wenn diese vollständig absorbiert würde, ergibt sich eine Wärmestromdichte, die deutlich geringer ist, als der Wert der beim Wiedereintritt entsteht. Ähnliches gilt für das Triebwerk, das sich größtenteils hinter einer zusätzlichen Verkleidung befindet und für den Betrieb bei hohen Temperaturen ausgelegt ist. Für das betrachtete Fallbeispiel wird daher nur ein Einsatz gegen die Tanksektion für wahrscheinlich erachtet. Dieser wird daher untersucht.

Dazu wird eine *Reduktion des Problems auf das Modell eines Hohlzylinders* vorgenommen. Der Aufbau einer Flüssigkeitsrakete ist in Abbildung 6.5 noch einmal in Form einer detaillierteren Schnittzeichnung dargestellt. Die Tanksektionen

a) Schnittzeichnung einer Al-Samoud Rakete (Irak)



b) Teil einer realen Tanksektion



**Abbildung 6.5:** Detaillierte Schnittzeichnung und Bild der Tanksektion einer Flüssigkeitsrakete. Quelle: [Uni07, S. 578].

einer solchen Rakete sind tragende Elemente der Struktur [Uni07, BFK<sup>+</sup>04]. Es ist erkennbar, dass es sich bei der Tanksektion um dünnwandige Hohlzylinder handelt, die in regelmäßigen Abständen mit Versteifungsringen ausgestattet sind. Für den in Abbildung 6.5 dargestellten Raketentyp beträgt das Verhältnis zwischen Raketendurchmesser  $D_z$  und dem Abstand zwischen zwei Versteifungsringen  $h$  ungefähr zwei Drittel, d. h.

$$h = \frac{2}{3} D_z \quad . \quad (6.2)$$

Dieses Verhältnis ist auch bei anderen Flüssigkeitsraketen üblich, deshalb wird dieses Verhältnis hier angesetzt [Uni06, Uni07]. In der weiteren Berechnung wird ein *Tankabschnitt zwischen zwei Versteifungsringen betrachtet*. Dieser wird als Hohlzylinder modelliert. Es wird davon ausgegangen, dass der *Laserstrahl zum*

Zeitpunkt  $t_{\text{opt}}$  den Zylinder senkrecht zur Oberfläche und mittig zwischen zwei Versteifungsringen trifft.

- Anfangs- und Randbedingungen

Als Anfangs- und Umgebungstemperatur wird ein Wert von  $293\text{ K}$  angenommen. Dies entspricht einer üblichen Umgebungstemperatur am Boden. Ein möglicher Fehler durch diese Annahme wird in Abschnitt 6.2.3.4 abgeschätzt.

Als Randbedingung an den Grenzen des Tankabschnittes im Bereich der Versteifungsringe wird *thermische Isolierung* vorausgesetzt, um die maximal mögliche Temperatur zu berechnen. So wird berücksichtigt, dass bei dem Beispiel nur ein Ausschnitt aus einem größeren Zylinder betrachtet wird und sich der Einflussbereich des Strahls u. U. über den betrachteten Abschnitt hinausbewegt.

Auf der *Außenseite* des Tankabschnittes werden der Einfluss der *Laserintensität* und die *thermische Abstrahlung* modelliert, auf der Tankinnenseite nur thermische Abstrahlung.

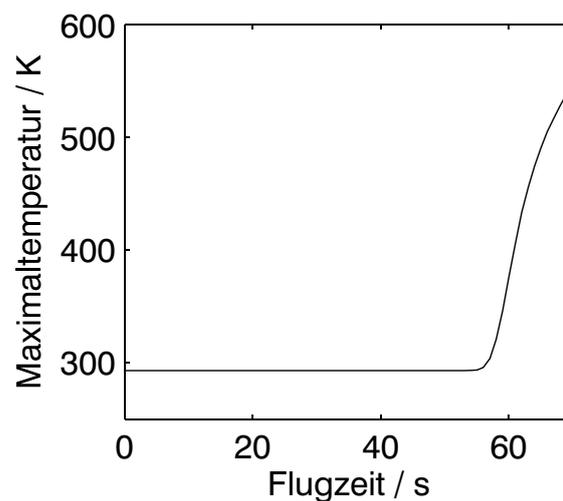
*Konvektion wird auf beiden Seiten vernachlässigt.* Dies führt zu einem Fehler, da einerseits bei gefüllten Tanksektionen der Treibstoff zur Kühlung der Innenseite beiträgt, andererseits erzwungene Konvektion an der mit Überschallgeschwindigkeit umströmten Außenseite zu einer Erwärmung führt. Genauere Informationen zu den Effekten werden im Abschnitt 6.2.3.4 aufgeführt, wo der durch die Vernachlässigung der Konvektion verursachte Fehler abgeschätzt wird.

- Thermophysikalische Materialparameter

Die verwendeten thermophysikalischen Materialparameter werden in Abbildung 6.1 bzw. in den dort aufgeführten Anhängen genannt. Als Material wird die Aluminiumlegierung 5083-H321 angesetzt, da diese häufig im Raketenbau eingesetzt wird [Uni07]. Die verwendete Wandstärke ist die untere Grenze von den in der Literatur publizierten Werten [Uni07, For97a]. Ein bestimmender Faktor für den thermischen Modellteil ist das Absorptionsvermögen des bestrahlten Materials. Theoretisch sind dabei alle Werte zwischen 0 und 1 möglich. Poliertes Aluminium besitzt bei der verwendeten Laserwellenlänge ein Absorptionsvermögen von unter 5% (vgl. Tabelle 3.1). Ein Farbanstrich oder Korrosion kann diesen Wert erhöhen (vgl. Abschnitt 3.2.3.2), deshalb wird *für dieses Beispiel ein Absorptionsvermögen von 10%* angenommen. Der Wert für die Gesamtemissivität entspricht ebenfalls dem eines Farbanstrichs.

**Ergebnisse der Temperaturberechnung** Abbildung 6.6 zeigt den Verlauf der Temperatur unter Berücksichtigung der getroffenen Annahmen. Die Maximaltemperatur der Wand steigt im Verlauf der Beschleunigungsphase auf ungefähr  $550\text{ K}$ , die Schmelztemperatur der Aluminiumlegierung Al5083 von  $900\text{ K}$  [Hes06] wird also deutlich unterschritten. Da trotzdem ein Überschreiten der Dehngrenze des Materials

infolge von mechanischen Spannungen nicht ausgeschlossen werden kann, folgt nun die Berechnung des mechanischen Spannungsfeldes (vgl. den Ablauf der Bewertungsmethode in Abbildung 5.1). Das berechnete Temperaturfeld wird dazu an das mechanische Modell übergeben.



**Abbildung 6.6:** Berechnete Maximaltemperatur in der Raketenwand in Abhängigkeit von der Zeit für eine Anfangstemperatur von  $T_0 = 293$  K und eine optimale Korrektur von atmosphärischen Turbulenzen bei  $t_{\text{opt}} = 60$  s. Die Bestrahlung erfolgt während des gesamten dargestellten Zeitraumes. Die weiteren Eingangsparameter der Berechnung sind in Abbildung 6.1 aufgeführt.

### 6.2.2.3 Berechnung der mechanischen Spannungen

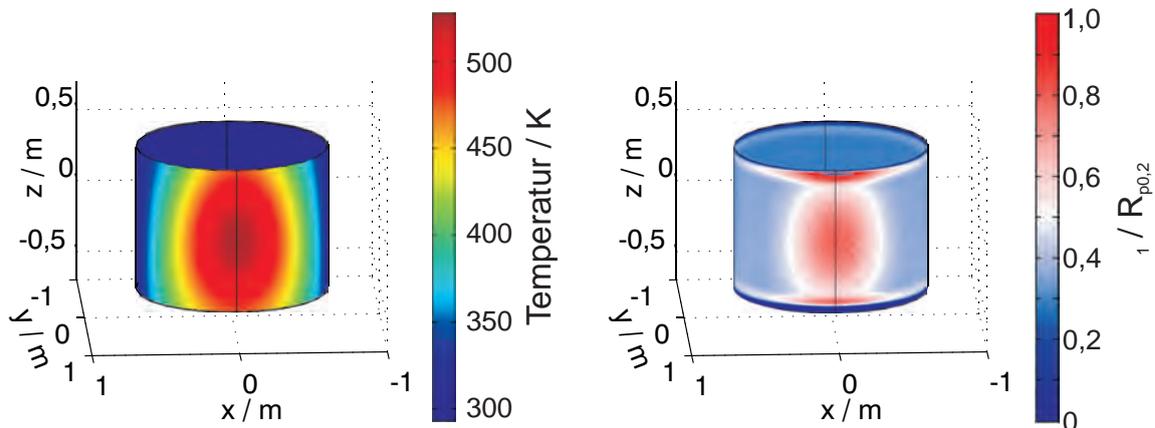
**Eingangsparameter** Die zur Berechnung erforderlichen Eingangsdaten sind ebenfalls in Abbildung 6.1 aufgeführt und werden im Folgenden begründet und teilweise ergänzt.

- **Mechanisches Modell**  
Auch das mechanische Modell beschränkt sich auf den schon im thermischen Modell verwendeten Zylinderbereich zwischen zwei Versteifungsringen. Die Ringe werden bei den betrachteten Flüssigkeitsraketen üblicherweise über eine Schweißverbindung mit dem Zylinder fixiert [Uni07]. Es ergibt sich somit das im Kapitel 4 betrachtete Problem nach Abbildung 4.1, dessen mechanischer Anteil analog zum Freischnitt in Abbildung 4.7 als dreidimensionales Modell des Zylinders modelliert wird.
- **Angreifende Kräfte**  
Als angreifende Kräfte treten eine Flächenlast als Resultat des Innendruckes und eine Axialkraft als Resultat der Schubkraft auf. Der Innendruck wird bei Flüssigkeitsraketen über externe Druckgasflaschen konstant gehalten, um eine gleichmäßige Flüssigkeitszufuhr zu den Treibstoffpumpen und eine zusätzliche Stabilisierung der Struktur zu erreichen [BKZ<sup>+</sup>70, S. 463]. Der Druck bewegt sich üblicherweise im Bereich zwischen 1 bar und 2 bar [For97a], hier wird die obere Grenze als *konstanter Innendruck* angesetzt.

Während der Beschleunigungsphase der Rakete wirkt die Schubkraft  $\vec{F}$  der Rakete nahezu parallel zu ihrer Achse [BKZ<sup>+</sup>70, S. 430]. Der Schubkraft stehen die Massenträgheit, die Luftreibung und Gravitation entgegen. Nach dem Prinzip von *actio gleich reactio* ist die resultierende Axialkraft  $F_z$  maximal so groß wie der Betrag der auftretenden Schubkraft  $\vec{F}$ . Zur Bewertung der maximalen axialen Belastung wird daher die *Schubkraft als konstante Axialkraft* angesetzt.

- **Materialparameter**  
Das Material und die Wandstärke sind identisch zum thermischen Modellteil (vgl. Abbildung 6.1 und die dort genannten Anhänge).

**Ergebnis der Spannungsberechnung** Abbildung 6.7 zeigt die Temperaturverteilung und das Verhältnis von erster Hauptspannung  $\sigma_1$  zur *temperaturabhängigen* Dehngrenze  $R_{p0,2}$  nach einer Flugzeit  $t_F$  von 68 s, bei der die erste Hauptspannung erstmals größer ist als die temperaturabhängige Dehngrenze und damit der elastische Bereich des Materials verlassen wird. Dies geschieht zu diesem Zeitpunkt in der Nähe der Versteifungsringe, im weiteren Verlauf der Bestrahlung sinkt die Dehngrenze durch die steigende Temperatur weiter ab und der elastische Bereich des Materials wird nahezu im gesamten bestrahlten Bereich verlassen.



**Abbildung 6.7:** Berechnete Temperatur und Spannung in der Raketenwand nach 68 s Flugzeit für eine Anfangstemperatur von  $T_0 = 293$  K und eine optimale Korrektur von atmosphärischen Turbulenzen bei  $t_{\text{opt}} = 60$  s. Die Bestrahlung erfolgt während des gesamten dargestellten Zeitraumes mit variabler Intensität nach Abbildung 6.2. Die weiteren Eingangsparameter der Berechnung sind in Abbildung 6.1 aufgeführt.

#### 6.2.2.4 Ergebnis der Bewertung

Die berechnete Maximaltemperatur liegt deutlich unter dem Schmelzpunkt des betrachteten Materials. Ein Materialversagen durch Aufschmelzen ist daher nicht zu erwarten. Nach 68 s Flugzeit und damit innerhalb der Beschleunigungsphase wird die Dehngrenze des Materials überschritten. Eine Veränderung der Trajektorie der bestrahlten Rakete ist somit möglich. Eine Eingrenzung des möglichen Auftreffgebietes von Raketenteilen wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

### 6.2.3 Eingrenzung möglicher Auftreffpunkte des Sprengkopfes in Abhängigkeit ausgewählter Eingangsparameter

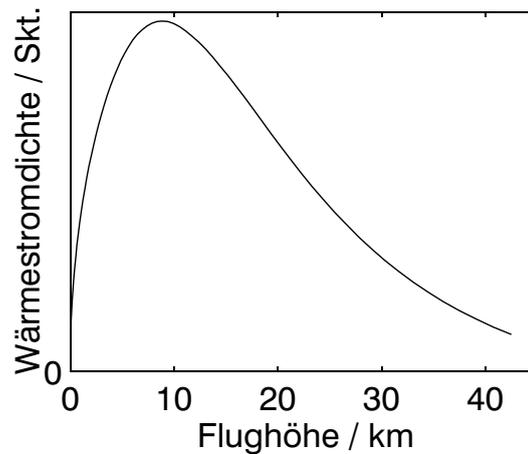
#### 6.2.3.1 Einfluss der Konvektion auf die berechnete Temperatur

Sowohl auf der Innenseite als auch auf der Außenseite der betrachteten Tanksektion tritt Konvektion auf. Auf der *Innenseite* des Tankes befinden sich zwei getrennte Phasen aus einem Inertgas und dem Treibstoff. Der Treibstoff wird während der Beschleunigungsphase verbraucht und durch Gas ersetzt. Somit ergibt sich auf der Innenseite des Tanks eine Kühlung durch freie Konvektion mit dem Gas oder mit dem Raketentreibstoff als Medium. Freie Konvektion mit Gasen erreicht typischerweise einen Wärmeübergangskoeffizienten zwischen  $6 \cdot 10^{-4} \text{ W/cm}^2\text{K}$  und  $6 \cdot 10^{-3} \text{ W/cm}^2\text{K}$  [ZB02].

Damit folgen im Rahmen dieses Fallbeispiels aus Gleichung 3.6 bei Annahme einer Gasfüllung mit einer Temperatur von 293 K Wärmestromdichten von weniger als  $1 \text{ W/cm}^2$  in Tankbereichen, die mit Gas gefüllt sind. Diese Wärmestromdichten sind im Vergleich zu denen, die durch eine Umwandlung der absorbierten Laserintensität von  $0,1 \cdot 300 \text{ W/cm}^2 = 30 \text{ W/cm}^2$  verursacht werden, vernachlässigbar. Im Gegensatz dazu liegen für Wandbereiche mit Flüssigkeitsberührung Wärmeübergangskoeffizienten zwischen  $6 \cdot 10^{-3} \text{ W/cm}^2\text{K}$  und  $6 \text{ W/cm}^2\text{K}$  vor und es werden kühlende Wärmestromdichten von bis zu  $400 \text{ W/cm}^2$  erreicht, wobei das Maximum unabhängig von der Temperaturdifferenz zwischen Flüssigkeit und Wand vorliegt, wenn die Wandtemperatur den Siedepunkt der Flüssigkeit erreicht [ZB02]. Dies entspricht einem Vielfachen der laserinduzierten Wärmestromdichte, eine Erwärmung der Wand durch den Laserstrahl ist daher nur minimal, solange Flüssigkeitskühlung vorherrscht. Im Weiteren wird davon ausgegangen, dass der Laserstrahl einen bereits geleerten Bereich des Tankes trifft. Mit fortschreitender Beschleunigungsphase und dadurch abnehmendem Treibstoffvorrat wird diese Annahme zunehmend realistischer.

Auf der *Außenseite* der Tanksektion erzeugt die Bewegung der Rakete einen Luftstrom und damit erzwungene Konvektion. Sobald sich die Geschwindigkeit der Rakete wenige Sekunden nach dem Start in der Größenordnung der Schallgeschwindigkeit bewegt, wirkt der Luftstrom als Wärmequelle [BKZ<sup>+</sup>70, S. 428ff]. Die entstehende Wärmestromdichte hängt von der Dichte und der Temperatur der Umgebungsluft und den aerodynamischen Verhältnissen ab. Mit steigender Geschwindigkeit nimmt die Temperatur des Luftstroms zu, allerdings sinkt der Wärmeübergangskoeffizient mit sinkender Dichte der Umgebungsluft. Dadurch ergibt sich während der Beschleunigungsphase einer Rakete typischerweise ein Maximum in der durch konvektive Aufheizung erzeugten Wärmestromdichte in einer Höhe zwischen 10 km und 20 km, danach verringert sich der Einfluss, bis er beim Verlassen der Atmosphäre ganz verschwindet. Im betrachteten Beispiel wird dieser Bereich zu Beginn des letzten Drittels der Beschleunigungsphase durchflogen (vgl. Abbildung 2.17). Abbildung 6.8 zeigt den Verlauf der Wärmestromdichte in qualitativer Form unter Verwendung der bei Balabukh beschriebenen Näherung [BKZ<sup>+</sup>70, S.429ff]. Bei Annahme einer turbulenten Grenzschicht zwischen Außenwand und der umströmenden Außenluft ergeben sich typischerweise Wärmestromdichten von  $3 \text{ W/cm}^2$  bis  $20 \text{ W/cm}^2$  [ZB02, BKZ<sup>+</sup>70]. Diese Werte können sich bis auf die Hälfte reduzieren, wenn stattdessen laminare Umströmung vorherrscht [Oer94, S. 99]. Es können also im Vergleich zu der maximalen absorbierten Laserintensität von  $30 \text{ W/cm}^2$  durchaus signifikante Werte auftreten.

In der Realität wird das genaue Verhalten durch die wechselseitigen Abhängigkeiten von konvektiver Kühlung an der Innenseite und der Laserintensität und der konvektiven Erhitzung an der Außenseite bestimmt. Der betrachtete Tankabschnitt ist am Anfang mit Treibstoff gefüllt und wird während der Beschleunigungsphase geleert. Solange eine Flüssigkeitsfüllung vorliegt, ist aufgrund der im Vergleich zum Durchmesser geringen Wandstärke weder durch Laserbestrahlung noch durch konvektive Erhitzung auf der Außenseite eine nennenswerte Temperaturerhöhung der Wand zu erwarten.



**Abbildung 6.8:** Qualitativer Verlauf der durch konvektive Erwärmung (Luftreibung) erzeugten Wärmestromdichte an der Außenseite einer Raketenwand. Bei einer Flughöhe von ungefähr 40 km ist das Ende der Beschleunigungsphase erreicht.

Nachdem der Flüssigkeitsspiegel im Tank gesunken ist, erfolgt eine gleichförmige Erwärmung der geleerten Tanksegmente durch konvektive Erhitzung der Außenseite. In Abhängigkeit davon, wann dies geschieht, kann somit die Anfangstemperatur  $T_0$  des bestrahlten Tanksegmentes zu Beginn des Lasereinsatzes substantiell höher sein als die Umgebungstemperatur am Boden.

### 6.2.3.2 Anfangs- und Umgebungstemperatur

Die bisher angenommene Anfangstemperatur  $T_0 = 293\text{ K}$  ist somit nur für den Fall realistisch, dass bis kurz vor Beginn der Laserbestrahlung eine Kühlung der bestrahlten Tanksektion durch Flüssigtreibstoff erfolgt und dieser Flüssigtreibstoff während seiner Lagerung die Umgebungstemperatur angenommen hat. Eine Erhitzung durch erzwungene Konvektion durch die Luftströmung an der Außenseite der Rakete wird so verhindert. Für den Fall, dass die betrachtete Wandsektion keine Flüssigkeitskühlung erfährt, ist von deutlich höheren Anfangstemperaturen  $T_0$  infolge von konvektiver Erhitzung auszugehen. Zur Größtfehlerabschätzung wird eine Anfangstemperatur zu Beginn der Laserbestrahlung von  $433\text{ K}$  gewählt, was der Temperatur der Spitze der Rakete Ariane-1 zum Ende ihrer Beschleunigungsphase entspricht [Eur89]. Diese Maximaltemperatur hängt von einer Reihe von Parametern ab, die sich u. a. aus der Flugbahn der Rakete ergeben. Die Spitze ist der Punkt maximaler Erwärmung auf der Hülle, die Temperatur auf den Seitenwänden ist geringer, nach Zondervan sind bei Mittelstreckenraketen etwa um  $10\text{ K}$  niedrigere Werte zu erwarten [ZB02]. Im Sinne der Größtfehlerabschätzung wird im Folgenden aber eine Anfangstemperatur von  $433\text{ K}$  angenommen, wie sie auf der Spitze auftritt.

**Tabelle 6.1:** Minimal benötigte Zeiten  $t_D$  bis zum Erreichen der Dehngrenze im Material in Abhängigkeit von der Anfangstemperatur  $T_0$

$T_0$ / K	293	363	433
$t_{\text{opt}}$ / s	60	60	55
$t_D$ / s	68	64	58

Die Umgebungstemperatur wird gleich der Anfangstemperatur gesetzt, um im Rahmen der Fehlerabschätzung eine Abkühlung unterhalb der Anfangstemperatur durch thermische Abstrahlung vor Beginn der Laserbestrahlung zu verhindern. Dadurch wird die thermische Abstrahlung insgesamt zu niedrig bewertet, was im Sinne der Fehlerabschätzung ist.

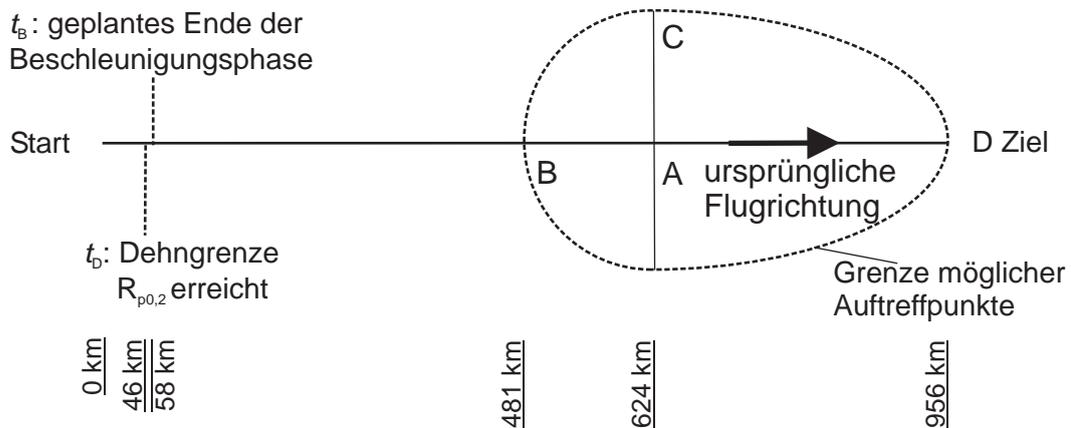
### 6.2.3.3 Variation des Zeitpunktes optimaler Turbulenzkorrektur $t_{\text{opt}}$

Unter der Benutzung von drei unterschiedlichen Anfangstemperaturen  $T_0$  wird nun überprüft, ob durch eine Veränderung des in Abschnitt 6.2.2.1 angesetzten Zeitpunktes  $t_{\text{opt}} = 60$  s für die optimale Korrektur der Turbulenzen durch die adaptive Optik die Flugzeit  $t_D$  bis zum Überschreiten der Dehngrenze im Material ( $\sigma_1 > R_{p0,2}(T)$ ) minimiert werden kann. Dazu wird unter Benutzung der ursprünglich angenommenen Anfangstemperatur  $T_0 = 293$  K, der Maximaltemperatur 433 K und des Mittelwertes von 363 K die eben beschriebene Bewertungsmethode wiederholt. Zusätzlich wird der Parameter  $t_{\text{opt}}$  variiert, bis die Zeit bis zum Erreichen der kritischen Spannung für alle drei Anfangstemperaturen minimal wird.

Das Ergebnis dieser Berechnungen ist in Tabelle 6.1 aufgeführt. Es zeigt sich, dass die ursprünglichen Wahl von  $t_{\text{opt}} = 60$  s für die zwei niedrigeren Anfangstemperaturen zu einer Minimierung der Flugzeit  $t_D$  bis zum Erreichen der Dehngrenze führt. Nur beim Maximalwert von  $T_0 = 433$  K erlaubt die Anpassung von  $t_{\text{opt}}$  eine weitere Verkürzung von  $t_D$ .

### 6.2.3.4 Eingrenzung möglicher Auftreffpunkte des Sprengkopfes

Die berechneten Zeiten  $t_D$  werden nun verwendet, um das Gebiet einzugrenzen, auf den der Sprengkopf der Rakete bei den entsprechend verkürzten Beschleunigungsphasen herabfallen kann. Ab Erreichen der Dehngrenze werden Spannungen berechnet, die plastische Verformung nach sich ziehen. Als Resultat einer solchen Verformung sind verschiedene Auswirkungen möglich. Falls die Einwirkung des Lasers nur geringe Verformungen nach sich zieht, wäre ein normaler Weiterflug denkbar. Ein Extremfall wäre ein Ausfall des Triebwerkes, der durch Aufreißen der Außenwand mit anschließendem Druckverlust im Tank verursacht werden könnte. Weiterhin ist eine Richtungsänderung



#### Grenzen des Auftreffbereichs

- A vollständiger Triebwerksausfall bei  $t_D$
- B zwischen  $t_b$  und  $t_D$  Abbremsen
- C zwischen  $t_b$  und  $t_D$  Schub senkrecht zur ursprünglichen Flugrichtung
- D kein signifikanter Einfluss des ABL auf die Flugbahn  
(B, C, D unter Verwendung des restlichen Treibstoffs)

**Abbildung 6.9:** Eingrenzung möglicher Auftreffpunkte nach einem ABL-Einsatz. Der Maßstab gilt für das Fallbeispiel bei einer angenommenen Anfangstemperatur von  $T_0 = 363\text{ K}$  (Mittelwert) und einer optimalen Korrektur von atmosphärischen Turbulenzen bei  $t_{\text{opt}} = 60\text{ s}$ .

des Schubvektors durch die Verformung denkbar. Zur Eingrenzung des potentiellen Auftreffbereichs des Sprengkopfes wird berechnet, welche Geschwindigkeitsänderung  $\Delta v$  mit dem zum Zeitpunkt  $t_D$  noch vorhandenen Treibstoff möglich ist.  $\Delta v$  ist der Betrag, um den sich die Endgeschwindigkeit im Vergleich zum normalen Flug durch den vorzeitigen Triebwerksausfall verringert. Es ergibt sich die in Abbildung 6.9 dargestellte Situation. Für den Fall eines sofortigen Triebwerksausfalls zum Zeitpunkt  $t_D$  verkürzt sich die Trajektorie durch die verringerte Endgeschwindigkeit der Rakete. Es erfolgt nun ein Einschlag am Punkt A, die Trajektorie entspricht der einer gleichartigen Rakete mit einer verkürzten Beschleunigungsphase  $t_B$ . Fällt das Triebwerk nicht sofort aus, ergibt sich maximal ein  $\Delta v$ , das ausreicht, um die Rakete auf eine Endgeschwindigkeit zu beschleunigen, die groß genug ist, um das ursprünglich geplante Ziel D zu erreichen. Die weiteren Extremwerte B und C berechnen sich, wenn die Geschwindigkeitsänderung  $\Delta v$  senkrecht (Punkt C) oder entgegengesetzt (Punkt B) zum ursprünglichen Geschwindigkeitsvektor wirkt. In erster Näherung ergibt sich als Grenze des Gebietes möglicher Auftrefforte die eingezeichnete Fläche. Zur Berechnung der Grenzen wurde keine vollständige Berechnung von möglichen Flugbahnen durchgeführt, sondern es wurden die berechneten  $\Delta v$  zur Eingrenzung

der maximalen Ausdehnung der Fläche benutzt. So ergibt sich Punkt C aus dem Produkt aus verbleibender Flugzeit zum Punkt A und  $\Delta v$ . Punkt B folgt aus der durch Abbremsung um  $\Delta v$  verkleinerten Endgeschwindigkeit der Rakete.

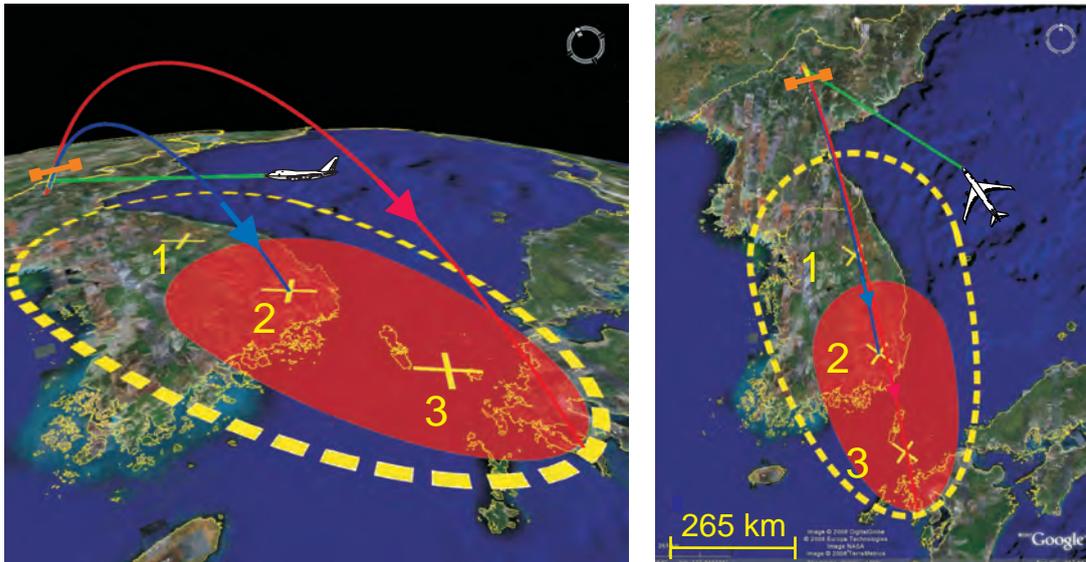
Abbildung 6.10 stellt das Resultat dieser Rechnung für die Zeiten  $t_D = 58$  s,  $t_D = 64$  s und  $t_D = 68$  s im geografischen Rahmen des betrachteten Beispiels dar. Gelb gestrichelt ist das Ergebnis für  $t_D = 58$  s, in rot ist die Situation für die Berechnung mit  $t_D = 64$  s eingezeichnet. Die Kreuze markieren die Auftreffpunkte für den Fall eines sofortigen Triebwerksausfalls bei Erreichen der Dehngrenze des Materials bei  $t_D = 58$  s, 64 s und 68 s und einem danach ansonsten ungestört verlaufenden Weiterflug. Die eingezeichneten Flächen ergeben sich durch die Berechnung der Extrempunkte mit dem durch das jeweilige  $t_D$  bestimmte  $\Delta v$ .

### 6.2.4 Qualität der Eingangsdaten und Folgerungen

Für eine Betrachtung der Qualität der Eingangsdaten muss zwischen den benutzten drei Modellbereichen unterschieden werden.

Die Genauigkeit des *Teilmodells zur Intensitätsberechnung* hängt insbesondere von der Qualität der Atmosphärendaten ab, wie im Abschnitt 2.10 beschrieben. Nicht zuletzt spielt das lokale Wettergeschehen eine Rolle. Der ABL befindet sich für die meisten Fälle mit seiner Flughöhe von 12 km über dem Wettergeschehen, das Gleiche gilt für die betrachtete Rakete gegen Ende der Beschleunigungsphase (vgl. Abbildung 2.17 a). Deshalb wurde das Wetter im Fallbeispiel nicht berücksichtigt. In seltenen Fällen werden aber Gewitterwolken bis zu 20 km Höhe beobachtet [BB93]. Befände sich eine solche Wolke im Strahlweg wäre ein ABL Einsatz unmöglich, da der hohe Wasseranteil den Strahl vollständig absorbieren würde, wie durchgeführte Berechnungen mit MODTRAN zeigen. Als weiterer Unsicherheitsfaktor muss die Ausgangsleistung des ABL gelten (vergleiche auch Seite 10 in Abschnitt 2.2.3 in dieser Arbeit). Weiterhin wird von einigen Fachleuten bezweifelt [EH01, Eng08], ob die Qualität des Messsignals zur Bestimmung der Turbulenzen auf dem Strahlweg durch die Atmosphäre überhaupt ausreicht, um den Grad der Korrektur zu erreichen, wie sie bei Barton et al [BFK<sup>+</sup>04] beschrieben wird. Die Intensitätsberechnung ist daher mit erheblichen Unsicherheiten behaftet.

Für die *thermischen und mechanischen Modellteile* besteht grundsätzlich die Einschränkung, dass die geometrischen Größen und die Materialparameter der betrachteten militärischen Raketen nur schwer verifizierbar sind. Mit Veröffentlichung des UNMOVIC Compendiums [Uni07] existiert zwar eine Quelle mit Detailinformation zur Konstruktion und den verwendeten Materialien der irakischen Raketen bis 2002, inwieweit sich diese aber auf heutige Raketen anderer Länder übertragen lassen, ist nicht sicher.



- Strahlverlauf des ABL zu Flugzeit  $t_F = t_{opt}$
- Ende der unverkürzten Beschleunigungsphase (70 s)
- Zielflugbahn (70 s Beschleunigungsphase)
- Flugbahn mit 64 s Beschleunigungsphase (Triebwerksausfall bei  $t_F = t_D = 64$  s)
- Maximal erreichbarer Bereich mit Resttreibstoff bei  $t_F = t_D = 58$  s
- Maximal erreichbarer Bereich mit Resttreibstoff bei  $t_F = t_D = 64$  s
- 1, 2, 3      Auftreffpunkte für Triebwerksausfall bei  $t_D = 58$  s , 64 s, 68 s

**Abbildung 6.10:** Durch den Sprengkopf gefährdete Gebiete nach dem ABL-Einsatz. Die Eingangsparameter der Berechnung sind in Abbildung 6.1 aufgeführt.

Speziell für den thermischen Modellteil liegt die größte Unsicherheit beim Absorptionsvermögen, da selbst bei bekanntem Oberflächenmaterial die Qualität der Oberfläche erhebliche Auswirkungen auf diesen Wert hat. Sowohl eine Steigerung des Absorptionsvermögens durch Verwitterung oder ein Absinken durch Polieren kurz vor dem Start der Rakete ist denkbar. Bei neuentwickelten Raketen ist auch eine Bedampfung der Außenwand mit hochreflektierenden Materialien, wie z. B. Gold, nicht auszuschließen. Dies würde das Absorptionsvermögen um einen Faktor 10 im Vergleich zum hier angesetzten Wert reduzieren (vgl. Tabelle 3.1).

Der *mechanische Modellteil* ist im Vergleich zu den anderen Teilen stark idealisiert. So wird zum Beispiel die Belastung zu einer Axiallast idealisiert. Für das betrachtete Fallbeispiel ist dies gerechtfertigt, solange der Schubvektor parallel zur Achse der Rakete verläuft, was üblicherweise der Fall ist. Spezielle Steuermanöver könnten aber zu starken Biegemomenten führen, die hier nicht betrachtet werden. Weiterhin besteht eine Einschränkung des Modells darin, dass davon ausgegangen wird, dass der aufgrund des Anisotropismus gewählte optisch ideale Zielpunkt auch aus mechanischer Sicht vorteilhaft ist. Prinzipiell liegt der vom optischen Modell gewählte Punkt aber nicht zwangsläufig auf einem Tanksegment. Die durchgeführte Berechnung spiegelt also hier nur den für eine Zerstörung optimalen Fall wieder.

Im Rahmen der getroffenen Annahmen bestätigt dieses Fallbeispiel zur Raketenabwehr das Ergebnis der Studie von Barton et al., die eine Zerstörung von Raketen innerhalb der Beschleunigungsphase mit dem ABL unter optimalen Bedingungen für möglich hält [BFK<sup>+</sup>04]. Zusätzlich konnte der Zeitpunkt des Erreichens der Dehngrenze im Wandmaterial der bestrahlten Rakete durch Verwendung der entwickelten Methode eingegrenzt werden. Aus diesem Zeitpunkt ergibt sich das Gebiet, auf das potentielle Trümmerteile der Rakete oder der Sprengkopf abstürzen können. Auch die Gestalt des berechneten Gebietes hängt in seiner Gestalt von den Eingangsdaten und ihrer Qualität ab. Allerdings lässt sich, unabhängig von den Unsicherheiten der Eingangsdaten für das thermische und mechanische Modell, bei der vorgegebenen Laserposition und Raketentrajektorie feststellen, dass die geringe Transmission der Atmosphäre und der große Einfluss der Turbulenzen einen Abfangvorgang zu Beginn der Beschleunigungsphase sehr unwahrscheinlich erscheinen lassen (vgl. Abbildung 2.17).

## 6.3 Fallbeispiel zur Bestrahlung von Satelliten

### 6.3.1 Szenarioübersicht

Als Beispiel für eine weitere Anwendung der entwickelten Methodik wird an dieser Stelle abschließend eine Bestrahlung eines Satelliten in einer niedrigen Erdumlaufbahn mit dem ABL untersucht. Als Beispiel wird die Auswirkung auf einen Satelliten

bewertet, der sich am Aufbau des Hubble-Weltraumteleskopes (Hubble Space Telescope HST) orientiert. Dieses Beispiel wurde gewählt, da eine Ähnlichkeit des HST zu Aufklärungssatelliten besteht [Vic07]. Genauere Informationen zum HST finden sich in einer Informationsbroschüre der NASA [Loc99]. Abbildung 6.11 fasst die Eingangsdaten des verwendeten Modells zusammen.

## 6.3.2 Szenariobewertung

### 6.3.2.1 Intensitätsberechnung

**Eingangsparameter** Der folgende Abschnitt erläutert die zur Berechnung getroffenen Annahmen und die gewählten Parameter. Auch in diesem Fall gilt grundsätzlich, dass die Parameter im Zweifelsfall so gewählt wurden, dass sie die Fähigkeiten des ABL eher überschätzen als unterschätzen.

- Laserstrahlparameter

Auch in diesem Fallbeispiel werden die *Strahlparameter des ABL gemäß den veröffentlichten Spezifikationen* angesetzt. Sie sind damit identisch zu den im ersten Fallbeispiel verwendeten Werten.

- Optikparameter

Es wird ebenfalls eine *optimale Sensor- und Regelungstechnik* vorausgesetzt, die in der Lage ist, einen Punkt auf der Außenwand des Satelliten ohne örtliche Streuung nachzuverfolgen. Mit der angestrebten Genauigkeit der Optikpositionierung von  $1 \cdot 10^{-7}$  rad [BFK<sup>+</sup>04, S. S299] wäre dies möglich. Im Vergleich zu Raketen ist die Detektion von Satelliten schwieriger, da Satelliten nicht kontinuierlich heiße Gase ausstoßen. Der ABL benutzt einen weiteren Laser zur Zielbeleuchtung, sobald dieser den Satellit erfasst, ist das Problem der Zielnachführung vergleichbar zur Verfolgung von Raketen. Somit ist nur die erste Detektion schwieriger als bei Raketen, im Gegensatz zu Raketen sind aber die Bahnen von Satelliten mit hoher Genauigkeit vorausberechenbar.

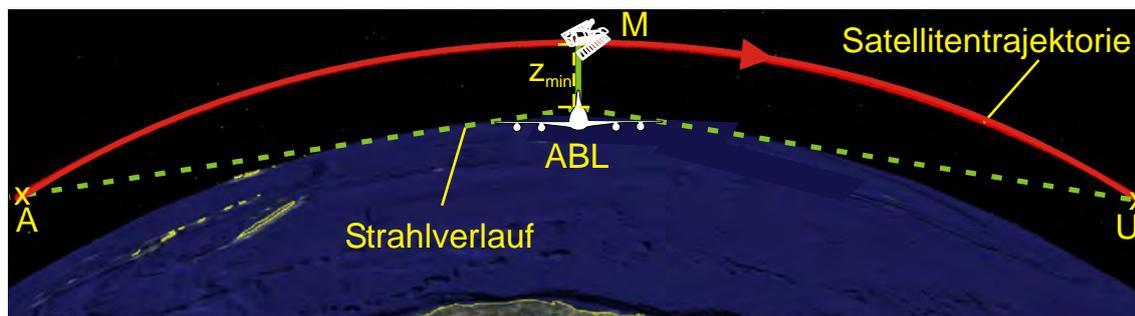
Auch hier wird eine *optimale Korrektur von Turbulenzen* angesetzt, die durch Anisoplanatismus begrenzt ist, analog zum ersten Beispiel.

- Laserposition

Satelliten in einem niedrigen Erdorbit wie das HST umrunden auf ihren Bahnen die Erde in wenigen Stunden. Es wird davon ausgegangen, dass der *ABL an einer günstigen Position direkt unter der Trajektorie platziert ist*.

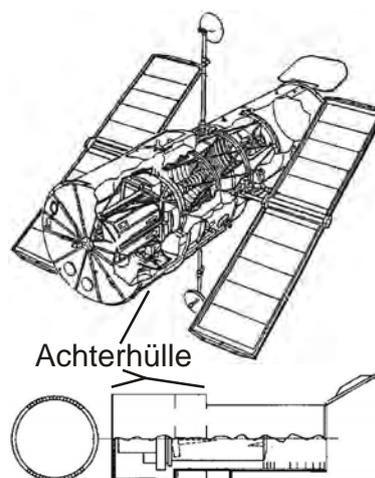
- Trajektorie

*Als Bahn des Satelliten wird die Bahn des HST verwendet*. Damit ergibt sich eine minimale Entfernung zwischen dem ABL und dem betrachteten Satelliten von  $z_{\min} = 554$  km (vgl. Punkt M in Abbildung 6.11) aus der Bahnhöhe des HST



### Satellit

Material	AL 7075
Wandstärke	1,2 mm
Durchmesser Achterhülle	4,2 m
Länge Achterhülle	3,5 m
Gesamtlänge	12,9 m
Trajektorie aus PREDICT	siehe A.4.2
minimaler Abstand $z_{\min}$	554 km
thermische Randbedingungen	siehe 6.3.2.2
Absorptionsvermögen für $\lambda = 1,31\mu\text{m}$	0,05
Gesamtemissivität	siehe A.2.1.7
weitere thermophysikalische Materialparameter	siehe A.2.1.7



### ABL

Ausgangsleistung	3 MW
Wellenlänge	$1,3152\ \mu\text{m}$
Optikdurchmesser	1,5 m
Strahlqualität	$M^2 = 1,2$
Strehlverhältnis	$S_{\text{Fenster}} = 0,8$
Flughöhe	12 km
Adaptive Optik zur Turbulenzkorrektur	siehe 2.4.3

### Umgebung

Turbulenzmodell	2 x Clear-1 Night
Atmosphäre	US-Standard 1976
CO <sub>2</sub>	365 ppm
Aerosolverteilung	ländlich mit VIS* = 23 km
Jahreszeit	Frühling / Sommer
Anfangstemperatur und Vergleichstemperatur für thermische Abstrahlung	273 K

\* meteorologische Sichtweite in Bodennähe

**Abbildung 6.11:** Eingangsdaten des untersuchten Szenarios zur Bestrahlung eines Satelliten. Die Punkte A und U markieren den Eintritt des Satelliten in den Sichtbereich des ABL (Auf- bzw. Untergang des Satelliten). Der Punkt M ist der Punkt mit minimaler Entfernung zwischen ABL und dem Satelliten. Die Eingangsdaten des modellierten Satelliten orientieren sich am Hubble Weltraumteleskop (HST). Zur Verdeutlichung ist hier ergänzend der Aufbau des HST dargestellt. Die Modellierung orientiert sich an der Achterhülle des HST („aft shroud“). *Hinweis:* Die Darstellung der Größe von ABL und Satellit sind nicht maßstabsgerecht. *Quellen:* GoogleEarth für das Kartenmaterial, [Loc99] für die Darstellung des HST.

abzüglich der Flughöhe des ABL. Die mögliche Bestrahlungsdauer ist durch die Zeit begrenzt, zu der der Satellit im Sichtbereich des ABL erscheint. Die entsprechenden Punkte des Auf- bzw. Untergangs sind in der Abbildung durch die Punkte A und U markiert.

Zwischen diesen Zeitpunkten bewegt sich auch ein möglicher Zeitpunkt für die optimale Korrektur atmosphärischer Turbulenzen  $t_{\text{opt}}$ . Der Zeitpunkt optimaler Korrektur wird hier auf den Zeitpunkt des minimalen Abstandes zwischen ABL und HST festgelegt (Punkt M in Abbildung 6.11). Im Gegensatz zum ersten Fallbeispiel zu Raketen bleibt die Qualität der Korrektur durch die nahezu konstante Geschwindigkeit des Satelliten über lange Zeiträume gleich. Variationen entstehen nur durch den veränderten Strahlweg. Eine Anpassung von  $t_{\text{opt}}$  zur Bestimmung eines maximalen Energieeintrags ist nicht notwendig, da dieser stets im Punkt M erreicht wird.

- **Atmosphärenparameter**  
Zur Quantifizierung der Auswirkung der Turbulenzen werden *optimale Atmosphärenparameter* analog zum Beispiel zur Abwehr von Raketen angesetzt.

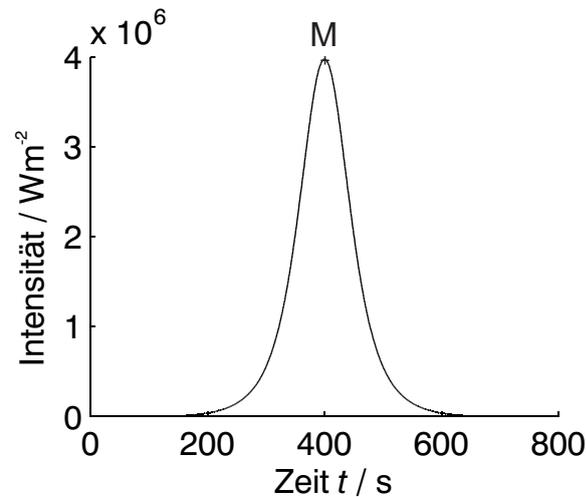
**Ergebnis der Intensitätsberechnung** Im Unterschied zum Fallbeispiel zur Raketenabwehr verläuft der Strahlweg des ABL größtenteils durch Bereiche der höheren Atmosphäre, wodurch im Vergleich zum Fallbeispiel zur Raketenabwehr ein geringerer Einfluss der Atmosphäre auftritt und trotz der größeren Entfernung höhere Intensitäten auf der Oberfläche des Satelliten erreicht werden. Abbildung 6.12 zeigt den Intensitätsverlauf nach dem Erscheinen des HST im Sichtbereich des ABL in Abhängigkeit von der Zeit.

Die Spitzenintensität ist höher als im betrachteten Fallbeispiel zur Raketenabwehr. Im Gegensatz hierzu ergibt sich darüberhinaus ein Bestrahlungszeitraum von über einhundert Sekunden mit hoher Intensität, während sich der Satellit im Sichtbereich des ABL befindet. In der Praxis ist die Bestrahlungsdauer wahrscheinlich durch den Laser im ABL begrenzt. Bei dem ersten Beispiel erfolgte ein Abfall auf geringe Werte innerhalb von wenigen Sekunden (vgl. Abbildung 6.2). Im Folgenden wird die berechnete Intensitätsverteilung als Eingangsgröße zur Berechnung des Temperaturfeldes in der Außenhülle des Satelliten benutzt.

### 6.3.2.2 Temperaturfeldberechnung

**Eingangsparameter** Die weiteren Eingangsparameter sind in Abbildung 6.11 zusammengestellt und werden im Folgenden erläutert.

- **Geometrie**  
Die betrachtete Geometrie orientiert sich an der Achterhülle („aft shroud“) des HST. Die *Geometrie entspricht einem Hohlzylinder*. Die Achterhülle des realen



**Abbildung 6.12:** Berechnete Intensität am Ort des Satelliten in Abhängigkeit von der Zeit. Der Zeitpunkt  $t = 0$  s entspricht dem Zeitpunkt des Erscheinens des Satelliten im Sichtbereich. Zum Zeitpunkt  $t = 400$  s (M) ist der Abstand zwischen Satellit und ABL minimal. Insgesamt befindet sich der Satellit ca. 800 s im Sichtbereich des ABL. Die Eingangsparameter für die Berechnung sind in Abbildung 6.11 aufgeführt.

HST besteht aus einer doppelwandigen Struktur aus Aluminium [Loc99, HM86], die mit einer mehrlagigen Schicht aus mit Aluminium bedampften Kunststofffolien zur Wärmeisolierung verkleidet ist [THD<sup>+</sup>99]. Dieser Aufbau wird im betrachteten Modell zu einer einzigen Aluminiumschicht aus dem beim HST verwendeten Material vereinfacht, deren Wandstärke der äußeren Wand der Doppelstruktur der Achterhülle des HST inklusive der Folienisolierung entspricht. Diese Vereinfachung ist gerechtfertigt, da die durch ihre Strukturierung untereinander thermisch isolierten Folien spätestens nach Erreichen ihrer Schmelztemperatur zu einer einzigen Schicht verschmelzen.

- Anfangs- und Randbedingungen

Als *Anfangs- und Umgebungstemperatur* wird ein Wert von  $T_0 = 273\text{ K}$  angenommen. Im Weltraum erfolgt *Wärmeaustausch nur über thermische Strahlung*. Die wahre Anfangstemperatur eines Satelliten in niedriger Umlaufbahn schwankt in Abhängigkeit davon, ob er gerade von der Sonne bestrahlt wird oder nicht. Der gewählte Wert wurde willkürlich gewählt, die Abhängigkeit des Ergebnisses von dieser Annahme wird am Ende dieser Betrachtung einer Prüfung unterzogen.

Zusätzlich zur Randbedingung einer thermischen Abstrahlung werden die *Ränder des betrachteten Zylinderabschnittes als thermisch isoliert* angesetzt. Dieses Vorgehen orientiert sich in diesem Fall an der Folienisolierung des HST.

- Thermophysikalische Materialparameter

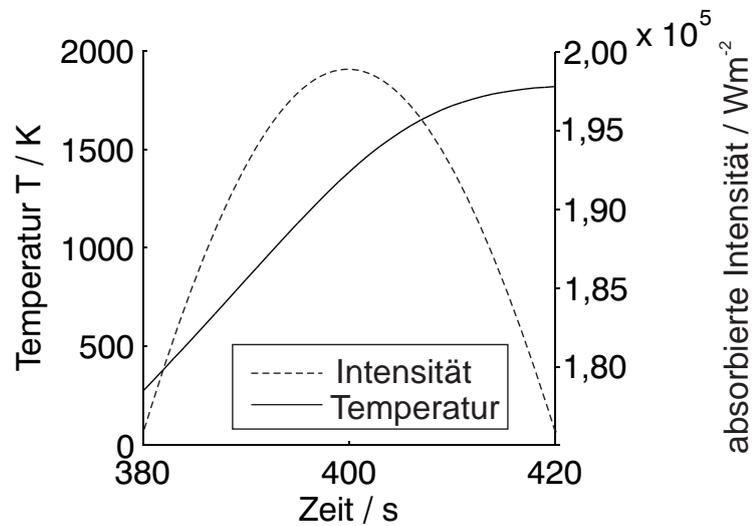
Die angesetzte *Aluminiumlegierung entspricht der des realen HST*. Als Gesamtemissivität wird Innen und Außen der Wert von Aluminium angesetzt. Aufgrund der potentiell hohen Oberflächengüte der Folien wird ein sehr niedriges Absorptionsvermögen für die Laserstrahlung auf der Außenseite angenommen (vergleiche dazu auch Tabelle 3.1).

**Ergebnis der Temperaturberechnung** Abbildung 6.13 zeigt die Entwicklung der Maximaltemperatur während einer 40 s andauernden Bestrahlung um den Punkt M mit minimalem Abstand zwischen Satellit und ABL unter den genannten Voraussetzungen. Die Maximaltemperatur steigt auf Werte, die fast 1000 K über dem Schmelzpunkt der betrachteten Legierung von ca. 900 K [Hes06] liegen. Verändert man die angenommenen Anfangstemperatur von  $T_0 = 1\text{ K}$  wird der Schmelzpunkt nach 16 s erreicht und damit nur 6 s später als mit einer Anfangstemperatur von 273 K. Die berechnete Maximaltemperatur bleibt nahezu identisch, sie sinkt von 1815 K auf 1775 K ab. Diese berechnete Maximaltemperatur hat zwar keinen Bezug zum Realfall, da die bestrahlte Oberfläche wegen der Oberflächenspannung der Schmelze nicht formstabil bleiben wird, verdeutlicht aber, dass ein Schmelzen mit großer Sicherheit zu erwarten ist.

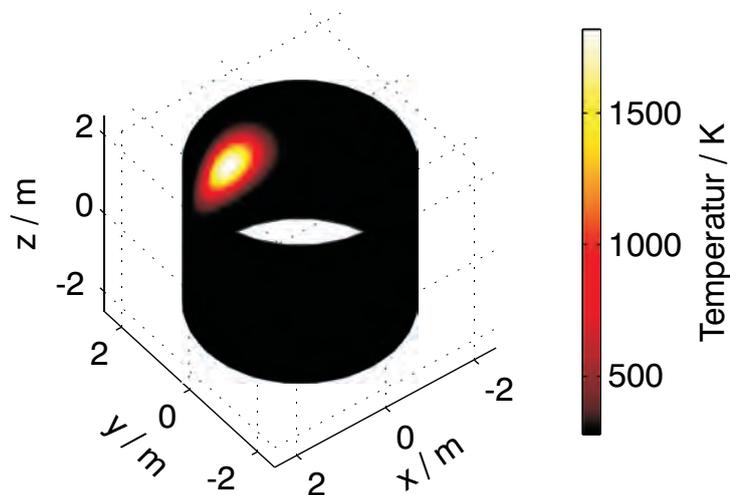
Die Ausprägung des Temperaturfeldes in der Hülle zeigt Abbildung 6.14. Es ist offensichtlich, dass die Schmelztemperatur großflächig überschritten wird. Eine Schädigung des Satelliten wäre in diesem Fall mit großer Sicherheit zu erwarten. Eine Berechnung der auftretenden mechanischen Spannungen wird deshalb nicht vorgenommen. Die genauen Folgen eines solchen Temperaturanstieges hängen vom inneren Aufbau des bestrahlten Satelliten ab, insbesondere empfindliche elektronische Bauteile in der Nähe der bestrahlten Außenwand werden Schäden davontragen. Damit ist eine Funktionsfähigkeit des Satelliten nicht mehr sichergestellt.

### 6.3.3 Qualität der Eingangsdaten und Folgerungen

Die vorgenommene Betrachtung kommt im Vergleich zum Fallbeispiel zur Raketenabwehr mit deutlich weniger Annahmen aus, da die Eingangsparameter zum HST mit



**Abbildung 6.13:** Verlauf von *absorbierter* Maximalintensität und Maximaltemperatur in der Hülle des Satelliten unter Annahme einer beginnenden Laserbestrahlung zum Zeitpunkt  $t = 380$  s, d.h. 20 s vor dem Punkt M mit maximaler Intensität. Die Anfangstemperatur  $T_0$  beträgt 273 K.



**Abbildung 6.14:** Temperaturverteilung in der Außenhülle des Satelliten nach einer Bestrahlungszeit von 20 s (Zeitindex  $t = 400$  s) mit einer Anfangstemperatur  $T_0 = 273$  K. Die Schmelztemperatur des Materials liegt bei 900 K.

hoher Genauigkeit bekannt sind. Wie im Beispiel zur Raketenabwehr sind allerdings die Parameter des ABL mit großen Unsicherheiten behaftet (vgl. Abschnitt 6.2.4). In diesem Fall besteht eine zusätzliche Unklarheit darüber, wie gut der ABL in der Lage ist, den Strahl auf einen Satelliten zu positionieren. Einerseits hinterlässt der Satellit ein deutlich schwächeres Infrarotsignal als eine Rakete mit aktivem Triebwerk, andererseits sind die Bahnen von Satelliten mit hoher Genauigkeit bekannt und generell gut vermessbar [Nol99], im Gegensatz zu Raketen mit unbestimmten Zielen.

Unter den angegebenen Annahmen hat dieses Beispiel gezeigt, dass eine Bestrahlung von Flugkörpern im niedrigen Erdorbit Maximaltemperaturen erwarten lässt, die deutlich über dem Schmelzpunkt typischerweise verwendeter Strukturmaterialien liegt. Selbst die Benutzung einer vergleichsweise hochreflektierenden Oberfläche mit einem Absorptionsvermögen von nur 5% verhindert dies nicht. Unabhängig von den getroffenen Annahmen ergibt sich, dass der Strahlweg hier im Vergleich zu einer Bestrahlung von Raketen in ihrer Beschleunigungsphase nur eine geringe Wegstrecke in der dichten Atmosphäre zurücklegt und deshalb eine höhere Bestrahlungsintensität zu erwarten ist. Außerdem sind die möglichen Bestrahlungszeiträume länger, im Vergleich zwischen den hier verwendeten Beispielen tritt ungefähr ein Faktor 10 auf.



## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Methode zur Bewertung der Auswirkungen einer Laserbestrahlung von Raumflugkörpern entwickelt. Die Methode bewertet zeitlich aufgelöst einen Bestrahlungsvorgang in seiner Gesamtheit. Angefangen von der Strahlausbreitung in einem Medium werden die Vorgänge in einem bestrahlten Objekt sowohl unter thermischen als auch unter mechanischen Gesichtspunkten modelliert. Dieses ganzheitliche Vorgehen steht im Gegensatz zu den Ansätzen in der Literatur, die sich meistens nur auf Teilbereiche beschränken oder wichtige Effekte vernachlässigen. Die entwickelte Methode wurde experimentell validiert, ebenfalls im Gegensatz zu vielen anderen Ansätzen, die sich oft nur auf rein theoretische oder rein experimentelle Verfahren zur Bewertung eines Bestrahlungsvorganges beschränken. Die Anwendbarkeit der Methode wurde anhand zweier Fallbeispiele gezeigt.

Die entwickelte Methode führt drei Teilbereiche zusammen. Als Erstes werden die von einer gegebenen Laserstrahlquelle induzierten *Intensitäten* am Ort eines bestrahlten Raumflugkörpers bestimmt. Die Intensitäten bewirken einen Temperaturanstieg im bestrahlten Objekt, dessen zeitabhängiges Temperaturfeld in einem zweiten Schritt berechnet wird. Falls diese *Temperaturen* nicht die Schmelztemperatur des bestrahlten Materials überschreiten, folgt drittens die Berechnung der thermisch induzierten *Spannungen* im Material.

Der erste Baustein, die Berechnung der von einer Laserstrahlquelle auf der Außenwand eines bestrahlten Objektes verursachten *Intensitäten*, schließt eine Vielzahl von Einflüssen ein. Das Endergebnis ist, unter Berücksichtigung von Atmosphäreneinflüssen, hochgradig nichtlinear. Während sich die Intensität bei einer Strahlausbreitung im Vakuum noch geschlossen beschreiben lässt, tritt durch die Absorption von Strahlung in der Atmosphäre und durch Brechzahländerungen im durchquerten Medium infolge von atmosphärischen Turbulenzen eine erhebliche Steigerung der Komplexität der Berechnung auf. Eine Vernachlässigung dieser Effekte ist bei Strahlwegen mit einer Länge über hundert Kilometer im Bereich der Atmosphäre aber unzulässig. So werden beispielsweise in den ersten zwanzig Sekunden des betrachteten Fallbeispiels zur Raketenabwehr stets mehr als 99% der Laserleistung in der Atmosphäre absorbiert (vgl. Abbildung 2.17 c). Ähnliches gilt für den Einfluss von atmosphärischen Turbulenzen, der sich auch bei Verwendung von adaptiven Optiken nicht vollständig korrigieren lässt. Beide Effekte können auch nicht beliebig mit einer Steigerung der Laserleistung oder einer Änderung der Optikparameter ausgeglichen werden. Ab einer bestimmten

Schwellintensität treten weitere nichtlineare Effekte des Absorptionsvermögens der Atmosphäre auf und haben zur Folge, dass eine weitere Leistungssteigerung durch eine noch höhere Absorption der Atmosphäre ausgeglichen wird. Eine Vernachlässigung der Ergebnisse dieser Arbeit mit dem Argument, die Ausgangsleistung eines Lasers könne potentiell beliebig gesteigert werden, ist daher unzulässig.

Die ermittelten Intensitäten für ein gegebenes Bestrahlungsszenario fließen in die *Temperaturberechnung* des bestrahlten Körpers ein. Wie in Kapitel 3 gezeigt werden konnte, ist aufgrund der temperaturabhängigen thermophysikalischen Materialparameter die Verwendung einer numerischen Berechnungsmethode zur Bestimmung des Temperaturfeldes sinnvoll. Hier wurde die Finite Elemente Methode (FEM) gewählt, da diese eine Festlegung von zeitlichen, lokalen und von der Temperatur abhängigen Eingangsparametern erlaubt. Auch eine Berücksichtigung der thermischen Abstrahlung von der Oberfläche ist so implementierbar. Die thermische Abstrahlung bestimmt nach Gleichung 3.20 die maximal durch eine Laserbestrahlung erzielbare Oberflächentemperatur. Eine Vernachlässigung der Abstrahlung führt aufgrund dieser Abhängigkeit zu falschen Ergebnissen bei der Temperaturberechnung. Abbildung 3.11 zeigt die Temperaturentwicklung für ein Beispiel, bei dem die Berechnung unter Vernachlässigung thermischer Abstrahlung ein Schmelzen des bestrahlten Körpers voraussagt. Im Gegensatz dazu wird bei Berücksichtigung der Abstrahlung der Schmelzpunkt nicht überschritten. Die Ergebnisse der FEM sind numerisch stabil, sobald die zur Approximation der Lösung benutzten Abschnitte (die Elemente der FEM, vgl. Abbildung 3.13) des betrachteten Gebietes klein genug werden. Mit Hilfe der durchgeführten Bestrahlungsexperimente wurden diese Temperaturberechnungen im Rahmen der Messgenauigkeit bestätigt. Dabei ist essentiell für die Berechnung zu berücksichtigen, dass auch kleinste Änderungen der Materialzusammensetzung zu starken Änderungen der Wärmeleitfähigkeit führen können, wie beispielhaft am Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Temperaturen bei Bestrahlungsversuchen mit Kupfer aufgezeigt wurde. Demnach ist speziell bei der Wärmeleitfähigkeit auf die Qualität der Eingangsdaten zu achten. Dies gilt ebenfalls für das Absorptionsvermögen der bestrahlten Oberflächen. Beide Parameter sind prinzipiell über Messungen direkt oder indirekt zu erfassen, wie beim Absorptionsvermögen im Rahmen dieser Arbeit demonstriert wurde. Allerdings besteht beim Absorptionsvermögen die Einschränkung, dass eine starke Abhängigkeit von der Oberflächenqualität besteht und eine Veränderung durch Oxidation nach der Messung erfolgen kann (vgl. Tabelle 3.1). Unter Verwendung des berechneten Temperaturfeldes wird bei der Bewertung eines gegebenen Bestrahlungsszenarios geprüft, ob ein Materialversagen des bestrahlten Objektes durch Aufschmelzen auftritt. Ist dies nicht der Fall, werden zusätzlich die mechanischen Spannungen berechnet.

Bei den Berechnungen zur *mechanischen Spannung* treten ebenfalls in der Mehrzahl temperaturabhängige Materialparameter auf und es wurde folglich auch hier auf die FEM zurückgegriffen. Im Rahmen der Berechnungsmethode ist dieser Ansatz von Vorteil, da das berechnete Temperaturfeld aus dem letzten Schritt direkt als

Eingangsparameter verwendet werden kann. Die auftretenden Materialparameter zur Festigkeitsbeschreibung sind in diesem Fall nicht nur von der Materialzusammensetzung abhängig, sondern auch von der thermischen und / oder mechanischen Vorbehandlung. Bei den Berechnungen werden im Vergleich zu den Temperaturberechnungen erheblich höhere Anforderungen an die numerische Rechengenauigkeit gestellt. Die Anzahl der benötigten Elemente für ein numerisch stabiles Ergebnis erhöhte sich um nahezu einen Faktor von 300 (vgl. Abbildung 4.8). Dadurch ergeben sich zwangsläufig als Nebeneffekt auch verlängerte Rechenzeiten. Die durchgeführten Berechnungen können auch auf einem Hochleistungsrechnersystem nur in Zeiträumen von mehreren Stunden gelöst werden, während bei den Temperaturberechnungen auf einem PC Ergebnisse nach wenigen Minuten vorliegen. Die Ergebnisse der entwickelten Modelle wurden wiederum innerhalb der Grenzen der Messgenauigkeit durch zeitabhängige Verformungsmessungen bei Bestrahlungsversuchen bestätigt. Dabei wurde auch der Zeitpunkt korrekt eingegrenzt, bei dem das Material bei steigender Erwärmung den elastischen Bereich verlässt. Dies wird als Kriterium verwendet, um zu unterscheiden, ob durch die Bestrahlung eine potentielle Beeinträchtigung der Funktionsfähigkeit zu erwarten ist. Dazu wird ein Vergleich der ersten Hauptspannung mit der temperaturabhängigen Dehngrenze  $R_{p0,2}$  vorgenommen. Selbst dieses relativ einfache Kriterium, das nur für Metalle gültig ist, verlangt eine detaillierte mechanische Rechnung unter Verwendung des bestimmten Temperaturfeldes, da dies starken Einfluss auf die Dehngrenze  $R_{p0,2}$  nimmt. Die Dehngrenze sinkt bereits deutlich vor Erreichen des Schmelzpunktes eines Metalls stark ab (vgl. Abbildung 4.5). Für die in der Abbildung 4.5 betrachtete Aluminiumlegierung genügt beispielsweise ein Temperaturanstieg auf 550 K, um die Dehngrenze auf weniger als 50% des Wertes bei Raumtemperatur zu verringern. Ohne einen Vergleich mit den auftretenden mechanischen Spannungen ist diese Information allein aber nicht zielführend für eine Beurteilung der Frage, wann eine Beeinträchtigung der Funktionsfähigkeit des bestrahlten Körpers zu erwarten ist.

Zur Beantwortung der Frage, wann im Rahmen eines Bestrahlungsszenarios die Funktionsfähigkeit des bestrahlten Objektes beeinträchtigt ist, müssen daher die auftretenden Intensitäten, Temperaturen und mechanischen Spannungen in ihrer Gesamtheit herangezogen werden. In der vorliegenden Arbeit wurde dabei ein linearer Ablauf gewählt (vgl. das Flussdiagramm in Abbildung 5.1). Durch die Verwendung der FEM sowohl für die Temperatur- als auch für die Spannungsberechnung konnte eine direkte Übergabe des Temperaturfeldes zwischen den Modellteilen realisiert werden. Die resultierende Gesamtmethode wurde durch Bestrahlungsversuche mit gleichzeitiger Temperatur- und Verformungsmessung validiert.

Die entwickelte Methode kann für andere Anwendungsgebiete übernommen werden. Eine Anwendung der Methode, die eine vollständige Übertragbarkeit der entwickelten Methoden und Modelle erlaubt, wäre die Bewertung der Verwendung eines flugzeuggestützten Hochenergielasers zur Bestrahlung von Zielen am Boden, z. B. von Treibstofftanks einer Raffinerie. Die beschriebenen Atmosphärenmodelle sind auch

für einen solchen Fall anwendbar. In Erweiterung der bei den Fallbeispielen in dieser Arbeit beschriebenen Vorgehensweise wäre auch eine Durchführung einer umfassenden Parametervariation möglich. Man könnte zum Beispiel Parameterbereiche abgrenzen, bei denen zerstörerische Auswirkungen am bestrahlten Objekt erfolgen.

Andere potentielle Anwendungen können mit Teilbereichen der hier entwickelten Methode untersucht werden. Die Berechnung der Laserintensitäten könnte zur Auslegung eines Lasers dienen, der Teil einer Datenübertragungsstrecke ist. Ein Bewertungskriterium wäre in diesem Fall, ob die am Empfänger auftretende Intensität ausreicht, um die Detektorschwelle zu überschreiten, ohne zu einer Übersteuerung zu führen. Eine zusätzliche Anwendung des Methodenteils zur Temperaturberechnung wäre auch in diesem Fall sinnvoll, wenn sichergestellt werden soll, dass im Bereich des Strahlweges keine Schädigung von Objekten zu erwarten ist, die sich ungeplant in den Strahl zwischen Sender und Empfänger bewegen.

Betrachtet man die Bestrahlung von metallischen Objekten, ist eine Anwendung der Gesamtmethode z. B. auf das Prinzip des Laserumformens aus der Lasermaterialbearbeitung möglich. Dort wird plastische Verformung in metallischen Körpern durch Laserstrahlung induziert. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Methode kann dazu verwendet werden, die Eingangsparameter zu bestimmen, die den Eintritt des bestrahlten Materials in den plastischen Bereich zur Folge haben. Eine Erweiterung des mechanischen Teilmodells auf den Bereich der plastischen Verformung würde es ermöglichen zu simulieren, welche Eingangsparameter benötigt werden, um eine definierte Verformung auszulösen. An dieser Stelle ist allerdings zu beachten, dass die vorgestellten Spannungs-Dehnungsdiagramme für Metalle einer Hysterese unterliegen, die bei der Modellierung berücksichtigt werden müsste. Diese Zusammenhänge können auch zur genaueren Eingrenzung eines Zerstörungszeitpunktes durch eine Verfeinerung der Bewertungskriterien, z. B. unter Einbeziehung der Bruchmechanik, ermöglichen.

Die Untersuchung der Bestrahlung von nichtmetallischen Werkstoffen ist denkbar, erfordert aber eine Anpassung sowohl der im Rahmen der Arbeit vorgestellten Berechnungsmethoden als auch der Bewertungskriterien. Gläser besitzen beispielsweise keine definierte Dehngrenze  $R_{p0,2}$ , dafür treten aber mechanische Eigenspannungen auf, die weit vor Erreichen der Schmelztemperatur bei einer lokalen Erwärmung einen Bruch auslösen können. Im Rahmen der FEM ist die Untersuchung eines solchen Verhaltens möglich, unter Umständen allerdings mit erheblich höherem Modellierungsaufwand. Die Behandlung von Mehrschichtsystemen, wie sie z. B. beim Verfahren des Laserentlackens auftreten, stellt eine weitere potentielle Anwendung dar. Dort führt eine lokale Erwärmung der Lackschicht dazu, dass diese vom Trägermaterial abplatzt. Die hier entwickelte Methode kann dazu benutzt werden sicherzustellen, dass das Trägermaterial nicht geschädigt wird.

Eine grundsätzliche Einschränkung der entwickelten Methode in ihrer bisherigen Form ist der erforderliche Rechenaufwand. Im Vergleich zu rein analytischen Rechnungen lassen sich durch die Benutzung numerischer Verfahren zwar beliebige zeitliche und

örtliche Abhängigkeiten von Parametern und Randbedingungen abbilden, dafür steigt der Zeitaufwand unter Umständen aber erheblich. Für eine Steuerung eines Lasermaterialbearbeitungsprozesses im laufenden Betrieb wäre eine zeitliche Optimierung der Berechnungsmethoden notwendig. Als weitere Einschränkung der Methode besteht zurzeit die Vernachlässigung von Rückkopplungen zwischen den Modellteilen bedingt durch ihren linearen Aufbau. Diese Rückkopplung ließe sich durch verschiedene Maßnahmen integrieren, zum Beispiel durch die Verwendung beweglicher FEM Netze. Mit einer solchen Erweiterung wäre dann zum Beispiel auch die Bewertung des Einflusses eines thermischen Verzugs während einer Lasermaterialbearbeitung auf die Energieeinkopplung während des Bearbeitungsprozesses abbildbar und es ließen sich negative Auswirkungen auf die Bearbeitungsqualität, zum Beispiel auf die Güte einer Schweißnaht, bewerten.



# A Anhang

## A.1 Algorithmen zur Intensitätsberechnung

### A.1.1 Verwendete Näherung zur Berechnung des Strehlverhältnisses des ABL ohne Anisoplanatismus

$S_{AO}$

Für die Berechnung des Strehlverhältnisses ohne den Einfluss von Anisoplanatismus im Rahmen der Fallbeispiele wird auf Ergebnisse von Barton et al. zurückgegriffen [BFK<sup>+</sup>04, S. S323]. Barton et al. haben verschiedene Experimente [HBK<sup>+</sup>98, BBH<sup>+</sup>99] ausgewertet, die zum Test der adaptiven Optik des ABL am Boden durchgeführt wurden und das Ergebnis in grafischer Form publiziert. Die von Barton et al. erstellte Abbildung wurde in dieser Arbeit als Polynom sechsten Grades angenähert. Als Ergebnis ergibt sich folgende Routine:

```
sr_ao_r = ...
@(x) (x <= 0.5) .* (23.58514 .* x.^6 - ...
76.39454 .* x.^5 + 95.49828 .* x.^4 - ...
63.80402 .* x.^3 + 25.565912 .* x.^2 - ...
6.21206 .* x + 0.86140) + ...
(x > 0.5) * 0.1211764375;
```

Das Ergebnis dieser Näherung findet sich in Abbildung 2.9 und gilt nur für die adaptive Optik des ABL.

### A.1.2 Verwendete Näherung zur Berechnung des Varianzreduzierungsfaktors $\rho_{op}$

Die Bestimmung des Anteils am Anisoplantismus, der durch Piston hervorgerufen wird, wird analog zu Barton et al. durchgeführt. Die numerische Implementation des Varianzreduzierungsfaktors  $\rho_{op}$  erfolgt unter Ansatz einer Freundlichfunktion ( $y = ax^{bx^{-c}}$  durch Ausgleichsrechnung an die von Barton et al erstellte Grafik (D.8 in [BFK<sup>+</sup>04, S. S401]). Es folgt:

$$\text{rho\_fit}=@(x) 0.23206.*x.^(-0.3945.*x.^(0.11868));$$

Das Ergebnis dieser Rechnung für typische Varianzen findet sich in Abbildung 2.11.

### A.1.3 Schnittstelle zu MODTRAN

Die Übergabe von Eingangsdaten an MODTRAN4 Version 1.1 wird durch eine zeichengenau formatierte Steuerdatei vorgenommen. Die angefügte Routine schreibt diese Datei (tp5) und führt dann MODTRAN aus. Dies geschieht für jeden Zeitschritt des betrachteten Bestrahlungsszenarios. Die Buchstaben bzw. Zahlenkombinationen stellen jeweils Eingabeparameter dar. Variabel sind die aktuelle Flughöhe des bestrahlten Objektes und der erdzentrierte Winkel zwischen Laserstrahlquelle und bestrahltem Objekt (`beta_deg(i)`). Weitere Details zu den einzelnen Parametern finden sich bei [BAA<sup>+</sup>99]. Falls nur ein einzelner Strahlweg modelliert werden soll, empfiehlt sich die Benutzung einer grafischen Benutzeroberfläche wie z. B. MODO, die die Steuerdatei menügeführt erzeugt [Sch01, SN05]. Das Programm MODO diente in dieser Arbeit zur Überprüfung einzelner Steuerdateien.

```
for i=1:length(sat_lat)
    if sat_alt_km(i)<1000 % Strahlweg in der Atmosphäre
        fid=fopen(sprintf('C:\\Progra~1\\MATLAB71\\work\\Nodong\\no%04d.tp5',i),'wt');
        fprintf(fid,'MS 6 2 0 1 0 0 0 0 0
                0 0 0 0 293.150 0.4\n');
        fprintf(fid,'FF 8F 5 365.00000 F F
                F T F 0.000\n');
        fprintf(fid,' 1 0 1 3 0 0 0.00000
                0.00000 0.00000 0.00000 0.00000\n');
        fprintf(fid,'%10.3f%10.3f 0.000 0.000%10.3f
                .000 0.000\n',abl_fhoehe,sat_alt_km(i),
                beta_deg(i));
        fprintf(fid,' 7602.0 7607.0 1.0 1.0 W
                next AA\n');
        fprintf(fid,' 0\n');
```



## A.2 Ergänzende Informationen zur Temperaturberechnung

### A.2.1 Verwendete thermophysikalische Materialparameter

**HINWEIS:** Falls in den Tabellen nicht anders angegeben, gelten die aufgeführten Näherungsfunktionen nur für den Temperaturbereich zwischen 293 K und der Schmelztemperatur des jeweiligen Materials!

#### A.2.1.1 Probe 1: Aluminium Al99

Parameter		Approximation (T/K)	Quelle <sup>a</sup>
Wärmeleitfähigkeit $\kappa$	W/m K	$-1,25 \cdot 10^{-9} \cdot T^4 + 2,97 \cdot 10^{-6} \cdot T^3$ $-0,00265 \cdot T^2 + 0,9956 \cdot T + 107,06$	[SNS02]
Wärmekapazität $c_p$	J/kg K	$0,6075 \cdot T + 679,65$	[SNS02]
Dichte $\rho^b$	kg/m <sup>3</sup>	$2754,5 - 0,2 \cdot T$	[SNS02]
Emissivität $\varepsilon$		$7,2 \cdot 10^{-5} \cdot T + 3,2 \cdot 10^{-3}$	[BB04]
Absorptionsvermögen $A$		0,315	Messung

<sup>a</sup> Quelle für die zur Bestimmung der Approximation verwendeten Messdaten

<sup>b</sup> Die Dichte wurde mit Gleichung 3.25 aus den Messdaten berechnet, das Ergebnis wurde für die Approximation der Temperaturabhängigkeit verwendet.

#### A.2.1.2 Wärmeleitfähigkeit Kupfer Cu-ETP

Dieser Parameter wurden nur zur Bewertung der Auswirkungen der unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten zwischen Cu-ETP und Cu-DHP auf die Modellierung genutzt genutzt.

Parameter		Approximation (T/K)	Quelle <sup>a</sup>
Wärmeleitfähigkeit $\kappa$	W/m K	$-1,438 \cdot 10^{-6} \cdot T^3$ $+2,041 \cdot 10^{-3} \cdot T^2 - 0,9911 \cdot T + 545,3$	[Deu05b]

<sup>a</sup> Quelle für die zur Bestimmung der Approximation verwendeten Messdaten

## A.2.1.3 Probe 2: Kupfer Cu-DHP

Parameter		Approximation ( $T/K$ )	Quelle <sup>a</sup>
Wärmeleitfähigkeit $\kappa$	$\text{W/m K}$	$0,1608 \cdot T + 257,98$	[Deu05a]
Wärmekapazität $c_p$	$\text{J/kg K}$	$0,1035 \cdot T + 354,93$	[Deu05a]
Dichte $\rho^b$	$\text{kg/m}^3$	$8960/(1 + 16,8 \cdot 10^{-6} \cdot (T - 293))^3$	[Deu05b]
Emissivität $\varepsilon$ (v.) <sup>c</sup>		0,045	[Vor02]
Emissivität $\varepsilon$ (r.) <sup>c</sup>		0,95	[Won05]
Absorptionsvermögen $A$		$(75 \cdot 10^{-6} \cdot T + 0,0181753)$	Messung u. [XK99] <sup>d</sup>

<sup>a</sup> Quelle für die zur Bestimmung der Approximation verwendeten Messdaten

<sup>b</sup> Die Dichte wurde mit Gleichung 3.25 aus den Messdaten berechnet, das Ergebnis wurde für die Approximation der Temperaturabhängigkeit verwendet.

<sup>c</sup> Die Vorderseite (v.) ist Kupfer, die Rückseite (r.) ist mit schwarzem Hochtemperaturlack beschichtet.

<sup>d</sup> Der konstante Anteil wurde experimentell bestimmt, die Steigung der Approximationsgerade lehnt sich an Ergebnisse von Xie an.

## A.2.1.4 Proben 3 und 4: Baustahl

Parameter		Approximation ( $T/K$ )	Quelle <sup>a</sup>
Wärmeleitfähigkeit $\kappa$	$\text{W/m K}$	$1,088 \cdot 10^{-7} \cdot T^3 - 2,193 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 + 0,1012 \cdot T + 43,688$	[SNS02]
Wärmekapazität $c_p$	$\text{J/kg K}$	$2,691 \cdot 10^{-6} \cdot T^3 - 0,00437 \cdot T^2 + 2,804 \cdot T - 75,276$	[SNS02]
Dichte $\rho^b$	$\text{kg/m}^3$	$-0,34 \cdot T + 7953,7$	[SNS02]
Emissivität $\varepsilon$ (v.) <sup>c</sup>		0,638	[Vor02]
Emissivität $\varepsilon$ r. <sup>d</sup>		0,95	[Won05]
Absorptionsvermögen $A$		$(3 \cdot 10^{-5} \cdot T + 0,3449)$	Messung u. [Ste90] <sup>e</sup>

<sup>a</sup> Quelle für die zur Bestimmung der Approximation verwendeten Messdaten

<sup>b</sup> Die Dichte wurde mit Gleichung 3.25 aus den Messdaten berechnet, das Ergebnis wurde für die Approximation der Temperaturabhängigkeit verwendet.

<sup>c</sup> Die Emmissivität der Vorderseite (v.) wurde aus dem Mittelwert der in der angegebenen Quelle angegebenen Normalemissivitäten für verschiedene Oberflächenqualitäten gebildet (0,58), und dieser Mittelwert dann mit einem Faktor 1,1 nach der o.a. Quelle auf die hemisphärische Emmissivität umgerechnet.

<sup>d</sup> Die Rückseite (r.) ist mit schwarzem Hochtemperaturlack beschichtet.

<sup>e</sup> Der konstante Anteil wurde experimentell bestimmt, die Steigung der Approximationsgerade lehnt sich an Ergebnisse von Stern an.

### A.2.1.5 Aluminiumhohlzylinder aus Al-3104

Parameter		Approximation (T/K)	Quelle
Wärmeleitfähigkeit $\kappa$	W/m K	170	[Mat08a] <sup>a</sup>
Wärmekapazität $c_p$	J/kg K	880	[Mat08a] <sup>a</sup>
Dichte $\rho$	kg/m <sup>3</sup>	$2767,918 - 0,1440116 \cdot T$ $-7,774021 \cdot T^2$	[COM07a] <sup>b</sup> [Mat08a] <sup>c</sup>
Emissivität (i.) $\varepsilon^c$		$7,2 \cdot 10^{-5} \cdot T + 3,2 \cdot 10^{-3}$	[BB04]
Emissivität (a.) $\varepsilon^d$		0,91	[Sch89a]
Absorptionsvermögen $A$		0,103	Messung

<sup>a</sup> Die genannten Werte werden direkt übernommen.

<sup>b</sup> Die Approximationsfunktion ist in der zitierten Datenbank für Al3004 vorhanden. Die Materialunterschiede zu Al3104 sind minimal. Die Funktion ist zwischen 223 K und 573 K gültig.

<sup>c</sup> Innen: unbeschichtet, Aluminium

<sup>d</sup> Außen: weiße Lackierung, siehe Tabelle 3.6

### A.2.1.6 Fallbeispiel Raketenabwehr: Al5083

Parameter		Approximation (T/K)	Quelle
Wärmeleitfähigkeit $\kappa$	W/m K	$3,182847 \cdot 10^{-7} \cdot T^3$ $-6,570887 \cdot 10^{-4} \cdot T^2$ $+0,4662148 \cdot T + 30,01698$	[COM07a] <sup>a</sup>
Wärmekapazität $c_p$	J/kg K	955,32	[COM07a] <sup>a</sup>
Dichte $\rho$	kg/m <sup>3</sup>	$1,007566 \cdot 10^{-12} \cdot T^5$ $-2,270152 \cdot 10^{-9} \cdot T^4$ $+2,004492 \cdot 10^{-6} \cdot T^3$ $-9,256705 \cdot 10^{-4} \cdot T^2$ $+0,03368339 \cdot T + 2699,543$	[COM07a] <sup>a</sup>
Emissivität $\varepsilon^b$		0,9	[Sch89a]
Absorptionsvermögen $A$		0,1	Annahme <sup>c</sup>

<sup>a</sup> Die Daten liegen in der zitierten Datenbank als Approximationsfunktion vor und wurden direkt übernommen.

<sup>b</sup> Dies entspricht einer Lackierung innen und außen.

<sup>c</sup> Gilt für Aluminium mit mittlerer Oberflächenqualität bei  $\lambda = 1,315 \mu\text{m}$ , siehe Abschnitt 6.2.2.2.

**A.2.1.7 Fallbeispiel zur Bestrahlung von Satelliten: Al7075**

Parameter		Approximation (T/K)	Quelle <sup>a</sup>
Wärmeleitfähigkeit $\kappa$	W/m K	173	[Mat08b]
Wärmekapazität $c_p$	J/kg K	960	[Mat08b]
Dichte $\rho$	kg/m <sup>3</sup>	2810	[Mat08b]
Emissivität $\varepsilon^a$		$7,2 \cdot 10^{-5} \cdot T + 3,2 \cdot 10^{-3}$	[BB04] <sup>a</sup>
Absorptionsvermögen $A$		0,05	Annahme <sup>b</sup>

<sup>a</sup> Innen und außen

<sup>b</sup> Dies entspricht dem Absorptionsvermögen von Al höher Oberflächengüte bei  $\lambda = 1,315 \mu\text{m}$ . 6.2.2.2.

## A.2.2 Gemessene Laserstrahldivergenzen

Für Berechnung der Temperaturen bei den Bestrahlungsversuchen an ebenen Proben im Abschnitt 3.4.2) werden die am Scheibenlaser Rofin Sinar DS015HQ gemessenen leistungsabhängigen Divergenzen direkt in die angegebenen Laserstrahldurchmesser auf der (ebenen) Probenoberfläche umgerechnet. Damit ist die Intensitätsverteilung eindeutig bestimmt. Da die Divergenzen sich speziell auf das verwendete Komplettsystem aus der Laserstrahlquelle, der verwendeten Lichtleitfaser zur Strahlführung und die verwendete Optik beziehen und die Ergebnisse nicht auf andere Aufbauten übertragbar sind, wird auf eine Darstellung an dieser Stelle verzichtet.

Für die Berechnung der Temperaturen bei den Bestrahlungsversuchen mit Hohlzylindern im Abschnitt 3.4.3 wird eine räumliche Intensitätsverteilung verwendet. Diese ergibt sich aus den folgenden gemessenen Strahlparametern. **Auch diese Werte hängen vom verwendeten Gesamtsystem ab und sind nicht notwendigerweise auf andere Systeme übertragbar.** Für beide Leistungsbereiche gilt jeweils, dass eine Fokussierlinse mit einer Brennweite von 280 mm verwendet wurde. Bei der Laserstrahlquelle handelt es sich um einen Nd:YAG Laser mit einer Wellenlänge von 1064 nm. Die angegebenen Werte beziehen sich in beiden Fällen auf einen Fokusradius, der nach der Methode der 2. Momente mit einem Primes FocusMonitor bestimmt wurde.

### A.2.2.1 Bestimmte Strahlparameter am Laser HL4006D bei einer Ausgangsleistung bis 300 W

Parameter	Messwert	
Rayleighlänge $z_R$	7,496	mm
Minimaler Fokusradius $w_0$	0,418	mm
Divergenzwinkel	111,434	mrاد

### A.2.2.2 Bestimmte Strahlparameter am Laser HL4006D bei einer Ausgangsleistung von 1 kW

Parameter	Messwert	
Rayleighlänge $z_R$	6,00	mm
Minimaler Fokusradius $w_0$	0,432	mm
Divergenzwinkel	144,032	mrاد

## A.3 Ergänzende Informationen zur Spannungsberechnung

### A.3.1 Verwendete temperaturabhängige mechanische Materialparameter

#### A.3.1.1 Aluminiumhohlzylinder aus Al-3104

Parameter		Approximation (T/K)	Quelle <sup>a</sup>
E-Modul $E$	N/m <sup>2</sup>	$500,784 \cdot T^3 - 8,96556 \cdot 10^5 \cdot T^2 + 3,98877 \cdot 10^8 \cdot T + 1,56964 \cdot 10^{10}$	[Kau99] <sup>b</sup>
lin. Ausdehnngsk. $\alpha_L$	1/K	$1,9 \cdot 10^{-8} \cdot T + 1,68563 \cdot 10^{-5}$	[Hes06] <sup>c</sup>
Poisson-Zahl $\nu$		0,33	[COM07a]
Dehngrenze $R_{p0,2}$	N/m <sup>2</sup>	$b - (b - a) \cdot \exp(-c \cdot (T^d))$ mit a= $2,03 \cdot 10^6$ ; b= $2,48 \cdot 10^8$ ; c= $2,63 \cdot 10^{30}$ ; d= $-11,474$	[Kau99] <sup>d</sup>

<sup>a</sup> Approximationen wurden als Näherung zu den Messwerten in den genannten Quellen erstellt.

<sup>b,d</sup> Gültigkeitsbereich 300 K bis 643 K

<sup>c</sup> Gültigkeitsbereich 300 K bis 573 K

#### A.3.1.2 Fallbeispiel Raketenabwehr: Al5083-H321

Parameter		Approximation (T/K)	Quelle
E-Modul $E$	N/m <sup>2</sup>	$-14673,07 \cdot T^2 - 3,192493 \cdot 10^7 \cdot T + 8,239008 \cdot 10^{10}$	[COM07a] <sup>a</sup>
lin. Ausdehnngsk. $\alpha_L$	1/K	$1,742129 \cdot 10^{-14} \cdot T^3 - 3,563214 \cdot 10^{-11} \cdot T^2 + 3,06124 \cdot 10^{-8} \cdot T + 1,640353 \cdot 10^{-5}$	[COM07a] <sup>b</sup>
Poisson-Zahl $\nu$		0,334	[COM07a]
Dehngrenze $R_{p0,2}$	N/m <sup>2</sup>	$b - (b - a) \cdot \exp(-c \cdot (T^d))$ mit a= $3,74 \cdot 10^6$ ; b= $2,26 \cdot 10^8$ ; c= $4,56 \cdot 10^{19}$ ; d= $-7,34$	[Kau99] <sup>c</sup>

<sup>a</sup> Gültigkeitsbereich 300 K bis 593 K

<sup>b</sup> Gültigkeitsbereich 245 K bis 575 K

<sup>c</sup> Gültigkeitsbereich 245 K bis 813 K, Approximation zu den Messdaten Al5083-H321 von [Kau99]

## A.4 Informationen zu den Trajektorien der Fallbeispiele

### A.4.1 Raketentrajektorie

Die Daten beruhen auf einer Analyse von Wright et al. [WK94], die Umsetzung erfolgte mit GUI\_Missile\_Flyout Version 2.02 von G. E. Forden [For07].

Raketenparameter	Wert	
Durchmesser	0,880	m
Spezifischer Impuls	240	s
Brennzeit	70	s
Treibstoffmasse	16000	kg
Leergewicht ohne Nutzlast	3900	kg
Nutzlast	1000	kg
Nutzlastdurchmesser	0,84	m

Die Startparameter wurden nach den in Abschnitt 6.2.2.1 erläuterten Voraussetzungen gewählt.

Startparameter	Wert	
geografische Breite	41,064	° Nord
geografische Länge	126,784	° Ost
Höhe	0	m
Start Azimuth	160,9732	°
Bahnwinkel (Brennschluss)	45,032	°
Winkeländerung (nach dem Start)	6,522	°/s

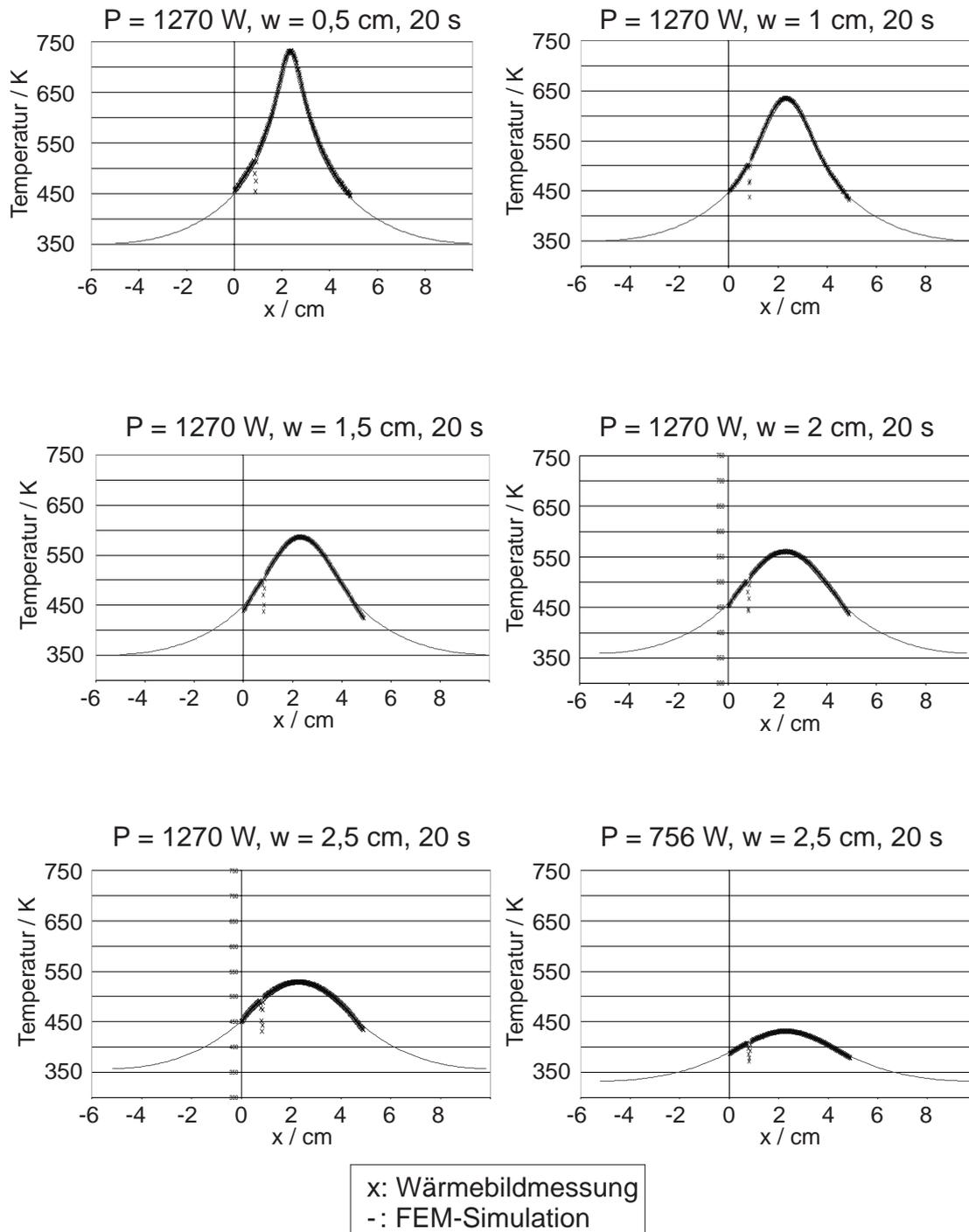
### A.4.2 Satellitentrajektorie

Für die Generierung der Modelltrajektorie werden Bahnparameter des HST verwendet. Es werden startend vom 28.01.2008 um 20:23:53 für die folgenden 800 s die Positionen mit dem angegebenen Two-Line-Element (TLE) berechnet. Als Quelle für das TLE diene [N2Y07]. Das TLE wurde am 15.12.2007 um 13:12:40 UTC veröffentlicht.

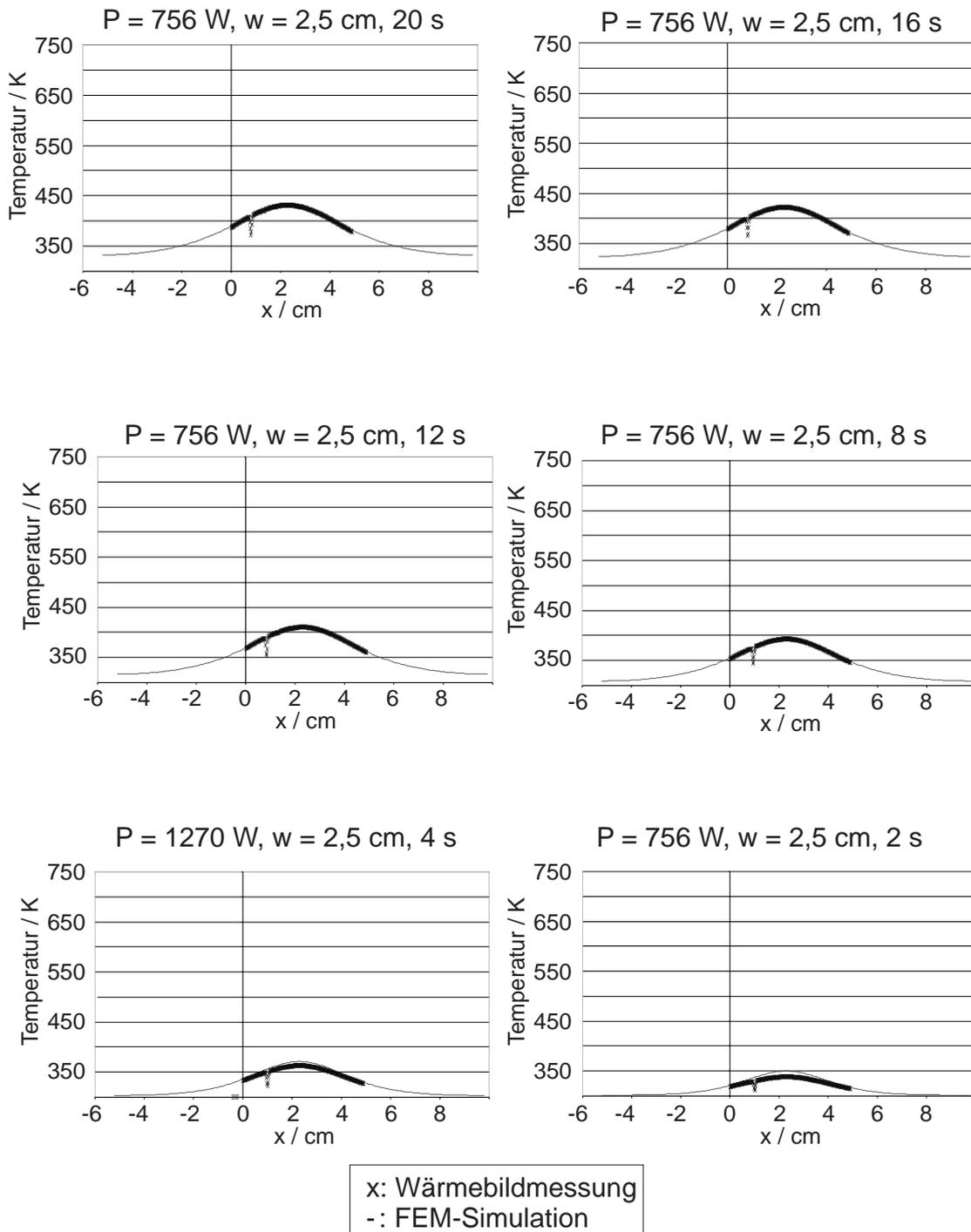
```
1 20580U 90037B 07349.55045956 .00000369 00000-0 15716-4 0 270
2 20580 028.4674 087.4052 0003842 218.3023 141.7294 15.00314084767228
```

## **A.5 Weitere Messergebnisse**

Im Folgenden werden weitere Temperaturmessungen und ihr Vergleich zu den FEM Berechnungen analog zum in Abbildung 3.17 dargestellten Vorgehen dargestellt.



**Abbildung A.1:** Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Temperaturen. Probe: Al99, Probe Nr.: 1, siehe Tabelle 3.5. Angegeben sind Laserausgangsleistung  $P$ , Strahlradius  $w$  und die Einstrahldauer in s. Für die Berechnung wird ein Absorptionsvermögen von 31,5% angesetzt.



**Abbildung A.2:** Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Temperaturen. Probe: Al99, Probe Nr.: 1, siehe Tabelle 3.5. Angegeben sind Laserausgangsleistung  $P$ , Strahlradius  $w$  und die Einstrahldauer in s. Für die Berechnung wird ein Absorptionsvermögen von 31,5% angesetzt.



# Literaturverzeichnis

- [AB98] ALLMEN, Martin v.; BLATTER, Andreas: *Laser-beam interactions with materials : physical principles and applications*. Springer, 1998
- [Alt86] ALTMANN, Jürgen: *Laserwaffen : Gefahren für die strategische Stabilität und Möglichkeiten der vorbeugenden Rüstungsbegrenzung*. HSFK, 1986. ISSN 3-926197-00-5
- [Alu00] ALUMINUM ASSOCIATION: *Aluminum standards and data - 2000*. Washington, DC: Aluminum Association, 2000
- [AM76] ASHCROFT, Neil W.; MERMIN, N. D.: *Solid state physics*. New York: Holt, Rinehart and Winston, 1976
- [And04] ANDREWS, Larry C.: *Field guide to atmospheric optics*. Bellingham, WA: SPIE Press, 2004 (SPIE field guides)
- [ASM90] ASM HANDBOOK COMMITTEE: *ASM Hndbook. Volume 2, Properties and Selection of Nonferrous Alloys and Special-Purpose materials*. Metals Park, OH: ASM International, 1990
- [Atk05] ATKINS, Keith: *Jane's Electro-Optic Systems 2005-06*. Coulsdon: Jane's Information Group, 2005. – ISBN 0710626908
- [BAA+99] BERK, Alexander; ANDERSON, Gail P.; ACHARYA, Prabhat K.; BERNSTEIN, Lawrence S.; CHETWYND, James H.; MATTHEW, M. W.; SHETTLE, E. P. ; ADLER-GOLDEN, Steve M.: *MODTRAN4 User's Manual*. Hanscom Air Force Base, MA: Air Force Research Laboratory, 1999. – Forschungsbericht
- [Bab53] BABCOCK, H. W.: The Possibility of Compensating Astronomical Seeing. In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 65 (1953), Oktober, Nr. 386, S. 229–236
- [Bal06] BALL PACKAGING EUROPE HOLDING GMBH & CO. KG: *Informationen zur Geträndedose - Produktionsprozess*. Version: 2006. [http://www.ball-europe.de/382\\_716\\_DEU\\_PHP.html?parentid=336](http://www.ball-europe.de/382_716_DEU_PHP.html?parentid=336), Abruf: September 2008

- [BB93] BAUER, Ernest; BELAND, Robert R.: Atmospheric Effects on Airborne Lasers for Tactical Missile Defense: Clouds and Turbulence / Institute For Defense Analyses. Version: 1. Januar 1993. <http://handle.dtic.mil/100.2/ADA277805>. Alexandria, VA, 1. Januar 1993 (IDA D-1082 ; ADA277805). – Forschungsbericht
- [BB01] BARRY, R. M.; BAKKES, P. J.: Design of a Distributed Ground Support System for Small Satellites. In: *Proceedings of the 15<sup>th</sup> American Insitute for Aeornautics and Astronautics / Utah State University Conference on Small Satellites*. Logan, UT, 2001, <ftp://ftp.izmiran.rssi.ru/pub/linux/tracking/SSC01-VIIIa-3.pdf>
- [BB04] BARTL, J.; BARANEK, M.: Emissivity of aluminium and its importance for radiometric measurement. In: *Measurement Science Review* 4 (2004), 31 - 36. <http://www.measurement.sk/2004/S3/Bartl.pdf>
- [BBA<sup>+</sup>96] BERNSTEIN, L. S.; BERK, A.; ACHARYA, P. K.; ROBERTSON, D. C.; ANDERSON, G. P.; CHETWYND, J. H. ; KIMBALL, L. M.: Very Narrow Band Model Calculations of Atmospheric Fluxes and Cooling Rates. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 53 (1996), Oktober, Nr. 20, S. 2887–2904
- [BBGM88] BELAND, R. R.; BROWN, J. H.; GOOD, R. E. ; MURPHY, E. A.: Optical turbulence characterization of AMOS, 1985 / U.S. Air Force Geophysics Laboratory. 1988 (AFGL-TR-88-0153). – Forschungsbericht
- [BBH<sup>+</sup>99] BILLMAN, Kenneth W.; BREAKWELL, John A.; HOLMES, Richard B.; DUTTA, Kalyan; GRANGER, Zachary A.; BRENNAN, Terry J. ; KELCHNER, Bryan L.: ABL beam control laboratory demonstrator. In: STEINER, Todd D. (Hrsg.); MERRITT, Paul H. (Hrsg.): *Airborne Laser Advanced Technology II* Bd. 3706. Bellingham, WA: SPIE, 1999, S. 172-179. <http://dx.doi.org/10.1117/12.356954>
- [BBI<sup>+</sup>90] BASOV, N. G.; BASHKIN, A. S.; IGOSHIN, V. I.; ORAEVSKY, A. N. ; SHCHEGLOV, V. A.: *Chemical lasers*. Berlin: Springer, 1990
- [BBR89] BERK, Alexander; BERNSTEIN, Lawrence S. ; ROBERTSON, David C.: MODTRAN: A Moderate Resolution Model for LOWTRAN 7 / Air Force Geophysics Laboratory. Version: 1989. <http://handle.dtic.mil/100.2/ADA214337>. Hanscom Air Force Base, MA, 1989 (GL-TR-89-0122). – Forschungsbericht
- [Bec75] BECHTEL, J. H.: Heating of solid targets with laser pulses. In: *Journal of Applied Physics* 46 (1975), Nr. 4, 1585-1593. <http://dx.doi.org/10.1063/1.321760>. – DOI 10.1063/1.321760

- [Bel93] BELAND, Robert R.: Propagation through Atmospheric Optical Turbulence. [Smi93], Kapitel 2, S. 157–232
- [BFK<sup>+</sup>04] BARTON, D. K.; FALCONE, R.; KLEPPNER, D.; LAMB, F. K.; LAU, M. K.; LYNCH, H. L.; MONCTON, D.; MONTAGUE, D.; MOSHER, D. E.; PRIEDHORSKY, W.; TIGNER, M.; VAUGHAN, D. R.: Report of the American Physical Society Study Group on Boost-Phase Intercept Systems for National Missile Defense: Scientific and Technical Issues. In: *Reviews of Modern Physics* 76 (2004), Nr. 3, S1-. [http://www.aps.org/public\\_affairs/popa/reports/nmd03.cfm](http://www.aps.org/public_affairs/popa/reports/nmd03.cfm)
- [BGA84] BOYER, Howard E.; GALL, Timothy L.; AMERICAN SOCIETY FOR METALS: *Metals handbook*. Metals Park, Ohio: American Society for Metals, 1984
- [BH07] BOLKCOM, Christopher; HILDRETH, Steven A.; CONGRESSIONAL RESEARCH SERVICE (Hrsg.): Airborne Laser (ABL): Issues for Congress. Version: 9. Juli 2007. <http://fas.org/sgp/crs/weapons/RL32123.pdf>. 2007 (CRS Report for Congress RL32123). – Forschungsbericht
- [BKZ<sup>+</sup>69] BALABUKH, L. I.; KOLESNIKOV, K. S.; ZARUBIN, V. S.; ALFUTOV, N. A.; USYUKIN, V. I.; CHIZHOV, V. F.: *Osnovy stroitel noi mekhaniki raket*. Moskau: Vyssh. Shkola, 1969
- [BKZ<sup>+</sup>70] BALABUKH, L. I.; KOLESNIKOV, K. S.; ZARUBIN, V. S.; ALFUTOV, N. A.; USYUKIN, V. I.; CHIZHOV, V. F.: *The Bases of the structural mechanics of rockets*. Wright-Patterson Air Force Base, OH und Springfield, VA: United States Air Force Systems Command - Foreign Technology Division und United States National Technical Information Service NTIC, 1970. – Englische Übersetzung von [BKZ<sup>+</sup>69].
- [BLKJ03] BOTHE, T.; LI, W.; KOPYLOW, C.; JÜPTNER, W.: Erzeugung und Auswertung von objektangepassten inversen Projektionsmustern. In: *Technisches Messen* 70 (2003), Nr. 2, S. 99–103
- [Boe00] BOEING PHOTO: *First flight laser module (LM-1) undergoing installation at Capistrano test facility - Northrop Grumman, Redondo Beach, CA*. Version: 24. Februar 2000. <http://www.boeing.com/defense-space/military/abl/pics-clips/laser2.html>, Abruf: Mai 2007
- [Boe02] BOEING PHOTO: *Team ABL Demonstrates Airborne Laser Exhaust System*. Version: 14. Februar 2002. [http://www.boeing.com/defense-space/military/abl/pics-clips/304511\\_158.html](http://www.boeing.com/defense-space/military/abl/pics-clips/304511_158.html), Abruf: Mai 2007
- [Bol84] BOLTZMANN, Ludwig: Ableitung des Stefan'schen Gesetzes, betreffend die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der electromagnetischen Lichttheorie. In: *Annalen der Physik* 258 (1884), Nr.

- 6, 291–294. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18842580616>. – Nach alternativer Zählweise Band auch referenziert als: *Annalen der Physik und Chemie*, Neue Folge, Bd. 22, No 6., Seitenzahl identisch.
- [BP70] BRAMMER, J.; PERCIVAL, C.: Elevated-temperature elastic moduli of 2024 aluminum obtained by a laser-pulse technique. In: *Experimental Mechanics* 10 (1970), Juni, Nr. 6, 245–250. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02324097>
- [BPA<sup>+</sup>87] BLOEMBERGEN, N.; PATEL, C. K.; AVIZONIS, P.; CLEM, R. G.; HERTZBERG, A.; JOHNSON, T. H.; MARSHALL, T.; MILLER, R. B.; MORROW, W. E.; SALPETER, E. E.; SESSLER, A. M.; SULLIVAN, J. D.; WYANT, J. C.; YARIV, A.; ZARE, R. N.; GLASS, A. J.; HEBEL, L. C.; PAKE, G. E.; MAY, M. M.; PANOFSKY, W. K.; SCHAWLOW, A. L.; TOWNES, C. H.; YORK, H.: Report to The American Physical Society of the study group on science and technology of directed energy weapons. In: *Reviews of Modern Physics* 59 (1987), Juli, S. 1–200. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.59.S1>. – DOI 10.1103/RevModPhys.59.S1
- [Bro59] BROUWER, D.: Solution of the Problem of Artificial Satellite Theory without Drag. In: *Astronomical Journal* 64 (1959), November, S. 378–397
- [Bül95] BÜLOW, Hartwig v.: *Forschungsbericht*. Bd. 95-09: *Chemische Sauerstoff-Jodlaser für die industrielle Materialbearbeitung*. DLR, 1995
- [Bun06] BUNDESANSTALT FÜR MATERIALFORSCHUNG UND -PRÜFUNG (BAM): *BAM-Newsletter Nr. 1*. Version: 18. Januar 2006. [http://www.bam.de/de/aktuell/presse/newsletter/newsletter\\_medien/newsletter\\_1\\_2006.pdf](http://www.bam.de/de/aktuell/presse/newsletter/newsletter_medien/newsletter_1_2006.pdf), Abruf: 31. Juli 2007
- [Bur79] BURGHARDT, Wolfgang: *Beitrag zur analytischen und numerischen Berechnung des Temperaturverhaltens laserbestrahlter Festkörper*. Ingenieurhochschule Mittweida, 1979. – Dissertation
- [BW70] BORN, Max; WOLF, Emil: *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Pergamon Press, 1970. ISSN 0-08-013987-6
- [BZ05] BOYDEN, Samuel B.; ZHANG, Yuwen: Prediction of Temperature-Dependent Absorptivities of Metallic Materials at 1.06  $\mu\text{m}$  and 10.6  $\mu\text{m}$ . In: *38th AIAA Thermophysics Conference: Toronto, CA, 6.-9. Juni 2005*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2005. – AIAA-2005-2511
- [BZ06] BOYDEN, Samuel B.; ZHANG, Yuwen: Temperature and Wavelength-Dependent Spectral Absorptivities of Metallic Materials in the Infrared.

- In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 20 (2006), Januar-März, Nr. 1, S. 9–15. – ISSN 08878722
- [Cal61] CALLAWAY, R. C. Jr.: Powered Flight through Atmospheres. In: KOELLE, Heinz H. (Hrsg.): *Handbook of astronautical engineering*. 1. ed. New York: McGraw-Hill, 1961, S. 6–24 – 6–50
- [CCS86] CAMERON, A.D.; CASEY, J.A. ; SIMPSON, G.B.: NAFEMS Benchmark Tests for Thermal Analysis / National Agency for Finite Element Methods and Standards. Glasgow, UK, 1986. – Forschungsbericht
- [CD71] COHEN, Merrill; DONER, John P.: Infrared Reflectance Spectra for Selected Paint Pigments / U. S. Army, Aberdeen Research & Development Center, Coating & Chemical Laboratory. Version: Juli 1971. <http://handle.dtic.mil/100.2/AD729354>. Aberdeen Proving Ground, MD, Juli 1971 (AD0729354). – Forschungsbericht. – CCL Report No. 293
- [CH90] CHANCHANI, R.; HALL, P.M.: Temperature dependence of thermal expansion of ceramics and metals for electronic packages. In: *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology* 13 (1990), Dezember, Nr. 4, 743-750. <http://ieeexplore.ieee.org/iel5/157/3478/x0200207.pdf>. – ISSN 0148–6411
- [CL93] CHEN, Yuze; LI, Sizhong: Buckling failure of the axially pre-compressed cylindrical shell irradiated by CW CO2 laser beam. In: DROBYSHEVSKIJ, E. M. (Hrsg.); ROZOV, S. I. (Hrsg.); ZHUKOV, B. G. (Hrsg.); KURAKIN, R. O. (Hrsg.) ; SOKOLOV, V. M. (Hrsg.): *24th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, Orlando, FL, 6.-9. Juli, 1993*. Washington, DC: American Insitute of Aeronautics and Astronautics, 1993. – AIAA-93-3231
- [COM07a] COMSOL AB: COMSOL Material Library. Stockholm, SE, 2007. – Forschungsbericht. – Datenbank, Version 3.4
- [COM07b] COMSOL AB: *COMSOL Multiphysics - Heat Transfer Module User's Guide*. Stockholm, SE, 2007 <http://www.comsol.com/>
- [COM07c] COMSOL AB: *COMSOL Multiphysics - User's Guide*. Stockholm, SE, 2007 <http://www.comsol.com/>
- [COM07d] COMSOL AB: *COMSOL Multiphysics Structural mechanics module User's guide*. Version 3.4. Stockholm, SE: COMSOL, 2007
- [CW99] CLOUGH, Ray W.; WILSON, Edward L.: Early finite element research at Berkeley. In: *Proceedings of the 5th U.S. National Conference on Computational Mechanics, 4. - 6. August 1999, Boulder, CO, 1999*, <http://www.edwilson.org/History/fe-history.pdf>

- [Def00] DEFENSE THREAT REDUCTION AGENCY: *Developing Science and Technologies List - Section 11: Lasers and Optics Technology*. Version: September 2000. <http://www.dtic.mil/mct1/DSTL/DSTLSec11g.pdf>, Abruf: November 2007
- [Deu05a] DEUTSCHES KUPFERINSTITUT: Werkstoffdatenblatt Cu-DHP. Version: 2005. [http://www.kupfer-institut.de/front\\_frame/pdf/Cu-DHP.pdf](http://www.kupfer-institut.de/front_frame/pdf/Cu-DHP.pdf). 2005. – Forschungsbericht
- [Deu05b] DEUTSCHES KUPFERINSTITUT: Werkstoffdatenblatt Cu-ETP. Version: 2005. [http://www.kupfer-institut.de/front\\_frame/pdf/Cu-ETP.pdf](http://www.kupfer-institut.de/front_frame/pdf/Cu-ETP.pdf). 2005. – Forschungsbericht
- [DHSF98] DORFMÜLLER, Thomas; HERING, Wilhelm T.; SIERSTADT, Klaus ; FISCHER, Günther: *Bergmann/Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik*. Bd. 1: *Mechanik, Relativität, Wärme*. 11. Auflage. Berlin: de Gruyter, 1998. ISSN 3–11–012870–5
- [DMRB02] DANE, C. B.; MORRIS, James R.; RUBENCHIK, Alexander M. ; BOLEY, Charles D.: Propagation of the 1 $\mu$ m High-Power Beam from a Solid-State Heat-Capacity Laser / Lawrence Livermore National Laboratory. Version: 25. Juni 2002. <https://e-reports-ext.llnl.gov/pdf/242953.pdf>. Livermore, CA, 25. Juni 2002 (UCRL-ID-149457). – Forschungsbericht
- [Dru04] DRUDE, Paul: Optische Eigenschaften und Elektronentheorie, 2. Teil. In: *Annalen der Physik* 319 (1904), Nr. 10, 936–961. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19043191004>. – nach alternativer Zählweise Band auch referenziert als: IV. Folge, Band 14, 10. Heft, Seitenzahl identisch
- [EDE04] EICHLER, Jürgen; DÜNKEL, Lothar ; EPPICH, Bernd: Die Strahlqualität von Lasern - Wie bestimmt man Beugungsmaßzahl und Strahldurchmesser in der Praxis? In: *Laser Technik Journal* 1 (2004), Nr. 2, 63–66. <http://dx.doi.org/10.1002/latj.200790019>
- [EE06] EICHLER, Jürgen; EICHLER, Hans J.: *Laser : Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Berlin: Springer, 2006. ISSN 3–540–30149–6
- [EH66] EDWARDS, D. K.; HALL, W. M.: Far-Infrared Reflectance of Spacecraft Coatings / Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology / NASA. Version: 31. Januar 1966. <http://hdl.handle.net/2060/19660010344>. Pasadena, CA, 31. Januar 1966 (32-873). – Forschungsbericht
- [EH01] ENGUEHARD, Shirley; HATFIELD, Brian: Incoherency and Multiple Laser Guide Stars. In: *NOAO Workshop on the Reduction of Gemini AO Data*, 2001, S. AMP–01–05–1 – AMP–01–05–21

- [Ein16] EINSTEIN, Albert: Zur Quantentheorie der Strahlung. In: *Physikalische Gesellschaft Zürich - Mitteilungen* (1916), S. 121 – 128. – Zweitdruck: *Zeitschrift für Physik* **18** (1917), S. 47-62.
- [EKP80] ENGLEMAN, R. Jr.; KELLER, R. A. ; PALMER, B. A.: Hyperfine structure and isotope shift of the 1.3- $\mu\text{m}$  transition of  $^{129}\text{I}$ . In: *Appl. Opt.* 19 (1980), August, Nr. 16, 2767–2770. <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-19-16-2767>
- [EL02] EMMELMANN, Claus; LUNDING, Sönke F.: *Einführung in die industrielle Lasermaterialbearbeitung*. Arbeitsbereich Laser- und Anlagensystemtechnik TU-Harburg, 2002. – Sonderdruck zur Fachmesse NORTEC 23.-26.01.2002
- [Eng08] ENGUEHARD, Shirley: *Email-Kontakt mit Dr. Shirley Enguehard, Sr. Research Physicist, AMP Research, Inc.* Naples, Florida, 19. -24. September 2008
- [Eur89] EUROPEAN SPACE AGENCY: *Launch vehicle catalogue*. Paris, F: European Space Agency, 1989
- [FKS<sup>+</sup>00] FIELDS, Mitchell H.; KANSKY, Jan E.; STOCK, Robert D.; POWERS, Diane S.; BERGER, Paul J. ; HIGGS, Charles: Initial results from the Advanced-Concepts Laboratory for adaptive optics and tracking. In: STEINER, Todd D. (Hrsg.); MERRITT, Paul H. (Hrsg.): *Laser Weapons Technology* Bd. 4034. Bellingham, WA: SPIE, 2000 (Proceedings of SPIE), S. 116–127
- [FLG<sup>+</sup>02] FIGUEROA, Humberto G.; LAGRECA, A.; GAHAN, Brian C.; PARKER, Richard A.; GRAVES, Ramona M.; BATARSEH, Samih; SKINNER, Neal; REED, Claude B. ; XU, Zach: Rock removal using high-power lasers for petroleum exploitation purposes. In: PHIPPS, Claude R. (Hrsg.): *High-Power Laser Ablation IV* Bd. 4760. Bellingham, WA: SPIE, September 2002 (Proceedings of SPIE), 678-690. <http://dx.doi.org/10.1117/12.482140>
- [For97a] FORDEN, G.: Ballistic Missile Defense: The Airborne Laser. In: *IEEE Spectrum* 34 (1997), September, Nr. 9, S. 40–49
- [For97b] FORDEN, Geoffrey E.: Shooting Down What's Going Up / Center for International Security and Arms Control. Version: September 1997. <http://iis-db.stanford.edu/pubs/10326/forden.pdf>. Stanford University, Stanford, CA, September 1997. – Working Paper
- [For07] FORDEN, Geoffrey: GUI\_Missile\_Flyout: A General Program for Simulating Ballistic Missiles. In: *Science & Global Security* 15 (2007),

- Nr. 2, 133–146. <http://www.princeton.edu/~globsec/publications/SciGloSec.shtml>
- [FRM98] FREEMAN, Robert K.; RIGBY, Fred A. ; MORLEY, Nicholas: Temperature-dependent reflectance of plated metals and composite materials under laser irradiation. In: *29th Plasmadynamics and Lasers Conference: Albuquerque, NM, 15.-18. Juni*. Washington, DC: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1998. – AIAA-98-2482
- [Get03] GETHING, Michael J. (Hrsg.): *Jane's Electro-Optic Systems 2003-2004*. Coulsdon: Jane's Information Group, 2003 (Jane's electro-optic Systems)
- [GKS<sup>+</sup>97] GARNOV, Serge V.; KONOV, Vitali I.; SILENOK, Alexander S.; TSARKOVA, Olga G.; TOKAREV, Vladimir N. ; DAUSINGER, Friedrich: Experimental study of temperature dependence of reflectivity and heat capacity of steels and alloys at continuous wave Nd:YAG laser heating. In: KONOV, Vitali I. (Hrsg.); LIBENSON, Mikhail N. (Hrsg.): *Nonresonant Laser-Matter Interaction (NLMI-9)* Bd. 3093. Bellingham, WA: SPIE, 1997, 160-175. <http://dx.doi.org/10.1117/12.271672>
- [GKT<sup>+</sup>97] GARNOV, Serge V.; KONOV, Vitali I.; TSARKOVA, Olga G.; DAUSINGER, Friedrich ; RAIBER, Armin: High-temperature measurements of reflectivity and heat capacity of metals and dielectrics at 1064 nm. In: BENNETT, Harold E. (Hrsg.); GUENTHER, Arthur H. (Hrsg.); KOZLOWSKI, Mark R. (Hrsg.); NEWNAM, Brian E. (Hrsg.) ; SOILEAU, M. J. (Hrsg.): *Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1996* Bd. 2966. Bellingham, WA: SPIE, 1997, S. 149–156. <http://dx.doi.org/10.1117/12.274241>
- [GP04] GREEN, Robert O.; PAVRI, Betina: Inflight calibration experiment results for AVIRIS on the 6th of May 2002 at Rogers Dry Lake, California. In: *12th JPL Airborne Earth Science Workshop*. Pasadena, CA: Jet Propulsion Laboratory, National Aeronautics and Space Administration, 31. März 2004, <http://hdl.handle.net/2014/38387>
- [GPF<sup>+</sup>98] GREEN, Rober O.; PAVRI, Betina; FAUST, Jessica; WILLIAMS, Orlesa ; CHOVI, Chris: Inflight Validation of AVIRIS Calibration in 1996 and 1997 / NASA Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology. Version: 1998. <http://hdl.handle.net/2014/19269>. Pasadena, CA, 1998 (98-0567). – Forschungsbericht
- [Grü12] GRÜNEISEN, E.: Theorie des festen Zustandes einatomiger Elemente. In: *Annalen der Physik* 344 (1912), Nr. 12, 257–306. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19123441202>
- [Gra72] GRAY, Dwight E. (Hrsg.): *American Institute of Physics handbook*. 3. Auflage. New York: McGraw-Hill, 1972. ISSN 0–07–001485–X

- [Gro76] GROSS, Rolf W. F. (Hrsg.): *Handbook of chemical lasers*. New York, NY: Wiley, 1976. ISSN 0-471-32804-9
- [GS90] GRIGULL, Ulrich; SANDNER, Heinrich: *Wärmeleitung*. 2. Auflage. Berlin: Springer, 1990
- [GV99] GERTHSEN, Christian; VOGEL, Helmut: *Physik*. 20. Auflage. Berlin: Springer, 1999. ISSN 3-540-65479-8
- [Har98] HARDY, John W.: *Oxford Series in Optical and Image Sciences*. Bd. 16: *Adaptive Optics for Astronomical Telescopes*. New York, NY: Oxford University Press, 1998
- [HBG<sup>+</sup>02] HOLMES, W.C.; BRYSON, Josh; GERIG, Brent; OEHRIG, Jacob; RODRIGUEZ, Jonathan; SCHEA, Jeremy; SCHUTT, Noel; VOSS, David; VOSS, Jonathan; WHITTINGTON, David; BENNETT, Adam; FENNIG, Chris; BRANDLE, Stefan ; VOSS, Jeff Dailey and H. D.: TU Sat 1: A Novel Communications and Scientific Satellite. In: *Proceedings of the 16<sup>th</sup> American Institute for Aeronautics and Astronautics / Utah State University Conference on Small Satellites*. Logan, UT, 2002, <http://www.css.tayloru.edu/~physics/picosat/papers/paper-2002-utah-conf2.pdf>
- [HBGD96] HÜGEL, H.; BLOEHS, W.; GRÜNENWALD, B. ; DAUSINGER, F.: Recent progress in laser surface treatment: Part I Implications of laser wavelength. In: *Journal of laser applications* 8 (1996), Nr. 1, S. 15-24. – ISSN 1042346X
- [HBK<sup>+</sup>98] HIGGS, Charles; BARCLAY, Herbert T.; KANSKY, Jan E.; MURPHY, Daniel V. ; PRIMMERMAN, Charles A.: Adaptive optics compensation using active illumination. In: STEINER, Todd D. (Hrsg.); MERRITT, Paul H. (Hrsg.): *Airborne Laser Advanced Technology* Bd. 3381. Bellingham, WA: SPIE, 1998, 47-56. <http://dx.doi.org/10.1117/12.323954>
- [Hea91] HEAVENS, Oliver S.: *Optical properties of thin solid films*. London, UK: Dover Publ., 1991. ISSN 0-486-66924-6
- [Hec01] HECHT, Eugene: *Optik*. Oldenbourg, 2001. ISSN 3-486-24917-7
- [Hes06] HESSE, Werner: *Aluminium-Schlüssel - Key to aluminium alloys*. Düsseldorf: Aluminium-Verlag, 2006. ISSN 3-87017-282-7
- [HH91] HOOK, John R.; HALL, Henry E.: *Solid state physics*. 2. Auflage. Chichester, UK: Wiley, 1991 (The Manchester physics series). <http://www.loc.gov/catdir/toc/onix04/90020751.html>
- [Hib06] HIBBELER, Russell C.; WAUER, Jörg (Hrsg.): *Technische Mechanik*. Bd. 2: *Festigkeitslehre*. 5. Auflage. München: Pearson Studium, 2006. ISSN 3-8273-7134-1

- [Hig02] HIGH ENERGY LASER SYSTEMS TEST FACILITY (HELSTF) (Hrsg.): *MIRACL*. Version: 2002. <http://helstf-www.wsmr.army.mil/miracl.htm>, Abruf: November 2007
- [Hir08] HIRSCH, Jürgen: *Property Control in Production of Aluminum Sheet: Part Three*. Version: 2008. <http://www.key-to-nonferrous.com/default.aspx?ID=CheckArticle&NM=186>, Abruf: 11. September 2008
- [HM86] HORN, Jennifer; MALDONADO, Juan: Hubble Space Telescope meteoroid-debris protection analysis / NASA Marshall Space Flight Center. Huntsville, AL, Juni 1986 (NASA-TM-86552). – NASA Technical Memorandum
- [HMKK02] HAAFTEN, W. M. V.; MAGNIN, B.; KOOL, W. H. ; KATGERMAN, L.: Constitutive Behavior of As-Cast AA1050, AA3104, and AA5182. In: *Metallurgical and Materials Transactions A* 33A (2002), Juli, Nr. 7, S. 1971–1980
- [Hor06] HORKOVICH, James A.: Directed Energy Weapons: Promise & Reality. In: *37th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, San Francisco, 5.-8. Juni 2006*. Washington, DC: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2006. – AIAA-2006-3753
- [HPL72] HO, C. Y.; POWELL, R. W. ; LILEY, P. E.: Thermal Conductivity of the Elements. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 1 (1972), Nr. 2, 279 – 422. <http://www.nist.gov/srd/PDFfiles/jpcrd7.pdf>
- [HR80] HOOTS, Felix R.; ROEHRICH, Ronald L.: Models for Propagation of NORAD Element Sets - Spacetrack Report No. 3 / Aerospace Defense Command - Office of Astrodynamics. Version: Dezember 1980. <http://handle.dtic.mil/100.2/ADA093554>. Peterson Air Force Base, CO, Dezember 1980 (ADA093554). – Forschungsbericht
- [Hüg92] HÜGEL, Helmut: *Strahlwerkzeug Laser : eine Einführung*. Teubner, 1992
- [IPG07] IPG PHOTONICS CORPORATION: IPG Photonics Introduces the World's First Commercial Three Kilowatt Single Mode Fiber Laser. Version: 19. Juni 2007. [http://www.ipgphotonics.com/pr\\_10\\_16\\_07\\_a/news\\_detail.htm](http://www.ipgphotonics.com/pr_10_16_07_a/news_detail.htm), Abruf: November 2007. 2007. – Pressemitteilung
- [IPG08] IPG LASER GMBH: *IPG Newsletter 02/ 2008*. Burbach, Februar 2008. – empfangen per email
- [ISO05] INTERNATIONAL STANDARD ORGANISATION (ISO): Lasers and laser-related equipment – Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios. 2005 (ISO 11146). – Internationale Norm
- [Jac02] JACKSON, John D.; MÜLLER, Kurt (Hrsg.): *Klassische Elektrodynamik*. de Gruyter, 2002. ISSN 3–11–016502–3

- [JB01] JUMPER, George Y.; BELAND, Robert R.: From Twinkling Stars to Theater Missile Defense. In: *Technology Horizons* (2001), March. <http://handle.dtic.mil/100.2/ADA392170>
- [JC72] JOHNSON, P. B.; CHRISTY, R. W.: Optical Constants of the Noble Metals. In: *Phys. Rev. B* 6 (1972), Dezember, Nr. 12, S. 4370–4379
- [JDDW99] JI, Zheng; DENG, Keshun; DAVIES, A. W. ; WILLIAMS, F. W.: Numerical modelling of thermal destruction of cylindrical shells with internal pre-pressure under laser irradiation. In: *Computers & Structures* 71 (1999), Mai, Nr. 4, S. 359–370
- [Kau99] KAUFMAN, John G. (Hrsg.): *Properties of aluminum alloys : tensile, creep, and fatigue data at high and low temperatures*. Materials Park, OH: ASM International, 1999. ISSN 0-87170-632-6
- [KBMH97] KUHTA, Steven; BAIRD, Ted; MACFARLANE, Suzanne ; HORIUCHI, Rich: Theater Missile Defense: Significant Technical Challenges Face the Airborne Laser Program / United States General Accounting Office (GAO). 1997 (GAO/NSIAD-98-37). – Forschungsbericht. – Report to the Ranking Minority Member, Committee on National Security, House of Representatives
- [KHC<sup>+</sup>00] KOOP, G.; HARTLOVE, J.; CLENDENING, C.; LOHN, P.; SHIH, C. C.; ROTHENFLUE, J.; HULICK, K.; TRUESDELL, K.; ERKKILA, J.; PLUMMER, D. ; WALTER, R.: Airborne laser flight-weighted laser module (FLM) and COIL modeling support. In: *31st Plasmadynamics and Lasers Conference, Denver, CO, 19. - 22. Juni 2000*. Washington, DC: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2000. – AIAA-2000-2421
- [Kir60] KIRCHHOFF, Gustav R.: Ueber das Verhältniss zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Licht. In: *Annalen der Physik und Chemie* 185 (1860), Nr. 2, 275–301. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18601850205>. – Alternative Referenzierung: Band 109, Stück 2
- [Kit05] KITTEL, Charles: *Introduction to solid state physics*. 8. Auflage. Hoboken, NJ: Wiley, 2005 [http://www.agi-imc.de/intelligentSEARCH.nsf/alldocs/44C0F2B0B615A395C125718B004F2966/\\$File/000000016323608.PDF?OpenElement](http://www.agi-imc.de/intelligentSEARCH.nsf/alldocs/44C0F2B0B615A395C125718B004F2966/$File/000000016323608.PDF?OpenElement)
- [KK01] KITTEL, Charles; KRÖMER, Herbert: *Thermodynamik*. München: Oldenbourg, 2001. ISSN 3-486-25716-1
- [Kol41a] KOLMOGOROV, Andrei N.: Dissipation of energy in locally isotropic turbulence. In: *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 32 (1941), S. 16–18. – (neu herausgegeben in *Proc. Roy. Soc. Lond. A* 434, 15-17 (1991))

- [Kol41b] KOLMOGOROV, Andrei N.: The local structure of turbulence in incompressible viscous fluids for very large Reynolds number. In: *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 30 (1941), S. 299–303. – (neu herausgegeben in *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **434**, 9-13 (1991))
- [Kol61] *Kapitel* The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. In: KOLMOGOROV, Andrei N.: *Turbulence; classic papers on statistical theory*. New York: Interscience Publishers, 1961, S. 151–155
- [KS91] KNEUBÜHL, F. K.; SIGRIST, M. W.: *Laser*. Stuttgart: B.G. Teubner, 1991
- [KSG<sup>+</sup>83a] KNEIZYS, F. X.; SHETTLE, E. P.; GALLERY, W. O.; CHETWYND, Jr. J. H. J. H.; ABREU, L. W.; SELBY, J. E. A.; CLOUGH, S. A. ; FENN, R. W.: Atmospheric Transmittance/Radiance: Computer Code LOWTRAN 6 / Air Force Geophysics Laboratory. Version: August 1983. <http://handle.dtic.mil/100.2/ADA137786>. Hanscom Air Force Base, MA, August 1983 (AFGL-TR-83-0187). – Forschungsbericht. – Environmental Research Papers, No. 846
- [KSG<sup>+</sup>83b] KNEIZYS, F. X.; SHETTLE, E. P.; GALLERY, W. O.; CHETWYND, Jr. J. H. J. H.; ABREU, L. W.; SELBY, J. E. A.; CLOUGH, S. A. ; FENN, R. W.: Atmospheric Transmittance/Radiance: Computer Code LOWTRAN 6 Supplement: Program Listings / Air Force Geophysics Laboratory. Version: August 1983. <http://handle.dtic.mil/100.2/ADA137689>. Hanscom Air Force Base, MA, August 1983 (AFGL-TR-83-0187 (Supplement)). – Forschungsbericht. – Environmental Research Papers, No. 846
- [KZDW00] KESHUN, Deng; ZHENG, Ji; DAVIES, A. W. ; WILLIAMS, F. W.: Thermal Buckling of Axially Precompressed Cylindrical Shells Irradiated by Laser Beam. In: *AIAA Journal* 38 (2000), Oktober, Nr. 10, S. 1789 – 1794
- [Lam02] LAMBERSON, Steven E.: The Airborne Laser. In: PHIPPS, Claude R. (Hrsg.): *High-Power Laser Ablation IV* Bd. 4760. Bellingham, WA: SPIE, 2002, S. 25-33. <http://dx.doi.org/10.1117/12.482116>
- [Lan79] LANE, Felix R. Max H. ; Hoots H. Max H. ; Hoots: General Perturbations Theories Derived from the 1965 Lane Drag Theory / Aerospace Defense Command - Office of Astrodynamics. Version: Dezember 1979. <http://handle.dtic.mil/100.2/ADA081264>. Peterson AFB, CO, Dezember 1979 (ADA081264). – Forschungsbericht
- [LBK<sup>+</sup>03] LI, Wansong; BOTHE, Thorsten; KALMS, Michael K.; KOPYLOW, Christoph von ; JÜPTNER, Werner P. O.: Applications of inverse pattern projection. In: OSTEN, Wolfgang (Hrsg.); KUJAWINSKA, Malgorzata (Hrsg.) ; CREATH, Katherine (Hrsg.): *Optical Measurement Systems for Industrial*

- Inspection III* Bd. 5144. Bellingham, WA: SPIE, 2003 (Proceedings of SPIE), S. 493–503
- [LBOK04] LI, Wansong; BOTHE, Thorsten; OSTEN, Wolfgang ; KALMS, Michael: Object adapted pattern projection–Part I: generation of inverse patterns. In: *Optics and Lasers in Engineering* 41 (2004), Januar, Nr. 1, 31–50. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V4G-47188YN-1/2/7fbcf21d9beee812f5a10eca78647b5e>
- [LC69] LANE, M.H.; CRANFORD, K.H.: An Improved Analytical Drag Theory for the Artificial Satellite Problem. In: *AIAA Paper* (1969), August, Nr. AIAA-69-925
- [Lid07] LIDE, David R. (Hrsg.): *CRC handbook of chemistry and physics : a ready-reference book of chemical and physical data*. 88. Auflage 2007 - 2008. Boca Raton, FL: CRC, 2007
- [Liv01] Schutzrecht US 6,172,826 B1 *Active Resonant Filter* ( 9. Januar 2001). LIVINGSTON, Peter M. (Erfinder); TRW. Inc, Redondo Beach, CA, U.S. (Anmelder).
- [LKQ00] LATHAM, W. P.; KENDRICK, Kip R. ; QUILLEN, Brian: Applications of the chemical oxygen-iodine laser. In: NAKAI, Sadao (Hrsg.); HACKEL, Lloyd A. (Hrsg.) ; SOLOMON, Wayne (Hrsg.): *High-Power Lasers in Civil Engineering and Architecture, Osaka, Japan, 1. November 1999* Bd. 3887. Bellingham, WA: SPIE, 2000 (Proceedings of SPIE), S. 170–178
- [LMTS96] LEWIS, R. W.; MORGAN, K.; THOMAS, H. R. ; SEETHARAMU, K. N.: *The finite element method in heat transfer analysis*. Chichester, UK: Wiley, 1996
- [LNS04] LEWIS, Roland W.; NITHIARASU, Perumal ; SEETHARAMU, Kankanhalli N.: *Fundamentals of the finite element method for heat and fluid flow*. Chichester, UK: Wiley, 2004
- [Loc99] LOCKHEED MARTIN MISSILES AND SPACE: Hubble Space Telescope Servicing Mission 3A - Media Reference Guide / NASA. Version: 1999. [http://hubble.nasa.gov/a\\_pdf/news/SM3A-MediaGuide.pdf](http://hubble.nasa.gov/a_pdf/news/SM3A-MediaGuide.pdf). Washington, DC, 1999 (K9322). – Forschungsbericht
- [LPCS74] LATYEV, L. N.; PETROV, V. A.; CECHOVSKOJ, V. J. ; SESTAKOV, E. N.; SHEINDLIN, A. E. (Hrsg.): *Izljuchatelnyje svojstva tverdych materialov (Thermal Radiation Properties of Solid Materials)*. Moskau: Energia, 1974
- [Mag00] MAGLIACANE, John A.: Tracking Satellites with PREDICT. In: *Linux Journal* 2000 (2000), Juli, Nr. 75es, S. 3. – ISSN 1075–3583

- [Mag07] MAGLIACANE, John A.: *PREDICT - A Satellite Tracking/Orbital Prediction Program*. Version: 20. Dezember 2007. <http://www.qsl.net/kd2bd/predict.html>, Abruf: Mai 2008
- [Mai60a] MAIMAN, T. H.: Optical and Microwave-Optical Experiments in Ruby. In: *Phys. Rev. Lett.* 4 (1960), Juni, Nr. 11, S. 564–566. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.4.564>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.4.564
- [Mai60b] MAIMAN, T. H.: Stimulated Optical Radiation in Ruby. In: *Nature* 187 (1960), August, Nr. 4736, 493–494. <http://dx.doi.org/10.1038/187493a0>
- [Mat08a] MATWEB.COM: Aluminum 3104-H19. Version: 2008. <http://www.matweb.com/search/DataSheet.aspx?MatGUID=aaaabe41a20a4ed2b48270f7f2ef1b2d>, Abruf: 12.10.2008. Automation Creations, Inc., Virginia Tech Corporate Research Center, Blacksburg, VA, 2008. – Online. – Datenblatt, beruht auf Informationen aus [BGA84] und [Alu00]
- [Mat08b] MATWEB.COM: Aluminum 7075-T6; 7075-T651. Version: 2008. <http://www.matweb.com/search/DataSheet.aspx?MatGUID=aaaabe41a20a4ed2b48270f7f2ef1b2d>, Abruf: 12.10.2008. Automation Creations, Inc., Virginia Tech Corporate Research Center, Blacksburg, VA, 2008. – Online. – Datenblatt, beruht auf Informationen aus [ASM90] und [Alu00]
- [MF05] MESSERSCHMID, Ernst; FASOULAS, Stefanos: *Raumfahrtsysteme. Eine Einführung mit Übungen und Lösungen*. 2., aktualisierte Aufl. Berlin: Springer, 2005
- [MG80] MEDFORD, J. E.; GRAY, Jr. P. M. P. M.: The response of structural materials to combined laser and mechanical loading. In: *AIAA 15th Thermophysics Conference, Snowmass, CO, 14. -16. Juli 1980*. Washington, DC: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1980. – AIAA-80-1550
- [Mit98] MITRA, Thomas: *Erforschung der Zerstörschwelle von Spiegeln für die IR-Laserphotochemie in einer Multireflexionszelle*. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 1998. – Diplomarbeit
- [Moo00] MOON, Chung-In: Changing Threat Environment, Force Structure, and Defense Planning: the South Korean Case. In: CRAWFORD, Natalie W. (Hrsg.); MOON, Chung-In (Hrsg.): *Emerging Threats, Force Structures and the Role of Air Power in Korea*. Santa Monica, CA: RAND, 2000, 89-114. [http://www.rand.org/pubs/conf\\_proceedings/2007/CF152.pdf](http://www.rand.org/pubs/conf_proceedings/2007/CF152.pdf)

- [MPBB78] MCDERMOTT, W. E.; PCHELKIN, N. R.; BENARD, D. J. ; BOUSEK, R. R.: An electronic transition chemical laser. In: *Applied Physics Letters* 32 (1978), Nr. 8, 469–470. <http://dx.doi.org/10.1063/1.90088>. – DOI 10.1063/1.90088
- [MTN07] MOHR, P. J.; TAYLOR, B. N. ; NEWELL, D. B.: The 2006 CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants. Version: 2007. <http://physics.nist.gov/constants>, Abruf: Juni 2008. Gaithersburg, MD: National Institute of Standards and Technology, 2007. – Forschungsbericht. – Web Version 5.0, Datenbankentwicklung von J. Baker, M. Douma und S. Kotochigova.
- [MZ79] MILLER, Merlin G.; ZIESKE, P. L.: Turbulence environment characterization / Rome Air Development Center. Version: 1979. <http://handle.dtic.mil/100.2/ADA072379>. Griffis Air Force Base, NY, 1979 (RADC-79-31, ADA072379). – Forschungsbericht
- [N2Y07] N2YO.COM: *Live Real Time Satellite and Space Shuttle Tracking*. Version: September 2007. <http://www.n2yo.com/>, Abruf: Oktober 2008
- [Nie03] NIELSEN, P. E.: *Effects of Directed Energy Weapons*. Washington, D.C., U.S.: National Defense University Press, 2003 <http://www.ndu.edu/ctnsp/Nielsen-EDEW.pdf>
- [Nol99] NOLL, Carey: Satellite Laser Ranging and Earth Science / NASA Space Geodesy Program. Version: 23. März 1999. <http://ilrs.gsfc.nasa.gov/docs/slrover.pdf>. 1999. – Forschungsbericht
- [Nol04] NOLTING, Wolfgang: *Grundkurs Theoretische Physik*. Bd. 3: *Elektrodynamik*. Berlin: Springer, 2004
- [Nor06] NORTHROP GRUMMAN CORPORATION: Airborne Laser Progress Continues as Northrop Grumman Runs Full-Power COIL Tests, Delivers Beacon Illuminator Laser. Version: 4. Januar 2006. [http://www.irconnect.com/noc/press/pages/news\\_releases.mhtml?d=91869](http://www.irconnect.com/noc/press/pages/news_releases.mhtml?d=91869), Abruf: November 2007. Redondo Beach, CA, 4. Januar 2006. – Pressemitteilung
- [NR06] NEUNECK, Götz; ROTHKIRCH, André: *Weltraumbewaffnung und Optionen für präventive Rüstungskontrolle*. DSF, Dt. Stiftung Friedensforschung, 2006 <http://edoc.vifapol.de/opus/volltexte/2008/665/>. – Eine Fassung mit zusätzlichen naturwissenschaftlich-technischen Hintergrundinformationen ist unter <http://www.ifsh.de/IFAR/pdf/wp10.pdf> verfügbar.
- [Oer94] OERTEL, Herbert: *Aerothermodynamik*. Berlin: Springer, 1994. ISSN 0–387–57008–X

- [Oph08] OPHIR OPTRONICS: *Thermal Heads for Power and Single-Shot Energy -  $\mu W$  to kW,  $\mu J$  to 300J*. Version: 2008. [http://www.ophiropt.com/laser/register\\_files/thermal\\_heads.pdf](http://www.ophiropt.com/laser/register_files/thermal_heads.pdf). – Datenblatt für *smart head 5000W* Thermosäulenleistungsmesskopf
- [Pet07] PETERSEN, Maren: *Lasergenerieren von Metall-Keramik-Verbundwerkstoffen*. Göttingen: Cuvillier, 2007. ISSN 3–86727–146–1
- [PGH95] PLASS, Wilfried; GIESEN, Adolf ; HÜGEL, Helmut: Temperature dependence of reflectance and transmittance of CO<sub>2</sub> laser optics. In: BENNETT, Harold E. (Hrsg.); GUENTHER, Arthur H. (Hrsg.); KOZLOWSKI, Mark R. (Hrsg.); NEWNAM, Brian E. (Hrsg.) ; SOILEAU, M. J. (Hrsg.): *Laser-induced damage in optical materials: 1994 : 26th annual Boulder Damage Symposium : 24-26 October, 1994, Boulder, Colorado* Bd. 2428. Bellingham, WA: SPIE, 1995 (Proceedings of SPIE), S. 186–196
- [PMG04] PERRAM, Glen P.; MARCINIAK, Michael A. ; GODA, Matthew: High-energy laser weapons: technology overview. In: WOOD, Gary L. (Hrsg.); PELLEGRINO, John M. (Hrsg.): *Laser Technologies for Defense and Security* Bd. 5414. Bellingham, WA: SPIE, 10. September 2004 (Proceedings of SPIE), S. 1 – 25. <http://dx.doi.org/10.1117/12.544529>
- [PPBS05] PEDROTTI, Frank L.; PEDROTTI, Leno S.; BAUSCH, Werner ; SCHMIDT, Hartmut: *Optik für Ingenieure. Grundlagen*. 3. Berlin [u.a.]: Springer, 2005
- [PRI07] PRIMES GMBH: *Benutzerhandbuch und Dokumentation - FocusMonitor/BeamMonitor*. Version: 2007. [http://www.primes.de/download/support/f50\\_AnleitungFocusMonitorApril2007-WEB.pdf](http://www.primes.de/download/support/f50_AnleitungFocusMonitorApril2007-WEB.pdf)
- [PRR57] POWELL, Robert L.; RODER, H. M. ; ROGERS, William M.: Low-Temperature Thermal Conductivity of Some Commercial Coppers. In: *Journal of Applied Physics* 28 (1957), Nr. 11, 1282-1288. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1722634>. – DOI 10.1063/1.1722634
- [Rea01] READY, John F.; FARSON, Dave F. (Hrsg.): *LIA handbook of laser materials processing*. 1. Auflage. Orlando, FL: Laser Institute of America und Magnolia Publication, 2001. ISSN 0912035153 9780912035154 0941463028 9780941463027
- [RF86] ROKNI, Mordechai; FLUSBERG, Allen: Stimulated rotational Raman scattering in the atmosphere. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 22 (1986), Juli, Nr. 7, S. 1102–1108. – ISSN 0018–9197
- [RHG85] ROHSENOW, Warren M. (Hrsg.); HARTNETT, James P. (Hrsg.) ; GANIC, Ejup N. (Hrsg.): *Handbook of heat transfer fundamentals*. New York, NY: McGraw-Hill, 1985

- [Ric22] RICHARDSON, Lewis F.: *Weather prediction by numerical process*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1922
- [Rob55] ROBERTS, S.: Interpretation of the Optical Properties of Metal Surfaces. In: *Phys. Rev.* 100 (1955), Dec, Nr. 6, S. 1667–1671. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.100.1667>. – DOI 10.1103/PhysRev.100.1667
- [Rof04] ROFIN SINAR GMBH: Datenblatt für den Scheibenlaser DS 015 HQ. 2004. – Forschungsbericht
- [RRG<sup>+</sup>98] ROTHMAN, L. S.; RINSLAND, C. P.; GOLDMAN, A.; MASSIE, S. T.; EDWARDS, D. P.; FLAUD, J.-M.; PERRIN, A.; CAMY-PEYRET, C.; DANA, V.; MANDIN, J.-Y.; SCHROEDER, J.; MCCANN, A.; GAMACHE, R. R.; WATTSON, R. B.; YOSHINO, K.; CHANCE, K.; JUCKS, K.; BROWN, L. R.; NEMTCHINOV, V. ; VARANASI, P.: The HITRAN Molecular Spectroscopic Database and HAWKS (HITRAN Atmospheric Workstation): 1996 Edition. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 60 (1998), November, S. 665–710
- [Rup66] RUPPE, Harry O.: *Introduction to astronautics*. New York, NY: Academic Press Inc., 1966
- [Sas94] SASIELA, Richard J.: *Electromagnetic wave propagation in turbulence. Evaluation and application of Mellin transforms*. Berlin [u.a.]: Springer, 1994 (Springer series on wave phenomena ; 18)
- [Sch89a] SCHLÜNDER, Ernst U.: Physical properties. In: *Heat exchanger design handbook* Bd. 5. New York, NY: Hemisphere Publishing / Taylor & Francis, 1989. – ISSN 3–18–419085–4, S. –
- [Sch89b] SCHMUTZER, Ernst: *Grundlagen der theoretischen Physik : mit einem Grundriß der Mathematik für Physiker*. Bd. 1. 1. Auflage. Mannheim: BI-Wissenschafts-Verlag, 1989
- [Sch01] SCHLÄPFER, Daniel: MODO: An Interface To MODTRAN for the Simulation of Imaging Spectrometry At-Sensor Signals. In: GREEN, R. (Hrsg.): *Proceedings of the Tenth Jet Propulsion Laboratory Airborne Earth Science Workshop*. Pasadena, CA: Jet Propulsion Laboratory, 2001, 343-350. [ftp://ftp.geo.unizh.ch/pub/rs12/paper/2001/AVWS\\_2001\\_mod0.pdf](ftp://ftp.geo.unizh.ch/pub/rs12/paper/2001/AVWS_2001_mod0.pdf)
- [SEL79] SPARKS, M.; E. LOH, Jr.: Temperature dependence of absorptance in laser damage of metallic mirrors: I. Melting. In: *J. Opt. Soc. Am.* 69 (1979), Nr. 6, 847–858. <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josa-69-6-847>
- [Sie86] SIEGMAN, Anthony E.: *LASERS*. Mill Valley, CA, USA: University Science Books, 1986

- [Sie91] SIEGMAN, Anthony E.: Defining the effective radius of curvature for a nonideal optical beam. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 27 (May 1991), Nr. 5, S. 1146–1148. <http://dx.doi.org/10.1109/3.83370>. – DOI 10.1109/3.83370. – ISSN 0018–9197
- [SK95] STEPHANI, Hans; KLUGE, Gerhard: *Theoretische Mechanik : Punkt- und Kontinuumsmechanik*. Heidelberg: Spektrum Akademischer Verlag, 1995 <http://www.gbv.de/dms/ilmenau/toc/187029679.PDF>. ISSN 3–86025–284–4
- [SL04] SCHMUCKER, Robert; LAMB, Frederick K.: München, 25. März 2004. – Persönliches Gespräch mit dem Autor zu Fragen der Raketenabwehr im Rahmen der Jahrestagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (DPG)
- [Smi93] SMITH, Frederick G.: *The infrared and electro-optical systems handbook*. Bd. 2: *Atmospheric propagation of radiation*. Ann Arbor, Mich.: Infrared Information Analysis Center and SPIE Optical Engineering Press, 1993
- [SN05] SCHLÄPFER, Daniel; NIEKE, Jens: Operational Simulation of at Sensor Radiance Sensitivity Using the Mod0 / Modtran4 Environment. In: ZAGAJEWSKI, Bogdan (Hrsg.); SOBCZAK, Marcin (Hrsg.): *4th EARSeL Workshop on Imaging Spectroscopy, Warschau, 27.-30. April 2005*. Warschau: European Association of Remote Sensing Laboratories (EARSeL) and Warsaw University, 2005, 561-569. [http://www.enge.ucl.ac.be/EARSEL/workshops/IS\\_Warsaw\\_2005/papers/Methods\\_Data\\_Processing/60\\_Schlaepfer\\_561\\_569.pdf](http://www.enge.ucl.ac.be/EARSEL/workshops/IS_Warsaw_2005/papers/Methods_Data_Processing/60_Schlaepfer_561_569.pdf)
- [SNS98] SIEGMAN, Anthony E.; NEMES, G. ; SERNA, J.: How to (Maybe) Measure Laser Beam Quality. In: DOWLEY, M. (Hrsg.): *DPSS (Diode Pumped Solid State) Lasers: Applications and Issues*, Optical Society of America, 1998, MQ1. <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=URI=DLAI-1998-MQ1>
- [SNS02] SANDNER, H.; NEUBRONNER, M ; STÜBNER, G.: Stoffwerte von reinen Metallen und Metallegierungen. In: *VDI-Wärmeatlas: Berechnungsblätter für den Wärmeübergang*. 9. Auflage. Berlin: Verein Deutscher Ingenieure, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GVC); Springer, 2002
- [SPHT07] SPRANGLE, Phillip; PENANO, Joseph; HAFIZI, Bahman ; TING, Antonio: Incoherent Combining of High-Power Fiber Lasers for Long-Range Directed Energy Applications. In: *Journal of Directed Energy* 2 (2007), Nr. 3. <http://handle.dtic.mil/100.2/ADA452452>

- [SS07] SCHMUCKER, Robert H.; SCHILLER, Markus: Das nordkoreanische Raketenprogramm - Realität oder Mythos. In: *Jahrestagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (DPG) - Arbeitskreis Physik und Abrüstung*. Regensburg, 28. März 2007
- [SSIS80] SHILES, E.; SASAKI, Taizo; INOKUTI, Mitio ; SMITH, D. Y.: Self-consistency and sum-rule tests in the Kramers-Kronig analysis of optical data: Applications to aluminum. In: *Physical Review B* 22 (1980), August, Nr. 4, S. 1612–1628. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.22.1612>. – DOI 10.1103/PhysRevB.22.1612
- [Sta02a] STABROTH, Sebastian: Der NASA Two-Line Elements Objektkatalog - Historie, Handhabung, Theorie und Vollständigkeit. Version: 25. Juni 2002. [http://www.sebastian-stabroth.de/orbit/TLE-Objektkatalog\\_slides.pdf](http://www.sebastian-stabroth.de/orbit/TLE-Objektkatalog_slides.pdf). 2002. – Vortrag im Seminar für Luft- und Raumfahrttechnik TU Braunschweig
- [Sta02b] STABROTH, Sebastian: Der NASA Two-Line Elements Objektkatalog - Historie, Handhabung, Theorie und Vollständigkeit – Extended Abstract. Version: 25. Juni 2002. [http://www.sebastian-stabroth.de/orbit/TLE-Objektkatalog\\_slides.pdf](http://www.sebastian-stabroth.de/orbit/TLE-Objektkatalog_slides.pdf). 2002. – Vortrag im Seminar für Luft- und Raumfahrttechnik TU Braunschweig
- [Ste79] STEFAN, Josef: Über die Beziehung zwischen der Wärmestrahlung und der Temperatur. In: *Sitzungsberichte der mathematisch-naturwissenschaftlichen Classe der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften* 79 (1879), S. 391–428
- [Ste90] STERN, G.: Absorptivity of cw CO<sub>2</sub>, CO and YAG-laser beams by different metallic alloys. In: BERGMANN, Hans W. (Hrsg.); KUPFER, Roland (Hrsg.); Arbeitsgemeinschaft Wärmebehandlung und Werkstofftechnik (Veranst.): *Laser beam hardening : ECLAT '90; proceedings* Bd. 1. Witzmannsberg: EMS Europ. Media Service, 1990, S. 25–35. – 3rd European Conference on Laser Treatment of Materials (ECLAT) ; 17.-19.09.1990 Erlangen
- [Ste98] STEEN, William M.: *Laser material processing*. 2. Auflage. London: Springer, 1998
- [Str78] STROHBEHN, John W.: *Laser beam propagation in the atmosphere*. Berlin [u.a.]: Springer, 1978 (Topics in applied physics ; 25)
- [Str96] STROUD, Phillip D.: Anisoplanatism in adaptive optics compensation of a focused beam with use of distributed beacons. In: *Journal of the Optical Society of America A* 13 (1996), Nr. 4, 868-874. <http://josaa.osa.org/abstract.cfm?URI=josaa-13-4-868>

- [Stu08] STUPL, Jan: Hochenergielaserwaffen - naturwissenschaftliche und friedenspolitische Bewertung - Zusammenfassung der Projektergebnisse / Institut für Friedensforschung und Sicherheitspolitik an der Universität Hamburg (IFSH) / Carl Friedrich von Weizsäcker Zentrum für Naturwissenschaft und Friedensforschung (ZNF). Hamburg, März 2008. – Projektbericht. – Projekt gefördert von der Berghof Stiftung für Konfliktforschung GmbH auf Antrag von Prof. Dr. Martin B. Kalinowski (ZNF) und Prof. Dr. Götz Neuneck (IFSH)
- [SWH07] SCHNEIDER, William Jr; WELCH, Larry D. ; HERMANN, Robert J.: Defense Science Board Task Force on Directed Energy Weapons / Defense Science Board - Office of the Undersecretary of Defense for Acquisition, Technology and Logistics. Version: 2007. <http://handle.dtic.mil/100.2/ADA476320>. Washington, DC, 2007. – Forschungsbericht
- [TD93] THOMAS, Micheal E.; DUNCAN, Donald D.: Atmospheric Transmission. In: *The infrared and electro-optical systems handbook Bd.2: Atmospheric propagation of radiation*. Infrared Information Analysis Center and SPIE Optical Engineering Press, 1993, S. 157–232
- [TF04] TYSON, Robert K.; FRAZIER, Benjamin W.: *Field guide to adaptive optics*. Bellingham, WA: SPIE Press, 2004 (SPIE Field Guides)
- [THD+99] TOWNSEND, Jacqueline A.; HANSEN, Patricia A.; DEVER, Joyce A.; GROH, Kim K.; BANKS, Bruce A.; WANG, Len ; HE, Charles: Hubble Space Telescope Metallized Teflon (R) FEP thermal Control Materials: On-Orbit Degradation and Post-Retrieval Analysis. In: *High Performance Polymers* 11 (1999), Nr. 1, 81-99. <http://dx.doi.org/10.1088/0954-0083/11/1/007>. – DOI 10.1088/0954-0083/11/1/007
- [Tir06] TIRPAK, John A.: The Airborne Laser Narrows Its Beam. In: *Air Force Magazine* 89 (2006), Dezember, Nr. 12, 30-34. <http://www.afa.org/magazine/dec2006/1206laser.pdf>
- [TKTD77] TOULOUKIAN, Y. S.; KIRBY, R. K.; TAYLOR, R. E. ; DESAI, P. D.: *Thermal Expansion - Metallic Elements and Alloys*. New York: IFI/Plenum, 1977
- [TLH92] TRUESDELL, K. A.; LAMBERSON, S. E. ; HAGER, G. D.: Phillips Laboratory COIL technology overview. In: JUMPER, E. J. (Hrsg.); HUGO, R. J. (Hrsg.): *AIAA, Plasmadynamics and Lasers Conference, 23rd, Nashville, TN, 6.-8. Juli*. Washington, DC: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1992. – AIAA-1992-3003
- [Tor85] TORRANCE, K. E.: Numerical Methods in Heat Transfer. In: ROHSENOW, Warren M. (Hrsg.); HARTNETT, James P. (Hrsg.) ; GANIC, Ejup N. (Hrsg.): *Handbook of heat transfer fundamentals*. McGraw-Hill, 1985. – ISSN 0-07-053554-X

- [Tün05] TÜNNERMANN, Andreas: High-power cw Fiber Lasers - Present and future. In: *Laser Technik Journal* 2 (2005), Nr. 2, 54–56. <http://dx.doi.org/10.1002/latj.200790039>
- [Uji72] UJIHARA, Kikuo: Reflectivity of Metals at High Temperatures. In: *Journal of Applied Physics* 43 (1972), Nr. 5, 2376-2383. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1661506>. – DOI 10.1063/1.1661506
- [UKR+98] UTKIN, A. V.; KANEL, G. I.; RAZORENOV, S. V.; BOGACH, A. A. ; GRADY, D. E.: Elastic Moduli and Dynamic Yield Strength of Metals near the Melting Temperature. In: SCHMIDT, C. (Hrsg.); DANDEKAR, D. P. (Hrsg.) ; FORBES, J. W. (Hrsg.): *Proceedings of the 1997 Conference of the American Physical Society Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter Held at Amherst, MA*. Woodbury, NY: American Institute of Physics, 1998, S. 443 – 446
- [Uni76] UNITED STATES COMMITTEE ON EXTENSION TO THE STANDARD ATMOSPHERE: U.S. Standard Atmosphere, 1976 / National Oceanic And Atmospheric Administration, National Aeronautics and Space Administration, United States Air Force. Version: 1976. [http://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19770009539\\_1977009539.pdf](http://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19770009539_1977009539.pdf). Washington, DC, 1976 (NOAA-S/T 76-1562). – Forschungsbericht
- [Uni06] UNITED NATIONS MONITORING, VERIFICATION AND INSPECTION COMMISSION (UNMOVIC): *Persönliches Gespräch mit einem Waffensinspekteur der United Nations Monitoring, Verification and Inspection Commission (UNMOVIC)*. Köln, 4. November 2006
- [Uni07] UNITED NATIONS MONITORING, VERIFICATION AND INSPECTION COMMISSION: *Compendium of Iraq's Proscribed Weapons Programmes in the Chemical, Biological and Missile areas*. Vereinte Nationen, 2007 <http://www.un.org/depts/unmovic/new/pages/compendium.asp>
- [U.S95] U.S. DEFENSE INTELLIGENCE AGENCY: North Korea: The Foundations for Military Strength - Update 1995. Version: Dezember 1995. [http://fas.org/irp/dia/product/knfms95/1510-101\\_toc.html](http://fas.org/irp/dia/product/knfms95/1510-101_toc.html). Washington, DC, Dezember 1995 (PC-1510-101-96). – Forschungsbericht. – Abruf: 19.09.08
- [VCHK06] VALLADO, David A.; CRAWFORD, Paul; HUJSAK, Richard ; KELSO, T. S.: Revisiting Spacetrack Report No. 3. In: *AIAA/AAS Astrodynamics Specialist Conference, Keystone, CO, 21.-24. August 2006*. Washington, DC: American Insitute of Aeronautics and Astronautics, 2006, <http://celestrak.com/publications/AIAA/2006-6753/>. – AIAA-2006-6753

- [Vic07] VICK, Charles P.: *Improved - Advanced Crystal / IKON / „KH-12“ Reconnaissance Imaging Spacecraft*. Version: 25. April 2007. <http://www.globalsecurity.org/space/systems/kh-12.htm>, Abruf: September 2008
- [Vor02] VORTMEYER, D.: Strahlung technischer Oberflächen. In: *VDI-Wärmeatlas: Berechnungsblätter für den Wärmeübergang*. 9. Auflage. Berlin: Verein Deutscher Ingenieure, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GVC); Springer, 2002
- [WARK96] WANG, Jinxue; ANDERSON, Gail P.; REVERCOMB, Henry E. ; KNUTESON, Robert O.: Validation of FASCOD3 and MODTRAN3: comparison of model calculations with ground-based and airborne interferometer observations under clear-sky conditions. In: *Appl. Opt.* 35 (1996), Nr. 30, 6028–6040. <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-35-30-6028>
- [Wel04] WELCH, Bryan: Orbit Optimization and Scattering Coefficient Analysis for the Proposed GLORIA System / National Aeronautics and Space Administration John H. Glenn Research Center. Version: Dezember 2004. <http://gltrs.grc.nasa.gov/reports/2004/TM-2004-213408.pdf>. Lewis Field, Cleveland, OH, Dezember 2004 (NASA/TM-2004-213408). – Forschungsbericht
- [WFWZ04] WANG, Ji; FENG WANG, Xia jun Wang a. ; ZHAO, Kai: Numerical Simulations on Buckling Failure of Preloaded Cylindrical Shell Irriated by High Power Laser Beam. In: *Journal of Beijing Institute of Technology* 13 (2004), Nr. 3, S. 236 – 241
- [WK94] WRIGHT, David C.; KADYSHEV, Timur: An analysis of the North Korean Nodong Missile. In: *Science & Global Security* 4 (1994), Nr. 2, 129–160. [http://www.princeton.edu/~globsec/publications/pdf/4\\_2wright.pdf](http://www.princeton.edu/~globsec/publications/pdf/4_2wright.pdf)
- [WL01] WELCH, Larry D.; LATHAM, Donald C.: Task Force on High Energy Laser Weapon Systems Applications / Defense Science Board, Office of the Under Secretary of Defense for Acquisition, Technology and Logistics. Version: 2001. <http://dx.doi.org/SuDocD1.107:2002017434>. Washington, DC: Office of the Under Secretary of Defense for Acquisition, Technology and Logistics, U.S. Department of Defense, 2001 (ADA394880). – Forschungsbericht
- [Wol01] WOLLNACK, Jörg: *Videometrische Verfahren zur Genauigkeitssteigerung von Industrierobotern*. Aachen: Shaker, 2001. ISSN 3–8265–8856–8. – Zugl.: TU Hamburg-Harburg, Habilitations-Schrift, 2000
- [Won05] WONNEBERGER, Frank: 11. November 2005. – E-Mail Kontakt mit der Firma InfraTec GmbH, Infrarotsensorik und Messtechnik, Dresden

- [XK99] XIE, J.; KAR, A.: Laser welding of thin sheet steel with surface oxidation. In: *Welding Journal* 78 (1999), October, Nr. 10, 343-s - 348-s. <http://www.aws.org/wj/supplement/oct99/XIE.pdf>
- [XKJL97] XIE, J.; KAR, A.; J., Rothenflue ; LATHAM, W. P.: Temperature-dependent absorptivity and cutting capability of CO<sub>2</sub>, Nd:YAG and chemical oxygen-iodine lasers. In: *Journal of Laser Applications* 9 (1997), S. 77–86. – Benutzte Daten nach Zitat in [XK99].
- [YAA<sup>+</sup>06] YAMAMOTO, R. M.; ALLEN, K. L.; ALLMON, R. W.; ALVISO, K. F.; BHACHU, B. S.; BOLEY, C. D.; COMBS, R. L.; CUTTER, K. P.; FOCHS, S. N.; GONZALES, S. A.; HURD, R. L.; LAFORTUNE, K. N.; MANNING, W. J.; MERRILL, R. D.; MOLINA, L.; PARKER, J. M.; PARKS, C. W.; PAX, P. H.; POSEY, A. S.; ROTTER, M. D.; ROY, B. M.; RUBENCHIK, A. M. ; SOULES, T. F.: A Solid State Laser for the Battlefield. In: *25th Army Science Conference, Orlando, FL, United States, Nov 27 - Nov 30, 2006* Lawrence Livermore National Laboratory, 2006, <https://e-reports-ext.llnl.gov/pdf/339573.pdf>, Abruf: November 2007
- [You63] YOUNG, Leo: Multilayer Reflection Coatings on a Metal Mirror. In: *Appl. Opt.* 2 (1963), Nr. 4, 445–447. <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-2-4-445>
- [ZB02] ZONDERVAN, Kevin L.; BECK, Derek W.: Approximate Closed-Form Expression for the Probability of Burst of a Pressurized Metal Cylinder Irradiated by a High-Energy Laser. In: *33rd Plasmadynamics and Lasers Conference, 20. - 23. Mai 2002, Maui, HI*. Reston, VA: American Insitute of Aeronautics and Astronautics, 2002. – AIAA-2002-2220
- [Zio03] ZIOLKOWSKI, Konstantin E.: Erforschung des Weltraums mittels Reaktionsapparaten. In: *Nauchnoye Obozreniye (Wissenschaftliche Rundschau)* (1903), Nr. 5. <http://epizodsspace.testpilot.ru/bibl/dorev-knigi/ciolkovskiy/issl-03st.html>
- [ZSY<sup>+</sup>99] ZHAO, Jianheng; SUN, Chengwei; YUAN, Yonghua; ZHANG, Ning ; LIU, Xufa: Crack formation on the cylindrical shell damaged by inner pressure and surface laser irradiation. In: *30th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, Norfolk, VA, 28. Juni -1. Juli 1999*. Reston, VA: American Insitute of Aeronautics and Astronautics, 1999. – AIAA-1999-3548
- [ZT00] ZIENKIEWICZ, Olgierd C.; TAYLOR, Robert L.: *The Finite Elemente Method: Vol. 1 - The basis*. 5. Auflage. Oxford, UK: Butterworth-Heinemann, 2000



# Danksagung

Diese Dissertation wurde im Rahmen meiner wissenschaftlichen Tätigkeit am Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, dem Institut für Friedensforschung und Sicherheitspolitik an der Universität Hamburg (IFSH), dem Institut für Laser- und Anlagensystemtechnik (iLAS) der Technischen Universität Hamburg-Harburg und dem Carl Friedrich von Weizsäcker-Zentrum für Naturwissenschaft und Friedensforschung (ZNF) der Universität Hamburg angefertigt.

Ich danke Prof. Dr.-Ing. Claus Emmelmann (iLAS), Prof. Dr. Götz Neuneck (IFSH) und Prof. Dr. Hartwig Spitzer (Institut für Experimentalphysik) für die Betreuung und die Begutachtung dieser Arbeit. Dr. Klaus Petermann vom Institut für Laserphysik der Universität Hamburg danke ich für die Übernahme des Vorsitz des Prüfungsausschusses.

Die vorliegende Arbeit deckt ein breites Themenspektrum ab. Ohne die Bereitschaft einer Vielzahl von Kollegen, mich mit Fachwissen und Diskussionen auch zu Detailfragen zu unterstützen, wäre ein erfolgreicher Abschluss nicht möglich gewesen. Vielen Dank dafür an alle. Namentlich möchte ich erwähnen:

- zum Spannungsfeld aus Physik und Sicherheitspolitik aus der Interdisziplinären Forschungsgruppe Abrüstung, Rüstungskontrolle und Risikotechnologien (IFAR<sup>2</sup>) des IFSHs:  
Prof. Dr. Michael Brzoska, Dr. Marcel Dickow, Dr. André Rothkirch, Christian Alwardt und Michael Schaaf,
- zu allen Fragen der Lasermaterialbearbeitung und für die Bereitschaft, einen Physiker unter Ingenieuren aufzunehmen, aus dem iLAS:  
Dr.-Ing. Maren Petersen, Dr.-Ing. Michael Mess, Angela Einfeldt, André Goeke, Reinhold Grube, Marc Kirchhoff, Maximilian Munsch, Olaf Rehme, Uwe Stürcke, Hendrik Vogel, Jürgen Wittkamp und Lars Ziemer,
- weiterhin von der TU Hamburg-Harburg:  
PD Dr.-Ing. habil. Jörg Wollnack (Institut für Werkzeugmaschinen, Roboter und Montageanlagen) und Florian Gehrig (Institut für Kunststoffe und Verbundwerkstoffe),

- aus dem ZNF:  
Prof Dr. Martin B. Kalinowski, Robert Annewandter, Heiner Daerr, Markus Kohler, Beatrice Mittelstädt und Ole Ross,
- aus dem Institut für Laserphysik der Universität Hamburg:  
Prof. Dr. Ernst Heumann und Prof. Dr. Günter Huber,
- aus dem Bremer Institut für angewandte Strahltechnik (BIAS):  
Dr. Christoph von Kopylow, Dr. Wansong Li, Dr.-Ing. Matthias Schilf, Detlef Hollmach und Michael Schulte,
- Dr.-Ing. Carsten Wiedemann (Institut für Luft- und Raumfahrtsysteme, TU-Braunschweig), Prof. Dr.-Ing. Robert Schmucker und Dr. Markus Schiller (Schmucker Technologie, München) und Prof. Dr. Theodore Postol und Dr. Geoffrey Forden (Science, Technology and Global Security Working Group, Massachusetts Institute of Technology).

Der Firma Ball Packing Europe GmbH danke ich für die Bereitstellung von unlackierten (und unbefüllten) zylindrischen Aluminiumhohlzylindern, namentlich Rainer Berkefeld.

Nochmals hervorheben möchte PD Dr.-Ing. habil. Jörg Wollnack, Dr.-Ing. Maren Petersen und Marc Kirchhoff, die mich insbesondere in der Schlussphase mit Rat und Tat unterstützt haben. Weiterhin auch Dank an Markus Kohler, Angela Dietz und Richard Slipp für nächtliche Korrekturen kurz vor der Abgabe. Vielen Dank auch an alle Freunde und Verwandte für die moralische Unterstützung.

Diese Arbeit wurde finanziell unterstützt von der Berghof Stiftung für Konfliktforschung GmbH, der Arbeitsgruppe Naturwissenschaft und Internationale Sicherheit in der Universität Hamburg (CENSIS), der Deutschen Stiftung Friedensforschung, dem Institut für Friedensforschung und Sicherheitspolitik an der Universität Hamburg, dem Verein zur Förderung des Instituts für Friedensforschung e.V. und dem Institut für Laser- und Anlagensystemtechnik der TU Hamburg-Harburg. Dafür auch an dieser Stelle vielen Dank.

Speziell danke ich meinen Eltern, die mich die ganze Zeit mit voller Kraft unterstützt haben. Ohne Euch hätte ich dieses Ziel nie erreicht.