

Analyse der Anwendung von Treibstoffen mit hoher spezifischer Energie für Raumtransportsysteme

**Vorgelegt von
Diplom-Ingenieur
Michael Thierschmann
aus Berlin**

**Von der Fakultät V – Verkehrs- und Maschinensysteme
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften
- Dr.-Ing. -**

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

**Vorsitzender: Prof. Dipl.-Ing. H. Linde
Berichter: Prof. Dr. rer.nat. H.P. Röser
Berichter: Prof. Dr. D. Meinköhn
Berichter: Prof. Dr.-Ing. R. Lo**

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 16.8.2001

Berlin 2002

D83

Abstract

Systeme für den Nutzlasttransport von der Erdoberfläche in Erdumlaufbahnen verwenden Treibstoffkombinationen, die nicht mehr als 4000 m/s an spezifischem Impuls mit der Kombination LOX/LH₂ liefern. Höhere spezifische Impulse als eine Maßnahme zur Verbesserung von Raumfahrtantriebssystemen sind jedoch aufgrund der möglichen Reduzierung der spezifischen Transportkosten von großem Interesse.

In der vorliegenden Arbeit werden experimentell bereits nachgewiesene aber auch hypothetische Stoffe für die Verwendung als Raumfahrttreibstoffe analysiert, deren erreichbarer spezifischer Impuls über 6.500 m/s liegt. Es handelt sich um chemische Treibstoffe, deren Energiefreisetzung auf Rekombinationsvorgängen sowie der Rückkehr von hochangeregten metastabilen Atomen in den Grundzustand beruht. Konkret handelt es sich um die Klassen der freien Radikale, elektronenangeregten und molekularen Spezies sowie metallischen Wasserstoff. Im Hinblick auf eine raketentechnische Anwendbarkeit stellen Herstellung, Stabilisierung und Lagerung die Hauptprobleme dar. Diese Aspekte werden in der Arbeit eingehend behandelt. Die durchgeführten Analysen zeigen, dass metastabiles Helium, in der besonderen Form HeIV, die größte Anwendungswahrscheinlichkeit besitzt, wenn auch erst nach Lösung diverser technologischer Fragestellungen, was nicht innerhalb der nächsten Jahrzehnte zu erwarten ist.

Für diesen Stoff wird eine Trägersystemmodellierung vorgestellt. Die systembeeinflussenden Parameter werden in einem Rechenprogramm variiert. Auf diese Weise wird die Machbarkeit anhand eines Raumtransport Szenarios simuliert.

Die Anforderungen an einen sicheren Betrieb in der Raumfahrt erlauben nach heutigem Stand der Technik den Einsatz keiner der genannten Treibstoffkandidaten. Die jeweiligen technischen Grenzen werden in der Arbeit aufgezeigt.

Besondere Hinweise zum Verständnis dieser Arbeit

- Es handelt sich um eine Systemanalyse, bei der unterschiedliche jeweils komplexe Fachgebiete tangiert werden. Die Bearbeitung dieser Gebiete konnte nicht immer in einem für alle Leser befriedigenden Detaillierungsgrad erfolgen, da dies den Umfang bei Weitem überschritten hätte. Für das grundsätzliche Ziel, eine Aussage zur Einsatzfähigkeit superhochenergetischer Treibstoffe für den Raumtransport zwischen Erdoberfläche und Erdumlaufbahn zu erarbeiten, sollte allerdings die Behandlung der unterschiedlichen Fachgebiete in dem erfolgten Detaillierungsgrad ausreichend sein.
- Es galt, einen umfänglichen Überblick zu bisherigen Arbeiten und Erkenntnissen über superhochenergetische Treibstoffkandidaten zu schaffen. In diesem Zusammenhang werden einige Themen bewusst in einer größeren Vollständigkeit diskutiert, als es für die grundlegenden qualitativen Aussagen unbedingt notwendig wäre. Dies betrifft u.a. die Behandlung einiger kritischer Technologien.
- Es mussten viele Annahmen getroffen werden. Diese dienen zum einen der Vereinfachung, waren andererseits aber nicht zu umgehen, da konkrete Daten oft nicht verfügbar waren. Ein Grossteil der Literatur, die sich mit den behandelten Stoffen beschäftigt, stammt aus den Bereichen der theoretischen Physik und Chemie. Die Umsetzung dort veröffentlichter Erkenntnisse für die Konzeption und Auslegung von Antriebssystemen, erforderte das Treffen von entsprechenden Annahmen, z.B. über die Lagerbedingungen und das Reaktionsverhalten. Im Text ist an den entsprechenden Stellen darauf hingewiesen worden.
- Wegen des spekulativen Charakters einiger der getroffenen Annahmen über die Eigenschaften der behandelten Stoffe, wird vom Autor nicht der Anspruch erhoben, dass die Ergebnisse in den quantitativen Darstellungen korrekt sind. Dieser Unsicherheit ist durch diverse Parametervariationen und Sensitivitätsbetrachtungen Rechnung getragen worden, die allerdings zu sehr sicheren qualitativen Aussagen führten.
- Ein Grossteil der herangezogenen Literatur, die sich mit den Grundlagen und Anwendungsmöglichkeiten der hier näher behandelten Stoffe (atomarer und metallischer Wasserstoff, metastabiles Helium und Tetrawasserstoff) beschäftigt, stammt aus den 70er und 80er Jahren. Seit dem sind die Forschungsaktivitäten auf diesem Sektor zurückgegangen, s.d. nur wenige aktuellere Literaturquellen genannt werden können.
- Im Rahmen der Erstellung der Arbeit sind diverse Rechenprogramme entwickelt worden. Die Bedeutenden sind zum besseren Verständnis im Anhang erläutert, wobei in der Regel nur die wesentlichen mathematischen Gleichungen dargestellt sind. Auf eine Detaildarstellung im Sinne eines Ausdrucks der jeweiligen Quellcodes wurde bewusst verzichtet, um die Lesbarkeit nicht zu gefährden und den Umfang in Grenzen zu halten.
- Viele Analysen in der Arbeit basieren auf Berechnungen des spezifischen Impulses. Sofern keine konkreten Berechnungsannahmen genannt sind, handelt es sich jeweils um den bodenspezifischen Impuls, berechnet unter der Bedingung des wählenden Gleichgewichts, bei einem Brennkammerdruck von 68,9 bar und Entspannung auf den Aussendruck, was einem Entspannungsverhältnis von $P/P_c=68:1$ entspricht.

- Literaturangaben sind nicht nummeriert, sondern mit dem Namen des Verfassers oder dem Namen des Werkes benannt. Sie sind in eckige Klammern gesetzt. Bei mehreren Literaturangaben erfolgt die Trennung durch einen Querstrich, z.B. [.../...]. Wird eine Literaturangabe durch eine weitere Information ergänzt, z.B. durch einen Seitenhinweis, erfolgt die Abtrennung durch ein Komma, z.B. [..., S.230]. Sofern mehrere Arbeiten eines Verfassers zitiert werden, sind sie mit fortlaufenden Nummern unterschieden.
- Nicht alle in der Arbeit verwendeten Symbole und Abkürzungen finden sich in der Auflistung in Kapitel 0.1. Sie sind dann an den jeweiligen Stellen im Text erläutert. Dies betrifft vor allem diejenigen, die für die Erläuterungen der Rechenprogramme im Anhang herangezogen sind.

INHALTSVERZEICHNIS

0	VERZEICHNISSE	8
0.1	VERZEICHNIS DER SYMBOLE UND ABKÜRZUNGEN	8
0.2	TABELLENVERZEICHNIS	12
0.3	ABBILDUNGSVERZEICHNIS	14
1	EINLEITUNG	19
1.1	HINTERGRUND	19
1.2	AUFGABENSTELLUNG	23
1.3	VORGEHENSWEISE	24
2	TREIBSTOFFKANDIDATEN	25
2.1	ABGRENZUNG	25
2.2	FREIE RADIKALE	27
2.2.1	<i>Beschreibung</i>	27
2.2.2	<i>Beispielkandidaten</i>	27
2.2.3	<i>Atomarer Wasserstoff</i>	29
2.2.4	<i>HEDM-Kandidaten</i>	33
2.3	ANGEREGTE SPEZIES	34
2.3.1	<i>Beschreibung</i>	34
2.3.2	<i>Beispielkandidaten</i>	34
2.3.3	<i>Metastabiles Helium</i>	36
2.4	MOLEKULARE SPEZIES	49
2.4.1	<i>Beschreibung</i>	49
2.4.2	<i>Beispielkandidaten</i>	49
2.4.3	<i>Tetrawasserstoff (H₄)</i>	52
2.5	METALLISCHE SPEZIES / METALLISCHER WASSERSTOFF	56
2.5.1	<i>Einführung</i>	56
2.5.2	<i>Das Hauptproblem</i>	57
2.5.3	<i>Druckinduzierte Effekte</i>	58
2.5.4	<i>Eigenschaften von metallischem Wasserstoff</i>	63
2.5.5	<i>Schlussfolgerung / Zusammenfassung</i>	65
3	RAKETENTECHNISCHE ANALYSE / THEORETISCHER LEISTUNGSVERGLEICH	67
3.1	GEGENSTAND	67
3.2	BERECHNUNGSGRUNDLAGEN	67
3.3	KANDIDATENÜBERSICHT UND EIGENSCHAFTEN	68
3.4	EINFLUSS LOX-BEIMISCHUNG	69
3.4.1	<i>Berechnungen mit H</i>	69
3.4.2	<i>Berechnungen mit H_m</i>	71
3.4.3	<i>Berechnungen mit C</i>	72

3.4.4	<i>Berechnungen mit B</i>	73
3.4.5	<i>Berechnungen mit LiB</i>	74
3.4.6	<i>Berechnungen mit B₂</i>	75
3.4.7	<i>Berechnungen mit H₄</i>	76
3.4.8	<i>Berechnungen mit He₂[*]</i>	77
3.5	ZUSAMMENFASSUNG DER ERGEBNISSE	78
3.5.1	<i>Spezifischer Impuls</i>	78
3.5.2	<i>Brennkammertemperatur</i>	79
3.5.3	<i>Volumenspezifischer Impuls</i>	81
3.6	ABSCHLIEßENDE AUSWAHL UND BEGRÜNDUNG	81
4	KRITISCHE TECHNOLOGIEN	83
4.1	KÜHLTECHNIKEN.....	83
4.1.1	<i>Entmischungskühlung</i>	84
4.1.2	<i>Verdampfungskühlung</i>	84
4.1.3	<i>Magneto-Optische Verfahren</i>	85
4.1.4	<i>Anwendungsbeispiele</i>	85
4.2	ERZEUGUNG HOHER MAGNETFELDER.....	87
4.2.1	<i>Allgemeiner Überblick</i>	87
4.2.2	<i>Supraleitende Elektromagnete</i>	88
4.3	HOCHDRUCKVERFAHREN.....	92
4.3.1	<i>Dynamische Druckverfahren</i>	92
4.3.2	<i>Statische Druckverfahren</i>	95
4.3.3	<i>Schlussfolgerung</i>	99
4.4	PELLETFÖRDERUNG.....	100
4.4.1	<i>Einleitung</i>	100
4.4.2	<i>Stand der Technik</i>	100
4.4.3	<i>Technische Probleme</i>	101
5	AUSLEGUNG DER ANTRIEBE	102
5.1	ANTRIEBSSYSTEMENTWURF BASIEREND AUF METASTABLEM HELIUM.....	102
5.1.1	<i>Konzepte im Überblick</i>	102
5.1.2	<i>Leistungsrechnungen und Vorauswahl</i>	105
5.1.3	<i>Konzeptvergleich – Vorgehensweise</i>	110
5.1.4	<i>Brennstabkonzept</i>	112
5.1.5	<i>Pelletkonzept</i>	128
5.1.6	<i>Zusammenfassung und Konzept-Endauswahl</i>	135
5.2	ANTRIEBSSYSTEMENTWURF BASIEREND AUF METALLISCHEM WASSERSTOFF.....	136
5.2.1	<i>Konzepte im Überblick</i>	136
5.2.2	<i>Leistungsrechnungen</i>	137
5.2.3	<i>Konzeptvergleich</i>	138
5.2.4	<i>Einfluss des Lagerdrucks</i>	141
5.3	SCHALLPROBLEMATIK / LÄRMMENTWICKLUNG.....	143

5.3.1	<i>Ausgangsbetrachtungen</i>	143
5.3.2	<i>Strahlärm</i>	144
5.3.3	<i>Verbrennungslärm</i>	148
5.3.4	<i>Luftbeimischung zur Reduktion der Strahlgeschwindigkeit</i>	149
6	TRÄGERSYSTEMAUSLEGUNG	158
6.1	ZIELSETZUNG & VORGEHENSWEISE	158
6.2	LOX/LH ₂ -REFERENZTRÄGERMODELL.....	159
6.2.1	<i>LOX/LH₂-Trägerkonzept</i>	159
6.2.2	<i>Qualifikation des Referenzmodells</i>	160
6.3	HEIV-TRÄGERMODELL	164
6.3.1	<i>HeIV-Trägerkonzept</i>	164
6.3.2	<i>Anpassung der Modelle zur Leistungsrechnung</i>	165
6.3.3	<i>HeIV-Referenzträgersystem</i>	169
6.3.4	<i>Sensitivitätsbetrachtung</i>	173
6.4	ZUSAMMENFASSUNG TRÄGERSYSTEMAUSLEGUNG.....	178
7	GESAMTZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	179
8	LITERATURVERZEICHNIS	183
9	ANHANG	201
9.1	DEFLAGRATIONSMODELL FÜR HEIV-FESTSTOFF	201
9.2	MODELL ZUR BERECHNUNG DER BRENNSTABSEGMENTIERUNG.....	204
9.3	MASSENMODELL HEIV-BRENNSTABKONZEPT.....	207
9.4	MASSENMODELL HEIV-PELLETKONZEPT	211
9.5	RECHENPROGRAMME ZUR LUFTBEIMISCHUNG	218
9.5.1	<i>Strahlmischungsprogramm</i>	218
9.5.2	<i>Massenmodell für Triebwerksummantelung</i>	220
9.6	MODELLE ZUR LEISTUNGSRECHUNG - LOX/LH ₂ -REFERENZTRÄGER	222
9.6.1	<i>Berechnungsprogramm</i>	222
9.6.2	<i>Antriebsmodell</i>	223
9.6.3	<i>Geometriemodell</i>	224
9.6.4	<i>Massenmodell</i>	231
9.6.5	<i>Bahnaufstiegsmodell</i>	235

0 Verzeichnisse

0.1 Verzeichnis der Symbole und Abkürzungen

Grossbuchstaben

A	Fläche, Strahlausstrittsfläche [m ²]
C _e	Ausströmungsgeschwindigkeit [m/s]
DAC	Diamond-Anvil-Cell
DGL	Differentialgleichung
Esp	Spezifischer Energieinhalt bzw. Reaktionsenthalpie [MJ/kg] bzw. [cal/mol]
EOS	Equation Of State
EQL	Equilibrium flow
ES	Earth Surface
FRO	Frozen flow
F	Triebwerksschub [N]
GKV	Gas-Kondensations-Verfahren
H	Atomarer Wasserstoff
H↑	Spingerichteter atomarer Wasserstoff
H _m	Metallischer Wasserstoff
H ₂	Wasserstoffmolekül
H _{T0}	Absolute Enthalpie: Summe der fühlbaren Enthalpie und Nullpunktsenergie bei Standardbedingungen [MJ/Mol]
H ₄	Tetrawasserstoff
H ₀₀	Nullpunktsenergie bei Standardbedingungen, [MJ/Mol]
He	Helium
He [*]	Triplett Helium
He ₂ [*]	Triplett Helium (molekular)
HeIV	Sonderform elektronenangeregten Heliums
ΔH _R	Reaktionsenthalpie (bzw. frei werdende Wärmemenge oder Reaktionswärme) [kJ/Mol]
Δh _R	Reaktionsenthalpie in [kJ/kg]
ΔH _f	Bildungswärme (f steht für Formation) bei der Bildung aus den Elementen (z.B. H ₂ , O ₂ , N ₂ , etc.) [kJ/Mol]
ΔH	Bildungswärme bei der Bildung aus den Atomen der Elemente (z.B. H, O, N, etc.) [kJ/Mol]
I _{sp}	Spezifischer Impuls [m/s]
I _{sp_vac}	Spezifischer Vakuumimpuls [m/s]
I _{sp_Vol}	Volumenspezifischer Impuls [kNs/m ³]
ISV	In-Situ-Verfahren
LEO	Low Earth Orbit

LETO	LEO-Transferorbit
LH ₂	Flüssigwasserstoff
LHe	Flüssighelium
LOX	Flüssigsauerstoff
L _p	Schallpegel bzw. Schallleistungspegel [dB]
L _{p-TWK}	Schallpegel am Triebwerk [dB]
L _{p0}	Referenzwert für den Schallpegel [dB]
L/D	Verhältnis von Länge zu Durchmesser [-]
M	Molekulargewicht [g/Mol], Masse [kg]
Ma	Machzahl [-]
MLI	Multilayer Insulation
M ₀	Startmasse [kg]
M ₁ , M _{PL}	Nutzlastmasse [kg]
M ₃ , M _s , M _{ST}	Strukturmasse [kg]
M ₈ , M _t , M _{TS}	Treibstoffmasse [kg]
M _{ST-A}	Strukturmasse Antriebssystem [kg]
Mol%	Molarer Anteil [%]
NASA	National Aeronautics and Space Administration
O ₂	Sauerstoffmolekül
O/F	Mischungsverhältnis (Oxydator/Fuel) [-]
P	Akustische Gesamtleistung bzw. Schallleistung [W]
P _c	Brennkammerdruck [bar]
P _e	Düsenenddruck [bar]
P _s	Strahlleistung [W]
P _c /P _e	Entspannungsverhältnis (Brennkammerdruck bezogen auf Düsenenddruck)
p ₀	Referenzwechseldruck [N/m ²]
PPM	Part Per Million
R	Allgemeine Gaskonstante [J/kg-K]
R _i	Individuelle Gaskonstante [J/mol-K]
R _{SG}	Radius zur Schmerzgrenze (120dB) [km]
R _{SG-Ref}	Referenzwert des Radius zur Schmerzgrenze (120dB) der SATURN V [km]
SB-W.	Spin-Bahn-Wechselwirkungen
SH ₂	Fester molekularer Wasserstoff
SH _{2m}	Fester molekularer metallischer Wasserstoff
SHe	Helium im festen Aggregatzustand
SHE	Superhochenergetisch
SHEA	Superhochenergetischer Antrieb
SHET	Superhochenergetischer Treibstoff
SL	Sea Level
SRB	Solid Rocket Booster
SSME	Space Shuttle Main Engine
SSTO	Single Stage To Orbit

SS-W.	Spin-Spin-Wechselwirkungen
STS	Space Transportation System
T	Temperatur [K]
T_c	Brennkammertemperatur [K]
TS	Treibstoff
T_s	Lagertemperatur [K]
TWK	Triebwerk
U	Fahrzeuggeschwindigkeit [m/s]
U_s	Strahlgeschwindigkeit [m/s]
V	Strahlgeschwindigkeit [m/s]
V_a	Abbrandgeschwindigkeit [cm/s]
WC	Wolframcarbid
%SHET	Prozentualer Anteil der superhochenergetischen Treibstoffkomponente

Kleinbuchstaben

a	Beschleunigung [m/s^2], Schallgeschwindigkeit [m/s]
a_0	Startbeschleunigung [m/s^2]
c_p	spez. Wärmekapazität [J/kg-K]
e.G.	eingefrorenes Gleichgewicht in der Düsenströmung (frozen flow)
g	mittlere Erdbeschleunigung (9,806 [m/s^2])
\dot{m} , mP, mPKT	Massenstrom [kg/s]
m_{ST}	Strukturmasse [Mg]
m_{TS}	Treibstoffmasse [Mg]
n	Anzahl von Atomen
n_{TWK} , n_{TW}	Triebwerksanzahl
p_c	Brennkammerdruck [bar]
rel.	relativ
s.d.	so dass
s.o.	siehe oben
s.u.	siehe unten
t_s	Lagerdauer [s]
u.a.	unter anderem
u.U.	unter Umständen
vgl.	vergleiche
w.G.	währendes (bzw. mitbewegtes) Gleichgewicht in der Düsenströmung (equilibrium flow)
z.B.	zum Beispiel
z.T.	zum Teil

Indizes

A	Ausgangsstoff
c	Reaktionskammer

e	Düsenende
E	Energie
F	Brennstoff (Fuel)
O	Oxidator
P	Produkt, Index für Primärstrahl
S	Index für Sekundärstrahl
ST	Struktur
TS	Treibstoff

Griechische Buchstaben

Δ_p	Schallwechseldruck [N/m ²]
κ	Kappa: Verhältnis der spez. Wärmen [-]
η	Wirkungsgrad, akustischer Wirkungsgrad
λ	Wärmeleitfähigkeit [W/m-K]
ρ	Dichte [kg/m ³]
ρ_s	Strahldichte [kg/m ³]
σ_{\max}	Streckgrenze [N/mm ²]
Δ_p	Schallwechseldruck [N/m ²]
ΔV	Antriebsbedarf / -vermögen [m/s]

0.2 Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Spez. Vakuumimpulse konventioneller Treibstoffkombinationen.....	20
Tabelle 2: Potenzielle zukünftige Antriebskonzepte;.....	21
Tabelle 3: Reaktionen gleicher Radikale.....	28
Tabelle 4: Reaktion verschiedener Radikale	28
Tabelle 5: I_{sp} freier Radikale in SH_2 (bei 5 Mol%; aus [Carrick]).....	33
Tabelle 6: Elektronenangeregte Metastabile, (aus [Rosen1])	35
Tabelle 7: Lebensdauerbegrenzende Prozesse	38
Tabelle 8: Eigenschaften von SHe/He_2^*	39
Tabelle 9: Störungen der Stabilität metastabilen Heliums bei Matrixisolation	40
Tabelle 10: Verfahren zur Stabilisierung von HeIV.....	45
Tabelle 11: Störquellen für die Stabilisierung.....	46
Tabelle 12: Gegenüberstellung der Stabilisierungsansätze metastabilen Heliums	47
Tabelle 13: Vergleich der unterschiedlichen Ausprägungsformen metastabilen Heliums	47
Tabelle 14: Edelgasverbindungen	49
Tabelle 15: I_{sp} molekularer TS in SH_2 (bei 5 Mol%; aus [Carrick]).....	51
Tabelle 16: Meilensteine im Hinblick auf die Bedrückung von metallischem Wasserstoff	58
Tabelle 17: Treibstoffrelevante Eigenschaften metallischen Wasserstoffs	66
Tabelle 18: Berechnungsgrundlagen für I_{sp} -Leistungsrechnungen	67
Tabelle 19: Erforderliche Eingabegrößen für die theoretischen Leistungsrechnungen	68
Tabelle 20: Vergleich der Klassen von Elektromagneten mit hohen theoretischen Flussdichten B... 88	
Tabelle 21: Realisierte supraleitende Magnete; angegeben sind jeweils die Maximalwerte.....	90
Tabelle 22: Realisierte Werte ausgesuchter Parameter existierender Pelletförderanlagen.....	100
Tabelle 23: Leistungsdaten von automatischen Feuerwaffen	100
Tabelle 24: Konzepte basierend auf Triplett Helium (sog. A-Konzepte)	102
Tabelle 25: Konzepte basierend auf Helium IV (1), (B-Konzepte)	103
Tabelle 26: Konzepte basierend auf Helium IV (2), (B-Konzepte)	104
Tabelle 27: Eingabegrößen für die Leistungsberechnungen Metastabilen Heliums.....	105
Tabelle 28: Vor- u. Nachteile des geclusterten Stirnbrennerkonzeptes und des Pelletkonzeptes	110
Tabelle 29: Annahmen für das HeIV-Deflagrationsmodell.....	113
Tabelle 30: Berechnungsannahmen für eine Referenzmission.....	114
Tabelle 31: Zeitdauern bis zur Erwärmung des Feststoffblocks auf 12 K	119
Tabelle 32: Kennwerte der verwendeten Materialien	120
Tabelle 33: Vor- und Nachteile der HeIV Pelletkonzepte (s. Tabelle 26)	128
Tabelle 34: Pelletförderkonzepte.....	131
Tabelle 35: Konzepte basierend auf metallischem Wasserstoff.....	136
Tabelle 36: Eingabegrößen für die Leistungsberechnung metallischen Wasserstoffs	137
Tabelle 37: Modell für die Schallberechnung	145
Tabelle 38: Ergebnisdaten der Strahlmischungsrechnung	156
Tabelle 39: Massenströme und spez. Wärmekapazitäten infolge der Nachverbrennungsrechnung (an der Stelle 4).....	156

Tabelle 40: Geometriedaten Triebwerksummantelung; (*): Düsenende.....	157
Tabelle 41: Missionsszenario für die Auslegung der Referenzträgermodelle.....	158
Tabelle 42: Eingabedaten für die Berechnung des LOX/LH ₂ -Referenzträgers	160
Tabelle 43: Massenbilanz des LOX/LH ₂ -Referenzträgers und Vergleich mit einem Basiskonzept aus der Literatur	161
Tabelle 44: Eingabedaten zur Berechnung des HeIV-Referenzträgers	169
Tabelle 45: Ergebnisse für die Massendaten des HeIV-Referenzträgers im Vergleich zum LOX/LH ₂ - Referenzträger.....	170
Tabelle 46: Ergebnisse für die Geometriedaten des HeIV-Referenzträgers im Vergleich zum LOX/LH ₂ -Referenzträger.....	171
Tabelle 47: Ergebnisse für die Schalldaten des HeIV-Referenzträgers im Vergleich zum LOX/LH ₂ - Referenzträger.....	172
Tabelle 48: Unterschiede der Aufstiegsbahnen des LOX/LH ₂ und HeIV-Referenzträgers	173
Tabelle 49: Auswirkungen verschiedener Pelletförderraten pro Pelletfördersystem.....	174
Tabelle 50: Auswirkungen des allg. Fördersystemmassenfaktors.....	174
Tabelle 51: Auswirkungen des Pelletdurchmessers	175
Tabelle 52: Auswirkungen des HeIV-Anteils.....	175
Tabelle 53: Auswirkungen des Luftwiderstandsbeiwertes.....	176
Tabelle 54: Auswirkungen des Strukturmassenaufschlagfaktors	176
Tabelle 55: Daten konventioneller LOX/LH ₂ -Triebwerke; (*): errechnet.....	215

0.3 Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Realisierte spez. Vakuumimpulse flüssiger Treibstoffkombinationen	19
Abbildung 2: Historische Entwicklung der spez. Startkosten in LEO	20
Abbildung 3: Bildungswärmen verschiedener klassischer chemischer Verbindungen [Lo1].....	22
Abbildung 4: Makrostruktur der Analyse.....	24
Abbildung 5: Klassifikation superhochenergetischer Treibstoffe.....	25
Abbildung 6: Potentialkurven bindender und antibindender Wasserstoff-Molekülorbitale	29
Abbildung 7: Einfluss der Elektronenspinausrichtung auf die Wasserstoff-Reaktion, gekennzeichnet durch vertikale Pfeile	30
Abbildung 8: Zeitlicher Verlauf theoretischer und experimenteller Werte für die H-Dichte.....	32
Abbildung 9: Ausprägungsformen elektronenangeregten metastabilen Heliums	36
Abbildung 10: Übergänge vom angeregten in den Grundzustand beim He*-Atom.....	37
Abbildung 11: Kollisionsbedingte Übergänge	39
Abbildung 12: He*-He* Potentialkurve	42
Abbildung 13: Potentialkurven für die nichtleitende und metallische Phase von HeIV-A.....	43
Abbildung 14: Experimentell ermittelte Werte für den spezifischen Widerstand	56
Abbildung 15: Experimentell realisierte Drücke (P_{exp}) mittels statischer und dynamischer Verfahren ermittelt, sowie der vermutete Transitionsbereich in die metallische atomare Phase ausgedrückt durch den Minimaldruck ($P_{\text{t,min}}$) und Maximaldruck ($P_{\text{t,max}}$);	57
Abbildung 16: Vergleich zwischen theoretisch und experimentell ermittelten EOS für Wasserstoff	59
Abbildung 17: EOS der molekularen nichtleitenden und metallischen Phase von Wasserstoff.....	59
Abbildung 18: Hinweis auf Metallisierung durch Bandüberlappung infolge Volumenabnahme	60
Abbildung 19: Druck- (a) u. Temperaturabhängigkeit (b) der Vibron-Frequenz.....	60
Abbildung 20: Gibbs freie Energie für atomaren metallischen und molekularen nichtleitenden Wasserstoff	63
Abbildung 21: Spez. Impuls in Abhängigkeit des O/F-Verhältnisses für H	69
Abbildung 22: Brennkammertemperatur in Abhängigkeit des O/F-Verhältnisses für H.....	69
Abbildung 23: Spez. Impuls in Abhängigkeit des O/F-Verhältnisses für H_m	71
Abbildung 24: Brennkammertemperatur in Abhängigkeit des O/F-Verhältnisses für H_m	71
Abbildung 25: Spez. Impuls in Abhängigkeit des O/F-Verhältnisses für Kohlenstoff	72
Abbildung 26: Brennkammertemperatur in Abhängigkeit des O/F-Verhältnisses für Kohlenstoff... 72	72
Abbildung 27: Spez. Impuls in Abhängigkeit des O/F-Verhältnisses für Bor	73
Abbildung 28: Brennkammertemperatur in Abhängigkeit des O/F-Verhältnisses für Bor.....	73
Abbildung 29: Spez. Impuls in Abhängigkeit des O/F-Verhältnisses für LiB	74
Abbildung 30: Brennkammertemperatur in Abhängigkeit des O/F-Verhältnisses für LiB.....	74
Abbildung 31: Spez. Impuls in Abhängigkeit des O/F-Verhältnisses für molekulares Bor.....	75
Abbildung 32: Brennkammertemperatur in Abhängigkeit des O/F-Verhältnisses für B_2	75
Abbildung 33: Spez. Impuls in Abhängigkeit des O/F-Verhältnisses für Tetrawasserstoff	76
Abbildung 34: Brennkammertemperatur in Abhängigkeit des O/F-Verhältnisses für H_4	76
Abbildung 35: Spez. Impuls in Abhängigkeit des O/F-Verhältnisses für Triplett Helium (He_2^*).....	77
Abbildung 36: Brennkammertemperatur in Abhängigkeit des O/F-Verhältnisses für He_2^*	77

Abbildung 37: Bodenspezifischer Impuls unkonventioneller TS,.....	78
Abbildung 38: Optimaler bodenspezifischer Impuls incl. Beimischung von LOX;	78
Abbildung 39: Brennkammertemperatur unkonventioneller TS, in Abhängigkeit von der Konzentration in einer Matrix aus festem Wasserstoff (ohne LOX).....	79
Abbildung 40: Brennkammertemperatur unkonventioneller TS, in Abhängigkeit von der Konzentration in einer Matrix aus festem Wasserstoff mit LOX (Isp-optimal);.....	80
Abbildung 41: Volumenspezifischer Impuls der unkonventionellen Treibstoffe (ohne LOX)	81
Abbildung 42: Abschließender Vergleich der untersuchten Treibstoffe;	82
Abbildung 43: Temperaturbereiche verschiedener Kühltechniken [Leppich]	83
Abbildung 44: (T,X)-Phasendiagramm von ^3He - ^4He -Gemischen; [Lounasmaa, Fig. 3.1]	84
Abbildung 45: Vergleich der Kälteleistungen verschiedener Kühlmethoden; [Lounasmaa, Fig. 3.7]	84
Abbildung 46: Historischer Verlauf der nachgewiesenen Supraleitungs-Übergangstemperaturen; ...	89
Abbildung 47: Realisierte Bereiche für die magnetische Flussdichte supraleitender Magnete;	89
Abbildung 48: Kritische Stromdichte als Funktion der transversalen magnetischen Induktion B	90
Abbildung 49: Für die Bedrückung von Wasserstoff geeignete Methoden und Verfahren	92
Abbildung 50: Schema des Versuchsaufbaus der Two-Stage Gas Gun	93
Abbildung 51: Implosionsprinzip; (aus [Hawke, Fig. 2])	94
Abbildung 52: Anlage zur magnet. Kompression	94
Abbildung 53: Zweistufige segmentierte Kugelpresse	96
Abbildung 54: Innere Stufe der Kugelpresse	96
Abbildung 55: Schematischer Aufbau einer Diamant-Amboss-Hochdruckzelle	98
Abbildung 56: Geometrie des Hochdruckbereichs einer DAC; (aus [Moss])	98
Abbildung 57: Schematische Darstellung einer zweistufigen Gaskanone zur Pelletförderung mit Angabe der Dimensionen	101
Abbildung 58: Leistungsrechnung Triplett Helium	106
Abbildung 59: Leistungsrechnung Helium IV	107
Abbildung 60: Verlauf von Isp (durchgezogene Linie) und T_c (gestrichelte Linie) für die ausgewählten HeIV-Konzepte	109
Abbildung 61: Grenzstrukturmassenverhältnis (Verhältnis Gesamtstrukturmasse des Trägersystems zur Treibstoffmasse, (M_{ST}/M_{TS})) als Funktion des erforderlichen spezifischen Impulses;	111
Abbildung 62: Einfluss des HeIV-Anteils der Mischung HeIV/ SH_2 auf die Abbrandgeschwindigkeit,	113
Abbildung 63: Einfluss der Abbrandrate (und damit implizit des HeIV-Anteils) auf die Abbrandoberfläche für verschiedene Strukturmassenverhältnisse M_{ST}/M_{TS} ;	114
Abbildung 64: Vorschlag für eine Clusterkonstruktion;	115
Abbildung 65: Einfluss von Länge zu Durchmesser (L/D) des als zusammenhängend betrachteten Treibstoffblocks auf die Anzahl der benötigten Booster für verschiedene HeIV- Konzentrationen.	116
Abbildung 66: Vorschlag für den Aufbau der Tankstruktur für das Brennstabkonzept	118
Abbildung 67: Temperaturänderungen eines kryogenen Systems über der Zeit, bei konstanter Außentemperatur (ohne Berücksichtigung aerodynamischer Aufheizung)	119

Abbildung 68: Einfluss des Eingabeparameters „Gesamtstruktur- zu –Treibstoffmasse“ (M_{ST}/M_{TS}) des Berechnungsprogramms auf das Verhältnis Antriebsstruktur- zu Treibstoffmasse (M_{ST-A}/M_{TS}) beim Brennstabkonzept	121
Abbildung 69: Einfluss der Variation des Brennkammerdrucks auf die Anzahl der erforderlichen Booster, die Treibstoffmasse pro Booster sowie das Verhältnis Antriebsstruktur- zu Treibstoffmasse (M_{ST-A}/M_{TS})	123
Abbildung 70: Absolute Massen der Struktur des Antriebssystems sowie des Treibstoffes als Funktion unterschiedlicher Brennkammerdrücke	123
Abbildung 71: Einfluss des Boosterabstandes (bzw. der Isolation) auf die Anzahl der erforderlichen Booster, die Treibstoffmasse pro Booster sowie das Verhältnis Antriebsstruktur- zu Treibstoffmasse (M_{ST-A}/M_{TS})	124
Abbildung 72: Einfluss der Nutzlastmasse auf die Anzahl der erforderlichen Booster, die Treibstoffmasse pro Booster sowie das Verhältnis Antriebsstruktur- zu Treibstoffmasse (M_{ST-A}/M_{TS})	124
Abbildung 73: Einfluss der Feststoffabbrandrate auf die Anzahl der erforderlichen Booster, die Treibstoffmasse pro Booster sowie das Verhältnis Antriebsstruktur- zu Treibstoffmasse (M_{ST-A}/M_{TS})	125
Abbildung 74: Einfluss der Boosterwandmaterialdichte auf das Leistungsverhalten des Boosterkonzeptes	126
Abbildung 75: Erforderlicher HeIV Massenstrom in Abhängigkeit der molaren Konzentration für verschiedene Strukturverhältnisse und Brennkammerdrücke	129
Abbildung 76: Erforderliche HeIV–Pelleteinschussrate in Abhängigkeit der molaren Konzentration bzw. des Massenstroms sowie für unterschiedliche Strukturmassenverhältnisse: 0,2, 0,4 u. 0,5.....	129
Abbildung 77: Einfluss des Eingabeparameters „Gesamtstruktur- zu –treibstoffmasse“ (M_{ST}/M_{TS}) des Berechnungsprogramms auf das Verhältnis Antriebsstruktur- zu Treibstoffmasse (M_{ST-A}/M_{TS}) beim Pelletkonzept;	132
Abbildung 78: Einfluss des Brennkammerdrucks auf einige Systemdaten eines HeIV-Pelletantriebssystems	133
Abbildung 79: Einfluss der maximalen Pelletförderrate pro Fördersystem auf einige Systemdaten eines HeIV-Pelletantriebssystems;.....	133
Abbildung 80: Einfluss des Basis-Multiplikationsfaktors f_{FS} (s. Gleichung 118) auf einige Systemdaten eines HeIV-Pelletantriebssystems	134
Abbildung 81: Einfluss des Pelletdurchmessers auf einige Systemdaten eines HeIV-Pelletantriebssystems	134
Abbildung 82: Einfluss der Isolationsschichtdicke auf einige Systemdaten eines HeIV-Pelletantriebssystems	135
Abbildung 83: Leistungsrechnung metallischer Wasserstoff;.....	137
Abbildung 84: Einfluss des H_m -Anteils auf die Abbrandgeschwindigkeit.....	138
Abbildung 85: Einfluss der Abbrandrate auf die Abbrandoberfläche für verschiedene Strukturmassenverhältnisse beim H_m -Konzept	139

Abbildung 86: Einfluss von Länge zu Durchmesser (L/D) des Treibstoffblocks auf die Anzahl der benötigten Brennstäbe.....	139
Abbildung 87: Erforderlicher H_m Massenstrom in Abhängigkeit der molaren Konzentration für verschiedene Strukturverhältnisse	140
Abbildung 88: Erforderliche H_m -Pelleteinschußrate in Abhängigkeit der molaren Konzentration bzw. des Massenstroms	140
Abbildung 89: Einfluss des H_m -Lagerdrucks auf die Tankmasse für Chrom-Nickel-Stahl (s. Tabelle 32) und angenommene Derivate	141
Abbildung 90: Abhängigkeit zw. Strahlgeschwindigkeit und Lärmpegel verschiedener Antriebe ..	143
Abbildung 91: Ausprägungen der Lärmentwicklungen in Trägersystemen.....	143
Abbildung 92: Schallfeld der SATURN V	146
Abbildung 93: Berechnetes und gemessenes Schallfeld am Beispiel der SATURN V	146
Abbildung 94: Einfluss des Schubes auf den Schalleistungspiegel als Funktion des spezifischen Impulses bzw. des HeIV-Anteils, relativ zu den Werten der SATURN V	146
Abbildung 95: Einfluss des Schubes auf den Schmerzgrenzenradius als Funktion des spezifischen Impulses bzw. des HeIV-Anteils, relativ zu den Werten der SATURN V	147
Abbildung 96: Analytisches Modell des Ejektor-Raketenmotors	151
Abbildung 97: Auswirkung von Luftbeimischung auf den resultierenden Schub	152
Abbildung 98: Auswirkung von Luftbeimischung auf die Schalleistung	153
Abbildung 99: Auswirkung von Luftbeimischung auf die Ausströmungsgeschwindigkeit sowie den Massenstrom	154
Abbildung 100: Auswirkung von Luftbeimischung auf das Schubverhältnis (obere Kurve) während des Aufstiegs;.....	154
Abbildung 101: Einfluss des Querschnittflächenverhältnisses zw. Sekundär- u. Primärstrahl auf die resultierende Triebwerksmasse.....	155
Abbildung 102: Gewähltes Trägerkonzept (Vorderrumpf: LOX-Tank, Zentralrumpf: LH ₂ -Tank)..	159
Abbildung 103: Ergebnisse der Aufstiegsbahnberechnung für den LOX/LH ₂ -Referenzträger	162
Abbildung 104: Einfluss der Variation von Eingabeparametern auf das Verhalten des LOX/LH ₂ -Referenzmodells.....	163
Abbildung 105: Prinzipieller Aufbau des HeIV Referenzträgers.....	164
Abbildung 106: Berechneter Strukturmassenaufschlag in Abhängigkeit eines Vorgabewertes für den Strukturmassenaufschlag	167
Abbildung 107: Aufstiegsbahnverlauf des HeIV-Referenzträgers.....	172
Abbildung 108: Einfluss der Variation von Einzelparametern auf das Verhalten des HeIV-Referenzmodells.....	173
Abbildung 109: Einfluss der Variation der kombinierten Parameter: - „Strukturmassenaufschlagfaktor“ -, „Widerstandsbeiwertprofil“, und - „HeIV-Molanteil“ auf die Start- bzw. Strukturmasse des HeIV-Referenzträgers	177
Abbildung 110: Zusammenhang zw. Masse Fördersystem und Massenstrom konventioneller LOX/LH ₂ -Triebwerke	215
Abbildung 111: Eingabemaske für das Rechenprogramm	222
Abbildung 112: Struktur der Ausgabemasken des Rechenprogramms:	222

Abbildung 113: Struktur des Antriebsmodells	223
Abbildung 114: Aufbau des Geometriemodells	225
Abbildung 115: Bezeichnungen der geometrischen Abmaße von Rumpf und Tragwerk;	226
Abbildung 116: Nutzlastmodulabmaße	226
Abbildung 117: Aufbau des Massenmodells	231

1 Einleitung

1.1 Hintergrund

Nutzlasten, die von der Erdoberfläche in Erdorbits oder darüber hinaus befördert werden sollen, benötigen Transportsysteme, die in der Lage sind, das erforderliche hohe Antriebsvermögen zur Verfügung zu stellen. Die Leistungsfähigkeit eines Transportsystems hängt dabei im wesentlichen vom Antriebssystem ab.

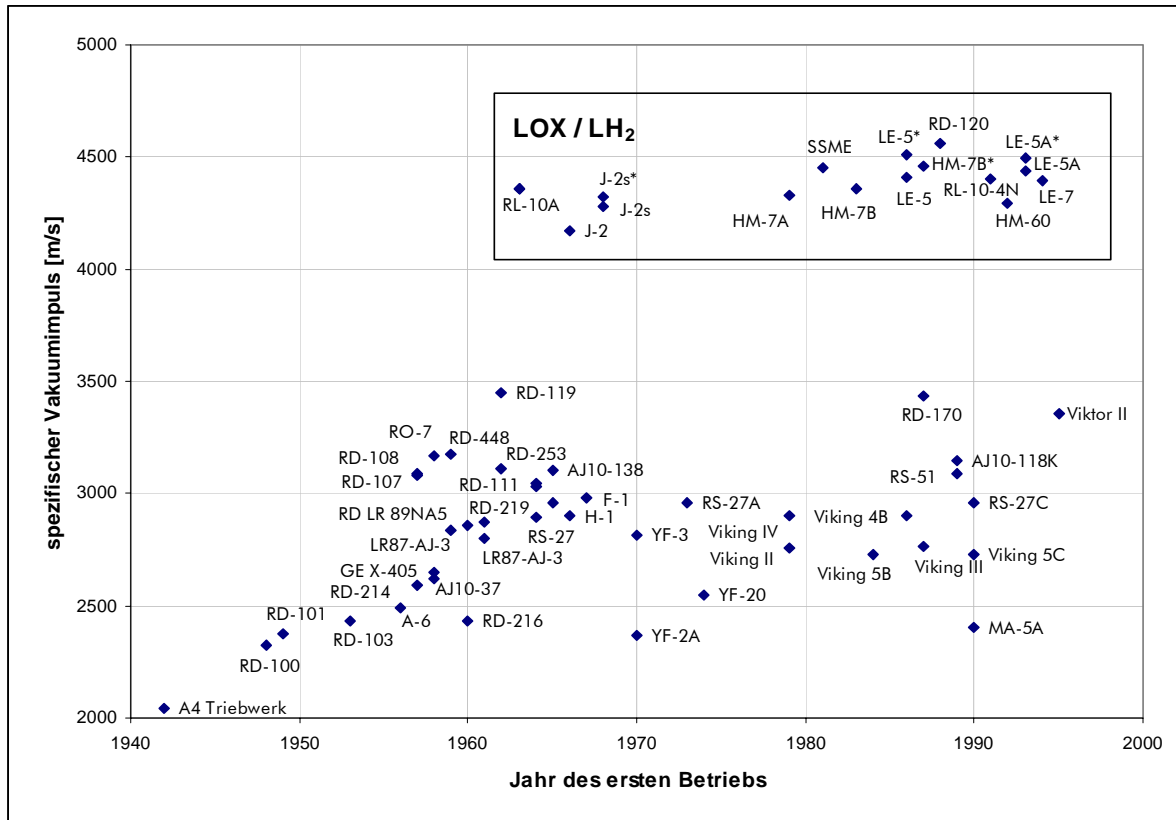


Abbildung 1: Realisierte spez. Vakuumimpulse flüssiger Treibstoffkombinationen (Daten aus [Koelle D.E.]

Die bedeutendste Kenngröße der Leistungsfähigkeit eines Strahlantriebs ist der spezifische Impuls. Er ist eine Funktion der verwendeten Treibstoffe in Form ihres Energieinhalts Δh_R und der Güte der Energieumwandlung, ausgedrückt durch den Gesamtwirkungsgrad η . Der massenspezifische Impuls lässt sich nach Gleichung 1 abschätzen:

$$I_{sp} = \sqrt{2 \cdot \eta \cdot \Delta h_R \cdot 10^6} \text{ [m/s]}, \text{ wobei:} \tag{Gleichung 1}$$

- η : Gesamtwirkungsgrad der Umwandlung innerer in kinetische Energie ($\eta = \eta_i \cdot \eta_v$)
- η_i : Idealer thermodynamischer Wirkungsgrad
- η_v : Praktischer Verlustwirkungsgrad¹
- Δh_R : Reaktionsenthalpie in [MJ/kg]

¹ berücksichtigt dissipative Effekte wie z.B. Abnahme der Ausströmungsgeschwindigkeit aufgrund von Wärmeverlusten an die Düsenwände, Viskositätseffekte etc. ($\eta = 1$ unter den Annahmen adiabatischer, eindimensionaler, reibungsloser Strömung)

Treibstoffe hoher spezifischer Energie liefern hohe spezifische Impulse. Diese sind prinzipiell erwünscht. Die theoretischen Auswirkungen sind [Palaszewski3/Thierschmann3/Salkeld]:

- Erhöhung der Transportkapazität (Nutzlastmasse)
- Höherer Anteil der Nutzlastmasse an der Gesamtmasse eines Trägersystems
- Single-Stage-To-Orbit Fähigkeit
- Reduktion der Komplexität von Trägersystemen
- Verringerung der spezifischen Transportkosten

Aus Abbildung 1 geht hervor, dass die realisierten spezifischen Impulse seit Beginn der Raumfahrt gesteigert werden konnten, wobei mit dem Einsatz von LOX/LH₂ ein deutlicher Sprung eingetreten ist.

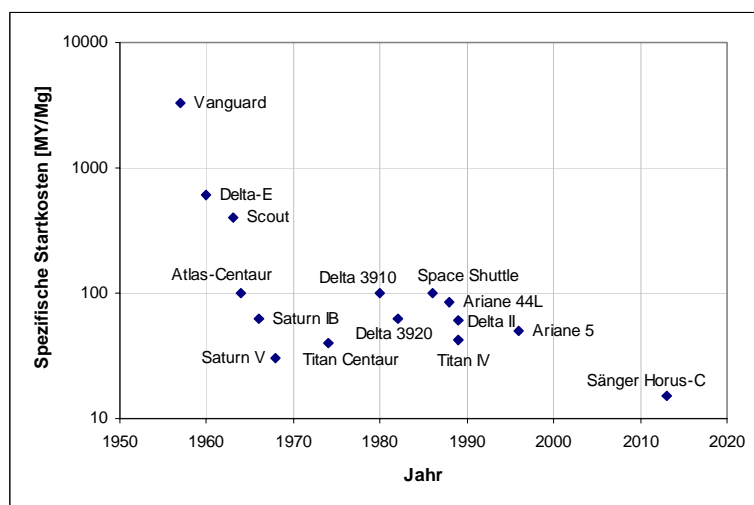


Abbildung 2: Historische Entwicklung der spez. Startkosten in LEO (Daten aus [Koelle D.E.]

TS-Kombination	Spez. Impuls [m/s]
HNO ₃ / RP 1	2580
HNO ₃ / UDMH	2698
N ₂ O ₄ / RP 1	2708
N ₂ O ₂ /RP 1	2727
N ₂ O ₄ / UDMH	2806
LOX / ATHANOL	2815
H ₂ O ₄ / N ₂ H ₄	2815
N ₂ O ₄ / AZ 50	2825
N ₂ O ₄ / MMH	2825
ClF ₃ / N ₂ H ₄	2865
LOX / RP 1	2943
LOX / UDMH	3041
H ₂ O ₂ / B ₅ H ₉	3041
LOX / LH ₂	3836
F ₂ / H ₂	4022

Tabelle 1: Spez. Vakuumimpulse konventioneller Treibstoffkombinationen (Daten aus [Koelle D.E.]; Entspannungsverhältnis 68:1 und w.G.)

Gleichzeitig konnten die spezifischen Startkosten gesenkt werden, wie aus Abbildung 2 hervorgeht. Dies ist u.a. mit dem technologischen Fortschritt, den größer werdenden Trägern, der zunehmenden Startzahl aber auch mit der Verwendung höher energetischer Treibstoffe wie LOX/LH₂ zu begründen. Beispielsweise verwenden die Atlas-Centaur (Oberstufe), Saturn IB (2. + 3. Stufe), Saturn V (2. + 3. Stufe), Titan-Centaur (Oberstufe), Space Shuttle, Titan IV (Centaur Oberstufe) und Ariane 5 in einzelnen Raketentufen LOX/LH₂. Das Konzept „Sänger Horus-C“ sollte ausschließlich mit LOX/LH₂ betrieben werden. Allerdings ist der erreichbare spezifische Impuls heute im Einsatz befindlicher bzw. technisch beherrschbarer Treibstoffkombinationen begrenzt. Unter Standardbedingungen² sind die in Tabelle 1 gelisteten spezifischen Impulse erreichbar. Selbst unter der idealen Annahme eines maximalen Gesamtwirkungsgrades der Energieumwandlung ($\eta=1$), beträgt der spez. Impuls für die Kombination LOX/LH₂ nur 5013 [m/s].

Deutlich höhere Werte sind mit sog. unkonventionellen - da vom heute ausschließlich verwendeten klassischen Prinzip der chemischen Verbrennung abweichenden - Antriebskonzepten theoretisch rea-

² Pc/Pe=68:1, w.G.

lisierbar. In der Literatur werden viele Kandidaten potenzieller Antriebskonzepte genannt. Ein umfassender Überblick findet sich in [Franklin/Forward1/Lo3/Lo4/Vision-21/Carrick].

Franklin [Franklin] unterscheidet bei den Kandidaten zwischen unkonventionellen Antriebskonzepten erster, zweiter und dritter Generation, vom heutigen Zeitpunkt ausgehend. Die zeitliche Einordnung bestimmt sich am wahrscheinlichen Entwicklungsaufwand bzw. dem Schwierigkeitsgrad der jeweils zu beherrschenden Technologien (s. Tabelle 2).

<i>Möglicher erster experimenteller bzw. operationeller Einsatz in:</i>		
<i>5 - 10 Jahren</i>	<i>20 - 30 Jahren</i>	<i>> 50 Jahren</i>
<u>Elektrische Antriebe (*)</u> -Resistojets -Ionen-Antriebe -Magneto-Plasmadynam. A. -Arcjets -Pulsed-Plasma-A.	<u>Materie-Antimaterie-A</u>	<u>Vakuum-Energie-Fluctuations-Antriebe 3</u>
	<u>Fortschrittliche (advanced) Nukleare A.</u> -Gaskern-A. -Flüssigkern-A.	
	<u>Fusionsantriebe 4</u>	
<u>Nukleare Antriebe</u> -Festkern-A. -Partikel-Bed-Reaktor	<u>Enthalpie-Antrieb 5</u>	<u>Feld-Antriebe</u> -Elektrische Feld-A. -Magnetische Feld-A. -Gravitations-Feld-A.
<u>Solare Antriebe</u> -Solar-Thermisch mit Absorber ⁷ - Solar-Thermisch mit „Seeding“ ⁸ -Solar thermischer Plasmaantrieb ⁹	<u>Chemische Treibst. hoher spez. Energie ⁶</u> -Molekulare TS (z.B. H ₄ , B ₂ , C ₂ , Li ₂) -Freie Radikale (z.B. atomarer und metallischer Wasserstoff) -Metastabile Spezies (z.B. metastabiles Helium)	

Tabelle 2: Potenzielle zukünftige Antriebskonzepte;
 (*): bereits vereinzelt im Einsatz

Die Konzepte der ersten Spalte zeichnen sich dadurch aus, dass sie in ihren Entwicklungsstadien bereits weit fortgeschritten sind. Das Interesse soll hier allerdings auf die Konzepte der zweiten Generation gelenkt werden, dabei auf Antriebskonzepte, basierend auf chemischen Treibstoffen hoher spez. Energie. Im folgenden wird auch von superhochenergetischen Treibstoffen – abgekürzt: SHET - gesprochen. Gemeint sind chemische Antriebskonzepte, deren verwendete superhochenergetischen Treibstoffe Energiemengen deutlich über denen der Kombination LOX/LH₂ freisetzen können. Untere Grenze stellt ein theoretisch erreichbarer spezifischer Impuls von I_{sp}=6.500 m/s unter Standardbedingungen dar. Diese Grenze ist gewählt worden, da es hier ausschließlich um sog. exotische Kandidaten gehen soll.

³ Man unterscheidet:

- In der Quanten-Elektrodynamik: Quantum-Fluktuationen des elektromagnetischen Feldes (experimentell nachgewiesen);
- In der Quanten-Geometrodynamik: Quantum-Fluktuationen aufgrund des Gravitationsfeldes (theoretisch vermutet);
- Geometrodynamik: Theorie der mathematischen Beschreibung des metrischen Plateaus des Zeit-Raum-Kontinuums durch Erweiterung der allgemeinen Relativitätstheorie

⁴ Die folgenden Konzepte werden diskutiert:

- Field Reversed Theta Pinch (in which compact toroids are generated);
- Inertial Fusion (Verwendung von Lasern oder Partikelstrahlen um TS-Pellets zu implodieren);
- Muon, Quark and Monopole Catalyzed Fusion

⁵ Energiespeicherung in Feststoffen hoher spez. Wärmekapazität und Übertragung an ein Arbeitsgas

⁶ Franklin spricht von "Chemically bound excited state propellants (CBES)", in Matrixisolation

⁷ Solarenergie wird auf die Oberfläche eines festen Materials fokussiert und dann mittels Leitung und Strahlung auf ein Arbeitsgas (idealerweise H₂) übertragen

⁸ Eine aufgrund fokussierter Solarstrahlung erwärmte poröse Schicht aus z.B. kleinen Graphitteilchen wird vom Arbeitsgas durchströmt

⁹ Solarenergie wird direkt auf das Arbeitsgas übertragen, welches zu diesem Zweck mit einem durch ein breites solares Absorptionsspektrum charakterisiertes Material versetzt werden muss (z.B. ein Alkali Metall) (seeding)

Zur Abgrenzung sei auf die klassischen Verbindungen verwiesen, die durch einen konventionellen Wärmebildungsprozess gekennzeichnet sind, der ausschließlich auf Umgruppierungen von Atomen der Treibstoffmoleküle in andere Moleküle der Reaktionsprodukte in Form von Verbrennung beruht. Wie in Abbildung 3 dargestellt, beträgt der Wert für H₂O bei Bildung aus den Elementen unter Standardbedingungen $\Delta h_R=13,4$ MJ/kg. Darüberliegende Verbindungen schieden bisher wegen ihrer giftigen oder explosiven Eigenschaften für die praktische Anwendung aus. Der maximale Wert ergibt sich nach [Lo1] für die Verbindung Berylliumoxyd (BeO) und beträgt unter Standardbedingungen¹⁰ 143,1 kcal/mole bzw. 23,94 MJ/kg [Thermo-tables]. Die gestrichelte Linie in Abbildung 3 markiert die vorgenommene Abgrenzung zwischen dem Bereich konventioneller bzw. im Einsatz befindlicher Treibstoffkombinationen, und dem superhochenergetischen Bereich.

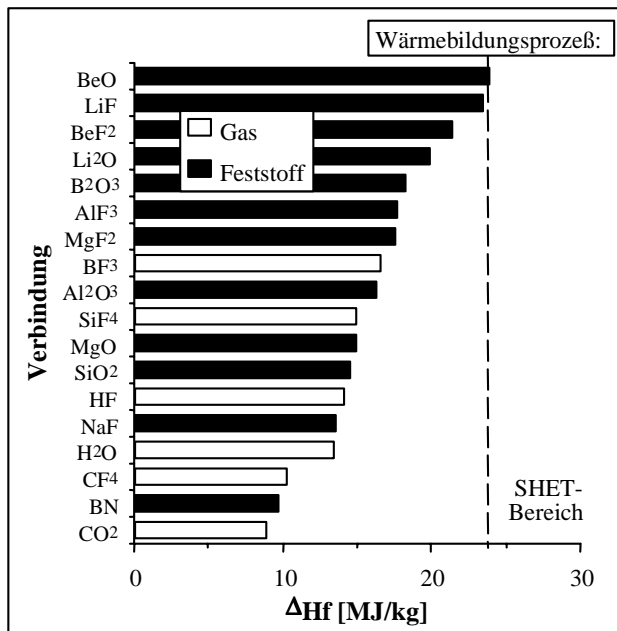


Abbildung 3:
Bildungswärmen verschiedener klassischer chemischer Verbindungen [Lo1]

(Angabe „Gas“, „Feststoff“: Aggregatzustand in der Brennkammer)

Unter Beachtung eines Gesamtwirkungsgrades von knapp unter 0,9 ergibt sich nach Gleichung 1 ein spezifischer Impuls von 6.500 m/s, der als Grenzwert für den SHET-Bereich definiert wird.

Für den Vergleich und die Auswahl der Kandidaten soll neben dem spezifischen Impuls eine Brennkammertemperaturobergrenze von 3.700 K eingehalten werden. Dies ist ein technisch beherrschbarer Wert für Triebwerke mit Kühlungsmöglichkeit, der sich an dem des Space Shuttle Haupttriebwerkes (SSME) orientiert, und damit den Stand der Technik darstellt.

¹⁰ 101,325 kPa und 25°C

1.2 Aufgabenstellung

In Kapitel 1.1 wurde aufgezeigt, dass es prinzipiell von Interesse ist, Antriebssysteme einzusetzen, die hohe spezifische Impulse liefern, da darin eine Möglichkeit zur Senkung der spezifischen Transportkosten liegt. Es wurde ferner aufgezeigt, dass die erreichbaren spezifischen Impulse mit gängigen Treibstoffkombinationen begrenzt sind. Der Einsatz fortschrittlicher Antriebskonzepte, die auf dem Einsatz "neuer" Treibstoffe beruhen, könnte zu markant höheren spezifischen Impulsen führen. Derartige Stoffe sind in dieser Arbeit zu analysieren.

Es ist dabei auf Kandidaten abzustellen, deren erreichbarer spezifischer Impuls über 6.500 m/s liegt, wobei Reaktions- bzw. Brennkammertemperaturen im konventionellen Bereich bis 3.700 K liegen sollten.

Zunächst sind alternative Kandidaten zu identifizieren und mit ihren Chancen und Risiken im Hinblick auf einen zukünftigen Einsatz in der Raumfahrt gegenüberzustellen. Nach der Auswahl der am besten geeigneten Kandidaten sind diese einer detaillierten raketentechnischen Analyse zu unterziehen. Ein Hauptaugenmerk ist dabei auf die für hochenergetische Treibstoffe typische Herstellungs-, Lager- u. Stabilisierungsproblematik zu richten. Als Ergebnis sollten technische Lösungsansätze für mögliche Antriebssystemkonzepte vorliegen. Berücksichtigt werden soll dabei die Tatsache, dass Strahlantriebe einen Teil der Strahlleistung u.a. in Form von Lärm emittieren, und zwar um so mehr, je höher die Strahlgeschwindigkeit ist, mit negativen Auswirkungen auf die Umwelt und das System selbst.

Ferner sind die Leistungseigenschaften eines superhochenergetischen Treibstoffkandidaten, der die höchste Anwendungswahrscheinlichkeit besitzt, auf der Basis eines Transportszenarios zu ermitteln und parametrisch zu analysieren. Zu diesem Zweck ist ein Trägersystem zu modellieren und sind die Ergebnisse zur besseren Vergleichbarkeit einem Trägersystem mit der klassischen Treibstoffkombination LOX/LH₂ gegenüberzustellen.

Im Rahmen dieser allgemeinen Aufgabenstellung sind die folgenden Fragen zu beantworten:

- Betrachtung der eigentlichen Technologie (Stand der Technik):
 - Welche alternativen Treibstoffkandidaten gibt es?
 - Wie lassen sich die zu untersuchenden Treibstoffe beschreiben und abgrenzen?
 - Was sind die charakteristischen Eigenschaften und Besonderheiten dieser Treibstoffe?
 - Welche Verfahren zur Herstellung, Lagerung und Stabilisierung gibt es?
 - Wie ist das jeweilige Reaktionsverhalten?
- Betrachtung der Zusammenhänge mit der unmittelbaren Systemumwelt:
 - Wie sähen mögliche Antriebssysteme aus?
 - Wie sähe beispielhaft ein Trägerfahrzeug aus?
 - Welche Auswirkungen durch Lärm infolge der hohen Ausströmungsgeschwindigkeiten sind zu erwarten?

1.3 Vorgehensweise

Die Makrostruktur der Analyse geht aus Abbildung 4 hervor. Zunächst erfolgt in Kapitel 2 eine Übersicht und Diskussion alternativer Klassen potenzieller superhochenergetischer Treibstoffkandidaten, wobei auf kritische Technologien in Kapitel 4 näher eingegangen wird. Im Hinblick auf eine mögliche Eignung als Raumfahrttreibstoff werden deren theoretische Leistungspotentiale in Kapitel 3 analysiert und verglichen, was zu einer Vorauswahl aussichtsreicher Kandidaten führt.

Für eine weitere Vorauswahl von Kandidaten findet in Kapitel 5 der Versuch statt, technische Lösungsansätze für die Auslegung entsprechender Antriebssysteme vorzustellen.

Dies geschieht auf der Ebene der Raketengrundgleichung für ein definiertes Raumtransportzenario. Hierbei wird eine Nutzlastmasse vorgegeben, die von der Erdoberfläche in eine niedrige Erdumlaufbahn zu befördern ist. Diese Analyse führt zu dem in dieser Arbeit favorisierten superhochenergetischen Treibstoffkandidaten, metastabiles HeIV.

Für die genaue Ermittlung der Leistungseigenschaften von HeIV in Kapitel 6 wurde ein geeignetes Trägersystem konzipiert und eine numerische Bahnrechnung durchgeführt. Das Trägersystem basiert auf einem teilweise wiederverwendbaren vertikal startenden und horizontal landenden Vehikel, welches als einstufiges System (SSTO, Single Stage To Orbit) ausgelegt ist.

Als Referenzträger dient zum Vergleich eine Studie basierend auf einem LOX/LH₂-Antriebssystem.

Die Leistungsrechnungen wurden mit einem für diesen Zweck erstellten Rechenprogramm durchgeführt (vgl. Kapitel 9.6). Ergebnis für jede Berechnung ist die sich ergebende Startmasse. Die Entwicklung des Antriebs- u. Trägermodells

ging von diversen, zum Teil unsicheren Annahmen aus. Daher wurden im Rechenprogramm verschiedene technische Auslegungsparameter, welche die Massenmodelle wesentlich beeinflussen, im Rahmen einer Sensitivitätsanalyse variiert. Die zusammengefassten Berechnungsergebnisse sind in Kapitel 6.4 dargestellt.

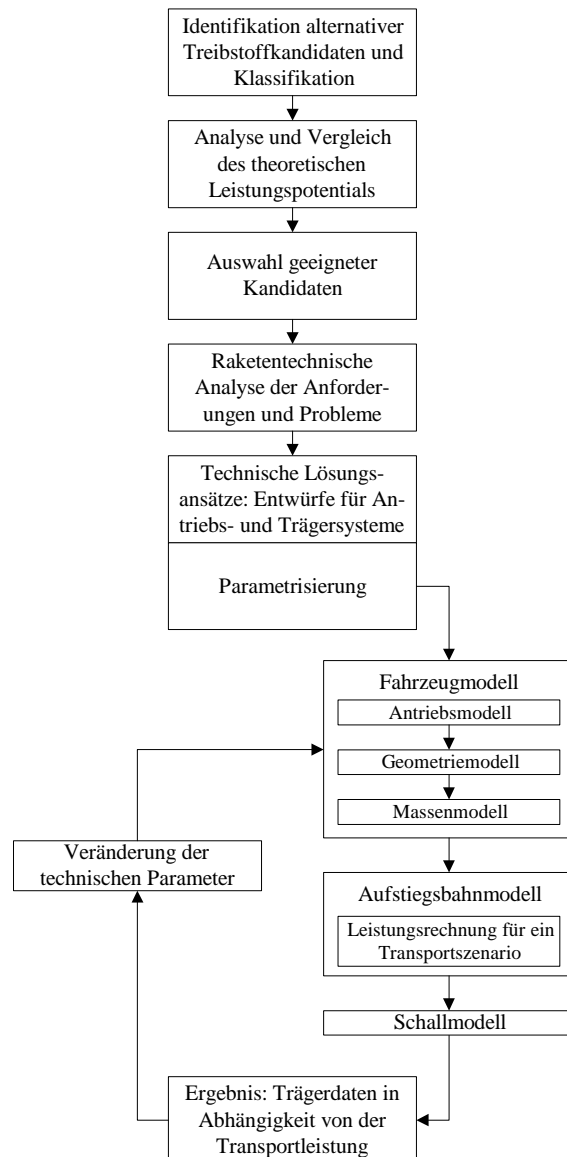


Abbildung 4: Makrostruktur der Analyse

2 Treibstoffkandidaten

2.1 Abgrenzung

Im vorliegenden Kapitel werden alternative Klassen von Treibstoffen beschrieben, deren spezifische Energien deutlich über denen der Kombination LOX/LH₂ liegen. Sie werden im folgenden mit superhochenergetisch bzw. als SHET oder auch als unkonventionelle chemische Treibstoffe bezeichnet. Die Auswahl orientiert sich an seit einigen Jahrzehnten immer wieder in der Literatur genannten Kandidaten, aber auch an aktuellen Ergebnissen eines vor allem in den USA durch das „Air Force Phillips Laboratory“ sowie „Air Force Office of Scientific Research“ durchgeführten Programms mit dem Kürzel HEDM¹¹.

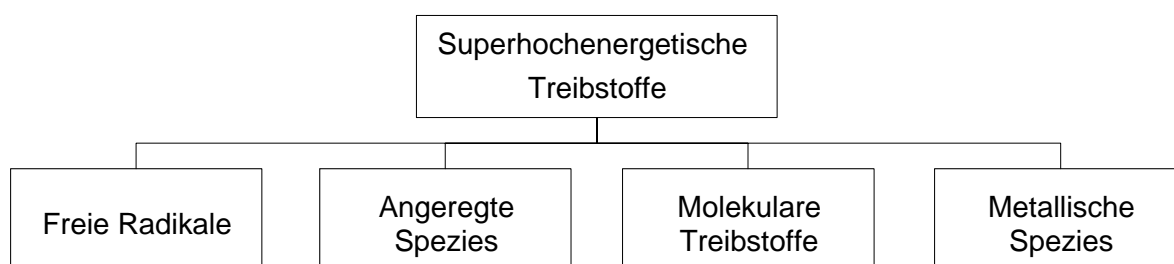


Abbildung 5: Klassifikation superhochenergetischer Treibstoffe

Unterschieden wird nach freien Radikalen (Kapitel 2.2), angeregten Spezies (Kapitel 2.3), molekularen Treibstoffen (Kapitel 2.4) sowie metallischen Spezies (Kapitel 2.5). Diese Klassifikation wird in Abbildung 5 verdeutlicht.

Freie Radikale zeichnen sich dadurch aus, dass der Wärmebildungsprozess durch Rekombinationsreaktionen stattfindet. Bei den angeregten Spezies sind dafür Elektronenrücksprünge angeregter Atome ursächlich. Bei den vorgestellten molekularen Treibstoffen erfolgt der Wärmebildungsprozess durch Umgruppierungen der Atome bzw. auch durch Rücksprünge von Elektronen in angeregten Atomen. Besonders exotisch ist die Gruppe der metallischen Spezies. Bei diesen ist die Rückwandlung von der metallischen in die Ursprungsphase für den Wärmebildungsprozess maßgeblich.¹²

Es handelt sich bei der getroffenen Auswahl ausschließlich um neutrale Spezies. Dies sei hier angemerkt, da im Rahmen der HEDM-Aktivitäten bei der NASA ausserdem der Komplex geladener Spezies (separated charged ions) untersucht wird [Stwalley].

Für die nähere Auswahl raketentechnisch geeigneter SHET spielt neben der spezifischen Energie auch das Molekulargewicht eine bedeutende Rolle. Die spezifische Energie ist als Kriterium bewusst dem spezifischen Impuls vorgezogen worden, da letzterer vom Antriebssystem abhängig ist und damit einen objektiven direkten Vergleich einschränkt.

¹¹ High Energy-Density Materials Program, [Stwalley/Palaszewski4]

¹² In der Arbeit wird dennoch der Begriff Verbrennung synonym verwendet

Die in den nachfolgenden Kapiteln erläuterten SHET-Kandidaten werden in Kapitel 3 einem theoretischen Leistungsvergleich, basierend auf einem eindimensionalen Berechnungs-Code [NASA-Prg.], unter Beachtung der in Kapitel 1.1 genannten Abgrenzungskriterien, unterzogen.

2.2 Freie Radikale

2.2.1 Beschreibung

Unter "freien Radikalen" sind elektrisch neutrale ein- oder mehratomige Teilchen (Molekülbruchstücke) zu verstehen, die sich durch die Existenz eines (Monoradikal), zweier (Biradikal) [Br-Ph] oder mehrerer [Rosen1] ungepaarter Elektronen auszeichnen, und daher ein magnetisches Moment aufweisen [Br-Ch]. Die Existenz des ungepaarten Elektrons bzw. der ungepaarten Elektronen ist ursächlich für die Instabilität dieser Spezies [Windsor in Bass, S.389], gleichzeitig aber auch ursächlich für die hohe Reaktivität als weiteres Merkmal freier Radikale. Sofern sich die Reaktivität kontrollieren lässt, könnten freie Radikale als potentielle Raumfahrttreibstoffe von Bedeutung sein. Erfordern reaktive Stöße, die als Teil mikrophysikalischer Elementarprozesse Voraussetzung für den Ablauf einer makroskopischen chemischen Elementarreaktion sind, meistens die Überwindung einer Potentialbarriere aufgrund auftretender Abstoßungskräfte, so entfällt diese bei der Kombination zweier Radikale. Die als Maß für die Höhe dieser Potentialschwelle verwendete Schwellenenergie bzw. Aktivierungsenergie ist fast Null [Br-Ch, Stichwort 'Reaktionskinetik']. Gleichzeitig ist die für die Umwandlung in kinetische Energie verfügbare Reaktionsenergie sehr groß. Im Idealfall wird bei der Rekombination so viel Energie frei, wie zur Bildung durch Homolyse¹³ unter Aufwendung der Bindungsdissoziationsenergie aufzuwenden war. Wegen dieser Eigenschaften sind freie Radikale bereits seit Jahrzehnten ausgiebig diskutiert worden (u.a. [Peschka/ Zwicky/ Hess/ Bass/ Rosen/ Flurchick/ Berlinsky/ Chapman/ Cline/ Hardy/ Hawkins/ Yaffee]).

2.2.2 Beispielkandidaten

In Tabelle 3 und Tabelle 4 sind die Eigenschaften verschiedener Radikalreaktionen zusammengefasst. Die Eigenschaften der Reaktionen gleicher Radikale sind zunächst in Tabelle 3 aufgelistet [Rosen1].

Die Bezeichnungen in der Spalte 'Grundzustand' der Tabelle 3 entsprechen der Symbolik der Spektroskopie. Auffallend ist atomarer Wasserstoff, mit einer spezifischen Reaktionsenergie von 216,25 MJ/kg.

Von den Reaktionen, bei denen zwei verschiedene Radikale beteiligt sind (s. Tabelle 4), weisen vor allem die Reaktionen (1) und (2) beachtliche spez. Reaktionsenergien auf. Jedoch sind ihre Molekulargewichte ebenfalls sehr hoch.

Schliesslich sind in jüngerer Zeit Radikalreaktionen mit molekularem Wasserstoff näher untersucht worden [Stwalley]. H₂ spielt eine bedeutende Rolle als Aufheiz- und Matrixmedium für die reaktiven, sehr instabilen Spezies. Die Eigenschaften solcher Radikalreaktionen sind mit der Beschränkung auf die leichten Elemente ebenfalls in Tabelle 4 unter den Nummern (4) bis (7) aufgelistet.

Neben den in den bisher erörterten Radikalen sind ferner sogenannte Ionenradikale von Interesse. Dazu zählen die in Tabelle 4 unter den Nummern (8) und (9) dargestellten, bei der NASA untersuchten Beispiele [Stwalley]. Es wird hierbei zwischen der Kombination entgegengesetzt geladener Ionen sowie Ionen-Molekül-Reaktionen unterschieden [Br-Ch/Stwalley].

¹³ Dissoziation einer Bindung unter Entkopplung des Bindungselektronenpaares [Br-Ch]

Nr.	Freies Radikal	Grundzustand	Chemische Reaktion	Molekulargewicht	Spez. Energie**	Spez. Impuls***
(1)	H	$2S_{1/2}$	$2H \rightarrow H_2$	1,008	216,25	20804
(2)	N	$4S_{3/2}$	$2N \rightarrow N_2$	14,008	33,59	8199
(3)	O	$3P$	$2O \rightarrow O_2$	16,000	15,52	5573
(4)	CH	$4\Sigma^-$	$2CH \rightarrow 2C(s) + H_2$	13,019	45,61	9554
(5)	BH	3Π	$2BH \rightarrow 2B + H_2$	11,828	25,90	7200
(6)	NH	1Δ	$2NH \rightarrow N_2 + H_2$	15,016	21,97	6631
(7)	CH ₂	$3\Sigma^-_g$	$CH_2 \rightarrow C(s) + H_2$	14,027	22,13	6655
(8)	BH ₂	$2A_1$	$BH_2 \rightarrow B + H_2$	12,836	21,67	6585

Tabelle 3: Reaktionen gleicher Radikale

(aus [Rosen1]; **: 100%tige Konzentration; ***: theoretisch, maximal ($\eta=1$); s: solid phase)

Die sehr hohen spez. Energien resultieren neben den aufgrund der Rekombination freiwerdenden Energien zusätzlich aus dem Anteil infolge der Elektronenübertragung. Da die Lagerung geladener Teilchen jedoch nahezu unmöglich ist, sind Ionenradikale in absehbarer Zukunft nicht anwendbar.

Nr.	Freie Radikale	Reaktionsprodukt	Molekulargewicht* [g/mole]	Spez. Energie** [MJ/kg]	Spez. Impuls*** [m/s]
(1)	N, H	NH ₃	17,032	68,0	11669
(2)	C, N	CH ₄	16,043	94,8	13775
(3)	H, OH	H ₂ O	18,016	27,4	6871
(4)	Li	$1/2 H_2 + Li \rightarrow LiH$	7,948	2,5	2414
(5)	Be	$H_2 + Be \rightarrow BeH_2$	11,029	18,4	6549
(6)	C	$2H_2 + C \rightarrow CH_4$	16,043	49,4	10731
(7)	O	$H_2 + O \rightarrow H_2O$	18,016	17,6	6405
(8)	O ⁻	$H_2^+(g) + O^-(g) \rightarrow H_2O(g)$	18,016	102,8	15480
(9)	H ⁺ , H ⁻	$H^+(g) + H^-(g) \rightarrow H_2(g)$	2,016	834,9	44117

Tabelle 4: Reaktion verschiedener Radikale

((1), (2) und (3) aus [Dadieu], (4) bis (9) aus [Stwalley];

* : der Mischung; ** : 100%tige Konzentration; ***: ($\eta=1$))

Werden die Kriterien 'Molekulargewicht' und 'spez. Energie' für die Selektion besonders zu bevorzugender Kandidaten aus der Klasse freier Radikale herangezogen, so hebt sich das Wasserstoffradikal – wie schon erwähnt - als möglicher Kandidat ab. Diese Erkenntnis ist nicht neu. Atomarer Wasserstoff wird seit Jahrzehnten als potentieller Treibstoffkandidat diskutiert, und wird aus diesem Grunde im nachfolgenden Kapitel 2.2.3 eingehender beschrieben.

2.2.3 Atomarer Wasserstoff

2.2.3.1 Physikalische Grundlagen

Das Wasserstoffatom besteht aus einem positiv geladenen Kern und einem negativ geladenen Elektron. Werden zwei Wasserstoffatome aus unendlicher Entfernung einander bis auf einen sehr kleinen Abstand angenähert so treten zunehmend gegenseitige Wechselwirkungen in Form von Abstoßungs- und Anziehungsreaktionen auf, die durch die elektrostatische potentielle Energie des Systems zum Ausdruck gebracht werden können [Moore, S.764]. Entscheidenden Einfluss daran haben die Zustände der sich in den Atomen befindenden Elektronen [dtv-Atomphysik] bzw. die Dimensionen, in denen sie sich bewegen können [Moore, S.726]. Sie werden durch Quantenzahlen beschrieben. Bedeutsam für die Bindung zweier Wasserstoffatome ist die magnetische Spinquantenzahl [Moore]. Sie gibt die möglichen Orientierungen bzw. Vorzugsrichtungen des Spins¹⁴ in einem magnetischen Feld an. Wegen der Richtungsquantelung ergeben sich für den Spin eines Elektrons nur zwei Einstellmöglichkeiten: parallel und antiparallel zu einem äußeren Feld [Peschka1] ($m_s = \pm 1/2$); das sich um seine Achse drehende Elektron verhält sich wie ein kleiner Magnet [Moore].

Die relative Ausrichtung der Spins zweier an einer Bindung beteiligten Elektronen zueinander bestimmt die Stabilität des Moleküls. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 6 grafisch dargestellt.

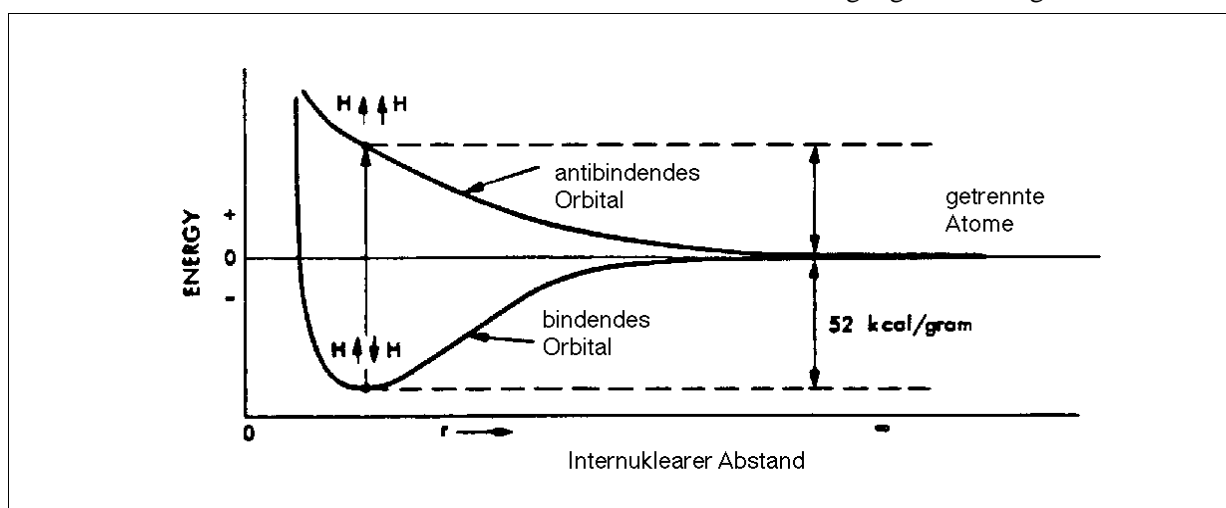


Abbildung 6: Potentialkurven bindender und antibindender Wasserstoff-Molekülorbitale (aus [Frisbee, Fig.3-3])

Antiparallele Spinausrichtung ist Voraussetzung für einen stabilen, mit Singulett¹⁵ bezeichneten Molekülzustand. Man spricht dann auch von einem bindenden Orbital¹⁶. Die negativen Ladungen sind zwischen den beiden Kernen konzentriert. Das Minimum der potenziellen Energie ergibt sich bei einem Kernabstand von $0,74 \text{ \AA}$ ($=0,074 \text{ nm}$) und beträgt $4,6 \text{ eV}$ ($=458,1 \text{ kJ/mol}$ bzw. 52 kcal/g). Dieser Wert entspricht nahezu der Dissoziations- bzw. Rekombinationsenergie ($4,5 \text{ eV}$). Die entsprechende Potentialkurve ist in Abbildung 6 (untere Kurve) eingezeichnet.

¹⁴ Betrag des Eigendrehimpulses des Elektrons

¹⁵ Der Gesamtspin $S=0$; der Term lautet: $^1\Sigma$

¹⁶ Der Zustand eines Elektrons wird in der Quantenmechanik durch eine Wellenfunktion beschrieben. Man nennt sie Orbital. Im Orbital eines Elektrons steckt also die gesamte Information über seine Lage und Energie. Das im Grundzustand ($1s$) befindliche Elektron wird durch ein s -Orbital (Drehimpulsquantenzahl $l=0$) beschrieben [Moore, S.720]

Es ist offensichtlich, dass die Konzentrationsmöglichkeit von Atomen mit antiparalleler Spinausrichtung begrenzt ist. Sind die Spins der Elektronen eines Moleküls gleichgerichtet, ist die für eine Bindung ursächliche Elektronendichte zwischen den Kernen nur noch gering. Es handelt sich um einen instabilen Tripletzustand¹⁷. Die dann dominierenden Abstoßungskräfte zwischen den Protonen treiben die Atome auseinander (Dissoziation). Dieser Zustand wird durch den oberen Kurvenverlauf in Abbildung 6 repräsentiert. Wegen des Fehlens einer elektronischen Abschirmung spricht man auch von einem antibindenden Orbital. Stossen zwei Atome aufeinander, deren Elektronenspins gleichgerichtet sind, so findet ständig elastische Reflexion statt [Hess]. Spinausrichtung ist also ausschlaggebend für die Nutzung atomaren Wasserstoffs als lagerfähigen Raumfahrttreibstoff, da in diesem Zustand zumindest theoretisch keine Rekombination stattfindet. In Abbildung 7 sind die möglichen Reaktionsrichtungen veranschaulicht.

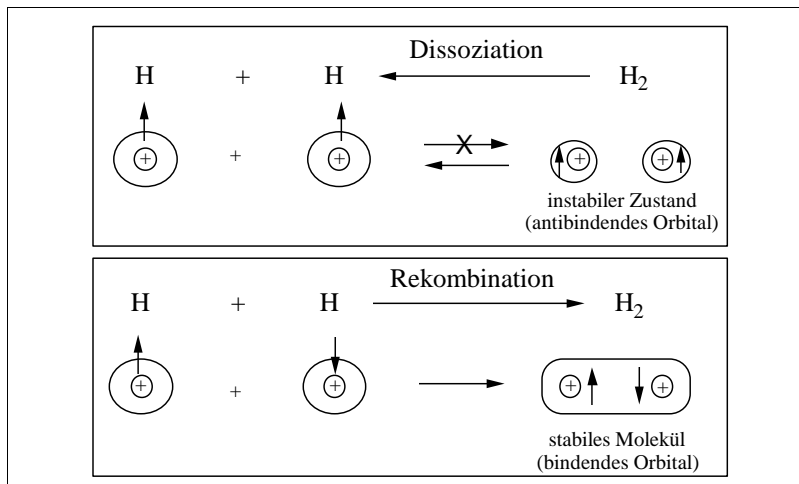


Abbildung 7:
Einfluss der Elektronenspinausrichtung auf die Wasserstoffreaktion, gekennzeichnet durch vertikale Pfeile

(aus [Frisbee, Fig.3-3])

2.2.3.2 Problem der Stabilisierung

In der Praxis ist die Lebensdauer der dissoziativ erzeugten spingerichteten Wasserstoffatome begrenzt. Dafür lassen sich die folgenden Gründe anführen:

- (1) Die Spingleichrichtung, also der Übergang vom bindenden zum antibindenden Zustand bzw. vom Singulett- in den Tripletzustand, erfordert mehr Energie als für die eigentliche Dissoziation notwendig, nämlich ca. 11 eV [Rosen1, S.40]. Hierzu wird dem Wasserstoffmolekül Energie zugeführt, so dass ein Elektron auf ein höheres Energieniveau angehoben wird und sich der Spin umdreht [Frisbee]. Der Betrag entspricht dem Sprung von der unteren auf die obere Potentialkurve in der Abbildung 6. Die Differenz von ca. 6,5 eV ist als überschüssige kinetische Energie in den Atomen enthalten. Demnach besitzt jedes freie Atom nach dem Prozess eine kinetische Überschussenergie von ca. 3,25 eV. Diese wird durch Stöße abgebaut die wiederum Spinumklappprozesse und damit Rekombinationen auslösen.
- (2) Die Erzeugung der Wasserstoff-Atome wird zu einer willkürlichen Ausrichtung der Elektronenspins verschiedener Atompaare führen (am Pfeilschema der Abbildung 7 anknüpfend nach oben oder unten gerichtet). Dann werden sich zwangsläufig Atome mit entgegengesetzten Elektronenspins begegnen und rekombinieren.

¹⁷ Der Gesamtspin $S=1$; der Term lautet: $^3\Sigma$

- (3) Hohe Energiedichten sind äquivalent mit hohen Wasserstoff-Konzentrationen. Damit nehmen jedoch die unter (1) und (2) erläuterten Problematiken zu. Für Raumfahrtanwendungen sind hohe Energiedichten aber unumgänglich.
- (4) Trotz Ausrichtung sämtlicher Elektronenspins können Dreierstöße nicht vermieden werden. Sie lösen sog. Dreierstoß-Rekombinationsreaktionen aus.

Die Verwendung atomaren Wasserstoffs als Treibstoff hängt nun entscheidend davon ab, die Wirkungen der genannten Lebensdauer- und konzentrationsbegrenzenden Effekte zu minimieren. Dies ist das Hauptziel der gegenwärtigen Aktivitäten auf dem Forschungsgebiet atomaren Wasserstoffs. Generelle Möglichkeiten zur Stabilisierung der reaktiven Spezies ergeben sich alternativ oder in Kombination durch:

- Einschluss in einer festen Matrix (Matrix-Isolations-Technik, s. Kapitel 2.2.3.3)
- Die Anwendung sehr hoher Drücke: dieses Prinzip ist im Zusammenhang mit der Bildung der metallischen Phase von Interesse und wird wegen der Besonderheit in Kapitel 4.3 behandelt.
- Die Wirkung sehr tiefer Temperaturen ($< 0,1$ K) mit dem Ziel, die Bewegungen der in einer festen Matrix bereits eingeschlossenen freien Atome zu minimieren und den Abbau der während der Bildung entstandenen kinetischen Überschussenergie zu unterstützen.
- Das Anlegen äußerer magnetischer Felder zur Ausrichtung sämtlicher Elektronenspins. Hierzu sind hohe Feldstärken erforderlich: (> 1 Megagauß, um Spinumklappprozesse während Kollisionen zu vermeiden, bzw. 50 - 100 Gauß um Rekombinationen bereits in einer festen Matrix eingelagerter Atome auszuschließen [Frisbee]).

2.2.3.3 Lagerung: Matrix-Isolations-Technik

Von praktischer Bedeutung für die Herstellung und Lagerung atomaren Wasserstoffs sind zwei generelle Methoden:

- (a) Herstellung und Einlagerung im Feststoff (In-Situ-Verfahren) und
 (b) Herstellung in der Gasphase mit anschließender Kondensation (Gas-Kondensationsverfahren)

Im Hinblick auf die für Raumfahrtanwendungen erforderlichen großen Treibstoffmengen wird im Schrifttum zumeist Methode (a) diskutiert. Matrix-Isolations-Technik gilt als die einzig effektive Methode reaktive Spezies über einen längeren Zeitraum zu lagern. Die einzelnen Atome sind hierbei isoliert innerhalb einer festen Matrix bei kryogenen Temperaturen eingeschlossen. Sie ist mehr oder weniger ausführlich beschrieben in [Rosen1/ Gaines1/Weltner/Bass/Hess/Frisbee/Thrush in Bass].

Die physikalische Grundlage der Matrix-Isolations-Technik liegt in der Abhängigkeit der Geschwindigkeitskonstanten einer beliebigen Reaktion von der Temperatur. Eine von Arrhenius empirisch aufgestellte Gleichung gibt diese Abhängigkeit an [Peschka1/Hess]:

$$\kappa = A \cdot e^{-\frac{B}{T}} \quad [-], \text{ wobei}$$

κ : Geschwindigkeitskonstante der Reaktion, T: Temperatur [K]

B: ein Ausdruck für die Aktivierungsenergie¹⁸, und

Gleichung 2

¹⁸ Diejenige mittlere kinetische Energie, die ein Molekül relativ zu seinem Reaktionspartner besitzen muss, um die Reaktion auslösen zu können [Peschka]

A: eine Funktion der Wahrscheinlichkeit der Reaktion bzw. des Wirkungsquerschnitts.

Reaktionen mit großen Aktivierungsenergien laufen selbst bei hohen Temperaturen sehr langsam ab. Bei entsprechend niedrigen Temperaturen kommen die Reaktionen praktisch zum Stillstand¹⁹. Die an die Matrix gestellten Anforderungen sind u.a. [Thrush in Bass]:

- Hohe Festigkeit
- Gute thermische Leitfähigkeit
- Hohes thermisches Diffusionsvermögen zum Ausgleich lokaler Temperaturunterschiede [Rosen1]
- Generelle Fähigkeit zur Einlagerung reaktiver Spezies
- Geringes Molekulargewicht

Als Matrixmaterialien kommen entweder sog. "Eltern-Moleküle", also aus den Elementen der Radikale bestehende Moleküle, oder inerte Stoffe in Frage [Thrush in Bass]. Wegen geringerer Risiken im Umgang, der einfacheren Herstellung und des geringen Molekulargewichtes wird meistens H₂ in fester Form (SH₂) diskutiert [Silvera2].

2.2.3.4 Konzentration

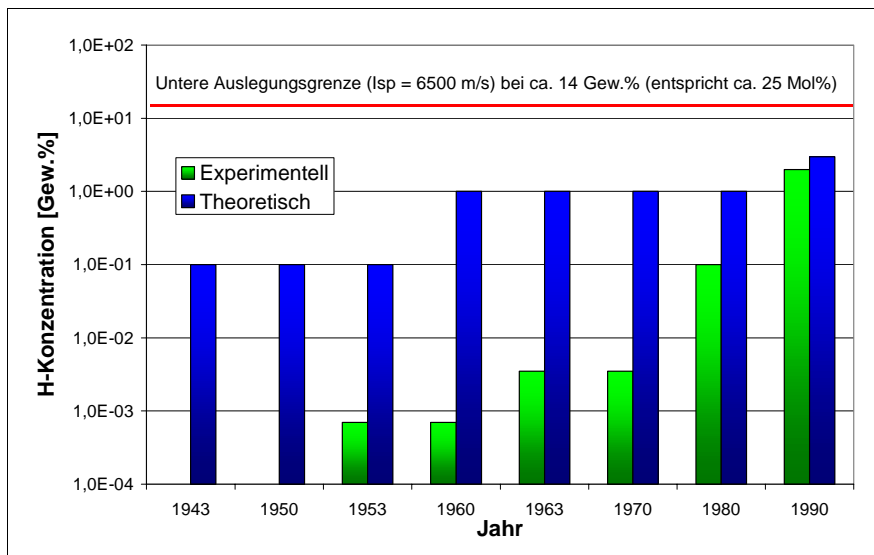


Abbildung 8:
Zeitlicher Verlauf theoretischer und experimenteller Werte für die H-Dichte

(aus [Palaszewski2], Fig. 1)

Ein generell begrenzender Faktor bei der Einlagerung von Elementen in einer festen Matrix stellt die erreichbare Konzentration dar. Um die Rekombination sich berührender Wasserstoffatome zu verhindern, müssen diese gegenseitig isoliert jeweils von einer Schale H₂-Moleküle umgeben sein [Frisbee]. Abhängig von der Gitterstruktur des Feststoffes ergeben sich maximale Einschlussmöglichkeiten. Im Falle von SH₂ handelt es sich lt. [Frisbee] um ein hcp-Gitter²⁰, mit maximaler Wasserstoff-Konzentration von 50% molar (bzw. 33 Gewichts-%). In neueren Studien wird von einem fcc-Gitter²¹ gesprochen [Carrick/Gaines2]. Der Unterschied liegt lediglich in der Stapelfolge der dichtest gepackten Ebenen; die Packungsdichte sowie die Zahl und Größe der Gitterlücken sind jedoch identisch [Uni-Stuttgart]. Aufgrund diverser schon angesprochener Störungen, die vom Gitter ausgehen, sind selbst die theoretischen Werte – unabhängig von der Gitterstruktur - stark nach unten zu korrigieren [Palaszewski2/Bass]. In Abbildung 8 sind die zum jeweiligen Zeitpunkt theoretisch für maximal mög-

¹⁹ Man spricht dann vom "eingefrorenen Gleichgewicht"

²⁰ hcp: hexagonal closed packed

lich gehaltenen sowie die experimentell nachgewiesenen Wasserstoff-Konzentrationen aufgetragen. Experimentell realisierte Konzentrationen sind über 2 % bisher nicht hinausgegangen. Prinzipiell werden Konzentrationen von Elementen in einer SH₂-Matrix über 10% molar aus heutiger Sicht sogar nahezu ausgeschlossen. Für durchaus realistisch werden jedoch 5 % angesehen [Palaszewski²/Carrick/Gaines²]. Dieser Bereich ist daher für die theoretische Analyse in Kapitel 3 ausschlaggebend.

Es kann geschlussfolgert werden, dass Matrix-Isolation eine geeignete Methode zur Stabilisierung atomaren Wasserstoffs zu sein scheint. Zumindest kann diese Annahme für die kurze Dauer des Aufstiegs eines Trägersystems getroffen werden. Für die Langzeitlagerung am Boden allerdings sollte zusätzlich das Anlegen eines Magnetfeldes angenommen werden. In Kapitel 4.2 wird die Problematik der Erzeugung hoher Magnetfelder diskutiert.

2.2.4 HEDM-Kandidaten

Im Rahmen des schon erwähnten HEDM-Programms sind die spezifischen Impulse freier Radikale, eingebunden in einer festen Wasserstoffmatrix, in Verbrennung mit Sauerstoff untersucht worden [Carrick]. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5 wiedergegeben. Unter Berücksichtigung der Konzentrationsbegrenzung ist von einem molaren Anteil von 5 % der betrachteten additiven Komponente ausgegangen worden, bei jeweils I_{sp}-optimaler Sauerstoffbeimischung. Zum Vergleich ist jeweils die Steigerung im spezifischen Impuls gegenüber der klassischen Verbindung LOX/LH₂ als Absolut- u. Prozentwert eingetragen.

Spezies	I _{sp} (5 Mol% in SH ₂)	Steigerung des I _{sp} gegenüber LOX/LH ₂	
		[m/s]	[%]
SH ₂	3816	-	-
H	3993	167	4
Li	3934	108	3
Be	4434	608	16
B	4630	804	21
C	4601	775	20
N	4061	235	6
Mg	3904	78	2
Al	4169	343	9
Si	4238	412	11
Ti	3963	137	4

Tabelle 5: I_{sp} freier Radikale in SH₂ (bei 5 Mol%; aus [Carrick])

Aus dieser Betrachtung folgen Bor (B), Kohlenstoff (C) und Beryllium (Be) als sehr interessante Radikale. Wegen der Giftigkeit fällt Be für eine weitergehende Betrachtung heraus. Bor und Kohlenstoff sind in die theoretischen Analysen in Kapitel 3 einbezogen.

²¹ fcc: faced centered cubic

2.3 Angeregte Spezies

2.3.1 Beschreibung

Angeregte Spezies bezeichnen generell Kerne, Atome, Moleküle oder auch Festkörper, die sich durch Energiezufuhr im angeregten Zustand befinden und deren Zerfall durch innere oder äußere Einflüsse - sog. Auswahlregeln - gehemmt [Br-Ph/Br-Ch] bzw. außerordentlich unwahrscheinlich ist [Dadiou]. In den Freiheitsgraden der Elektronen kann auf diese Weise potentielle Energie gespeichert werden [Kelley].

Der Anregungszustand ist dadurch gekennzeichnet, dass sich ein oder mehrere Elektronen auf einem vom Grundzustand abweichenden höheren Quantenniveau befinden. Man spricht dann vom elektronenangeregten metastabilen Zustand. Ein optischer Übergang in den Grundzustand, also ausgelöst durch Photonenstoß bzw. durch Emission eines Lichtquants, ist bei solch einem Zustand wegen der angesprochenen Auswahlregeln verboten [Gerthsen]. Er kann neben dem Grund- u. metastabilen nur über einen dritten, energiereicheren Zustand z.B. durch einen Elektronen- oder Atomstoß, einen sog. Zweierstoß, erfolgen [Dadiou]. Die Lebensdauer der metastabilen Zustände wird demnach durch die Häufigkeit der thermischen Stöße, mithin von der Temperatur beeinflusst. Typischerweise betragen die Lebensdauern nur Millisekunden [Rosen1] oder Bruchteile davon (ca. 10^{-8} s). Die Bedeutung angeregter Spezies für die Anwendung als Raumfahrttreibstoff liegt in ihrem Vermögen, beim Übergang vom angeregten in den Grundzustand sehr hohe Energiebeträge freizusetzen. Ähnlich wie bei den freien Radikalen wird dadurch eine Aufheizung der Elemente selbst bzw. eines Stützmediums bewirkt.

2.3.2 Beispielkandidaten

Bei der Suche nach geeigneten Treibstoffkandidaten sind in den 50-er und 60-er Jahren diverse Elemente auf ihre metastabilen Eigenschaften hin untersucht worden. Eine umfassende Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeiten findet sich in [Rosen1]. Die aus damaliger Sicht interessantesten Kandidaten sind in Tabelle 6 aufgelistet. Sie zeichnen sich dadurch aus, dass ihre radiativen Lebensdauern den Mikrosekundenbereich nicht unterschreiten. Die Symbolik der verschiedenen Zustände entspricht den Bezeichnungen der Spektroskopie mit Bezug auf die Orbitaltheorie (s. hierzu auch Kapitel 2.3.3.2). Die jeweils angegebene Lebensdauer bezeichnet die quantenmechanische mittlere Lebensdauer²², und ist als theoretisch maximaler Wert zu verstehen, denn sie berücksichtigt nur den spontanen elektromagnetischen Zerfall, aber keine sonstigen die Lebensdauer reduzierenden Störeinflüsse. Weitere Vergleichskriterien neben der Lebensdauer sind das Molekulargewicht, die Anregungsenergie sowie die spez. Energie, die sich aus dem Quotienten der Anregungsenergie und der Masse des jeweiligen Stoffes berechnet. Die Angabe des spez. Impulses basiert auf 100%iger Konzentration des jeweiligen Stoffes. Im folgenden kennzeichnen die mit dem Index '*' versehenen Spezies den angeregten Zustand.

Die aus den Anregungsenergien abgeleiteten theoretischen spez. Impulse erreichen mit bis zu 44076 m/s für H* beachtliche Größenordnungen. Berücksichtigt man ferner die theoretischen Lebensdauern

so sind die in Fettschrift unterlegten Spezies (2), (4), (6), (8), (9) sowie (12) besonders hervorzuheben. O^* (6) und O_2^* (12) könnten insbesondere in der Nachreaktion mit H_2 von Interesse sein [Rosen1].

Nr.	Meta-stabiler Stoff	Grundzustand	Angeregter Zustand	Molekulargewicht [g/mol]	Anregungsenergie [eV]	Spez. Energie [MJ/kg]	Spez. Impuls ($\eta=1$) [m/s]	Lebensdauer [s]
(1)	H^*	$2S_{1/2}$	$2^2S_{1/2}$	1,008	10,20	970,7	44076	0,12
(2)	He^*	$1S_0$	2^3S_1	4,003	19,82	477,0	30902	8200
(3)	He^*	$1S_0$	2^1S_0	4,003	20,61	493,7	31431	0,02
(4)	N^*	$4S_{3/2}$	$2D$	14,007	2,38	163,6	18099	61000
(5)	N^*	$4S_{3/2}$	$2P$	14,007	3,58	246,4	22209	13
(6)	O^*	$3P$	$1D$	16,0	1,97	118,4	15392	110
(7)	O^*	$3P$	$1S$	16,0	4,17	251,0	22416	1,31
(8)	Ne^*	$1S_0$	$3P_{2,0}$	20,183	16,71	79,9	12645	>0,8
(9)	Ar^*	$1S_0$	$3P_{2,0}$	39,948	11,72	28,2	7514	>1,3
(10)	H_2^*	$1\Sigma^+_g$	$c^3\Pi_u$	2,016	11,86	564,9	33629	0,001
(11)	N_2^*	$1\Sigma^+_g$	$A^3\Sigma^+_u$	28,014	6,22	21,2	6514	10
(12)	O_2^*	$3\Sigma^-_g$	$a^1\Delta_g$	32,0	0,98	2,9	2413	2000
(13)	CO^*	$1\Sigma^+$	$A^3\Pi$	28,011	6,01	20,7	6435	0,004
(14)	NO^*	2Π	$A^4\Pi$	30,008	4,7	15,1	5494	0,1
(15)	CH_2^*	$3\Sigma^-_g$	a^1A_1	14,027	<1	6,9	3718	0,01
(16)	$C_6H_6^*$	$1A_{1g}$	a^3B_u	80,131	3,8	4,56	3021	28

Tabelle 6: Elektronenangeregte Metastabile, (aus [Rosen1])

Molekulare angeregte Elemente zeigen wegen der interatomar wirkenden Coulomb-Felder in der Regel geringere Lebensdauern (vor allem (10), (13) und (15)). Ferner wird deutlich, dass den einzelnen Elementen mehrere - theoretisch sogar beliebig viele [Zmuidzin2] - Anregungszustände zugeordnet werden können. Als Ergebnis dieser Betrachtung lässt sich festhalten, dass der 2^3S_1 Zustand²³ von Helium (2) aufgrund der hohen spezifischen Reaktionsenergie von 477 MJ/kg, des geringen Molekulargewichtes sowie der relativ langen Lebensdauer als interessantester Kandidat angesehen werden kann. Triplet Helium wird daher in die theoretische Analyse in Kapitel 3 miteinbezogen. Allerdings finden die Berechnungen mit der molekularen Form des Triplet Helium statt, He_2^* , die eine höhere Auftrittswahrscheinlichkeit besitzt (s. Kapitel 3), und zudem Bestandteil der nachfolgend betrachteten Sonderform $HeIV$ ²⁴ ist. Die spezifische Energie von He_2^* beträgt immerhin noch 217 MJ/kg (vgl. Tabelle 13).

²² Lebensdauer, nach der die Anfangskonzentration des Stoffes im angeregten Zustand durch eine chemische Reaktion oder einen physikalischen Prozess auf den e-ten Teil abgeklingen ist (e = Basis der natürlichen Logarithmen) [Br-Ch]

²³ Die hochgestellte 3 kennzeichnet den Tripletzustand (drei Einstellmöglichkeiten des Gesamtspins und -bahndrehimpulses)

²⁴ Bzw. genauer: $HeIV-M$ (s. Kapitel 2.3.3.5)

Vor allem wegen der hohen Lebensdauer ist auch N^* (2D) ein durchaus interessanter Kandidat. Wegen des hohen Molekulargewichtes wird dieser Stoff jedoch in die theoretische Analyse nicht einbezogen.

2.3.3 Metastabiles Helium

2.3.3.1 Einleitung

In der Literatur werden verschiedene in Abbildung 9 dargestellte Ausprägungen metastabilen bzw. elektronenangeregten Heliums diskutiert. Sie basieren auf den zwei prinzipiellen Formen:

- Atomares He^*
- Molekulares He_2^*

Das ursprüngliche Interesse an metastabilem Helium beruhte zunächst auf den theoretischen Eigenschaften des isoliert betrachteten He^* -Atoms (vergl. Tabelle 6):

- geringes Molekulargewicht
- hohe spez. Energie von 477 MJ/kg
- relativ hohe Lebensdauer²⁵ von ~2,5 Stunden.

Unter experimentellen Bedingungen lag die Lebensdauer jedoch nur bei Bruchteilen einer Sekunde, und sogar unterhalb jener, der He_2^* -Moleküle, die daher von größerem praktischen Interesse sind. An dieser Stelle ist zu beachten, dass es sich um die quantenmechanisch bestimmte Lebensdauer von Anregungszuständen handelt, im Gegensatz zur Zersetzungsrate unter dem Einfluss verschiedener externer Faktoren.

Während die Herstellung zumindest in geringeren Konzentrationen keine Probleme aufwirft, zeigen sich die grössten Schwierigkeiten bei der Stabilisierung [Frisbee].

Konservative Ansätze beruhen auf der Einlagerung isolierter Atome oder Moleküle innerhalb einer festen Matrix unter der Wirkung tiefer Temperaturen und höherer Drücke (vgl. Kapitel 2.3.3.4).

Bis heute jedoch sind Lebensdauern in der für die Raumfahrt erforderlichen Größenordnung noch nicht annähernd erreicht worden. Realisierte Konzentrationen von 10^{12} bis 10^{13} cm^{-3} liegen ebenfalls weit unterhalb dessen, was für Raumfahrtanwendungen erforderlich wäre. Vor diesem Hintergrund sind neuere Überlegungen von Interesse, wonach grössere Aggregationen angeregten Heliums sich zu einem mit HeIV bezeichneten Feststoff binden könnten [Zmuidzinas3].

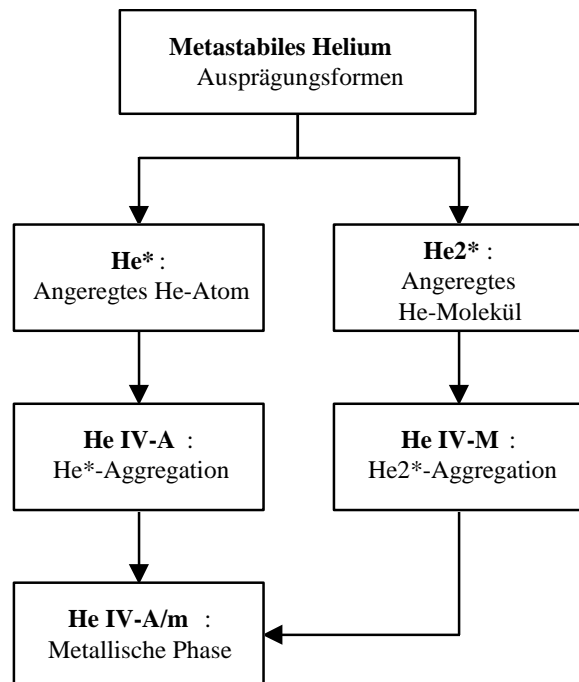


Abbildung 9: Ausprägungsformen elektronenangeregten metastabilen Heliums

²⁵ gemeint ist die radiative bzw. quantenmechanische Lebensdauer, d.h. die mittlere Verweildauer im angeregten Zustand, gezählt vom Zeitpunkt der Anregung bis zur Relaxation

Je nachdem ob diese Aggregationen aus angeregten He-Atomen (He^*) oder He-Molekülen (He_2^*) bestehen unterscheidet man die Phasen HeIV-A bzw. HeIV-M. Daneben existiert möglicherweise eine metallische Phase (HeIV-A/m). Sie besitzt lt. ZMUIDZINAS [Zmuidzinas3] die niedrigste Energie und könnte daher aus der Umwandlung der übrigen beiden Phasen hervorgehen.

Der besondere Vorteil dieser HeIV-Phasen wäre die - möglicherweise vorhandene - hohe Stabilität. Sie ginge auf sog. kollektive Effekte zurück, z.B. Ferromagnetismus [Zmuidzinas3]. Ein experimenteller Nachweis der Existenz der HeIV-Phasen blieb zumindest bis Ende der 80er Jahre aus [Kelley]. Dass HeIV in der Zwischenzeit experimentell nachgewiesen wurde, kann nahezu ausgeschlossen werden, da sich in der Literatur keine Hinweise darauf finden.

2.3.3.2 Physikalische Beschreibung

Im Grundzustand (1^1s_0) befinden sich die beiden Elektronen des Helium-Atoms auf dem niedrigsten Orbital. Ihre Spins sind zueinander entgegengesetzt (Singulettzustand). Der metastabile Zustand (2^3s_1)²⁶ kennzeichnet einen bestimmten Anregungszustand, der sich dadurch beschreiben lässt, dass sich

- ein Elektron auf dem 1s-Orbital, das andere auf dem nächst höheren, dem 2s-Orbital, befindet und
- die Spins beider Elektronen gleichgerichtet sind.

Es handelt sich um den energetisch niedrigsten Tripletzustand des Heliums. Die Bedeutung dieses Zustandes liegt darin, dass der Übergang in den Grundzustand durch radiativen Zerfall theoretisch verboten, praktisch immerhin zeitlich verzögert ist.

Alle übrigen infolge der Anregung entstehenden Zustände sind von extrem kurzer Dauer und daher unbedeutend.

Das Übergangsverbot beruht auf dem Pauliprinzip der Quantenmechanik, wonach es in der Atomhülle keine Elektronen geben kann, die in allen Quantenzuständen übereinstimmen [Moore,S.728]. Konkret sind beim isoliert betrachteten He^* -Atom zwei Übergangsregeln verletzt [Frisbee]:

- (1) Beim strahlenden Übergang zwischen zwei Orbitalen muss der Gesamtspin der Elektronen erhalten bleiben.

Dies ist bei den Übergängen zwischen zwei Singulett- oder Tripletzuständen der Fall, nicht aber beim Übergang vom Triplet- in den Singulettzustand. Der Gesamtspin beträgt im Tripletzustand als Summe der Einzelspins ± 1 , je nachdem, ob die Spins nach oben oder unten zeigen; im Singulettzustand Null.

- (2) Der Bahndrehimpuls (ausgedrückt durch die Zustände s, p, d, f [dtv-Atomphysik]) muss sich bei erlaubten Übergängen um eine Einheit ändern.

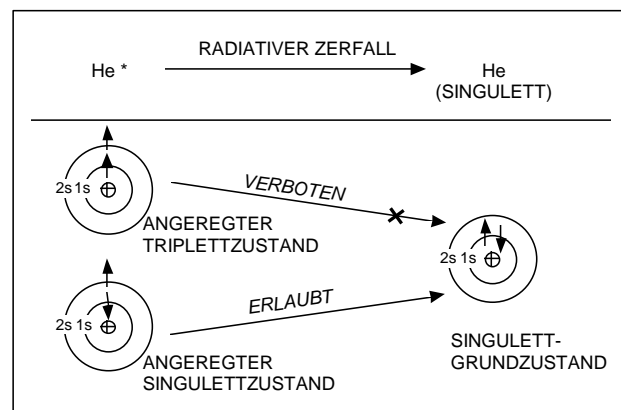


Abbildung 10: Übergänge vom angeregten in den Grundzustand beim He^* -Atom (aus [Frisbee, Fig.3-8])

²⁶ Die 2 kennzeichnet die Hauptquantenzahl, die 3 den Singulett-Zustand, s steht für den Drehimpuls: dieser ist null, die tiefgestellte 1 bezeichnet die Magnetquantenzahl [dtv-Atomphysik]

Da sich beide Elektronen des metastabilen Heliums auf s-Orbitalen befinden, ist die Rückkehr in den Grundzustand auch nach dieser Auswahlregel verboten, obgleich sie weniger dominant ist [Frisbee]. Die Bedeutung der beschriebenen Elektronenkonfiguration bei He^* ist ergänzend in Abbildung 10 dargestellt. Der gewöhnlich nach einer Dauer von maximal 10^{-12} s einsetzende spontane radiative Zerfall ('fast electric-dipole transition' [Zmuidzinas3]) findet auf Grund des beschriebenen Übergangsverbots nicht statt.

2.3.3.3 Zum Lebensdauerproblem

Wie schon erwähnt, beträgt die natürliche Lebensdauer des isolierten He^* -Atoms ca. 2,5 Stunden. Begrenzt wird sie durch quantenmechanische Effekte höherer Ordnung [Frisbee]. Die Rückkehr in den Grundzustand (via 'slow relativistic magnetic-dipole transition') wird durch Spinumklappprozesse eingeleitet, die durch sog. Spin-Spin- und Spin-Bahn-Wechselwirkungen (SS-, bzw. SB-W.) ausgelöst werden [Zmuidzinas3/Frisbee]. Erstere sind elektrostatische Wechselwirkungen zwischen den Elektronen. Letztere sind magnetische Wechselwirkungen in den Atomen. Sie sind Ausdruck der Kopplung des magnetischen Spinmoments eines Elektrons mit dem im Bezugssystem des Elektrons auf Grund seiner Bewegung entstehenden Magnetfeld [Br-Ph].

Gelänge es, die genannten Wechselwirkungen auszuschalten, würde die Lebensdauer isolierter He^* -Atome nahezu unbegrenzt sein [Zmuidzinas3/Frisbee].

Unter realen Bedingungen wird die theoretisch maximale Lebensdauer des He^* -Atoms auf Grund diverser störender Umwelteinflüsse nicht erreicht. Hierzu gehören Gitterstörungen (im Falle der Einlagerung in einer festen Matrix), Unreinheiten, aber auch - und vor allem bei zunehmender Konzentration - Interaktionen zwischen den angeregten Elementen selbst [Frisbee]. Sie führen zu kollisionsbedingten radiativen Zerfällen und Ionisationen:

Prozess	Bemerkungen
(1) <i>Radiativer Zerfall</i> $\text{He}^* \rightarrow \text{He} + h\nu$ (oder $2h\nu$)	<ul style="list-style-type: none"> Emission eines oder zweier Photonen kann unterschiedlich schnell ablaufen
(2) <i>Radiativer Zerfall durch Kollision</i> $\text{He}^* + \text{He}^* \rightarrow 2\text{He} + 2h\nu$	<ul style="list-style-type: none"> Zunahme mit der Dichte
(3) <i>Direkte Ionisation</i> $\text{He}^* + \text{He}^* \rightarrow \text{He} + \text{He}^+ + e^-$	<ul style="list-style-type: none"> Erforderliche Energie von He^* muss dem halben Ionisierungspotential von He entsprechen
(4) <i>Verbindende Ionisation</i> $\text{He}^* + \text{He}^* \rightarrow \text{He}_2^+ + e^-$	<ul style="list-style-type: none"> Erforderliche Energie von He^* muss dem halben Ionisierungspotential von He, minus der Bindungsenergie von He_2^+ entsprechen

Tabelle 7: Lebensdauerbegrenzende Prozesse

(1) Radiativer Zerfall (Prozess 2 in Tabelle 7): die Atome kehren unter Abgabe von zwei Photonen in den Grundzustand zurück; dabei wird Energie von $2 \times 19,8 = 39,6$ eV frei (19,8 eV ist der Energiebetrag, mit dem He^* über dem Grundzustand liegt)

(2) Ionisation (Prozesse 3, 4 in Tabelle 7), unter Abgabe eines Elektrons mit einer kinetischen Energie von $39,6 - 24,6 = 15$ eV (24,6 eV entspricht der Ionisierungsenergie für He im Grundzustand)

Nur bei vollständiger Spingleichrichtung (Quintettzustand des Gesamtspins) sind beide Verlustprozesse quantenmechanisch verboten. Dies ist für den radiativen Zerfallsprozess in Abbildung 11 dargestellt.

Ähnlich wie beim isolierten Atom gilt dieses Übergangsverbot jedoch nur bezüglich spontaner Zerfalls- o. Ionisationsprozesse. Begrenzende SS- u. SB-Wechselwirkungen lassen sich auch bei einem He*-Paar nicht ausschalten.

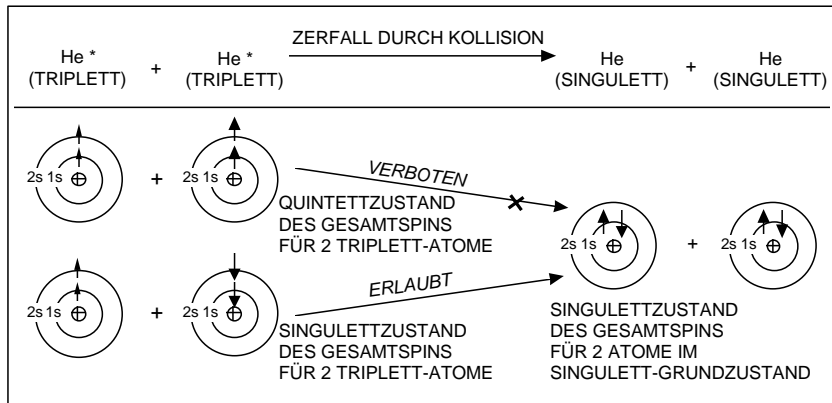


Abbildung 11: Kollisionsbedingte Übergänge

(aus [Frisbee, Fig.3-8])

Massnahmen zur Lagerung isolierter metastabiler He-Atome oder -Moleküle müssen darauf abzielen, die genannten Störeinflüsse auszuschalten oder entsprechend zu verringern, um der maximalen Lebensdauer möglichst nah zu kommen. Diesem Zweck könnte die Matrix-Isolations-Technik dienen. Durch permanente Neuankregung ließe sich eine Mindestkonzentration realisieren. Die wesentlichen Merkmale eines solchen Stabilisierungskonzeptes werden im Kapitel 2.3.3.4 diskutiert.

Erfolgversprechender wäre jedoch das auf HeIV basierende Stabilisierungskonzept, da auf Grund dann wirksamer kollektiver Effekte SS- u. SB-Wechselwirkungen ausgeschaltet sein könnten. Die maximale Lebensdauer würde, begrenzt durch den nächsten dominanten Rückkehrmodus ('two-photon-transition'), dann immerhin maximal 8 Jahre betragen [Frisbee] (vgl. Kapitel 2.3.3.5).

2.3.3.4 Stabilisierung durch Matrixisolation

Gegenstand dieser theoretisch und experimentell untersuchten Stabilisierungsmethode ist die Einlagerung voneinander isolierter metastabiler He-Atome (He*) oder Moleküle (He₂*) innerhalb einer Matrix festen Heliums²⁷ unter Einwirkung eines starken Magnetfeldes zur Spinausrichtung.

Parameter	Wert
Lagertemperatur [K]	1,45
Druck [Atm]	~27
Dichte [g/cm ³]	0,998

Tabelle 8: Eigenschaften von SHe/He₂*

Der wesentliche Zweck der Matrixeinlagerung ist die Vermeidung von Wechselwirkungen (z.B. Kollisionen) zwischen den angeregten Elementen, indem sie auf Zwischengitterplätze gezwungen werden. In Tabelle 8 sind einige Eigenschaften dieses Feststoffes zusammengefasst.

²⁷ Matrix-Isolations-Technik, s. Kapitel 2.2.3.3

2.3.3.4.1 Herstellung

Für die Herstellung der Matrix und der darin eingeschlossenen metastabilen Spezies bieten sich zwei Verfahren an [Zmuidzinas2]:

- Elektronenbeschuss flüssigen Heliums mit anschließender Kondensation
- Elektronenbeschuss einer festen Heliummatrix (In-Situ)

Ausgangselement beider Verfahren ist supraflüssiges Helium (He II)²⁸. Der besondere Vorteil gegenüber He I ist die extrem hohe Wärmeleitfähigkeit [Frisbee].

Beim Vergleich der Verfahren schneidet die In-Situ-Produktion bzgl. der erreichbaren Konzentration besser ab [Zmuidzinas2]. Der Grund für die geringeren Konzentrationen bei der Herstellung in der Flüssigkeit sind die immanent stärkeren Wechselwirkungen zwischen den angeregten Teilchen. Viele gehen, bevor sie im Zuge der Kondensation im Feststoff eingelagert werden, durch Rücksprünge in den Grundzustand verloren. Der Kondensationsprozess wird durch die dabei frei werdende Energie zusätzlich verzögert.

Die In-Situ-Produktion erfolgt in zwei Schritten:

(1) Zunächst Verfestigung flüssigen Heliums bei Temperaturen von ca. 1,45 °K in einer Druckzelle ab ~27Atm.

(2) Elektronenanregung durch Elektronenbeschuss

Bei den in [Zmuidzinas2] erwähnten Experimenten handelte es sich um Volumina von ca. 1 cm³. Anregungen erfolgten durch einen gepulsten 200 keV-Elektronenstrahl (0,1 µA). In den Proben sind sowohl metastabile Atome als auch Moleküle in geringen Konzentrationen (≪10 %) nachgewiesen worden, deren Lebensdauern jedoch auch in späteren Experimenten mit weniger als 1 Sekunde nur sehr gering waren [Forward1].

Die negativen Aussichten, mit Hilfe der Matrix-Isolations-Technik jemals höhere Lebensdauern zu erzielen, führten lt. FORWARD [Forward1] bereits 1981 zu der Erkenntnis, dass metastabiles Helium in Form isolierter Elemente als potentieller Raumfahrttreibstoff für die Zukunft nicht in Frage kommt.

<i>Störquelle</i>	<i>Bemerkung</i>
<i>Kollisionen</i>	Gegenseitige Behinderungen der Spezies
<i>Spontane Rücksprünge</i>	Radiative Zerfälle unter Abgabe von störenden Photonen
<i>Ionisation</i>	Zerfall unter Abgabe von störenden Elektronen
<i>Phononen</i>	Schallquanten: führen zu Oszillationen von Gitterbausteinen
<i>Excitonen</i>	Gekoppelte Ladungsträger: Ausbreitung als Welle im Kristall
<i>Wandeeinflüsse</i>	Rückkopplungen an das Matrixgitter

Tabelle 9: Störungen der Stabilität metastabilen Heliums bei Matrixisolation

Zu groß sind die in Tabelle 9 genannten Störungen, die von Kollisionen, lokal auftretenden spontanen Rücksprüngen und Ionisationen herrühren [Rosen1]. Sie äußern sich in Form thermischer und radiativer Freisetzung der gespeicherten Anregungsenergie. Bei der Übertragung der Energie durch das Gitter in andere Bereiche des Feststoffes spricht man auch von Phononen bzw. Excitonen.

Phononen, oder Schallquanten, bezeichnen Elementaranregungen des Kristallgitters eines Festkörpers. Sie äußern sich in kollektiven kleinen Oszillationen aller Gitterbausteine [Br-Ph] und führen zur Verkürzung der radiativen Lebensdauer der übrigen angeregten He-Elemente [Zmuidzin2]. Einen stärkeren lebensdauerbegrenzenden Effekt haben Excitonen. Beim Exciton handelt es sich um ein gekoppeltes Ladungsträgerpaar (Elektron und Loch), welches durch Anregung eines Elektrons im Festkörper entsteht und sich als Welle im Kristall ausbreiten kann [Br-Ph]. Der Störeffekt beruht darauf, dass die infolge einer möglichen Rekombination von Elektron und Loch wieder freiwerdende Anregungsenergie in Form von Licht oder thermischer Gitterenergie die Stabilität der eingelagerten angeregten Elemente beeinträchtigt.

Excitonen können leicht durch Photonen angeregt werden. Unter idealen Bedingungen ließen sie sich einschließen, ihre negativen Wirkungen quasi aufheben. Dies setzt voraus, dass sie eine ganz bestimmte Frequenz haben. Da jedoch die möglichen Frequenzbereiche der Photonen stark variieren können, ist ein wirkungsvoller Photoneneinschluss unwahrscheinlich [Zmuidzin2].

Das Ausmaß der Störeffekte infolge von Interaktionen zwischen den angeregten Elementen selbst hängt entscheidend von der Konzentration und deren räumliche Verteilung im Feststoff ab [Kelley]: It. ZMUIDZINAS [Zmuidzin2] können Interaktionen bei Konzentrationen <10 % zunehmend vernachlässigt werden. Wie in Kapitel 2 bereits angesprochen, gehen aktuelle Untersuchungen im Rahmen des HEDM-Programms davon aus, dass Konzentrationen von 5 % molar realisierbar sind.

2.3.3.4.2 *Schlussfolgerung*

Das Ziel, Triplett Helium zu stabilisieren, könnte theoretisch durch die isolierte Einlagerung innerhalb einer festen He-Matrix realisiert werden. Voraussetzung wäre die Spinausrichtung in einem starken Magnetfeld. Lebensdauerbegrenzend wirken jedoch die beschriebenen Störprozesse, und zwar um so mehr, je konzentrierter die superhochenergetische Komponente ist. Für Raumfahrtzwecke sind hohe Konzentrationen jedoch unabdingbar.

Da nicht sichtbar ist, dass selbst die theoretisch maximale Lebensdauer von ~2,5 Stunden mit Hilfe des Matrix-Isolations-Verfahrens aufgrund nicht zu unterdrückender SB-Wechselwirkungen erreichbar ist, kann an dieser Stelle geschlussfolgert werden, dass metastabiles Helium in Form isolierter Elemente (Atome oder Moleküle) eine geringere Anwendungswahrscheinlichkeit als Raumfahrttreibstoff haben wird.

Eine tabellarische Gegenüberstellung des Verfahrens zur Stabilisierung durch Matrixisolation mit dem im nachfolgenden Kapitel beschriebenen Verfahren zur Stabilisierung durch die Phase HeIV findet sich in Kapitel 2.3.3.6.

²⁸ He II entsteht durch Umwandlung von He I bei einer Temperatur von 2,186 K und einem Druck von 3,83 bar [Br-Ch]

2.3.3.5 Stabilisierung durch die Phase HeIV

2.3.3.5.1 Die atomare und molekulare Phase

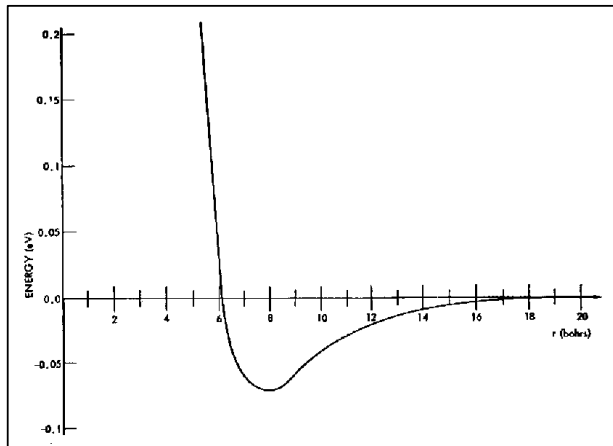


Abbildung 12: He*-He* Potentialkurve
(aus [Zmuidzinas3], Fig. 1)

HeIV bezeichnet einen hypothetischen, aus spinpolarisierten metastabilen Triplett Helium-Atomen oder -Molekülen bestehenden Feststoff. Die Theorie über die Existenz dieser Phase basiert lt. [Forward1] auf Berechnungen von Energiepotentialkurven, die GARRISON et al. [Garrison] für die Kombination zweier spingerichteter He*-Atome durchführten. Diese weisen Minima auf, was auf Bindung zu einem Dimer (He*↑)₂ schließen lässt [Zmuidzinas3]. Dieser (⁵Σ_g⁺)-Zustand besitzt ein potentielles Minimum von -0,07 eV bei einem Atomabstand von 7,91 Bohr (Abbildung 12).

Unter Umständen könnte sich auch eine grössere Anzahl He*↑-Atome zu einem mit HeIV-A bezeichneten makroskopischen Feststoff binden, in dem auf Grund dann wirksamer kollektiver Effekte SS- u. SB-Wechselwirkungen ausgeschaltet sein könnten.

Möglicherweise binden sich metastabile He-Moleküle (He₂* = He+He* = He₂(a³_u⁺)) ebenfalls zu einem Feststoff. Diese Schlussfolgerung wird aus der Ähnlichkeit der Potentialkurven mit denen der metastabilen Atome abgeleitet [Forward1]. Die entsprechende Phase nennt ZMUIDZINAS HeIV-M. Auf Grund der längeren Lebensdauer angeregter Moleküle (vgl. Kapitel 2.3.3.5.3) nach der Erzeugung durch Elektronenbeschuss supraflüssigen Heliums (He II) ist die Wahrscheinlichkeit für HeIV-M höher als die für HeIV-A [Zmuidzinas3/Frisbee], und damit im Hinblick auf eine potenzielle Anwendung von größerer Bedeutung.

Die Verbindung zu HeIV basiert auf dem sog. Bose-Einstein-Kondensat-Effekt. Es handelt sich um einen neuen Zustand der Materie, in dem die Atome bzw. Moleküle jeden Individualcharakter verlieren und statt dessen eine einzige Teilchenwelle bilden. Dass ein derartiger Zustand tatsächlich existiert, ist inzwischen u.a. am Massachusetts Institute of Technology (MIT) und am National Institute of Standards and Technology in Boulder (Colorado) nachgewiesen worden [B.d.W./FAZ].

2.3.3.5.2 Metallisches HeIV

Theoretische Betrachtungen geben Grund zur Vermutung, dass HeIV-A und HeIV-M spontan in eine einheitliche metallische Phase, HeIV-A/m, übergehen [Zmuidzinas3]. Der Grund ist das niedrigere Energieniveau, wie aus Abbildung 13 hervorgeht, in der die Potentialkurven für die nichtleitende und metallische Phase von HeIV-A vergleichend aufgetragen sind. Für die theoretische Betrachtung kann

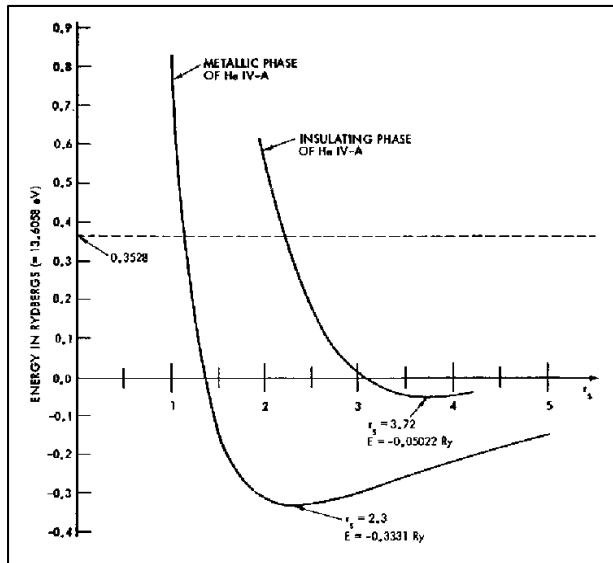


Abbildung 13: Potentialkurven für die nichtleitende und metallische Phase von HeIV-A (aus [Zmuidzinas3], Fig. 3)

HeIV-A/m als ein System bestehend aus spinpolarisierten Helium-Ionen ($\text{He}^+\uparrow$) und Elektronen ($e\uparrow$) verstanden werden. Die Phasenübergänge erfolgen dann nach folgendem Schema:

- (a) $\text{HeIV-A} \rightarrow \text{HeIV-A/m}$
 $\text{He}^*\uparrow \rightarrow \text{He}^+\uparrow + e\uparrow \rightarrow (\text{He}^+\uparrow + e\uparrow)_{\text{met}}$
- (b) $\text{HeIV-M} \rightarrow \text{HeIV-A/m}$
 $(\text{He}_2^*\uparrow)_N \rightarrow N\text{He} + (\text{He}^*\uparrow)_{N,\text{met}}$

Voraussetzung für die Bildung der metallischen Phase sind jeweils ausreichend große metastabile Populationen.

Wegen der Ionen und der im Feststoff beweglichen Elektronen dürfte die metallische Phase neben den übrigen beiden grössere Stabilitätsprobleme aufweisen [Zmuidzinas3]. Diese Phase scheint daher, auch in Anlehnung an [Frisbee], für RF-Anwendungen nicht geeignet zu sein. Eine weitere Behandlung in dieser Arbeit bleibt auch deshalb aus, weil die theoretischen Erkenntnisse über diese Phase sehr gering sind, d.h. raketentechnische Aussagen zu spekulativ wären.

Wegen der Ionen und der im Feststoff beweglichen Elektronen dürfte die metallische Phase neben den übrigen beiden grössere Stabilitätsprobleme aufweisen [Zmuidzinas3]. Diese Phase scheint daher, auch in Anlehnung an [Frisbee], für RF-Anwendungen nicht geeignet zu sein. Eine weitere Behandlung in dieser Arbeit bleibt auch deshalb aus, weil die theoretischen Erkenntnisse über diese Phase sehr gering sind, d.h. raketentechnische Aussagen zu spekulativ wären.

2.3.3.5.3 Herstellung von HeIV

Die Herstellung von HeIV vollzieht sich in zwei Schritten:

- (1) Erzeugung elektronenangeregter He-Atome bzw. -Moleküle durch Elektronenbeschuss im Heliumgas²⁹ [Parkinson/Forward1], bevorzugt jedoch in supraflüssigem Helium [Zmuidzinas3/Keto3/Keto1/Keto2/Hickmann/Hill/Forward1].
- (2) Bindung zum Feststoff. In der Flüssigkeit entstünden quasi Mikrokristalle, die zu makroskopischen Strukturen heranwachsen.

Kritisch ist der erste Schritt. Ein Kernproblem stellt hierbei die Stabilisierung der angeregten Elemente dar. Voraussetzungen für den Bindungsprozess sind:

- hohe Konzentrationen und
- ausreichend hohe Lebensdauern der angeregten Elemente

Beide Voraussetzungen sind bisher nicht annähernd erreicht worden. Tatsächliche Werte für die Konzentration liegen 7 bis 8 Zehnerpotenzen unter dem kritischen Wert, der mit $\sim 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ angegeben ist [Zmuidzinas3]. Immerhin sind offenbar schon metastabile Cluster in der Größe von 10^4 bis 10^8 Atomen realisiert worden. Experimentell gemessene Werte für die Lebensdauer betragen weniger als 0,1 s bei den Molekülen (He_2^*) und nur ca. 15 μs bei den Atomen (He^*) [Zmuidzinas3]³⁰. Letztere gehen zum Grossteil über die Reaktion $\text{He}^* + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^* + \text{He}$ in die molekulare angeregte Form über, die somit auf zweifache Weise entsteht: primär durch Elektronenbeschuss von LHe, und sekundär

²⁹ mit anschließender Kondensation in den flüssigen Zustand

³⁰ die max. radiative Lebensdauer der Moleküle beträgt $\sim 100\text{s}$, die der Atome - wie schon erwähnt - $\sim 2,5 \text{ h}$ [Frisbee]

durch Umwandlung von He^* . Die Moleküle stellen offenbar die langlebende Form Triplett Heliums dar. Wenn es zur Bildung von HeIV kommen sollte, so besitzt die Phase HeIV-M die größeren Realisierungschancen [Frisbee]. Die dominanten Zerfallsmechanismen in der Flüssigkeit sind mit Ionisation verbundene bimolekulare Kollisionen.

Eine Maßnahme zur Unterdrückung dieser Mechanismen ist Spinpolarisierung (vgl. auch Kapitel 2.3.3.2). Um wirkungsvoll die Lebensdauer und Konzentration der He_2^* -Moleküle zu erhöhen, muss gelten, dass die Spinpolarisierungsrate Γ_p die Zerfallsrate Γ_c übersteigt ($\Gamma_p \gg \Gamma_c$). Das Ziel ist, die Spins der He_2^* -Populationen schnell genug auszurichten, bevor Zerstörungen durch Kollisionen eintreten.

Die Zerfallsrate beschreibt die Zahl der in LHe pro Zeiteinheit in den Grundzustand übergehenden metastabilen Spezies. Typische Werte liegen bei $\Gamma_c = 10^2 \text{ s}^{-1}$ ($T=2,08 \text{ K}$, Konzentration $N=10^{12} \text{ cm}^{-3}$) [Zmuidzinas3,S.19ff]. Die Spinpolarisierungsrate gibt die pro Zeiteinheit spinpolarisierten Spezies an. Hierfür bieten sich in LHe zwei Verfahren an:

(1) Magnetische Spinpolarisation

(2) Optisches Pumpen

Verfahren (1) - in Verbindung mit tiefen Temperaturen - hat den Nachteil, dass die Spinpolarisierungsrate nicht beliebig erhöht werden kann. Es ist nur bei geringen Konzentrationen ($N \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) effektiv anwendbar [Zmuidzinas3].

Unter Verfahren (2) ist die Bestrahlung von He_2^* mit polarisiertem Licht zu verstehen [Frisbee]. Optisches Pumpen gilt aus heutiger Sicht als das einzige Verfahren, um höhere Konzentrationen angeregter Populationen erzeugen zu können, obgleich detaillierte experimentelle Erkenntnisse nicht vorliegen [Zmuidzinas3]. Der Vorteil des Verfahrens ist die Abhängigkeit der Spinpolarisierungsrate von der Pumpenleistung, die beliebig gesteuert werden kann.

Die Spinpolarisierungsrate Γ_p ist eine Funktion des Photonenabsorptionsquerschnitts σ , des Photonenstroms ϕ und eines, die Verluste berücksichtigenden Wirkungsgrades η , mithin abhängig von den Strahleigenschaften der optischen Quelle:

$$\Gamma_p = \sigma \phi \eta$$

Gleichung 3

Beispielsweise ergibt sich die Spinpolarisierungsrate mit $\sigma \sim 2,4 \times 10^{-10} \text{ cm}^2$ (3889 \AA $3^3\text{P} \leftarrow 2^3\text{S}$ Übergang), $\phi \sim 2,5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (CW [continuous wave]-Laser, Strahldurchmesser 1 mm, Leistung 0,1 W - dies entspricht einer Leistungsdichte von 10 W/cm^2) und $\eta=1$ zu $\Gamma_p \sim 6 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$. Die Bedingung $\Gamma_p \gg \Gamma_c$ wäre damit gut erfüllt. Erreichbare Konzentrationen metastabiler He-Moleküle liegen mit den genannten Annahmen bei $N \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Höhere Konzentrationen bedingen verbesserte Strahlparameter der optischen Quelle. Inzwischen sind Laser für den kontinuierlichen Betrieb mit Leistungsdichten im Bereich von 10^8 W/cm^2 verfügbar [Dubbel], womit die Konzentration in Richtung des kritischen Wertes angehoben werden könnte. Inwiefern hier in jüngster Zeit experimentelle Fortschritte erzielt wurden, ist jedoch nicht bekannt [Zmuidzinas4]. Die Effizienz des Verfahrens wird durch die folgenden Mechanismen beeinträchtigt:

(a) Kernschwingungen

(b) Kernrotationen

Zu (a): Insbesondere durch die indirekte Herstellung über die Umbildung von He^* werden die Moleküle (He_2^*) in diversen Schwingungsniveaus ($v>0$) angeregt. Sie kehren mit einer - in LHe - maximalen Rate von $\Gamma_v \sim 3 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ (Schwingungsrelaxationsrate) in das Grundschwingungsniveau ($v=0$) zurück. Ist die Kollisionszerfallsrate Γ_c kleiner als die Schwingungsrelaxationsrate Γ_v , so liegen die metastabilen Moleküle - bevor ihr elektronenangeregter Zustand durch Kollision zerstört wird - im Schwingungsgrundzustand vor. Dies trifft bei geringen He_2^* -Konzentrationen zu. In diesem Fall genügt selektives optisches Pumpen dieses ($v=0$) Schwingungsgrundzustandes. Mit höheren Konzentrationen steigt die Kollisionszerfallsrate ($d\Gamma_c/dN > 0$). Ist $\Gamma_c > \Gamma_v$, so müssen auch jene metastabilen Moleküle 'optisch gepumpt' werden, die sich in höheren Schwingungsniveauständen befinden. Dies ist technisch aufwendig aber Grundvoraussetzung, wenn der Nachweis von HeIV irgendwann in der Zukunft gelingen sollte. Die Machbarkeit dieses 'multi-pumping schemes' ist zumindest bis 1984 noch nicht demonstriert worden [Zmuidzinas3].

Zu (b): Die Beeinträchtigung der Effizienz optischen Pumpens infolge Kernrotation beruht auf der Tatsache, dass die angeregten Moleküle unterschiedlichen Niveaus des Rotationsspektrums zugeordnet werden können. Die Spinpolarisation aller Metastabilen auf den verschiedenen Niveaus erfordert breitbandiges 'optisches Pumpen', was ebenfalls technisch sehr aufwendig sein würde. Im idealen Fall befinden sich alle angeregten Moleküle auf einem Rotationsniveau, was durch den Betrieb bei ausreichend tiefen Temperaturen gewährleistet werden könnte. Da sich der Grossteil ($2/3$) der He_2^* -Population von vornherein auf dem Niveau niedrigster Energie befindet, scheint das Problem der Kernrotation von vornherein auf dem Niveau niedrigster Energie befindet, scheint das Problem der Kernrotation von geringerer Bedeutung [Zmuidzinas3].

2.3.3.5.4 Zur Stabilität

Das Interesse an der Phase HeIV basiert u.a. auf der Hypothese, dass sie unter der notwendigen Voraussetzung der Gleichrichtung sämtlicher Elektronenspins über die maximale radiative Lebensdauer der isoliert betrachteten Atome bzw. Moleküle hinaus stabil sein könnte. Dies wird mit im Feststoff wirkenden kollektiven Effekten begründet, die die in Kapitel 2.3.3.2 erläuterten SS- u. SB-Wechselwirkungen unterdrücken könnten.

Sollte sich herausstellen, dass diese Effekte nicht wirken, so könnte Stabilität auch mittels der in Tabelle 10 gelisteten Massnahmen erzielt werden. Hierzu finden sich im Schrifttum keine weiteren Hinweise.

<i>Stabilisierung durch:</i>	
<i>Statische Einflüsse:</i>	<ul style="list-style-type: none"> • Tiefe Temperatur • Hoher Druck • Hohe magnetische Felder
<i>Dynamische Verfahren:</i>	<ul style="list-style-type: none"> • Elektromagnetische Bestrahlung • Akustische Anregung

Tabelle 10: Verfahren zur Stabilisierung von HeIV
(aus [Zmuidzinas3])

Unbeantwortet muss zum jetzigen Zeitpunkt ferner die Frage nach der Wirkung der in Kapitel 2.3.3.4.1 angesprochenen Störungen, wie Phononen und Excitonen bleiben. Ob diese Störquellen im Hinblick auf die beabsichtigte Treibstoffanwendung metastabilen Heliums in Grössenordnungen von Hunderten von Tonnen und Kubikmetern einen Einsatz entgegenstünden, müsste in zukünftigen Studien untersucht werden.

Weitere Gefahren gehen von Wandinflüssen aus. Es ist zu erwarten, dass Absorptionen von Wärme und Strahlung verschiedenster Wellenlängen zu Rückkopplungen mit dem Treibstoff führen, so dass im Wandbereich ungewollte Relaxationen stattfinden können [Zmuidzinas1].

Weitere, in ihrer Wirkung jedoch als gering einzustufende, bereits im Zusammenhang mit atomarem Wasserstoff in Kapitel 2.5.4.2 erwähnte Störungen könnten von lokal auftretenden Erwärmungen infolge zufälliger spontaner Übergänge in den Grundzustand ausgehen (Stichwort 'Thermische Wellen' [Frisbee]).

<i>Störquelle</i>	<i>Bemerkung</i>
<i>Wirkung durch Phononen</i>	Schallquanten: führen zu Oszillationen von Gitterbausteinen
<i>Wirkung durch Excitonen</i>	Gekoppeltes Ladungsträgerpaar
<i>Wandinflüsse</i>	Durch Absorption von Wärme und Strahlung
<i>Thermische Wellen</i>	Spontane Übergänge in den Grundzustand führen zu lokalen Erwärmungen

Tabelle 11: Störquellen für die Stabilisierung

Wegen des hohen Schmelzpunktes von ~ 600 °K (für HeIV-M) scheint bei Lagerung im Bereich von Zimmertemperatur - im Vergleich zu SH₂ mit einem Schmelzpunkt von 14 °K - ausreichende Sicherheit gegen rasantes Hochschnellen der Reaktionsrate mit einer möglichen Zerstörung des Systems gegeben. Im Hinblick auf praktische Anwendungen ist dennoch eine Lagerung bei tieferen Temperaturen empfehlenswert, wegen der dann noch höheren Sicherheitsmarge [Frisbee,S.3-37]. Bei den folgenden Betrachtungen wird daher von einer Lagertemperatur von 8 K ausgegangen.

2.3.3.6 Schlussfolgerung / Zusammenfassung

Langzeitstabilisierung stellt neben der Herstellung in der für die Raumfahrt erforderlichen Größenordnung das Hauptproblem Triplet Heliums dar. Ursächlich sind Zerstörungsmechanismen wie z.B. Selbstionisation, radiativer Zerfall etc., die mit der Konzentration anwachsen. In der Literatur werden zwei Stabilisierungsansätze diskutiert, erstens die Einlagerung der angeregten He-Atome oder -Moleküle innerhalb einer kryogenen Matrix unter Einwirkung magnetischer Felder, und zweitens sog. kollektive Effekte durch Bindung der angeregten Spezies zu einem Feststoff, bestehend aus angeregten atomaren oder molekularen He-Elementen.

Die für RF-Anwendungen geeigneten Eigenschaften der verschiedenen Ausprägungsformen metastabiler Heliums sind in Tabelle 13 aufgelistet.

Unbedingte Stabilisierungsvoraussetzung während der Herstellung ist in beiden Fällen Spinpolarisation, z.B. durch magnetische Feldkräfte oder optisches Pumpen. Für HeIV entfällt diese Voraussetzung nach der Herstellung. Spin-Spin- und Spin-Bahn-Wechselwirkungen sind jedoch nicht gänzlich auszuschalten, so dass langsame Spin-Depolarisation und damit Zerstörung des angeregten Zustands stattfindet.

Die Tauglichkeit des ersten Stabilisierungsansatzes für Raumfahrtanwendungen scheint wegen der nur begrenzten Konzentrationsmöglichkeit metastabiler Heliums eingeschränkt zu sein. Diese Einschätzung ist auf die negativen Einflüsse der Matrix zurückzuführen.

	<i>Stabilisierung durch: Matrixisolation</i>	<i>Stabilisierung durch: Die Phase HeIV</i>
Prinzip	Einschluss der metastabilen Spezies in einer kryogenen Feststoffmatrix	Feststoff, bestehend aus He*-Atomen u./o. Molekülen
Erzeugung	<ul style="list-style-type: none"> • Elektronenbeschuss von LHe mit anschließender Kondensation, oder • Elektronenbeschuss von SHe (In-Situ) 	<ul style="list-style-type: none"> • Bindung von durch Elektronenbeschuss in LHe erzeugter He*-Atome bzw. Moleküle zu Mikro- u. schließlich Makrokristallen; Unterstützung durch optisches Pumpen zur Stabilisierung
Vorteile	<ul style="list-style-type: none"> • Herstellung technisch weniger aufwendig 	<ul style="list-style-type: none"> • Hohe Konzentrationen (100 %) in den Makrokristallen
Nachteile	<ul style="list-style-type: none"> • Keine hohen Konzentrationen in der Matrix realisierbar 	<ul style="list-style-type: none"> • Herstellung sehr aufwendig
Techn. Voraussetzungen für die Herstellung	<ul style="list-style-type: none"> • Magnetfelder zur Spingleichrichtung • Kryogene Temperaturen 	<ul style="list-style-type: none"> • Magnetfelder zur Spingleichrichtung • Kryogene Temperaturen • Höhere Drücke • Elektromagnetische Bestrahlung
Techn. Voraussetzungen für die Lagerung	<ul style="list-style-type: none"> • Magnetfelder zur Spingleichrichtung • Kryogene Temperaturen 	<ul style="list-style-type: none"> • Lagerfähig bei Zimmertemperatur und Normaldruck
Nachweis erbracht	<ul style="list-style-type: none"> • Experimente mit Volumina von ca. 1 cm³ aber sehr geringer He*-Konzentration 	<ul style="list-style-type: none"> • Nur kleine metastabile Cluster in der Größe von 10⁴ bis 10⁸ Atomen

Tabelle 12: Gegenüberstellung der Stabilisierungsansätze metastabilen Heliums

Der zweite Ansatz ist aussichtsreicher, sollte die Bildung des Feststoffs (HeIV) erst einmal erfolgt sein, was in naher Zukunft jedoch noch nicht zu erwarten ist. Dazu bedarf es in supraflüssigem Helium hergestellter sehr hoher Konzentrationen angeregter Spezies. Diese bedingen technisch anspruchsvolle Stabilisierungstechniken, um die Zerfallsmechanismen, insbesondere Ionisationen, zu unterdrücken.³¹

	<i>He*</i>	<i>He₂*</i>	<i>HeIV-A - Isolator</i>	<i>HeIV-A - Metall</i>	<i>HeIV-M</i>
Anregungsenergie [eV]	19,8	18,1	-	-	-
Energie-Speicherkapazität [kJ/g]	477	217	477	324	217
Schmelztemperatur [K]			<580	-	<600
Lagertemperatur [K]	~1,45	~1,45	1,45	-	8
Lagerdruck [bar]	27-29	27-29	1	1	1
Dichte [g/cm ³]	0,998	0,998	0,0864	0,89	0,3

Tabelle 13: Vergleich der unterschiedlichen Ausprägungsformen metastabilen Heliums (Daten u.a. aus [Zmuidzinas in Papailiou/Zmuidzinas3/Frisbee]; wo keine Daten stehen, sind keine Werte verfügbar)

Schon an dieser Stelle kann festgehalten werden, dass die Phase HeIV, bzw. HeIV-M, gegenüber He₂* favorisiert wird, denn:

- Es handelt sich um einen klassischen Feststoff
- Lagerung kann bei Raumtemperatur erfolgen (obgleich in dieser Arbeit von 8 K ausgegangen wird, s.o.), und bei Normaldrücken ohne externem Magnetfeld zur Spinausrichtung (ferromagnetische Eigenschaften)
- Hohe Lebensdauer (möglicherweise über der der isoliert betrachteten Spezies)
- Die wesentlichen Probleme mit HeIV liegen offenbar nur im Bereich der Herstellung, nicht der Lagerung, wie beim Matrix-Isolations-Konzept
- He_2^* ist bei Herstellung in supraflüssigem Helium längerlebend als He^* , d.h., die Bildung von HeIV-M besitzt die grössere Realisierungswahrscheinlichkeit

In Kapitel 5.1 werden dennoch Antriebssystementwürfe zunächst basierend auf beiden Konzepten, HeIV (in der Form HeIV-M) und He_2^* vorgestellt.

Es sei an dieser Stelle deutlich angemerkt, dass ein Einsatz von HeIV als Raumfahrttreibstoff nur als Zukunftsvision gesehen werden kann, und wahrscheinlich sogar noch jenseits des Zeitfensters in Tabelle 2 liegt, denn:

- Die wirkliche Existenz dieses Stoffes ist experimentell noch nicht nachgewiesen,
- die genannten physikalischen Eigenschaften sind rein theoretisch und z.T. geschätzte Werte aus der Literatur,
- die mit einer Realisierung verbundenen technologischen Probleme, wie z.B. Herstellung in großen Mengen, Lagerung über grössere Zeiträume, Transport, Förderung ins Triebwerk, Zündung, etc. sind bisher nirgendwo eingehender untersucht worden.

Die Weiterbehandlung dieses Stoffes in Kapitel 5.1 erfolgt lediglich vor dem Interesse, erste Erkenntnisse bzgl. der möglichen Umsetzung als Ramfahrtantriebssystem zu erlangen. Es wird dabei angenommen, dass die genannten technologischen Probleme beherrschbar sein werden. Insofern hat die weiterführende Analyse einen stark hypthetischen Charakter.

³¹ der Nachweis der Clusterbildung (s. Tabelle 12) kann noch nicht als Nachweis von HeIV gewertet werden

2.4 Molekulare Spezies

2.4.1 Beschreibung

Die in diese Klasse fallenden superhochenergetischen Treibstoffkandidaten sind durch eine molekulare Struktur gekennzeichnet. Die heutigen Erkenntnisse beruhen im wesentlichen auf dem im Jahre 1986 von der US Air Force und NASA initiierten und schon erwähnten HEDM-Programm [Stwalley]. Die Untersuchung molekularer Spezies ist auch unter dem Aspekt der Einlagerung einatomiger Additive in kryogenen Feststoffen bedeutsam (s. Kapitel 2.2.3.3). Bei molaren Konzentrationen über 2% treten zunehmend Effekte zwei- u. mehratomiger Moleküle auf.

2.4.2 Beispielkandidaten

Die interessantesten in der Literatur diskutierten Kandidaten sind in Tabelle 14 und Tabelle 15 aufgelistet. Eine bestimmte Kategorie stellen angeregte molekulare Verbindungen dar, die durch sog. 'ungewöhnliche' Bindungseigenschaften charakterisiert sind (Nr. (1), (2), (3) und (4) in Tabelle 14).

Grundlage war eine neue, 1984 von C.A. Nicolaidis vorgestellte Theorie³² chemischer Bindungs- und Molekularbildungseigenschaften [Kuppermann], wonach sich elektronenangeregte Moleküle (electronically excited molecules) unter der Voraussetzung optimaler Kerngeometrie binden. Ursächlich dafür sind Effekte elektrostatischer Anziehung und Orbitalüberlappung.

Nr.	Verbindung	Bildungswärme ΔH_f [kJ/mol]	Molekulargewicht [g/mol]	Spez. Energie ^{**} [MJ/kg]	Spez. Impuls ^{**} I_{sp} [m/s]	Praktischer Nachweis erbracht?
(1)	FN ₃	-	61,0	-	3.678	nein
(2)	N ₂ O ₂	-	60,0	-	-	nein
(3)	XeF ₂	-	188,3	-	-	nein
(4)	H ₄	-	4,032	193,8	19.365	nein
(5)	XeO ₃	400*	179,3	-	-	ja
(6)	NeO ₃	575*	68,2	17*	5.837*	nein
(7)	HeO ₃	-	52,0	21,7	6.592*	nein
(8)	HeF ₂	158*	42,0	15,6	5.592*	nein
(9)	NeF ₂	158*	58,2	11,08	409*	nein

Tabelle 14: Edelgasverbindungen

(1) bis (4) aus [Scott/Kelley], *: aus [Kelley]; **: in Reaktion mit LH₂ als Oxydator ($\eta=1$);

-: es liegen keine Angaben vor

Fluorazid³³ (FN₃) ist wegen des mit 61 g/mol zu hohen Molekulargewichtes für den Einsatz als Treibstoffkomponente nicht geeignet. Gleichwohl sei hier erwähnt, dass diese im Rahmen der HEDM-Forschung entdeckte Verbindung durch ihre Eigenschaft, Licht im 528 oder 450 Nanometerbereich zu emittieren und damit gepulste chemische Hochenergielaser kurzer Wellenlänge zu ermöglichen, als Spinoff dieser Aktivitäten genannt wird [Skott].

³² MIES: Maximum Ionicity of Excited States

N_2O_2 könnte als Monergolverbinder besonders interessant sein. Dies haben am 'United Technology Research Center' durchgeführte Analysen gezeigt. Aus der Kombination eines angeregten Sauerstoffmoleküls mit einem sich im Grundzustand befindlichen Stickstoffmolekül ergäbe sich rechnerisch ein I_{sp} von ca. 375 Sekunden. Verglichen mit dem leistungsfähigsten, heute im Einsatz befindlichen Monergol, Hydrazin (N_2H_4), bedeutet dies eine Steigerung um annähernd 50 % [Skott]. Für die nähere Betrachtung in dieser Arbeit fällt dieser Kandidat aufgrund des zu geringen I_{sp} jedoch ~~Xenon~~-Halogenid³⁴ Excimer³⁵ (z.B. XeF_2) sind den HEDM-Chemicals zugeordnet. Der Zusatz 'Excimer' verweist auf den angeregten Zustand dieses Dimeres³⁶. Sie sind als Modellkomponenten für das Studium der Charakteristika solcher HEDM-Chemicals von Interesse. Die hohe Molekularmasse von Xenon schliesst die Xenon-Halogenide für die Verwendung als Raumfahrttreibstoff aus.

Tetrawasserstoff (H_4) ist unter dem Gesichtspunkt der hohen spez. Reaktionsenergie sowie des geringen Molekulargewichtes ein interessanter Kandidat für Raumfahrtanwendungen und wird aus diesem Grund im nachfolgenden Kapitel 2.4.3 näher erläutert.

Weitere molekulare Kandidaten, die aufgrund ihrer 'ungewöhnlichen' Bindungseigenschaften untersucht wurden, sind in [Kelley] andiskutiert. Auch bei ihnen sind optimale Kernegeometrien für die Bindung Voraussetzung. Es handelt sich um die in Tabelle 14 unter den Nummern (5) bis (9) aufgelisteten Edelgasverbindungen (Edelgas-Trioxide bzw. -Halogenide). In Reaktion mit Wasserstoff setzen sie zwar mehr Energie als die klassische H_2/O_2 -Reaktion frei. Tatsächlich liegt deren Energieinhalt jedoch unterhalb der im vorigen Abschnitt in Abbildung 3 markierten Abgrenzungslinie zu den SHET. Ferner erfordern die aufgelisteten Edelgasverbindungen zur Stabilisierung kryogene Bedingungen.

Da bisher für den Grossteil der Verbindungen kein Nachweis erbracht wurde, die Molekulargewichte absolut gesehen hoch sind, und darüber hinaus die sich theoretisch ergebenden spezifischen Impulse keine wesentliche Verbesserung gegenüber der Kombination H_2/O_2 aufzeigen, dürfte eine Anwendung in der Raumfahrt nicht in Frage kommen.

Weitere molekulare Treibstoffkandidaten sind in Tabelle 15 aufgelistet. Die Ergebnisse stammen aus dem HEDM-Programm, und basieren auf der Annahme, dass die Moleküle einzeln in einer festen Wasserstoffmatrix eingelagert sind, und jeweils mit I_{sp} -optimaler Sauerstoffbeimischung reagieren [Carrick]. Unter Berücksichtigung der Konzentrationsbegrenzung ist von einem 5 % Molaranteil der betrachteten molekularen Komponente ausgegangen worden.

³³ Fluorazid (FN_3) ist ein spezielles Halogenazid, gelbgrün, bei Raumtemperatur langsam in $(NF)_n$ und N_2 zerfallendes Gas; (Halogenazide sind instabile, durch Reaktion von Halogenen X_2 mit Natriumazid darstellbare Verbindungen des Typs XN_3 : $NaN_3 + X_2 \rightarrow XN_3 + NaCl$) [Br-Ch]

³⁴ Halogenid oder auch Halid: Verbindung aus einem Halogen (Fluor, Chlor, Brom, Jod) und einem chemischen Grundstoff (meist Metall, in diesem Fall Xe) [Duden]; Halogenide sind die Elemente der vorletzten Gruppe des Periodensystems. Ihnen fehlt zur vorläufigen Vervollständigung einer Schale, die mit der Besetzung der p-Zustände abgeschlossen ist, genau ein Elektron. Es kann sich daher dieses fehlende Elektron sehr leicht anlagern und ein negatives Ion bilden [dtv-Atlas, S.37]

³⁵ Excimer: Excited Dimer: ein angeregtes Dimeres, das im elektronischen Grundzustand nicht bindend ist. Zwischen einem angeregten Molekül und einem Molekül der gleichen Art im Grundzustand kommt es zu einer bindenden Wechselwirkung und zur Ausbildung eines Molekülkomplexes mit individuellen Eigenschaften und mit Bindungsenergien in der Größenordnung zw. 10 und 40 kJ/mol

³⁶ Aus zwei Monomeren (also reaktiven chemischen Verbindungen, die im Einzelzustand vorliegen) bestehendes Polymer (Bezeichnung für alle Makromoleküle, deren relative Molekülmassen bei gleicher prozentualer atomarer Zusammensetzung in einem ganzzahligen Verhältnis zueinander stehen) [Br-Ch]

Spezies	I_{sp} (5 Mol% in SH_2)		
	I_{sp} [m/s]	Steigerung des I_{sp} gegenüber LH_2/LOX	
	[m/s]	[m/s]	[%]
LiH	3944	128	3
BeH	4493	677	18
BH	4444	628	16
CH	4277	461	12
MgH	4012	196	5
AlH	4101	284	7
LiBe	4768	952	25
LiB	4866	1050	28
LiC	4581	765	20
LiMg	4091	275	7
LiAl	4415	598	16
Be₂	5189	1373	36
BeAl	4738	922	24
B₂	4836	1020	27
BC	4738	922	24
C₂	4532	716	19
CAI	4503	687	18
Mg₂	4022	206	5
Al₂	4365	549	14

Tabelle 15: I_{sp} molekularer TS in SH_2 (bei 5 Mol%; aus [Carrick])

Be_2 , B_2 und LiB liefern unter den genannten Annahmen einen beachtlichen Anstieg des I_{sp} im Vergleich zur klassischen LOX/LH_2 Kombination. Wie schon das Be-Atom scheidet auch das Be-Molekül wegen der Giftigkeit als Kandidat aus. B_2 und LiB werden in den theoretischen Leistungsvergleich in Kapitel 3 einbezogen.

Ferner sei an dieser Stelle auf sog. schwingungsangeregte molekulare Verbindungen (vibrationally excited molecular species) hingewiesen, denen in [Rosen1,S.1] ebenfalls Interesse als superhochenergetische Treibstoffe zugesprochen wird, beispielsweise schwingungsangeregter Wasserstoff oder Sauerstoff. Im Gegensatz zum Atom steckt die Energie, die ein Molekül abstrahlen kann, nicht nur in angeregten Elektronen, sondern auch im Schwingungs- und Rotationsanteil seiner Atome [Gerthsen, S.590]. Referenzen neueren Datums behandeln diese Art angeregter Moleküle für Raumfahrtzwecke jedoch nicht mehr, so dass der Verfasser hier auf eine weitergehende Erörterung verzichtet.

Ausserdem seien in der Klasse molekularer SHET noch Verbindungen von Wasserstoff mit verschiedenen Sauerstoffspezies zu nennen [Stwalley]. Sie verlassen jedoch auch nicht den Energiebereich konventioneller chemischer Verbindungen und sind daher ebenfalls für eine genauere Analyse in dieser Arbeit nicht relevant.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass aus der Klasse der molekularen SHET's die Verbindungen H_4 , B_2 und LiB für weitere Analysen von Interesse sind. Nur diese Verbindungen erfüllen die eingangs genannten Kriterien nach hoher spez. Energie bei gleichzeitig niedrigem Molekulargewicht. Wegen der Besonderheit von H_4 wird diese Verbindung in einem eigenen Kapitel 2.4.3 nachfolgend näher beschrieben.

2.4.3 Tetrawasserstoff (H₄)

2.4.3.1 Einführung

Ursprüngliches Interesse an H₄ entsprang der Quanten- u. physikalischen Chemie. H₄ galt als Prototyp eines mehratomigen Systems bestehend aus nichtreaktiven, im Grundzustand sich abstoßenden, molekularen Einzelfragmenten (H₂)₂. Überlegungen über mögliche Anwendungen von H₄, z.B. als Treibstoff, erwachsen aus der Erkenntnis, dass solche Systeme unter gewissen Voraussetzungen chemisch stabil sein könnten. Dies ist u.a. dann der Fall, wenn eines der an der Bindung von H₄ beteiligten Moleküle in einem bestimmten angeregten Zustand vorliegt, der mit 'MIES'³⁷ bezeichnet wird [Nicolaides].

Experimentelle Untersuchungen zum Nachweis der Existenz des Tetrawasserstoffs fanden bisher nur in beschränktem Ausmaße statt. Lediglich die US Air Force hat einige Anstrengungen unternommen [Kuppermann/Metropoulos]. Einführend lässt sich Tetrawasserstoff folgendermaßen charakterisieren:

- H₄ ist ein angeregtes Molekül; es setzt sich aus einem angeregten und einem nicht angeregten H₂-Molekül zusammen
- Die Umsetzung von H₄ (¹A') in 2H₂(X¹Σ_g⁺) wird durch äußere Ursachen bewirkt (ist exotherm) und setzt 8,1 eV frei [Kuppermann]; daraus resultiert ein hoher theoretischer spez. Impuls³⁸ von 19.695 m/s
- Geringes Molekulargewicht (4,032 g/mol)
- Theoretisch könnte H₄ chemisch stabil sein [Metropoulos]
- Dennoch sehr geringe Lebensdauer im Bereich von 3•10⁻⁹ s
- Hauptproblem ist die Bildung: ein experimenteller Nachweis über die Existenz ist bis heute nicht erbracht³⁹

2.4.3.2 Physikalische Grundlagen

Wie schon angesprochen handelt es sich beim Tetrawasserstoff um ein metastabiles angeregtes Molekül im sog. Excimer-Zustand³⁵ [Metropoulos]. Es besteht aus der Verbindung eines angeregten mit einem im Grundzustand befindlichen Wasserstoffmolekül. Die mögliche Existenz einer solchen Verbindung geht auf eine von NICOLAIDES [Nicolaides] propagierte Theorie zurück. Sie besagt, dass einzelne Moleküle, die sich im Grundzustand abstoßen, eine stabile Bindung bilden könnten. Ein solcher stabiler Molekülkomplex (z.B. H₄, oder HeH₂⁴⁰) befände sich insgesamt im angeregten Zustand. Zwei Voraussetzungen werden genannt:

- (1) Eines der an der Bindung beteiligten Moleküle muss sich in einem bestimmten Anregungszustand befinden, nämlich dem maximaler Wahrscheinlichkeit (MIES) und
- (2) die Geometrie und Symmetrie dieses Molekülkomplexes muss der minimaler Energie entsprechen.

³⁷ 'Maximum Ionicity Excited State'

³⁸ vgl. Gleichung 1 mit spez. Energieinhalt Esp=193,81 [MJ/kg], Energieumwandlungswirkungsgrad η=1

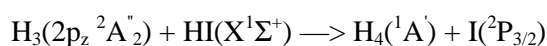
³⁹ Mit Sicherheit kann der experimentelle Nachweis bis zum Jahr 1987 ausgeschlossen werden. Für den danach folgenden Zeitraum liegen dem Autor keine Informationen vor; zumindest fanden keine Veröffentlichungen in der einschlägigen Literatur statt

Laut [Nicolaidis] wird der Zustand maximaler Anregungswahrscheinlichkeit durch ein schwingungsangeregtes gestrecktes Wasserstoffmolekül ($H_2^*B^1\Sigma_u^+$) repräsentiert, wodurch Ladungstransfer ermöglicht wird. Die Bindung mit einem im Grundzustand befindlichen Wasserstoffmolekül ($H_2X^1\Sigma_g^+$) erfolgt dann elektrostatisch.

Eine in [Nicolaidis] vorgestellte, hier nicht erläuterte Methode erlaubt es nun, eine passende Geometrie minimaler Energie für das H_4 -Molekül zu finden. Nach neueren Berechnungen [Metropoulos] handelt es sich um eine Dreieckspyramide. Die Basis bildet ein gleichschenkliges Dreieck. Das vierte Atom befindet sich im Scheitelpunkt im Abstand R über der Pyramidenbasis. In [Metropoulos, Fig.1] ist das Potential des Systems über R für die zwei niedrigsten angeregten H_4 -Zustände gleicher Symmetrie ($^1A'$) aufgetragen (hier nicht dargestellt). H_4 ist nur dann chemisch stabil, wenn die Wahrscheinlichkeit eines Übergangs vom stabilen in den dissoziativen Zustand gering ist. Diese Wahrscheinlichkeit wird von Übergängen bestimmt, die auf radiativen und sog. nicht-adiabaten Mechanismen beruhen. Hinweise hierzu liegen noch nicht vor, sind aber wohl Gegenstand aktiver Forschungsaktivitäten [Metropoulos].

2.4.3.3 Bildung

Laut [Kuppermann] bildet sich H_4 in der Gasphase durch folgende chemische Reaktion⁴¹:



Gleichung 4

Experimentell wird hierzu ein Strahl bestehend aus H_3 -Molekülen mit einem Sekundärstrahl bestehend aus Wasserstoff Jodid⁴² (HI) gekreuzt. Prinzipiell läuft die Reaktion so ab, dass sich die infolge der Dissoziation der HI-Moleküle freiwerdenden Wasserstoff-Atome mit den H_3 -Molekülen verbinden. Die wesentlichen Voraussetzungen für das Gelingen dieser Reaktion sind:

- Ausreichende Lebensdauer der H_3 -Moleküle, um die Bildung von H_4 zu ermöglichen
- Aufbringen der erforderlichen Reaktionsenergie (1,0 eV, endotherm)
- Grosser Streuungsquerschnitt der H_3 -Moleküle
- Größerer Reaktionsquerschnitt obiger Reaktion als jener der Reaktion $H+HI$
- Hochvakuumbedingungen (für die Detektoren)
- Dominanz gegen konkurrierende Reaktionen

Im Auftrag der US Air Force wurde zum Nachweis dieser Reaktion eine in [Kuppermann] ausführlich beschriebene Testanlage aufgebaut. Sie besteht im wesentlichen aus einem H_3 -Strahl-Generator sowie einer sog. 'crossed molecular beam'-Apparatur (CMB-Apparatur). Der metastabile H_3 -Strahl wird aus Wasserstoff durch Lichtbogenentladung bei Temperaturen zwischen 10.000 und 15.000 °C erzeugt. Typische Eigenschaften dieses H_3 -Strahls sind:

- Minimale Lebensdauer von 40 μs
- Maximum der Translations-Energie-Verteilungs-Funktion bei ca. 8 eV
- Intensität zw. 10^{20} und 10^{21} Moleküle s^{-1} sterad⁻¹ (steradian: Einheitsflächenwinkel)
- Dichte am Detektor: 10^{16} bis 10^{17} Moleküle cm^{-2} s^{-1}

⁴⁰ Der Nachweis dieser Verbindung ist lt. [Nicolaidis] erbracht

⁴¹ Der Term ($2p_z$) beschreibt das Orbital, der Term ($^2A''_2$) repräsentiert den angeregten Zustand längster Lebensdauer

⁴² Iod ist ein Halogen (Salzbildner)

- Strom in den Detektor: 10^{15} bis 10^{16} Moleküle s^{-1}
- Zahlendichte: $4 \cdot 10^9$ bis 10^{10} Moleküle cm^{-3}
- Äquivalente Druck (bei 300 K): 10^{-7} bis 10^{-9} Torr

Die CMB-Apparatur enthält die Sekundärstrahlquelle sowie die Detektoren für die Streuungsprodukte. Erstere erzeugt die H_4 -Moleküle durch Expansion in einer Glaskapillaranordnung.

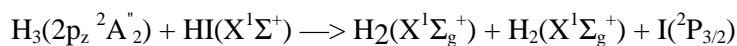
Die Messung der Streuungsprodukte geschieht massenspektrometrisch. Dazu ist ein hohes Vakuum erforderlich, welches mittels Turbomolekularpumpen (z.B. 360 l/s) realisiert wird. H_4 lässt sich durch die Analyse der Winkelverteilung der Streuungs- bzw. Dissoziationsprodukte (H_2 -Moleküle) nachweisen. Wegen der für diese Zwecke relativ langen wahrscheinlichen Lebensdauer der H_4 -Moleküle von $3 \cdot 10^{-9}$ s, können diese ca. 10^3 Rotationen vollführen ehe sie dissoziieren. Die Folge ist eine gleichmäßige symmetrische Winkelverteilung der Dissoziationsprodukte. H_2 -Moleküle konkurrierender, schneller ablaufender Reaktionen (s.u.) weisen diese Symmetrie nicht auf.

Als Ergebnis der experimentellen Untersuchungen heißt es in [Kuppermann], dass die empfangenen H_2 -Signale zu schwach seien, um zweifelsfrei schlussfolgern zu können, dass Reaktion (Gleichung 4) tatsächlich stattfand. Einschränkend wirken in erster Linie:

1. die extremen Anforderungen an den Teststand:

- exakte Ausrichtung und
- hohe Intensität der Strahlen
- Hochvakuum
- Empfindlichkeit der Detektoren, und

2. die Gefahr konkurrierender Reaktionen, z.B.:



Gleichung 5

Diese Reaktion ist exotherm bei ca. 7,3 eV. Sie läuft sehr viel schneller als die in Gleichung 4 beschriebene Reaktion ab. Ob letztere tatsächlich dominiert, bzw. durch welche Parameter ihre Dominanz erzwungen werden könnte, kann nur durch verstärkte experimentelle Untersuchungen geklärt werden [Kuppermann].

2.4.3.4 Zum Problem der Lagerung

Sollte die Bildung von H_4 tatsächlich erfolgen, lägen die Moleküle zunächst als Gas vor und besäßen zudem eine extrem kurze Lebensdauer, ehe sie dissoziieren. Wegen der großen Volumina kommen Gase als Treibstoff jedoch nicht in Frage. Folglich müsste H_4 verdichtet, d.h. verflüssigt oder verfestigt werden. Inwiefern dies Auswirkungen auf die Stabilität hat, wird in der verwendeten Literatur nicht diskutiert. Es ist jedoch - ähnlich wie beim atomaren Wasserstoff und metastabilen Helium - anzunehmen, dass die Stabilität mit der Dichte auf Grund zunehmender Wechselwirkungen zwischen den angeregten Elementen abnimmt.

Auch im Hinblick auf erforderliche lebensdauerverlängernder Massnahmen, scheint die Einlagerung der H_4 -Moleküle innerhalb einer festen kryogenen Matrix am geeignetsten zu sein. Als Matrixmaterial kommt idealer Weise SH_2 in Frage.

2.4.3.5 Zusammenfassung

Aus den obigen Abschnitten sollte folgendes deutlich werden:

- Forschungsaktivitäten auf dem Gebiete des Tetrawasserstoffs finden nur in sehr bescheidenem Umfang statt
- H_4 ist noch nicht nachgewiesen worden.
- Sollte der Nachweis gelingen, bleibt die Frage nach einer möglichen Stabilisierung offen

Weitere offene Fragen sind:

- Geeignete Stabilisierungstechniken zur Verlängerung der Lebensdauer
- Stabilitätsverhalten bei Verdichtung zur flüssigen oder festen Phase
- Gittereinflüsse im Falle der Einlagerung in einer festen kryogenen Matrix
- Chemische Beständigkeit z.B. gegen die Reaktion mit Matrixmaterialien
- Reaktions- bzw. Abbrandgeschwindigkeiten

Wegen des besonderen Leistungspotentials wird H_4 in die theoretischen Leistungsanalysen (Kapitel 3) einbezogen. Im Vorgriff auf die Ergebnisse kann schon jetzt zusammengefasst werden, dass diese Verbindung jedoch von einer weitergehenden Betrachtung in dieser Arbeit ausgeschlossen wird, da der spezifische Impuls unter der Voraussetzung der maximalen Konzentration von 5 Mol% in einer Feststoffmatrix unterhalb des definierten Minimalwertes von 6.500 m/s liegt.

2.5 Metallische Spezies / Metallischer Wasserstoff

2.5.1 Einführung

In diesem Kapitel wird ausschließlich auf atomaren metallischen Wasserstoff (H_m) eingegangen. Es handelt sich um einen Feststoff, dessen Kristallgitter aus Wasserstoff-Atomen besteht. Metallischer Wasserstoff ist eine weitere Form atomaren Wasserstoffs, dessen Bildung durch Dissoziation der Moleküle unter Drücken im Megabarbereich erfolgt [Ashroft,1990/Min/Garcia/Hanfland/Kaxiras].

Das Interesse an der Verwendung als Raumfahrttreibstoff resultiert zum einen aus der bei der Umwandlung vom atomaren metallischen Zustand in den molekularen gasförmigen Zustand freiwerdenden Energiemenge von 138 MJ/kg [Forward2]. Hieraus lässt sich unter idealen Bedingungen ein theoretischer spezifischer Impuls von 16.600 m/s ableiten. Zum anderen ist H_m wegen der im Vergleich zu festem molekularem Wasserstoff 13 mal höheren Lagerdichte von $\sim 1,15 \text{ g/cm}^3$ [Forward1] von Interesse⁴³.

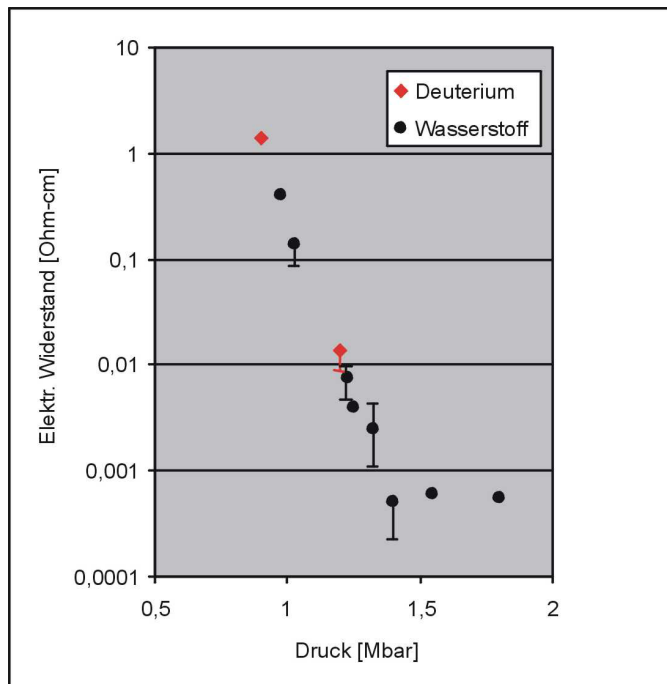


Abbildung 14:
Experimentell ermittelte Werte
für den spezifischen Widerstand
als Funktion des Drucks aus
[Nellis]
bei ca. 1,4 Mio bar tritt Metallisierung ein

Basierend auf experimentellen und theoretischen Analysen verdichtete sich seit einigen Jahren die Vermutung, dass Metallisierung bereits bei Drücken um 1,5 Mbar in der molekularen Phase eintritt [Hemley&Mao/Garcia/Kaxiras]. Inzwischen ist Metallisierung der molekularen Phase bei einem Druck von 1,4 Millionen Atmosphären – wenn auch nur für die Dauer von Millisekunden – nachgewiesen worden [Savoie/Nellis]. Abbildung 14 zeigt den Abfall des spezifischen Widerstandes als Funktion des Drucks. Bedrückt wurde flüssiger Wasserstoff mittels Schockwellen. Der Aggregatzustand der metallischen Phase hat sich dabei nicht geändert [Nellis]. Für den wünschenswerten atomaren metallischen Wasserstoff im festen Aggregatzustand sind sehr viel höhere Erzeugungsdrücke

⁴³ Weitere hier nicht näher betrachtete potentielle Anwendungsbereiche sind Supraleiter [Whitmore/Barbee] und der Einsatz mit Fusionsbrennstoffen

notwendig. Obgleich dieser Zustand noch nicht nachgewiesen wurde, wird H_m in die theoretische Leistungsanalyse in Kapitel 3 einbezogen, da es nicht unwahrscheinlich ist, dass er schon in Kürze nachgewiesen werden kann. Eine große Unsicherheit besteht gleichwohl im Hinblick auf die Frage, ob die metallische Phase nach Erzeugung und Rückführung der hohen Drücke stabil bleibt.

2.5.2 Das Hauptproblem

Das Hauptproblem stellt bis heute die Realisierung der für die Bildung erforderlichen Drücke dar. Experimentell wird mit statischen und dynamischen Verfahren gearbeitet (vergl. Kapitel 4.3). Aufgrund eingeschränkter Messqualität sind vor allem der Transitionsdruck, bei dem die Metallisierung eintritt, sowie die sonstigen Eigenschaften dieses Stoffes sehr unsicher zu bestimmen. Abbildung 15 veranschaulicht die im Rahmen der H_m -Forschung experimentell realisierten Drücke, sowie der auf theoretischen Modellen basierenden Vorhersagen des Transitionsdrucks in die atomare metallische Phase. Wegen des besseren Verständnisses der Eigenschaften bedrückten Wasserstoffs konnten die theoretischen Modelle zur Vorhersage der Übergangsdruckwerte mit der Zeit qualitativ verbessert werden. Lt. [Savoye] konnte inzwischen der Nachweis der Bildung der metallischen Phase bei einem Druck von 1,4 Millionen Atmosphären erbracht werden; dies jedoch nur für die Dauer von unter einer Millisekunde, mittels einer Stosswelle (dynamische Kompression) auf eine sehr kleine 20 K LH_2 -Probe. Tabelle 16 zeigt einige Meilensteine der Wasserstoffmetall-Forschung auf.

In den folgenden Kapiteln wird der aktuelle Kenntnisstand über die Eigenschaften verdichteten Wasserstoffs zusammengefasst. Es ist zu erwarten und zu hoffen, dass schon in nächster Zukunft statische Drücke realisiert werden, in deren Bereich die Bildung der für Raumfahrtanwendungen interessanten atomaren metallischen Phase vermutet wird, um dann die nach wie vor offenen Fragen nach der Herstellung in großen Mengen und Stabilität [Forward3] beantworten zu können. Solange bleibt H_m als Raumfahrttreibstoff weiterhin potenziell interessant.

Der Bedeutung halber ist in dieser Arbeit eine Zusammenstellung von Hochdruckverfahren erarbeitet worden. Sie findet sich im Unterkapitel 4.3 im Abschnitt „Kritische Technologien“.

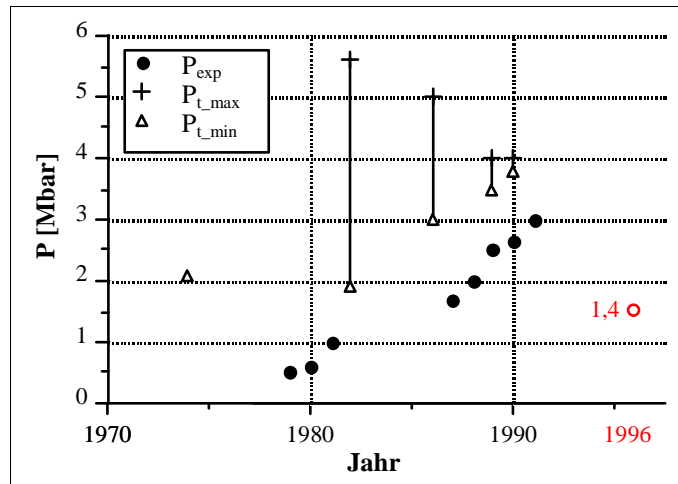


Abbildung 15: Experimentell realisierte Drücke (P_{exp}) mittels statischer und dynamischer Verfahren ermittelt, sowie der vermutete Transitionsbereich in die metallische atomare Phase ausgedrückt durch den Minimaldruck ($P_{t_{min}}$) und Maximaldruck ($P_{t_{max}}$); im Jahr 1996 ist erstmals Metallisierung der molekularen Phase bei 1,4 Mbar nachgewiesen worden

<i>Zeitpunkt</i>	<i>Forscher</i>	<i>Bemerkung</i>	<i>Quelle</i>
1935	WIGNER U. HUNTINGTON (Princeton University)	Erstmals Bericht über die mögliche Existenz metallischen Wasserstoffs (H_m)	[Wigner]
1972	GRIGOR'EV et al.	Interpretieren der bei 2,8 Mbar auftretenden 'Anomalien' thermodynamischer Eigenschaften als Hinweis auf Metallisierung	[Grigor'ev]
1975	VERESHCHAGIN et al. (USSR Academy of Sciences)	Bericht über die Bildung metallischen Wasserstoffs in einer Ambosspresse bei etwa 1 Mbar; abgeleitet aus der Messung eines sprunghaft gesunkenen elektrischen Widerstandes.	[Vereshchagin]
1975	KAWAI et al. (Osaka University)	Sie berichten ebenfalls auf der Basis von Widerstandsmessungen möglicherweise H_m mittels einer segmentierten Kugelpresse erzeugt zu haben.	[Kawai]
1978	HAWKE et al. (University of California, Lawrence Livermore Laboratory)	Bei 2 Mbar und Zimmertemperatur wurde eine deutliche auf Metallisierung hinweisende Zunahme des elektrischen Stromflusses mittels dynamischer Verfahren gemessen. In den 70-er Jahren gelang es, Drücke bis 10 Mbar dynamisch zu erzeugen.	[Hawke]
Ende 70-er Jahre	MAO (Carnegie Institution of Washington, Geophysical Laboratory)	Verstärkte Konzentration auf statische Druckverfahren, wg. der den dynamischen Verfahren innewohnenden Beschränkungen in der Messqualität, insbesondere des Druckwertes sowie des Druck-Temperatur-Verhaltens	[Ross2], [Mao]
1989	MAO (Carnegie Institution of Washington, Geophysical Laboratory)	Die Verwendung des Widerstandes als Metallisierungsindikator wird angezweifelt, da möglicherweise auftretende Kurzschlüsse Metallisierung nur vortäuschen könnten. Eindeutigere Aussagen scheinen optische Beobachtungen in Diamanten-Ambosspressen zu liefern.	[Mao]
1989	HEMLEY&MAO (Carnegie Institution of Washington, Geophysical Laboratory)	Auswertungen von Reflexionsspektren werden als Nachweis für die Erzeugung molekularen metallischen Wasserstoffs - möglicherweise sogar der atomaren metallischen Phase - im Bereich von 2 bis 2,5 Mbar interpretiert.	[Mao]
1996	SAVOYE ET.AL. (Lawrence Livermore National Laboratory)	Nachweis der Bildung der metallischen Phase bei einem Druck von 1,4 Millionen Atmosphären für die Dauer von unter einer Millisekunde, mittels einer Stosswelle auf eine 20 K LH_2 -Probe (dynamische Kompression)	[Savoie]

Tabelle 16: Meilensteine im Hinblick auf die Bedrückung von metallischem Wasserstoff

2.5.3 Druckinduzierte Effekte

Gegenstand dieses Abschnitts ist die Beschreibung der Vorgänge im Wasserstoff unter dem Einfluss zunehmender Bedrückung. Bedeutende Effekte sind die quasi-kontinuierlich ablaufende Verdichtung sowie verschiedene, diesen Prozess begleitende und an diskreten Druckpunkten zu erwartende Phasenänderungen. Bedeutsam sind die Übergänge von der nichtleitenden in die leitende molekulare Phase bei etwa 1,5 Mbar sowie in die atomare metallische Phase bei etwa 3 bis 5 Mbar [Hemley1].

Die in den folgenden Kapiteln zusammengefassten Erkenntnisse (insbesondere die Equation of State, EOS) beruhen auf theoretischen Modellen und experimentellen Messungen. Letztere liefern nur im niedrigen Druckbereich bis ca. 0,31 Mbar zuverlässige Aussagen, da in diesem Bereich die sehr ge-

naue Röntgenbeugung verwendet werden kann⁴⁴ [Garcia/Chacham/Hemley2]. Bei höheren Drücken ist man auf weniger akkurate und daher im Schrifttum unterschiedlich interpretierte optische Beobachtungen angewiesen. Die Aussagegenauigkeit wird insbesondere durch die sehr kleinen Probenvolumen und die in ihrem Grad ungewisse Beeinflussung durch die Druckkammerwände beschränkt [Hanfland].

2.5.3.1 Verdichtung

Generell führt Verdichtung zu Veränderungen in den chemischen und physikalischen Eigenschaften. Bedeutend ist der Einfluss auf die Elektronenverteilung und damit auf die chemische Bindung. So erhöht sich mit zunehmender Verdichtung die intermolekulare zu Lasten der intramolekularen Elektronendichte [Friedli], mit der Folge, dass die Abstände zwischen den Molekülen geringer und zwischen den Kernen größer werden, bis schliesslich die Molekülbindungen aufbrechen und ein metallisches Gitter mit frei beweglichen Elektronen, ein Metall, entsteht [Wigner].

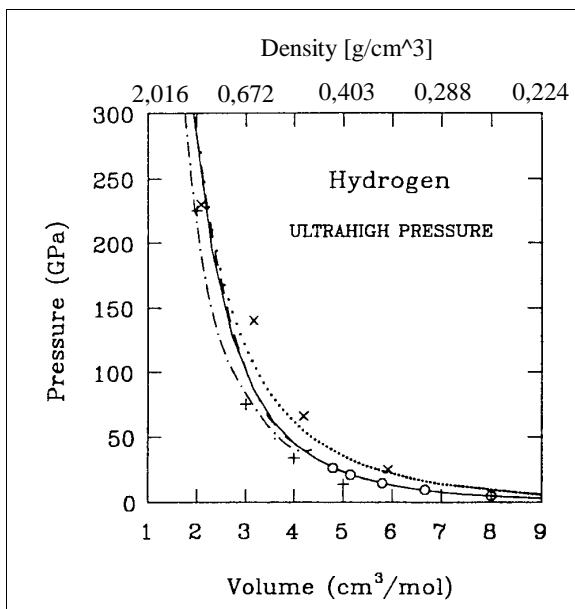


Abbildung 16: Vergleich zwischen theoretisch und experimentell ermittelten EOS für Wasserstoff⁴⁵

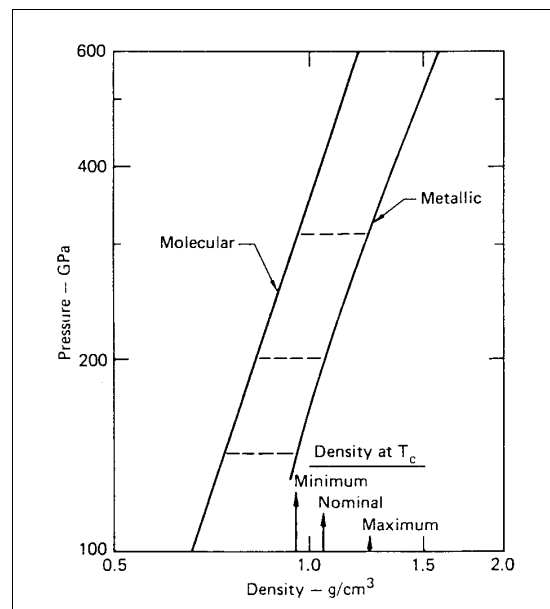


Abbildung 17: EOS der molekularen nichtleitenden und metallischen Phase von Wasserstoff⁴⁶

Bei gegebener Temperatur wird die Druck-Volumen-Relation durch die Zustandsgleichung (EOS) ausgedrückt [van Straaten]. Für ihre Bestimmung bedient man sich sowohl theoretisch als auch experimentell ermittelter Werte. Letztere decken den unteren Druckbereich dank der Röntgenbeugungsmethode (s.o.) sehr genau ab. In den darüber liegenden Druckbereichen wird die EOS durch Extrapolation und Verwendung theoretischer Modelle [Hemley2/vanStraaten/Min/Silvera1/Ross2] approximiert. Die aus [Hemley2, Fig. 12] entnommene Abbildung 16 zeigt einen Vergleich zwischen theoretisch

⁴⁴ Bei Experimenten mit höheren Drücken sind die Probenvolumen geringer, s. d. Röntgenbeugungsmessungen u. U. verfälscht werden können

⁴⁵ aus [Hemley2, Fig. 12]; —: Extrapolierte Messwerte [Hemley2]; ---: Extrapolierte Messwerte [van Straaten]; -.-: [Min] (cubic Pa3 structure; x: CEPERLY et al. in [Hemley2] (cubic Pa3 structure >1 Mbar, rotationally disordered fcc <1 Mbar); ...: RAYNOR in [Hemley2] (ordered hcp structure); +: BARBEE et al. in [Hemley2] (ordered hcp structure)

⁴⁶ auf der Basis dynamischer Druckexperimente; aus [Hawke, Fig. 4]

und experimentell ermittelten EOS für Wasserstoff. Sie stammen aus verschiedenen in [Hemley2] benannten Quellen.

Die durchgezogene Linie in Abbildung 16 repräsentiert die von HEMLEY et al. [Hemley2] extrapolierte EOS. Sie hat im oberen Druckbereich nur Näherungscharakter [Hemley2].

Einflüsse infolge 'order-disorder' Übergängen, 'vibron softening' und Bandüberlappung sind nicht berücksichtigt. Sie würden diskontinuierliche Dichteveränderungen hervorrufen. Dies geht aus Abbildung 17 hervor. Dort sind die EOS für molekularen nichtleitenden und metallischen Wasserstoff (SH_{2m}) im Ultrahochdruckbereich auf der Basis dynamischer Druckexperimente aufgetragen [Hawke, Fig. 4].

Bei einem Druck um 2 Mbar findet ein Dichtesprung auf nominal $1,06 \text{ g/cm}^3$ statt. Die Dichte atomaren metallischen Wasserstoffs liegt nur etwas höher [Hawke]. FORWARD [Forward1] gibt einen Wert von $\sim 1,15 \text{ g/cm}^3$ an.

2.5.3.2 Übergang in die leitende molekulare Phase

Theoretische Studien deuten darauf hin, dass Metallisierung nicht nur durch Dissoziation, sondern schon bei geringeren Drücken um 1,5 Mbar infolge Bandüberlappung einsetzt [Rama-ker/Friedli/Barbee/Mao/Kaxiras/Garcia/Chacham/Ross2/Ashcroft2/Eggert/]. Die molekulare Bindung bleibt dabei prinzipiell erhalten. Sie schwächt sich lediglich ab, da ein Teil der für die Bindung erforderlichen Ladung zu Zwischengitterplätzen verlagert wird [Garcia].

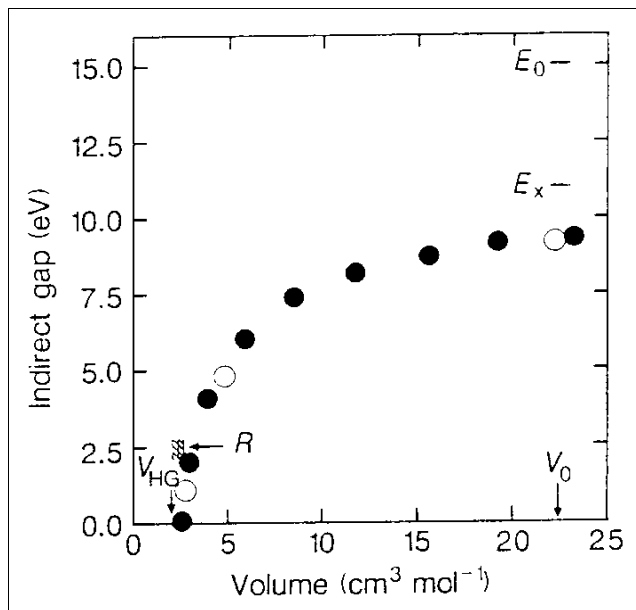


Abbildung 18: Hinweis auf Metallisierung durch Bandüberlappung infolge Volumenabnahme⁴⁷

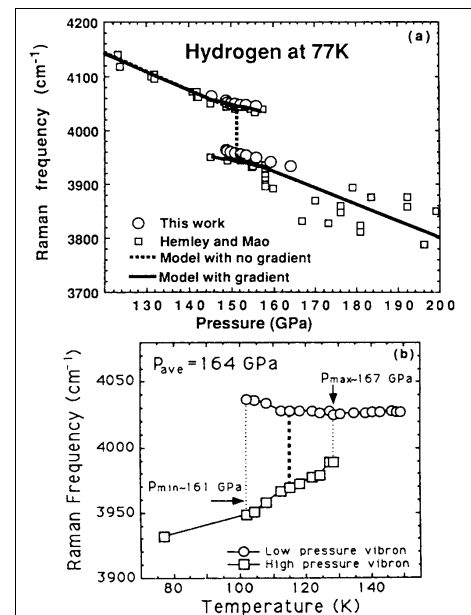


Abbildung 19: Druck- (a) u. Temperaturabhängigkeit (b) der Vibron-Frequenz (aus [Lorenzana, Fig. 2])

Die für die Isolatorphase charakteristische Energielücke ('indirect gap' in Abbildung 18) zwischen Valenz- u. Leitungsband nimmt mit zunehmender Dichte ab. Kreise stehen für theoretisch ermittelte

⁴⁷ aus [Ashcroft1]; Kreise kennzeichnen theoretisch ermittelte Werte [Min/Friedli]; E_0 : direkte optische Energielücke, E_x : gemessene Exiton-Energie, V_0 : SH_2 -Molarvolumen bei 1 bar, V_{GH} : Molarvolumen für dass das Hertzfeld-Goldhammer Kriterium Metallisierung vorhersagt, R: durch Raman-Messung experimentell ermittelter Bereich [Mao]

Werte⁴⁸, deren Verlauf gute Übereinstimmung mit dem von MAO und HEMLEY [Mao] aus experimentellen Beobachtungen abgeleiteten, mit R für 'Raman' bezeichneten Bereich, zeigt. Die Abstände zwischen den Gitterpunkten, an denen sich die Moleküle aufhalten, sind auf $\sim 4,78$ Bohr zurückgegangen, was dem 9,15-Fachen der Nulldruckdichte bzw. $0,83 \text{ g/cm}^3$ entspricht [Friedli]. Die Struktur dieser Phase ist nicht bekannt [Mao].

Die theoretische Bestimmung des Übergangsdrucks basiert auf verschiedenen mathematischen Modellen, die den Prozess der Bandüberlappung behandeln [u.a. Ramaker/Min/Friedli/Garcia/Chacham]. Diese erfordern eine genaue Kenntnis der Struktur bedrückten Wasserstoffs. Neuere experimentelle Auswertungen scheinen zu bestätigen, dass diese über den Druckbereich von 1,5 Mbar hinausgehend, sowie im Temperaturbereich zwischen 0 und 130 K vom h.c.p.-Typ⁴⁹ ist [Garcia]. Der Übergangsdruck ist ferner vom Grad der Orientierung der Moleküle abhängig. Bei vollständiger Ausrichtung liegt er bei ca. 1,5 Mbar [Garcia], im ungeordneten Falle deutlich höher, bei etwa 3,0 Mbar [Chacham].

Experimentelle Beobachtungen

Hinweise darauf, dass tatsächlich ein Übergang in die leitende molekulare Phase stattfinden könnte, werden durch verschiedene nachfolgend erläuterte experimentelle Beobachtungen geliefert.

- *Vibron-Frequenzverschiebung*

Raman-Spektroskopische Messungen⁵⁰ zeigen eine bei hohen Drücken auftretende, temperaturabhängige Verschiebung der Molekül-Schwingungsfrequenz [Hemley&Mao /Lorenzana] (vgl. Abbildung 19).

Mit zunehmender Temperatur geht die zunächst diskontinuierliche Verschiebung ab ca. 160 K in eine kontinuierliche über [Hemley&Mao]. Dieser kritische Punkt, der durch den Schnittpunkt der verlängert gedachten Punktreihen in Abbildung 19 (b) gebildet wird, beendet das durch diese gebildete und durch Druckgradienten gekennzeichnete 2-Phasen-Gebiet.

Die Frequenzverschiebung wird im Schrifttum unterschiedlich interpretiert [Lorenzana]. Einigkeit besteht darüber, dass eine neue Phase entsteht, die nach wie vor molekularer Struktur ist. Dies wird u.a. durch die Existenz des Vibron-Spektrums untermauert [Lorenzana]. In einigen Quellen wird die Frequenzverschiebung mit einer Ordnungs-Unordnungs-Umwandlung⁵¹ begründet [Garcia/Mao/Hemley2] Mit grosser Wahrscheinlichkeit handelt es sich jedoch um eine strukturelle Umwandlung in eine neue sog. Hydrogen-A Phase [Chacham/Garcia/Hanfland/Lorenzana].

Ob die Bildung dieser Phase mit dem im selben Druckbereich erwarteten Insulator-Metall-Übergang zusammenhängt, kann zur Zeit nicht eindeutig beantwortet werden. Dafür spricht jedenfalls, dass die Kristallstruktur nahezu unverändert bleibt, die Umwandlung also zum großen Teil elektronischer Natur ist, und demnach primär Auswirkungen auf die molekulare Bindung hat, die schwächer wird [Mao/Hemley&Mao/Garcia] (s. dazu Punkt (b)). Vor derartigen Interpretationen wird in [Lorenza-

⁴⁸ aus 'band-structure calculations' oder dem empirischen Hertzfeld-Goldhammer Kriterium abgeleitet [Ashcroft1]

⁴⁹ hexagonal-close-packed

⁵⁰ Raman-Spektroskopie ermöglicht die Messung des Rotations- u. Schwingungszustandes ('vibron mode') von Molekülen [dtv-Atomphysik], bzw. - genauer - die Messung der relativen Bewegung der Protonen innerhalb des Moleküls ('intramolecular vibron') [Ashcroft1]

na/Eggert] gewarnt. Sie weisen daraufhin, dass die Qualität der Messwerte unter den extremen Bedingungen kleiner Volumina, und hoher Drücke, die zudem im Probenvolumen nicht konstant sind, eindeutige Aussagen nicht zulässt.

- *Optische Beobachtungen im infraroten Bereich*

Reflexions- u. Absorptionsspektren geben Hinweise auf die Elektroneneigenschaften und damit indirekt auf das Leitungsvermögen [Ashcroft1]. Tatsächlich wird ein Anstieg beider Parameter im infraroten Bereich bei Drücken von 1,5 Mbar gemessen [Hanfland/Mao/Hemley&Mao]. Einschränkend wirken jedoch auch bei diesen Messungen die experimentellen Randbedingungen. Insbesondere bewirkt der als Fenster verwendete Diamant der DAC⁵² u.U. störende optische Phänomene, wie z.B. Interferenzsignale und Hintergrundeffekte, die allerdings durch hohe räumliche Auflösung und Eichung der optischen Systeme klein gehalten werden können [Mao].

- *Optische Beobachtungen im sichtbaren Bereich*

1989 berichten MAO u. HEMLEY [Mao] nach direkter optischer Beobachtung von einer Schwärzung der Wasserstoffprobe beginnend oberhalb 1,5 Mbar, aber besonders deutlich bei den Maximaldrücken zw. 2,5 u. 3 Mbar. Diese erhöhte Absorption von Licht könnte ein Indiz für einsetzende Metallisierung sein. Dies wird u.a. von ASHCROFT [Ashcroft1] in Frage gestellt: zum einen könnte die Schwärzung eine mögliche Folge von Temperaturänderungen sein, zum anderen ist der Zusammenhang zwischen optischen Veränderungen und dem Auftreten freier Ladungen von dem genauen Wissen über die Struktur abhängig. Sie ist jedoch nicht eindeutig bekannt [Mao].

- *Übergang in die atomare metallische Phase*

Bei Drücken oberhalb 3 Mbar ist der Übergang in die atomare metallische Phase zu erwarten, wie die bis heute experimentell gewonnen Erkenntnisse und theoretischen Modelle schließen lassen. Dieser Übergang ist durch das Aufbrechen der Molekülbindungen gekennzeichnet. Ein Nachweis wird erst erfolgen, wenn die erforderlichen Drücke realisiert werden können, womit in den nächsten Jahren zu rechnen sein dürfte. MAO und HEMLEY [Mao] schließen die Möglichkeit nicht aus, bereits mit ihren Laborversuchen 1989, bei 2,5 Mbar eventuell lokal dissoziierten metallischen Wasserstoff erzeugt zu haben. Dies wird damit begründet, dass in einigen Bereichen Molekülschwingungen nicht wahrgenommen wurden. Die in diesem Druckbereich wegen diverser Störeinflüsse nur beschränkt interpretierbaren Raman-Messungen ließen jedoch keine endgültigen Aussagen zu [Mao].

- *Bestimmung des Übergangsdrucks*

Ein häufig angewendetes Vorgehen zur theoretischen Bestimmung des Phasenübergangsdrucks basiert auf der Ermittlung des Schnittpunktes der über dem Druck aufgetragenen Energiekurven zweier Phasen [Ross2/van Straaten]. Die Energiewerte werden aus den jeweiligen Zustandsgleichungen bestimmt. Die Ableitung der EOS für molekularen Wasserstoff lässt sich inzwischen aus experimentell gewonnenen Daten bis in den Bereich von 2 Mbar recht genau approximieren.

⁵¹ Ordnungs-Unordnungs-Umwandlung ('order-disorder transitions' bzw. 'orientational-ordering phase transitions') - als Sonderfall struktureller Phasenumwandlungen [Lorenzana] - bezeichnet die Ausrichtung der Moleküllängsachsen entlang spezifischer Kristalldiagonalen [Min]

⁵² Diamond Anvil Cell

Die EOS für metallischen Wasserstoff (molekular bzw. atomar) ist nur theoretisch herleitbar [Ross2]. Dazu bieten sich diverse in [Ross1/Ross2] ausführlich beschriebene hier nicht näher erläuterte Methoden an.

Abbildung 20 zeigt beispielhaft die aus [van Straaten] entnommen Energiekurvenverläufe der molekularen nichtleitenden sowie der atomaren metallischen Phase. Die Abbildung entstammt einer Publikation von 1982 und soll zur Verdeutlichung des Verfahrens dienen. Gleichwohl wird deutlich, dass die Bestimmung des Übergangsdrucks sehr vage ist, denn die Lage des Schnittpunktes reagiert sehr sensitiv auf geringfügige Änderungen der Energiekurven.

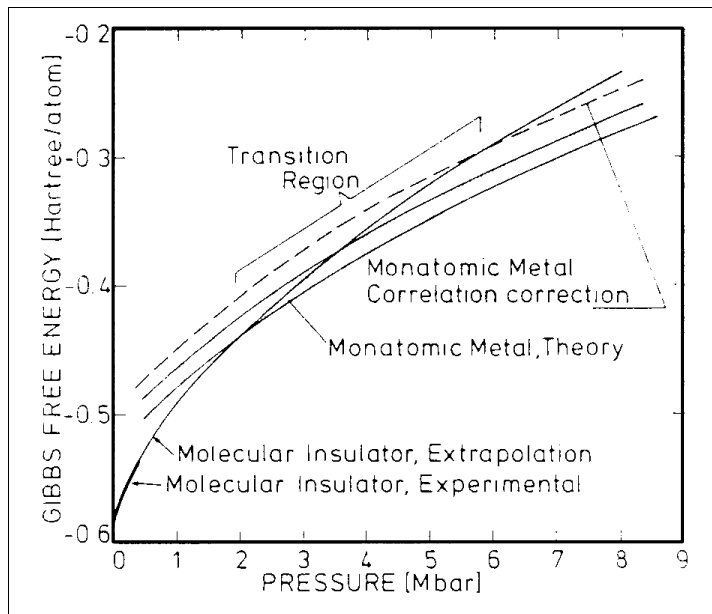


Abbildung 20: Gibbs freie Energie für atomaren metallischen und molekularen nichtleitenden Wasserstoff

(aus [van Straaten, Fig.3]; Metallisierung ist zwischen den Schnittpunkten zu erwarten);

1 [Hartree] = $4,359748 \cdot 10^{-18}$ [Joule]

(aus [<http://www.chemie.fu-berlin.de/chemistry/general/units.html>])

2.5.4 Eigenschaften von metallischem Wasserstoff

2.5.4.1 Zur Frage des Aggregatzustandes

Zu Beginn der Wasserstoffmetall-Forschung ist dem Aggregatzustand wenig Aufmerksamkeit geschenkt worden. Allgemein wurde angenommen, dass H_m ein Feststoff ist (z.B. [Wigner]). Von HANSEN (in [Ross2]) durchgeführte, hier nicht näher erläuterte Berechnungen versuchen zu belegen, dass H_m unterhalb 12,7 Mbar fest, darüber in flüssiger Form vorliegt. Diese Berechnungen beruhen allerdings auf den Annahmen gleichförmiger Elektronenverteilung sowie der Vernachlässigung möglicher Kernabschirmungen⁵³. Gerade dieser letzte Effekt war Gegenstand ausführlicher Untersuchungen von MacDONALD & BURGESS [MacDonald]. Sie behaupten, dass die Bildung metallischen Wasserstoffs mit einer Umwandlung vom festen in den flüssigen Aggregatzustand verbunden ist, und dass dieser darüber hinaus auch bei höheren Drücken beibehalten wird. Unterstützung findet diese Aussage durch die Eigenschaft, eine sehr hohe Debye-Temperatur (2000-3000 K) zu besitzen [Ross2].

⁵³ 'electron screening'; Abschirmung: Verringerung der anziehenden Wechselwirkung zw. einem Elektron und dem Atomkern durch die Wirkung der übrigen Elektronen in einem Mehrelektronenatom [Br-Ch, Stichwort:'Abschirmung']

Neuere Untersuchungen knüpfen an diese Aussagen nicht an, u.a. [Lorenzana/Mao/Barbee]. Es wird vielmehr davon ausgegangen, dass H_m ein Feststoff mit hexagonaler Struktur ist [Barbee]. Offenbar ist der feste Zustand eine Grundvoraussetzung für Metastabilität: ein rascher Zerfall in die molekulare Phase könnte bei Dekompression wahrscheinlich nicht vermieden werden, würde H_m in flüssiger Form vorliegen [Ross2].

2.5.4.2 Zur Frage der Stabilität

Technologisch bedeutsam ist H_m nur unter der Voraussetzung, dass dieser Zustand auch bei normalen Drücken im Bereich weniger bar über einen längeren Zeitraum erhalten bleibt. Untersuchungen dieser Fragestellung konnten bisher nur theoretisch erfolgen, wobei die Ansichten auseinandergehen [Forward3]. Physikalisch gesehen sind die Van der Waalskräfte für das Auseinanderdriften der Wasserstoffmoleküle nach Druckentlastung verantwortlich [Nellis].

Prinzipiell muss Metastabilität bei Umgebungsdrücken nicht ausgeschlossen sein. Dafür spricht die Beziehung zwischen Graphit und Diamant: Diamant ist eine metastabile Form des Graphits, hergestellt unter hohen Drücken, aber stabil bei niedrigen Drücken [Forward3/Ross2/Nellis]. Tatsächlich aber ist das Kohlenstoffatom mit seinen vier Elektronen in der äußeren Schale vielseitiger in dessen Potential, komplizierte Bindungszustände zu ermöglichen, ein Analogieschluss zum Wasserstoffatom daher sehr fraglich [Ross2].

YAKOVLEV [Yakovlev] behauptet, dass eine metastabile leitende Phase ausschließlich bei hohen , nicht aber Normaldrücken existiert. Darüber hinaus ist sie instabil gegen Erwärmung.

SALPETER [Salpeter] begründet seine Annahme der Metastabilität bei Umgebungsdruck damit, dass die totale Energie bei konstanter Dichte infolge der größeren Festigkeit des metallischen Gitters über der der molekularen Phase liegt⁵⁴.

Als destabilisierende Faktoren werden genannt [Ross2]:

- **Oberflächenverdampfung:** Unter idealen Bedingungen sind die Oberflächenatome durch Energiepotentialmulden in ihrer Lage fixiert. Unter gewissen Bedingungen können benachbarte Atompaaire die bestehende Energiebarriere überwinden und die Oberfläche verlassen. Die durch diesen Vorgang an den Feststoff übertragene Energie in der Größenordnung von $\sim 10^{-2}$ eV/Atom bewirkt die Aufheizung des Gitters und damit eine Zunahme der Verdampfungsrate und Beendigung des metastabilen Zustandes. Die Verdampfungsrate steigt ferner mit der Temperatur: unter 150 K nur mässig, darüber sehr stark. Je nach den Annahmen, die SALPETER [Salpeter] seinen Berechnungen zugrundelegte, schätzt er die Lebensdauer metallischen Wasserstoffs unter 0-Druck-Bedingungen auf maximal 100 s. Die Lebensdauer ließe sich beträchtlich erhöhen, sobald Druck aufgebracht wird.
- **Bildungsenergie-Einfluss:** Durch die Bildung metallischen Wasserstoffs werden exotherme Energiebeiträge frei, die zur Erhitzung des Kristalls führen [Ross2]. Dieser Effekt und der damit verbundene Anstieg der Verdampfungsrate können zur schnellen Auflösung des metastabilen Zustandes führen.
- **Nullpunktsunruhe:** Sie liefert einen weiteren Beitrag zum Zerfall in den molekularen Zustand. Die Nullpunktsunruhe entspricht einer äquivalenten Temperatur von 2000 bis 3000 K [Ross2]. Die rela-

⁵⁴ Bei konstantem Druck verhalten sich die Energien umgekehrt, was die grössere Stabilität der molekularen Phase unterhalb des Dissoziationsübergangsdrucks begründet [Salpeter]

tive Bewegung benachbarter Protonen ermöglicht bei bestimmter Annäherung die Bildung von Dimern. CHAPLINE [Chapline] schätzt die Lebensdauer bei der Annahme einer 1-bar-Atmosphäre auf nur 10^{-3} s infolge dieses Faktors.

Als Umkehrschluss lässt sich festhalten, dass die Stabilität bzw. Lagerfähigkeit metallischen Wasserstoffs, unabhängig vom Druck, durch tiefe Temperaturen offenbar unterstützt wird. Da zu dieser Problematik in der Literatur keine verwertbaren Untersuchungsergebnisse vorliegen, soll für die Weiterbearbeitung in dieser Analyse eine Lagertemperatur von 12 K angenommen werden.

Stabilität unter Normalbedingungen lässt sich unter Umständen durch Verwendung geeigneter Additive erzielen, die das Auseinanderdriften der Moleküle verhindern [Nellis]. Dazu, welche in Frage kämen, finden sich jedoch keinerlei Hinweise in der Literatur.

Zur Frage der Energiefreisetzung/Zündung:

Unter der Voraussetzung, dass der TS bei Umgebungsdruck stabil ist, könnte die Freisetzung der Energie durch Erwärmung des Treibstoffs ausgelöst werden. Auf diese Weise werden die oben angesprochenen destabilisierenden Faktoren unterstützt [Salpeter/Ross2/Chapline]. Sollte Stabilität nur bei bestimmten höheren Drücken gewährleistet sein, böte sich Dekompression als weiterer Mechanismus zur Energiefreisetzung an.

Genauere Aussagen bezüglich des Zusammenhangs zwischen Energiefreisetzungsprozess und den physikalischen Randbedingungen liegen allerdings nicht vor, s.d. auf diese Problematik hier nicht näher eingegangen werden kann.

2.5.4.3 Supraleitfähigkeit

Neben dem hohen Energiespeicherpotential stellt die vermutete Supraleitfähigkeit bei Raumtemperatur einen weiteren Treiber für die Erforschung metallischen Wasserstoffs dar [Barbee/Ashcroft1/Whitmore/Ross2/Nellis]. Begründet wird diese Eigenschaft mit dessen hohen Debeye-Temperatur [Barbee]. Die Übergangstemperatur wird bei $T_c \approx 230 \pm 85$ K vermutet. Voraussetzung ist das Vorliegen in einer verzerrten hexagonalen Hochdruckphase (~ 4 Mbar) [Barbee].

2.5.5 Schlussfolgerung / Zusammenfassung

Bis heute existiert kein Nachweis über die Bildung metallischen Wasserstoffs in atomarer Form [Nellis]. Die dazu erforderlichen Drücke oberhalb 3 Mbar konnten statisch bisher nicht realisiert werden. Die Eigenschaften können daher nur theoretisch abgeschätzt werden. Dazu bedarf es jedoch genauer Kenntnisse der Eigenschaften im unteren Druckbereich. Wegen der Beschränktheit der Messtechnik unter den extremen Bedingungen minimaler Probenvolumina und höchster Drücke ist die Qualität experimenteller Daten jedoch nur ungenügend. Beachtliche Erfolge in der Hochdrucktechnik und Messtechnik - vor allem in den letzten Jahren - haben die Wasserstoffmetall-Forschung enorm beflügelt, s.d. noch in diesem Jahrzehnt bedeutende Erkenntnisse über die Eigenschaften metallischen Wasserstoffs zu erwarten sind.

Offen bleibt ferner die Frage nach der Stabilität einmal erzeugten metallischen Wasserstoffs unter Normalbedingungen. Die im Hinblick auf die Verwendung als Treibstoff relevanten Eigenschaften sind nachfolgend zusammengefasst.

			<i>Literatur</i>
<i>Spezifischer Energieinhalt</i>	[MJ/kg]	138 ⁵⁵	[Forward2]
<i>Dichte</i>	[g/cm ³]	1 - 1,3	[Ross2]
		1,15	[Forward1]
<i>Lagertemperatur</i>	[K]	12	Unbekannt, daher Annahme für diese Analyse
<i>Lagerdruck</i>	[bar]	Unbekannt: 1 oder 1E6 oder 3E6	[Nellis]

Tabelle 17: Treibstoffrelevante Eigenschaften metallischen Wasserstoffs

In Kapitel 5.2 werden auf metallischem Wasserstoff basierende Antriebssystementwürfe zunächst unter der sehr optimistischen Annahme vorgestellt, dass dieser Stoff bei Normaldruck lagerfähig ist.

Es sei an dieser Stelle deutlich angemerkt, dass ein Einsatz von H_m als Raumfahrttreibstoff – ähnlich wie schon für HeIV argumentiert – ebenfalls nur als Zukunftsvision gesehen werden kann, denn:

- Der experimentelle Nachweis der Existenz dieses Stoffes [Savoie] ist noch nicht eindeutig und vollständig nachgewiesen; lt. [Savoie] ist lediglich die Metallisierung nachgewiesen,
- die genannten physikalischen Eigenschaften sind rein theoretisch und z.T. geschätzte Werte aus der Literatur,
- die mit einer Realisierung verbundenen technologischen Probleme, wie z.B. Herstellung in großen Mengen, Lagerung über grössere Zeiträume, Transport, Förderung ins Triebwerk, Zündung, etc. sind bisher nur im Ansatz untersucht worden.

Die Weiterbehandlung dieses Stoffes in Kapitel 5.2 soll alternative Konzepte für ein Antriebssystem beschreiben. Es wird dabei zunächst angenommen, dass die genannten technologischen Probleme beherrschbar sein werden. Es wird allerdings auch aufgezeigt, dass bei der Forderung hoher Bedrückung im Megabarbereich nach der Herstellung und während der Lagerung keinerlei Realisierungspotential für den Einsatz als Raumfahrttreibstoff für Hauptantriebe besteht.

⁵⁵ =33.000 cal/Mol

3 Raketentechnische Analyse / Theoretischer Leistungsvergleich

3.1 Gegenstand

In den vorherigen Kapiteln sind diverse Kandidaten für superhochenergetische Treibstoffe diskutiert worden. Sie sind den verschiedensten Quellen entnommen worden. Die angegebenen theoretischen Leistungsdaten sind jedoch nicht auf gleicher Berechnungsgrundlage entstanden. Dies soll in diesem Kapitel geschehen.

Alle Kandidaten besitzen hohe spezifische Reaktionsenergien. Im Hinblick auf eine praktische Anwendung ist kryogener fester Wasserstoff als Host-Matrixmaterial gewählt worden⁵⁶. Einzige Ausnahme bildet metallischer Wasserstoff, der als eigenständiger Feststoff keiner Einlagerung bedarf. Gleichwohl ist auch dessen Leistungsverhalten der besseren Vergleichbarkeit wegen unter dieser Annahme berechnet worden⁵⁷. Gleichzeitig dient der Wasserstoff als Aufheizmedium. Bei der Einlagerung der jeweiligen SHET-Komponente stellt jedoch die realisierbare Konzentration einen begrenzenden Faktor für die Leistungsfähigkeit dar. Aus diesem Grunde sind sämtliche Berechnungen für Konzentration bis 30% molar – bzw. 50% bei H_m - variiert worden.

Um eine Vergleichbarkeit mit den Ergebnissen der HEDM-Studien [Carrick] zu gewährleisten, wurden ausserdem Berechnungen mit flüssigem Sauerstoff als zusätzlicher Komponente durchgeführt, wobei dessen Anteil ebenfalls variiert wurde. Der Einfluss unterschiedlicher LOX-Anteile auf den spezifischen Impuls und die Brennkammertemperatur für die betrachteten Treibstoffkandidaten ist in Kapitel 3.4 wiedergegeben. Die in Kapitel 3.5 dargestellten Diagramme zeigen die Ergebnisse für den jeweiligen I_{sp} -optimalen LOX-Anteil.

In der Zusammenfassung (Kapitel 3.6) sind die Kandidaten genannt, denen die weiteren Kapitel dieser Arbeit gewidmet sind.

3.2 Berechnungsgrundlagen

Grundlage der Leistungsberechnung ist ein eindimensionaler Berechnungs-Code [NASA-Prg]. Allen Berechnungen liegen die nachfolgenden Annahmen zugrunde, sofern keine anderen Annahmen explizit genannt sind.

<i>Parameter</i>	<i>Wert</i>
<i>Druck in der Brennkammer</i>	68,9 bar
<i>Entspannungsverhältnis (P/P_e)</i>	68:1
<i>Bezugslevel für den spezifischen Impuls</i>	Boden (sea level)
<i>Gleichgewichtsannahme für die Berechnung</i>	währendes Gleichgewicht

Tabelle 18: Berechnungsgrundlagen für I_{sp} -Leistungsrechnungen

⁵⁶ Grundsätzliche Behandlungen festen Wasserstoffs für Raumfahrtzwecke finden sich in [Staylor/Lo5/Lo6]

⁵⁷ Bei der Betrachtung elektronenangeregten Heliums in Kapitel 2.3.3 hat sich gezeigt, dass die spezielle Form HeIV ebenfalls als eigenständiger Feststoff ohne Einlagerungsbedarf in eine kryogene Host-Matrix behandelt werden kann; für die hier durchgeführte Leistungsrechnung ist dies jedoch nicht von Belang, da sich die qualitative Gesamtaussage in diesem Kapitel dadurch nicht ändert

3.3 Kandidatenübersicht und Eigenschaften

In dem Vergleich werden die in Tabelle 19 aufgelisteten Kandidaten berücksichtigt. Sie zeichnen sich allesamt durch hohe spezifische Reaktionsenergien und niedrige Molekulargewichte aus. Es sind die Werte für die spezifischen Reaktionsenergien in cal/Mol sowie - anstatt der Molekulargewichte - die Dichten eingetragen worden, da die Werte in diesen Einheiten in das Berechnungsprogramm eingegeben wurden.

Treibstoff	Lagertemperatur T [K]	ΔH_R [cal/Mol]	Dichte ρ [g/cm ³]
Atomares Bor (B)	12,00	135.000 ⁵⁸	2,460 ⁵⁹
Kohlenstoff (C)	12,00	171.300 ⁵⁸	2,267 ⁵⁹
Atomarer Wasserstoff (H)	12,00	52.098 ⁵⁸	0,080
Metallischer Wasserstoff (H _m)	12,00	33.000 ⁶⁰	1,150 ⁶¹
Tetrawasserstoff (H ₄)	5,00	186.64 ⁶²	0,085
Triplett Helium (He ₂ [*]) ⁶³	1,45	414.906 ⁶⁴	0,998 ⁶⁴
Molekulares Bor (B ₂)	12,00	159.600 ⁵⁸	2,460
Lithiumbor (LiB)	12,00	207.200 ⁵⁸	1,498 ⁶⁵
Fester Wasserstoff (SH ₂)	12,00 / 5,00 / 1,45	-2.210 ⁵⁸ / -2.177 / -2.154	0,080 / 0,085 / 0,088
Flüssiger Sauerstoff (O ₂)	90,18	- 3.102 ⁵⁸	1,149

Tabelle 19: Erforderliche Eingabegrößen für die theoretischen Leistungsrechnungen⁶⁶

Die Lagertemperatur der Komponenten ergibt sich aus den physikalischen Eigenschaften bzw. aus der Stabilisierungsproblematik. Dichte und Enthalpie sind bei Fehlen einer Quellenangabe angenommen.

⁵⁸ aus [Carrick]

⁵⁹ [http://www.webelements.com/]

⁶⁰ aus [Forward2]

⁶¹ aus [Forward1]

⁶² aus [Kuppermann]

⁶³ Die im Kapitel 5.1 betrachtete Sonderform metastabilen Heliums, HeIV, verfügt über die gleiche Reaktionsenthalpie, da aus der Bildung von He₂^{*} (Molekülen) ausgegangen wird; in dieser Leistungsrechnung wird daher nur He₂^{*} berücksichtigt

⁶⁴ aus [Frisbee]

⁶⁵ Mittlere Dichte aus [http://www.webelements.com/] angenommen

⁶⁶ Bei den Daten für die Reaktionsenthalpie und Dichte, die der angegebenen Literatur entnommen sind, kann davon ausgegangen werden, dass sie für die angegebenen Lagertemperatur gelten; bei den übrigen Werten handelt es sich um Schätzwerte; Variationen dieser Werte um ±2,5 % haben nur geringe Änderungen der Leistungsdaten bewirkt; die quantitativen Aussagen der Ergebnisse der Leistungsberechnungen werden dadurch nicht beeinträchtigt

3.4 Einfluss LOX-Beimischung

3.4.1 Berechnungen mit H

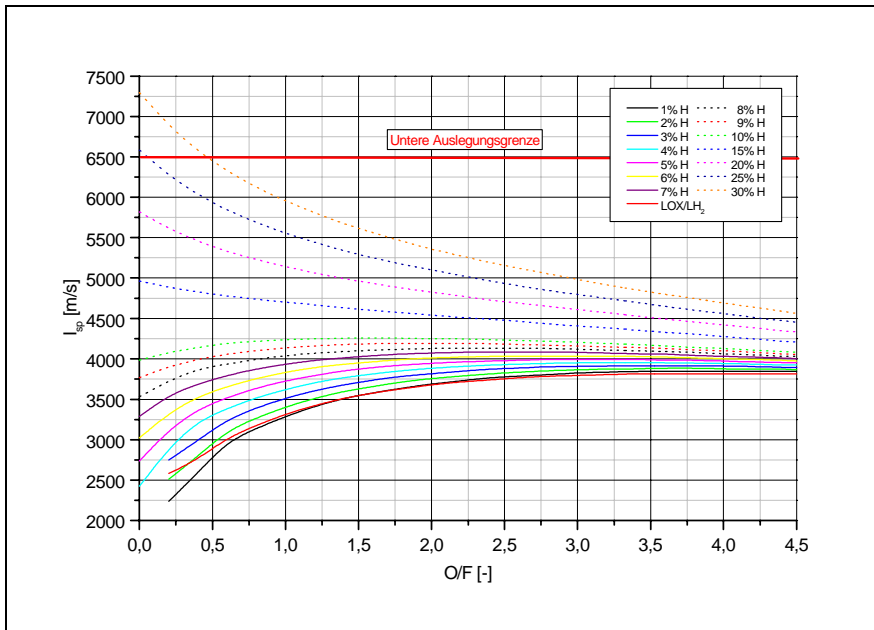


Abbildung 21:
Spez. Impuls in Abhängigkeit
des O/F-Verhältnisses für H

Zum Vergleich ist ferner der
Verlauf für die Verbindung
LOX/LH₂ eingetragen (auch in
den nachfolgenden Ab-
bildungen)

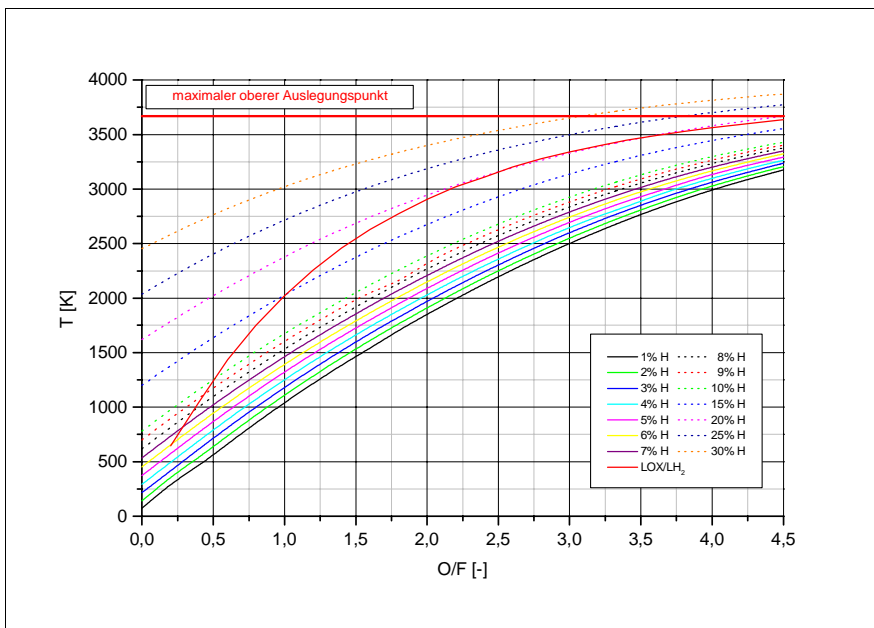


Abbildung 22:
Brennkammertemperatur in
Abhängigkeit des O/F-Ver-
hältnisses für H

O/F bezeichnet das Massenverhältnis des Oxidators Sauerstoff bezogen auf den festen Wasserstoff der Hostmatrix und den Anteil der additiven Komponente; in diesem Fall atomarer Wasserstoff. Werte für O/F größer 4,5 sind nicht eingetragen, das sie bezüglich der unteren Auslegungsgrenze für den spezifischen Impuls nicht mehr relevant sind. Die Bezeichnung X % H gibt den molaren Anteil der additiven Komponente innerhalb der Hostmatrix an. Die Schnittpunkte der Kurven für O/F=0 entsprechen den spezifischen Impulsen ohne LOX. Bei molaren Wasserstoff-Konzentrationen kleiner gleich 10 % führt die Beimischung von flüssigem Sauerstoff zu einer Leistungssteigerung. Diese ist um so stärker, je geringer der Wasserstoff-Anteil ist. Es zeigt sich ferner, dass die sich ergebenden Optima bei geringeren Wasserstoff-Konzentrationen zu höheren O/F-Werten wandern.

Bei Wasserstoff-Konzentrationen über 10 % führt eine LOX-Beimischung zu einer Leistungsabnahme. Diese ist umso stärker, je höher der Wasserstoff-Anteil ist. Der Grund hierfür ist das durch die Addition von LOX zunehmende mittlere Molekulargewicht der Reaktionsprodukte. Dieser Effekt wird nicht durch eine entsprechende Zunahme der Brennkammertemperatur kompensiert.

Unter Leistungsgesichtspunkten und Berücksichtigung einer praktischen Wasserstoff-Konzentrationsgrenze von 5 % ist die Beimischung von LOX zu empfehlen. Ob dies auch unter raketentechnischen Gesichtspunkten zutrifft, müsste näher untersucht werden. Immerhin nimmt mit der zusätzlichen Komponente die Komplexität eines Gesamtsantriebssystems zu.

Es zeigt sich, dass spezifische Impulse über 6.500 m/s nur mit sehr hohen Wasserstoffkonzentrationen (ab ca. 23 Mol%) realisierbar erscheinen. Derartige Konzentrationen liegen jedoch – wie bereits angesprochen – jenseits der praktischen Machbarkeit.

Zum Vergleich ist in die Abbildung 21 der Isp-Verlauf für die klassische Verbindung LOX/LH₂ eingetragen. Der Einfluss der LOX-Beimischung auf die Brennkammertemperatur ist in Abbildung 22 dargestellt. Die angenommene Temperaturobergrenze wird unter dem Gesichtspunkt realisierbarer Wasserstoff-Konzentrationen nicht erreicht.

3.4.2 Berechnungen mit H_m

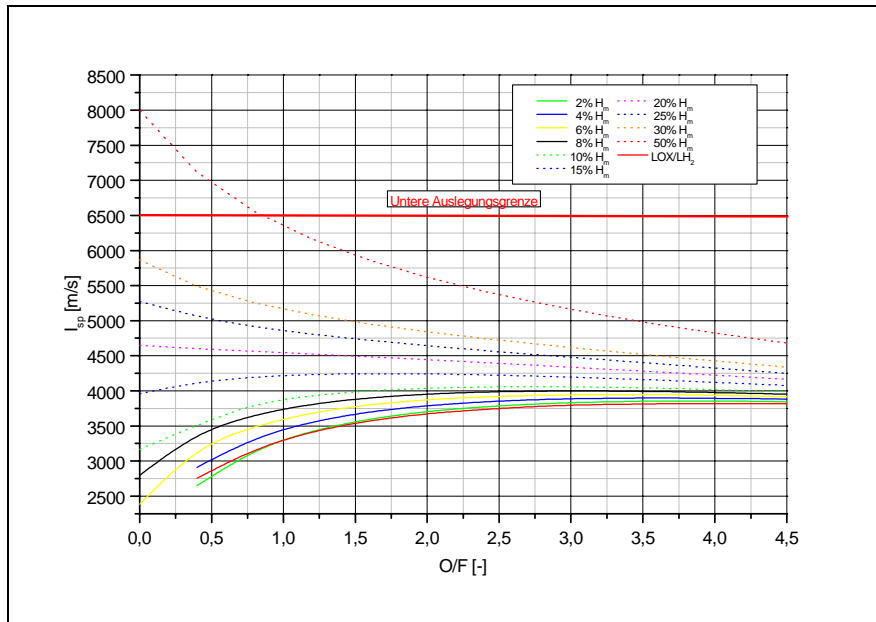


Abbildung 23:
Spez. Impuls in Abhängigkeit
des O/F-Verhältnisses für H_m

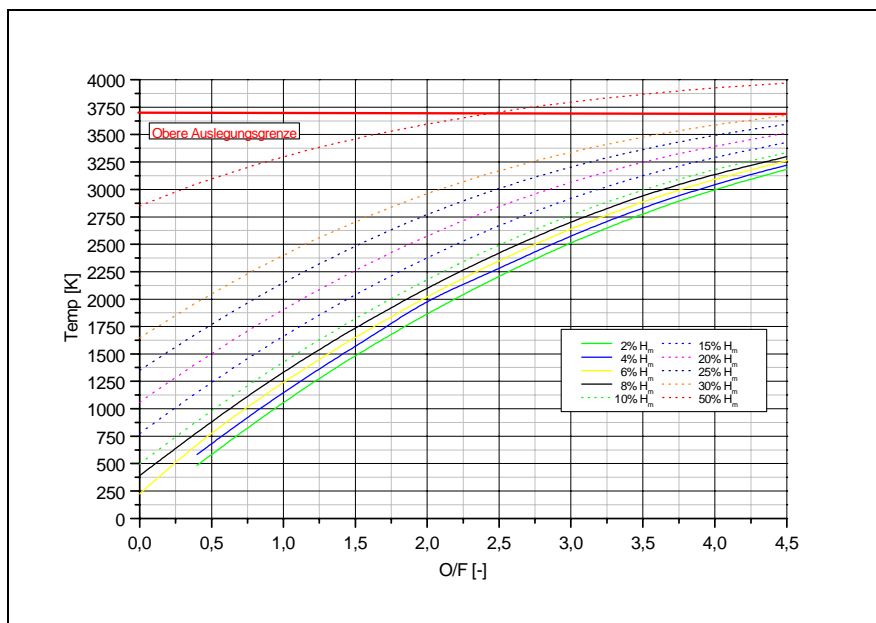


Abbildung 24:
Brennkammertemperatur in
Abhängigkeit des O/F-
Verhältnisses für H_m

Metallischer Wasserstoff ist bis 50 Mol% variiert worden, da hier die Konzentration keinen begrenzenden Faktor darstellt. Ohne LOX-Beimischung liefert der verwendete Berechnungscode für Konzentrationen kleiner 6 % keine Werte. Es gibt daher keine Schnittpunkte mit der Ordinate.

3.4.3 Berechnungen mit C

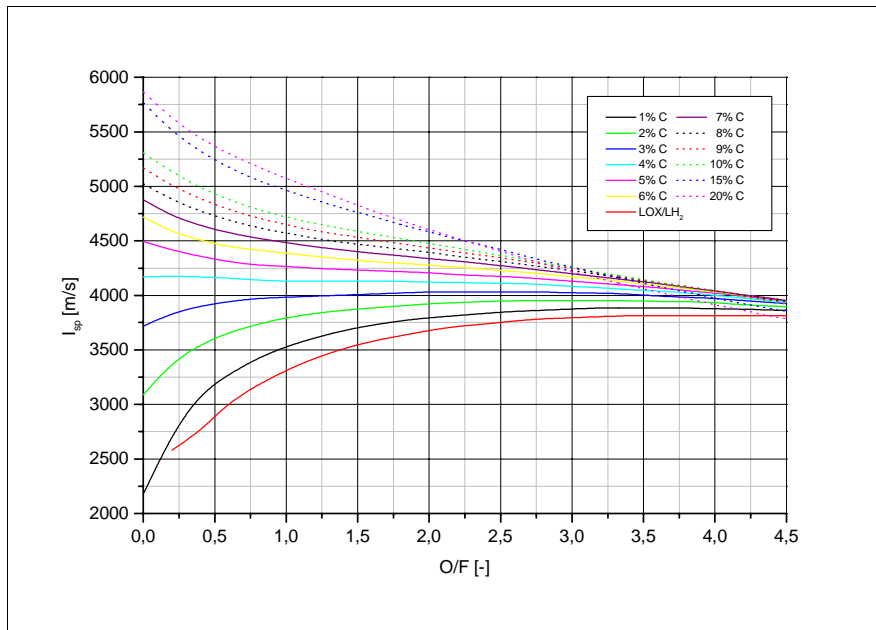


Abbildung 25:
Spez. Impuls in Abhängigkeit
des O/F-Verhältnisses für
Kohlenstoff

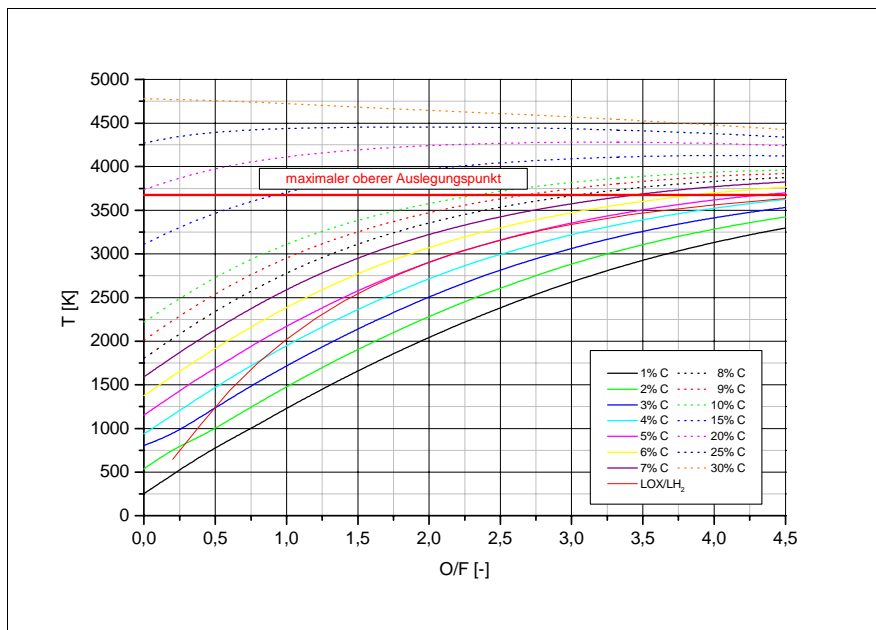


Abbildung 26:
Brennkammertemperatur in
Abhängigkeit des O/F-
Verhältnisses für Kohlenstoff

Der LOX-Einfluss auf den I_{sp} ist ähnlich dem schon bei atomarem Wasserstoff beschrieben. Bei höheren O/F-Verhältnissen (>3) fallen die Kurven der größeren C-Konzentrationen stärker ab, so dass der sich ergebende I_{sp} unter dem geringerer C-Konzentrationen liegt. Wird eine realisierbare C-Konzentration von 5 % zugrunde gelegt, spielt dieser Effekt keine Rolle. Er wird daher nicht weitergehend untersucht.

Eine 5%tige C-Konzentration führt ohne LOX-Beimischung zu einem I_{sp} von nur 4.500 m/s. Selbst bei 20 % werden noch nicht einmal 6.000 m/s erreicht.

Im Gegensatz zu den Berechnungen mit atomarem Wasserstoff werden schon bei geringer LOX-Beimischung sehr hohe Brennkammertemperaturen erreicht, sofern die C-Konzentration hoch genug ist. Zum Vergleich ist der Verlauf der Brennkammertemperatur für die klassische Verbindung LOX/LH₂ in Abbildung 26 eingetragen.

3.4.4 Berechnungen mit B

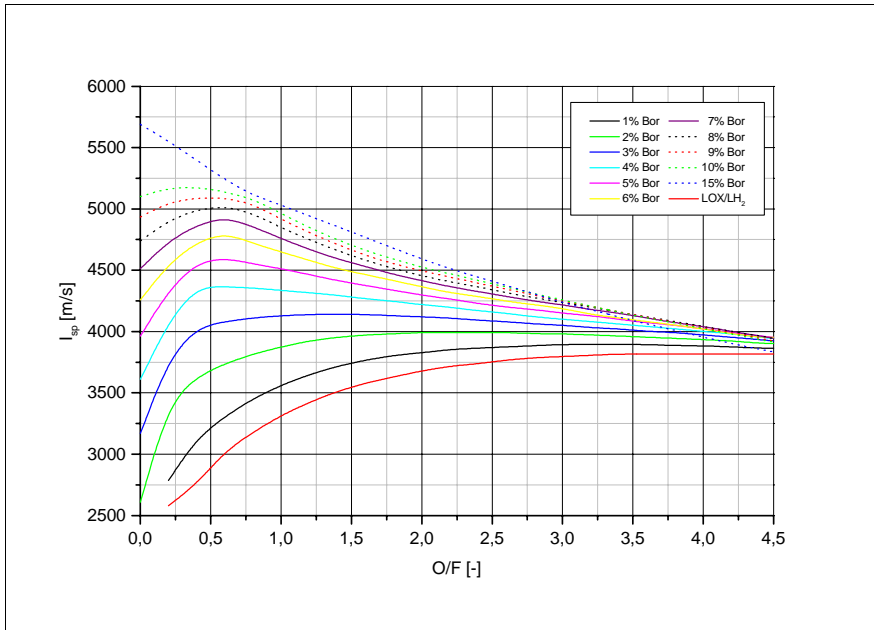


Abbildung 27:
Spez. Impuls in Abhängigkeit
des O/F-Verhältnisses für Bor

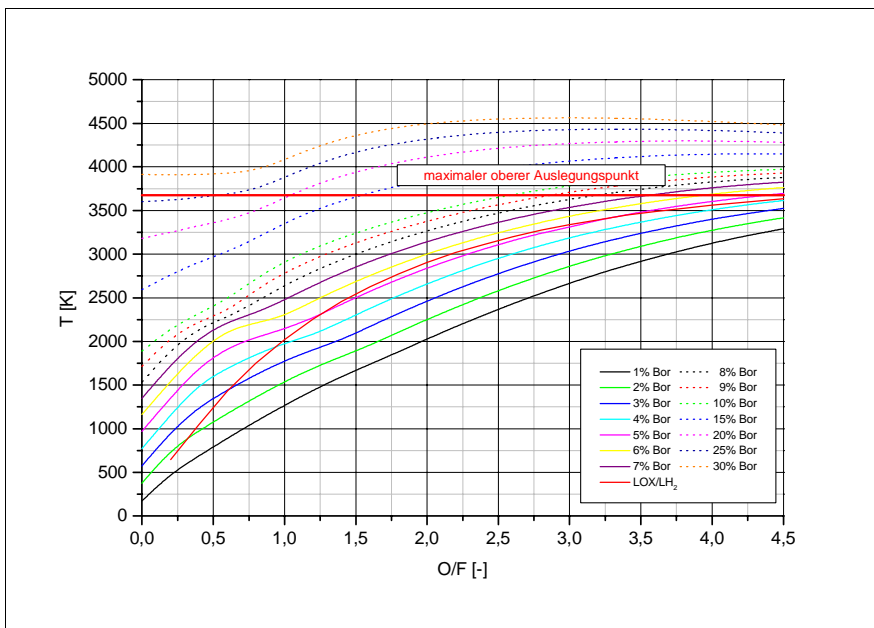


Abbildung 28:
Brennkammertemperatur in
Abhängigkeit des O/F-
Verhältnisses für Bor

Selbst bei höheren B-Konzentrationen bis 10 % führt LOX-Beimischung zu einer I_{sp} -Steigerung. Die Optima werden allerdings schon bei geringen O/F-Verhältnissen erreicht. Wie beim Kohlenstoff lassen sich unter realistischen Annahmen auch mit Bor keine Steigerungen des I_{sp} in den Bereich über 6.500 m/s realisieren.

3.4.5 Berechnungen mit LiB

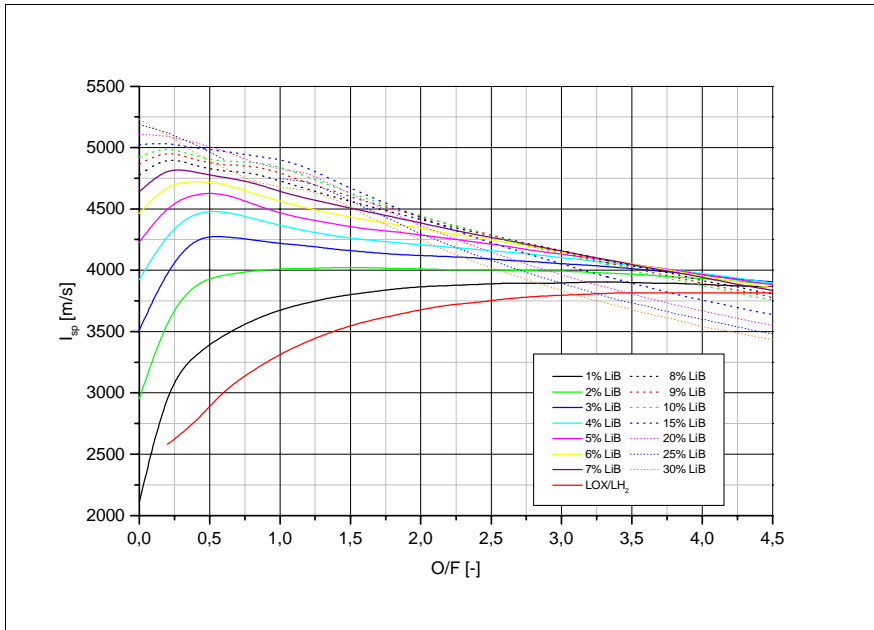


Abbildung 29:
Spez. Impuls in Abhängigkeit
des O/F-Verhältnisses für LiB

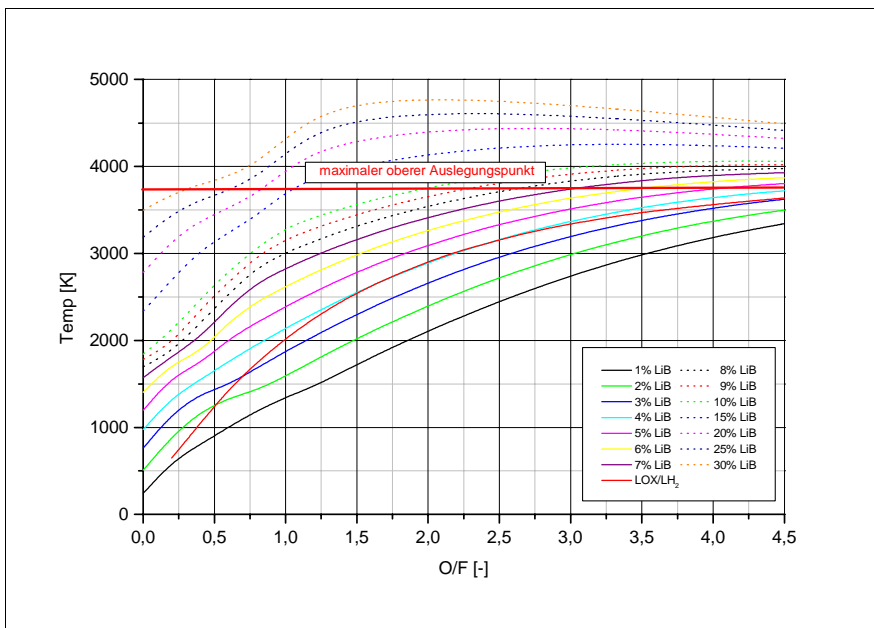


Abbildung 30:
Brennkammertemperatur in
Abhängigkeit des O/F-
Verhältnisses für LiB

Die Ergebnisse der Berechnungen mit LiB ähneln denen mit C und B. Eine LOX-Beimischung führt zu erheblichen Steigerungen des I_{sp} im Bereich niedriger LiB-Konzentrationen. Das Ziel von 6.500 m/s wird aber auch hier nicht erreicht.

3.4.6 Berechnungen mit B₂

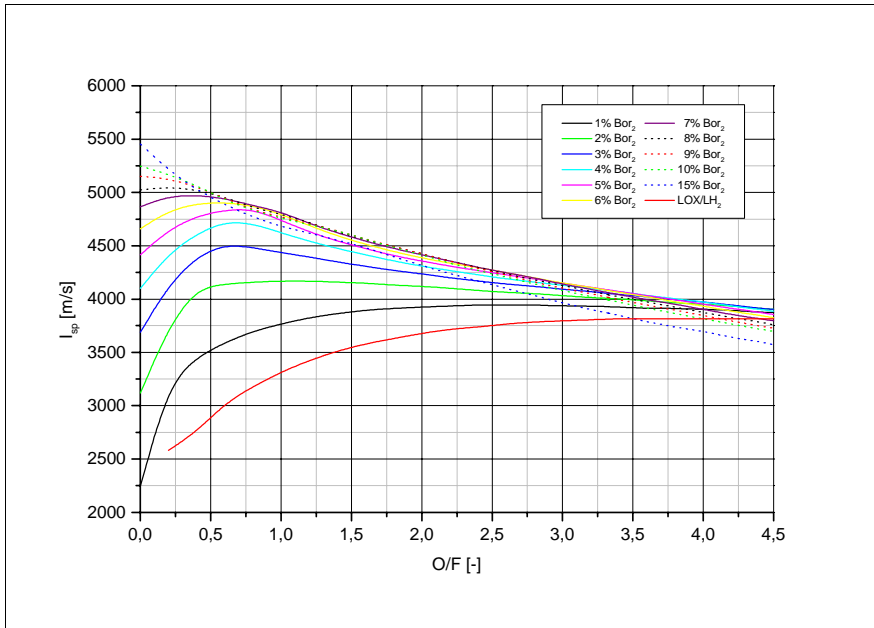


Abbildung 31:
Spez. Impuls in Abhängigkeit
des O/F-Verhältnisses für
molekulares Bor

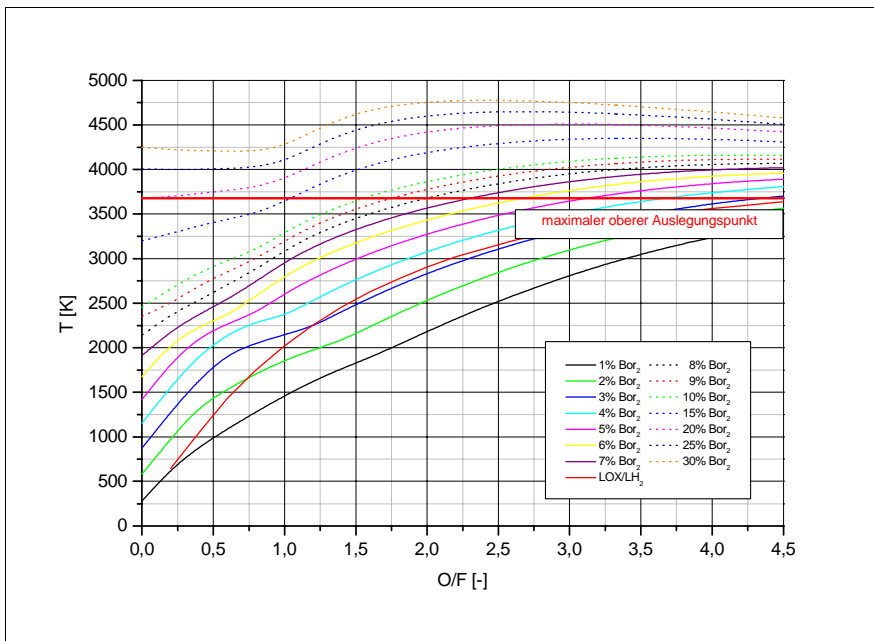


Abbildung 32:
Brennkammertemperatur in
Abhängigkeit des O/F-
Verhältnisses für B₂

Das Ziel von 6.500 m/s wird auch mit B₂ nicht erreicht.

3.4.7 Berechnungen mit H₄

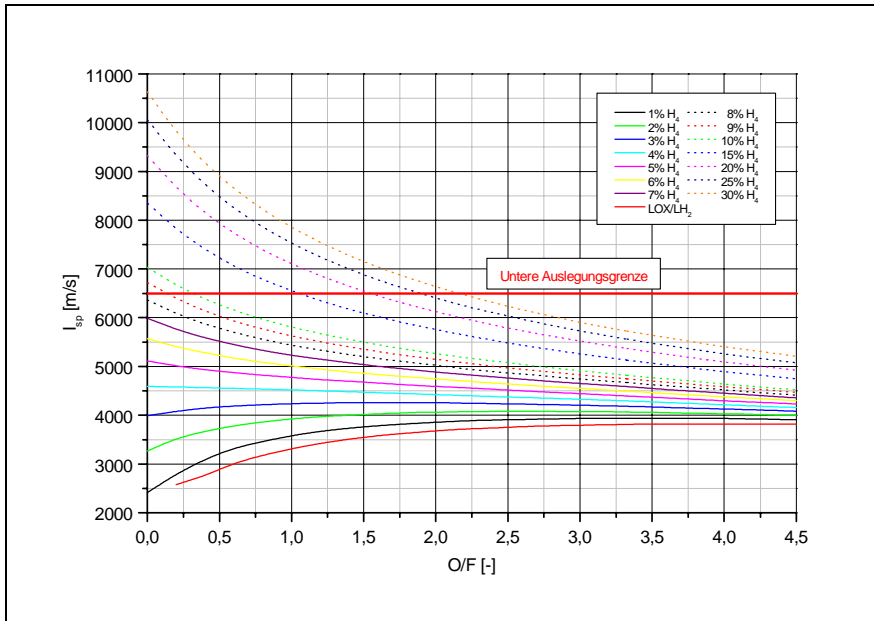


Abbildung 33:
Spez. Impuls in Abhängigkeit
des O/F-Verhältnisses für
Tetrawasserstoff

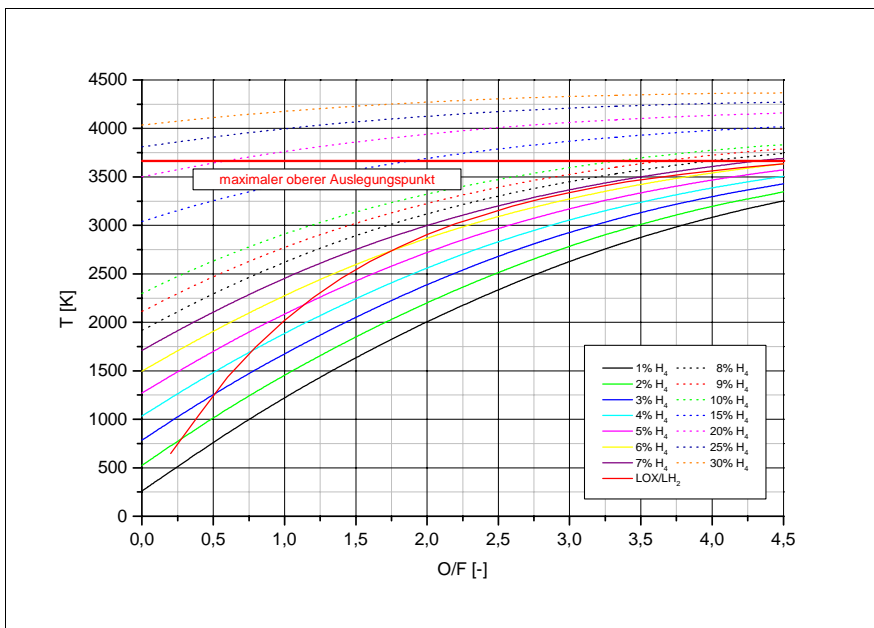


Abbildung 34:
Brennkammertemperatur in
Abhängigkeit des O/F-
Verhältnisses für H₄

Die Verbindung mit H₄ hat einen hohen erreichbaren I_{sp} . Allerdings liegt der spez Impuls bei einer Konzentration von 5 % nur knapp über 5.000 m/s.

3.4.8 Berechnungen mit He₂*

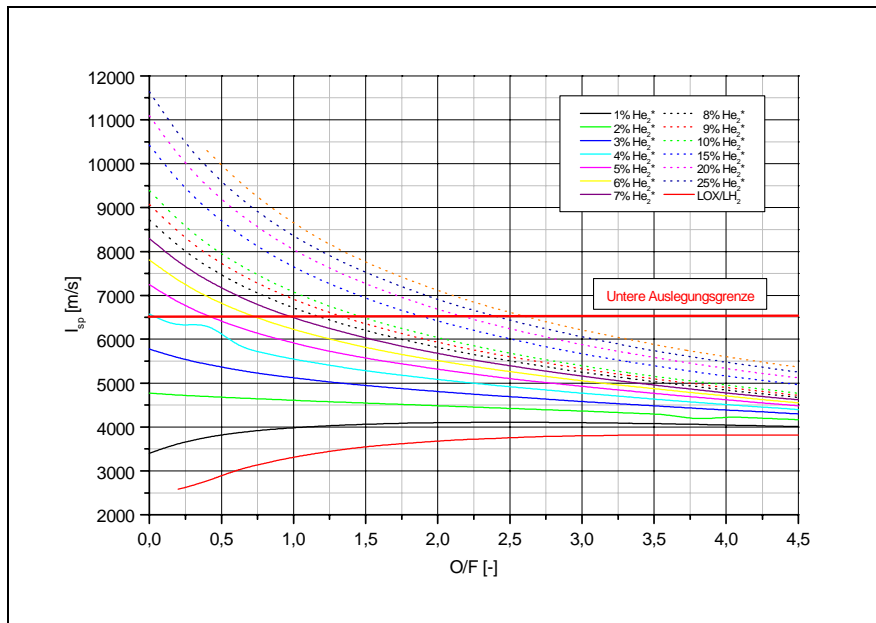


Abbildung 35:
Spez. Impuls in Abhängigkeit
des O/F-Verhältnisses für
Triplet Helium (He₂*

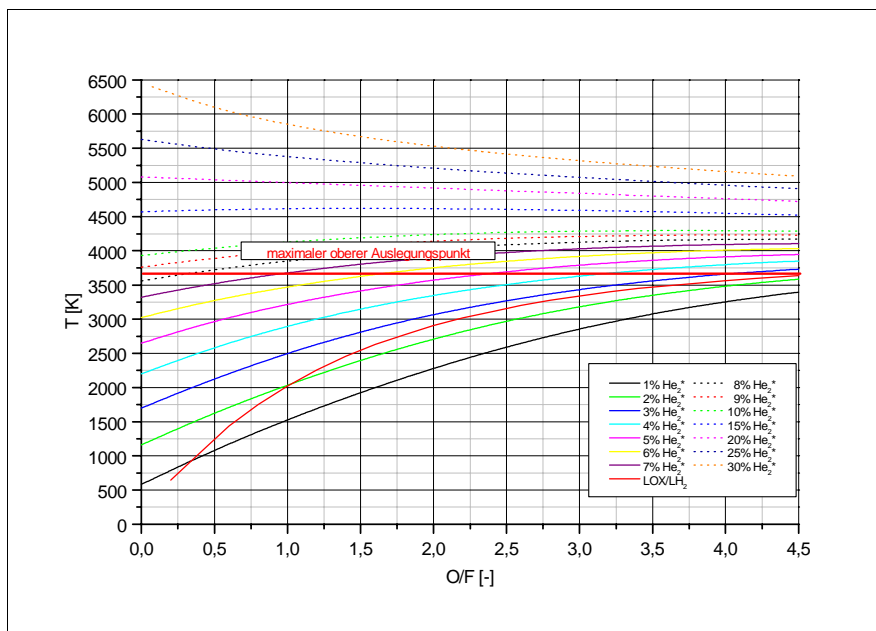


Abbildung 36:
Brennkammertemperatur in
Abhängigkeit des O/F-
Verhältnisses für He₂*

Die Verbindung mit He₂* überschreitet bei einer Konzentration von 5 % als einziger Kandidat die I_{sp} -Grenze von 6.500 m/s. LOX-Beimischung ist dazu nicht erforderlich. Die Brennkammertemperatur ist bei dieser Konzentration mit $T_c=2.700$ K unkritisch.

3.5 Zusammenfassung der Ergebnisse

3.5.1 Spezifischer Impuls

Abbildung 37 zeigt den bodenspezifischen Impuls in Abhängigkeit der molaren Konzentration in einer Trägermatrix aus festem Wasserstoff. Die rote Linie symbolisiert die untere Auslegungsgrenze.

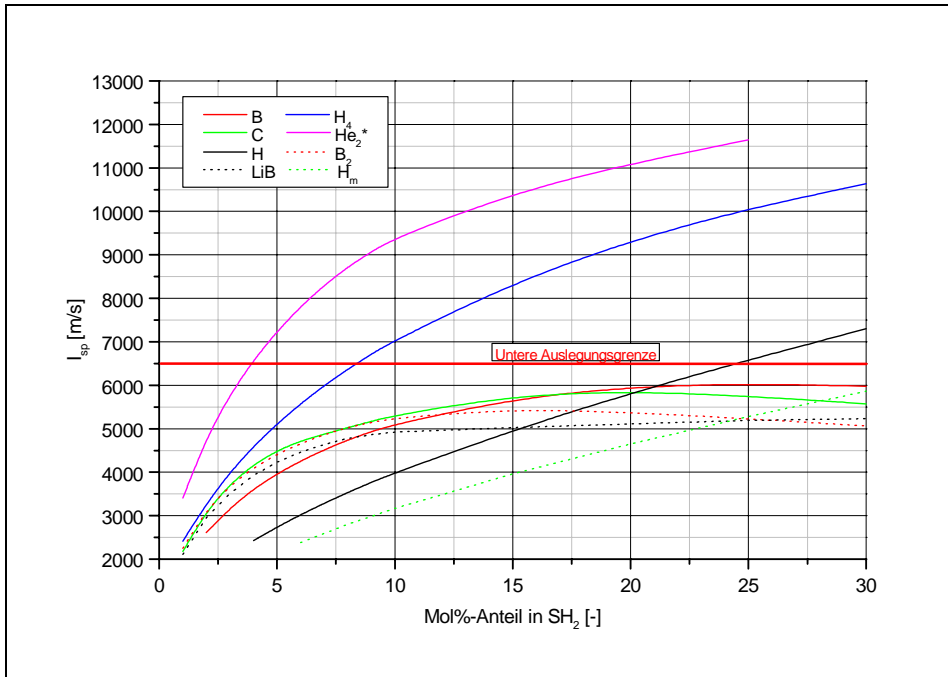


Abbildung 37:
Bodenspezifischer Impuls unkonventioneller TS, in Abhängigkeit von der Konzentration in einer Matrix aus festem Wasserstoff, ohne LOX

Nur H_4 , He_2^* , H_m , und H liefern in dem betrachteten Konzentrationsspektrum theoretische spez. Impulse über 6.500 m/s, was für diese Arbeit als geforderte Untergrenze definiert ist. Sämtliche andere Kandidaten scheiden aus.

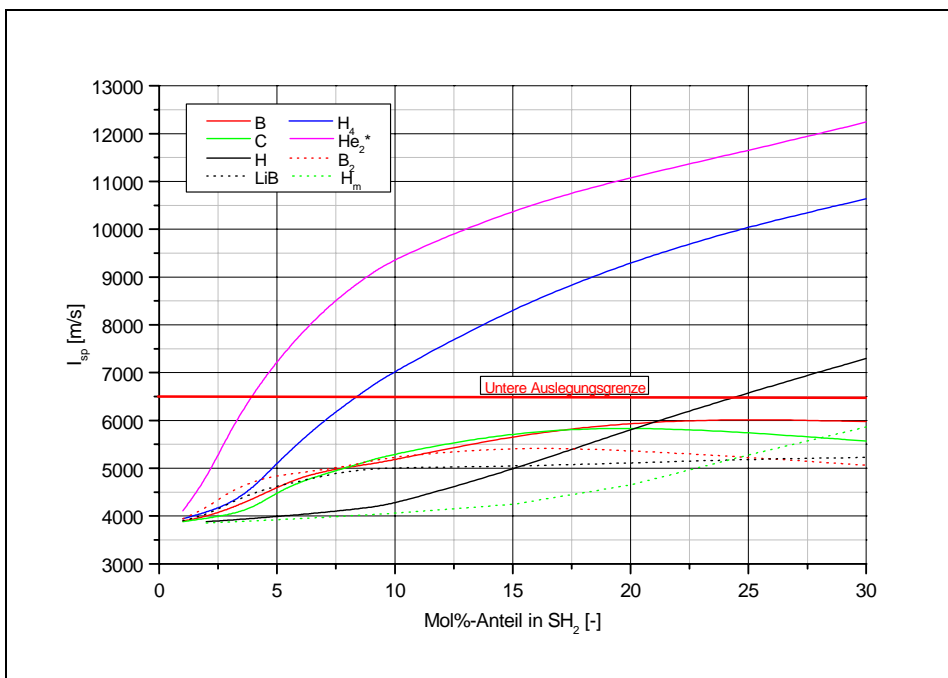


Abbildung 38:
Optimaler bodenspezifischer Impuls incl. Beimischung von LOX;

Darstellung für jeweils I_{sp} -optimalen LOX-Anteil: im Bereich geringer Konzentration ergeben sich höhere I_{sp}

Wenn die unter praktischen Gesichtspunkten realisierbare Konzentration von fünf Molprozent herangezogen wird, bleibt nur noch He_2^* übrig. Tatsächlich kann auch metallischer Wasserstoff als weiterhin geeignet eingestuft werden, da die 5%-Grenze für ihn nicht gilt. H_m erfordert keine Einlagerung in eine kryogene Host-Matrix. In Abbildung 38 ist der spez. Impuls jeweils unter Berücksichtigung der Zugabe von LOX (Isp-optimiert) dargestellt.

Als Ergebnis der LOX-Beimischung ergeben sich höhere I_{sp} im Bereich geringer Konzentration. Im Bereich höherer Konzentrationen über 10 % sind die Ergebnisse nahezu unverändert. Sauerstoffbeimischung spielt dann kaum noch eine Rolle; der hohe Anteil der reaktionsstarken Komponenten führt zu deren Dominanz.

Zu beachten ist in diesem Zusammenhang ferner die durch die Verwendung der weiteren Komponente LOX bedingte Zunahme der Tank- und Triebwerksmassen. Diese wirken sich für das Gesamtsystem leistungsmindernd aus, so dass u.U. trotz einer vermeintlichen Leistungssteigerung insgesamt die Performance eines Trägersystems abnimmt. Da der I_{sp} -Zuwachs durch LOX-Beimischung nur den Bereich unterhalb von 6.500 m/s tangiert, wird auf eine weitergehende Betrachtung im Rahmen dieser Arbeit verzichtet.

3.5.2 Brennkammertemperatur

Unter praktischen Gesichtspunkten ist auch immer die Brennkammertemperatur von Bedeutung. Zu hohe Temperaturen sind aus material- u. kühlungstechnischen Gründen nicht erwünscht, da sie nur schwer beherrschbar sind. Als Temperaturobergrenze wird in dieser Arbeit der Wert des SSME⁶⁷ von 3.700 K herangezogen. Die für die betrachteten Kandidaten berechneten Brennkammertemperaturen sind in Abbildung 39 und Abbildung 40 dargestellt. Die rote Linie symbolisiert die obere Auslegungsgrenze. Auf Grund der hohen Brennkammertemperaturen liefert das NASA-Programm für hohe Triplett Helium Konzentrationen keine Ergebnisse mehr (vergl. Abbildung 37).

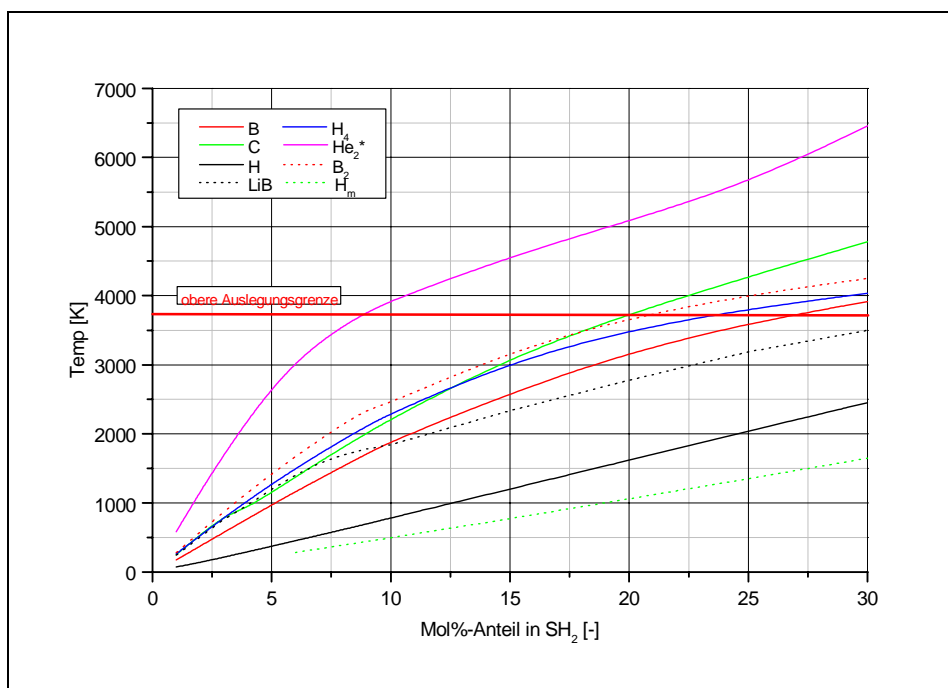


Abbildung 39: Brennkammertemperatur unkonventioneller TS, in Abhängigkeit von der Konzentration in einer Matrix aus festem Wasserstoff (ohne LOX)

⁶⁷ Space Shuttle Main Engine

Während bei atomarem und metallischem Wasserstoff auch für höhere Konzentrationen nicht die als kritisch definierte Temperatur von 3.700 K überschritten wird, führen schon geringe Triplet Helium-Konzentrationen (ab ca. 8,6 Mol%) zu einem Übersteigen der oberen Auslegungsgrenze, so dass nicht das volle Leistungspotential ausgeschöpft werden kann. Gleiches gilt, wenn auch erst bei wesentlich höheren Konzentrationen (ab ca. 24 Mol%), für Tetrawasserstoff.

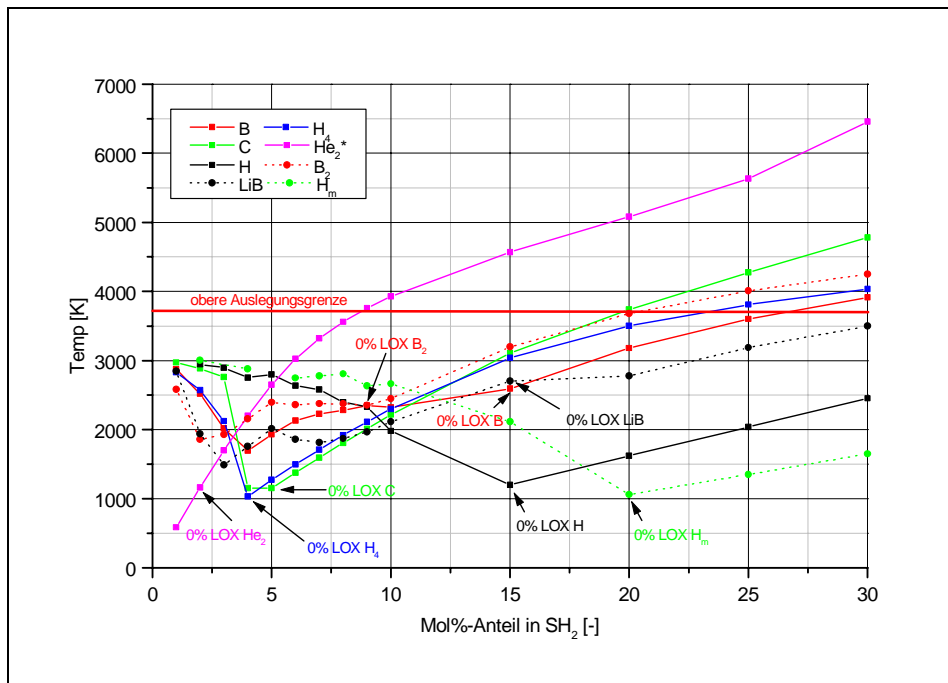


Abbildung 40:
Brennkammertemperatur unkonventioneller TS, in Abhängigkeit von der Konzentration in einer Matrix aus festem Wasserstoff mit LOX (Isp-optimal);

der jeweilige Berührungspunkt des Pfeils mit der Kurve zeigt an, dass der LOX-Anteil dann Null ist

Abbildung 40 zeigt die Verläufe für die Brennkammertemperatur bei Berücksichtigung von I_{sp}-optimaler LOX-Beimischung. Auf den Kurven sind die Berechnungspunkte markiert. Bei zunehmenden molaren Anteilen der superhochenergetischen Komponente hat LOX einen abnehmenden Einfluss auf die Brennkammertemperatur. Für die verschiedenen Kurven ergeben sich Minima, weil mit Zunahme der molaren Konzentration der SHET-Komponente, die I_{sp}-Maxima der Kurven für die verschiedenen molaren Anteile zu geringen O/F-Verhältnissen wandern, und somit zu geringen Temperaturen. Da für jeden Anteil der molaren Komponente jeweils die I_{sp}-optimale LOX-Beimischung betrachtet wird, wird der LOX-Anteil bei höherer SHET-Konzentration Null (s. entsprechende Beschriftung an der jeweiligen Kurve). Für Triplet Helium liegt das Minimum bereits bei 2 Mol%. Mit Wegfall der LOX-Beimischung steigt die Brennkammertemperatur grundsätzlich mit der SHET-Konzentration an.

Bei molaren SHET-Anteilen von 5 % erreicht keine der betrachteten Verbindungen die kritische Temperaturobergrenze.

3.5.3 Volumenspezifischer Impuls

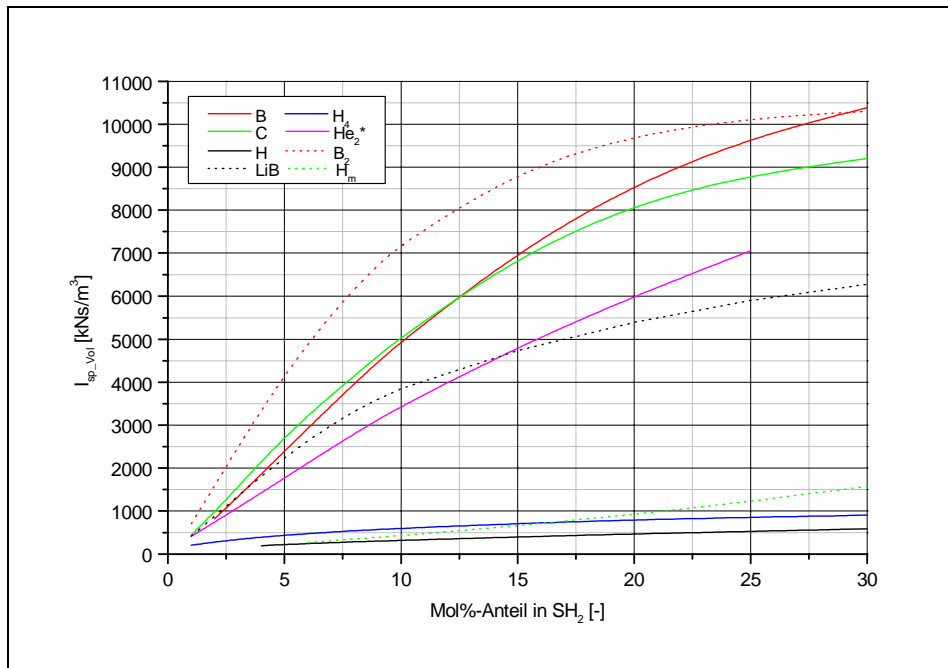


Abbildung 41:
Volumenspezifischer
Impuls der unkonventionellen Treibstoffe
(ohne LOX)

Der volumenspezifische Impuls ergibt sich durch Multiplikation des spezifischen Impulses mit der mittleren Treibstoffdichte und ist ein Maß für das erforderliche Tankvolumen. Größere Tankvolumina führen zu einer Erhöhung der Tankmassen und zu einer Reduzierung der Nutzlastmassen.

Die Berechnungen (s. Abbildung 41) führen zu relativ geringen volumenspezifischen Impulsen für die Komponenten H, H_m und H₄. Sämtliche andere Komponenten liefern selbst bei niedrigen Konzentrationen relativ hohe volumenspezifische Impulse.

Die in den oberen Kapiteln geführten Diskussionen im Hinblick auf die technischen Erfordernisse zur Stabilisierung und Lagerung der SHET-Komponenten haben bereits erkennen lassen, dass im Vergleich zu konventionellen Treibstoffen erheblich höhere Strukturmassenanteile bei der Implementierung in ein Trägersystem zu erwarten sind. In den weiteren Kapiteln dieser Arbeit spielt das Kriterium I_{sp_Vol} daher keine übergeordnete Rolle.

3.6 Abschließende Auswahl und Begründung

Die theoretischen Leistungsrechnungen haben gezeigt, dass nur die Komponenten H₄, H_m, H und He₂* die I_{sp} -Untergrenze von 6.500 m/s überschreiten. Werden 5 % als technische Obergrenze für die molare Konzentration der superhochenergetische Komponente in einer kryogenen Wasserstoffmatrix angesehen, fallen atomarer Wasserstoff und Tetrawasserstoff aus dem engeren Kreis der Kandidaten heraus. Für metallischen Wasserstoff gilt diese Grenze nicht, da er als eigenständiger Feststoff keiner Einbindung in eine kryogene Feststoffmatrix bedarf.

Als Zwischenergebnis dieser Arbeit kann festgehalten werden, dass unter Berücksichtigung der in den Einleitungskapiteln getroffenen Auswahlkriterien lediglich elektronenangeregtes Helium und metallischer Wasserstoff ein begründbares Potential als zukünftige Raumfahrttreibstoffe haben.

Mit He_2^* sind bei 5 % molarer Konzentration spezifische Impulse über 6.500 m/s erreichbar; gleichzeitig wird die kritische Brennkammertemperatur nicht überschritten.

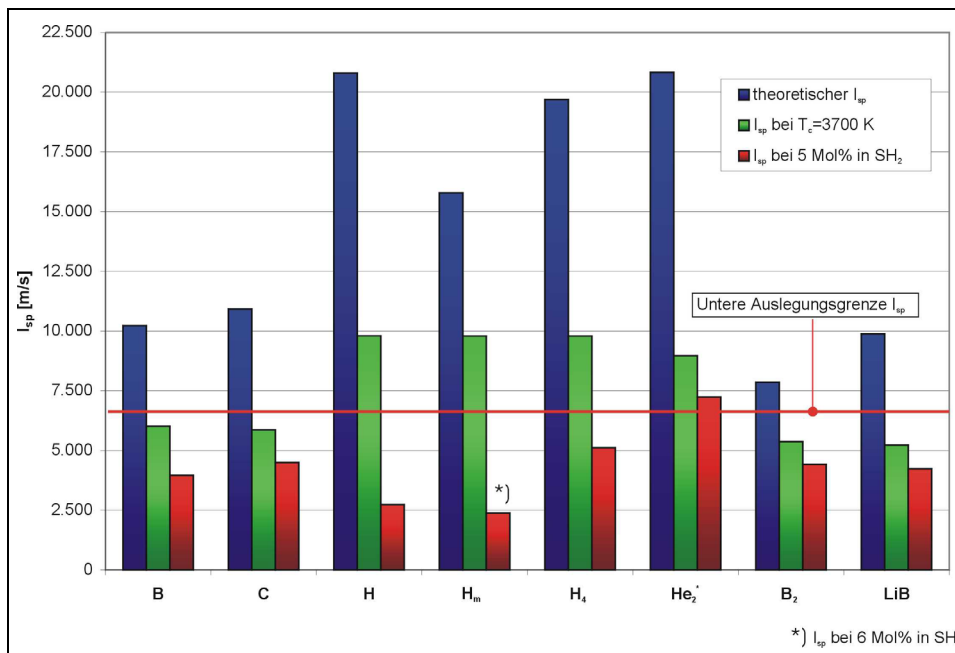


Abbildung 42:
Abschließender Vergleich der untersuchten Treibstoffe;

Für die Berechnung des theoretischen Impulses wurde Gleichung 1 verwendet ($\eta=0,8$). Die Werte der Reaktionsenthalpie sind Tabelle 19 zu entnehmen

Beide Kandidaten werden im nachfolgenden Kapitel 5 dahingehend untersucht, wie ein mögliches Antriebssystem gestaltet sein könnte. Die weitergehende Betrachtung der Auslegung eines entsprechenden Trägersystems in Kapitel 6 reduziert sich auf angeregtes Helium als einzigen Kandidaten superhochenergetischer Treibstoffe, mit höherem Realisierungspotential.

4 Kritische Technologien

Die vorangegangenen Kapitel haben gezeigt, dass die Verwendung superhochenergetischer Treibstoffe die Einhaltung extremer Werte verschiedener kritischer Parameter erfordert. Hierzu zählen kryogene Temperaturen, sehr hohe Magnetfelder sowie höchste Drücke. Die entsprechenden Technologien werden nachfolgend vorgestellt und diskutiert. Zusätzlich wird auf die spezielle Problematik der Pelletförderung eingegangen, da – wie sich in Kapitel 5 zeigen wird - die Verwendung superhochenergetischer Treibstoffe wahrscheinlich nur in Form von Pellets realisierbar erscheint.

Die in diesem Kapitel erläuterten kritischen Technologien sind nicht alle für die in dieser Arbeit näher behandelten superhochenergetischen Treibstoffkandidaten, HeIV und H_m , relevant; aber für jene, die in Kapitel 2 (Treibstoffkandidaten) diskutiert wurden. Sollten zukünftige neue Erkenntnisse zu höherer Realisierungswahrscheinlichkeit der ausgeschiedenen Kandidaten führen, bietet die nachfolgende Zusammenstellung einen Einstieg in die Neubehandlung dieser Kandidaten.

4.1 Kühltechniken

Das Erreichen ultratiefer Temperaturen in die Bereiche unter 3 K stellt heutzutage kein technisches Problem mehr dar, sofern die abzukühlenden Volumina klein sind. Es bieten sich verschiedene, in Abbildung 43 aufgelistete und in [Leppich] ausführlich beschriebene Techniken an. Neben der erreichbaren Temperatur unterscheiden sie sich in der Dauer des Abkühlvorganges, Masse, Kontinuität der Kälteleistung, Energiebedarf, Volumenbedarf, Sicherheit, Kosten sowie der möglichen Masse des abzukühlenden Stoffes. Im Rahmen der atomaren Wasserstoffforschung sind bisher vornehmlich Entmischungskühlung [Rosen1] sowie Verdampfungskühlung zum Einsatz gekommen [Hess]. Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt sind bisher nur mit sog. magneto-optischen Verfahren realisiert worden.

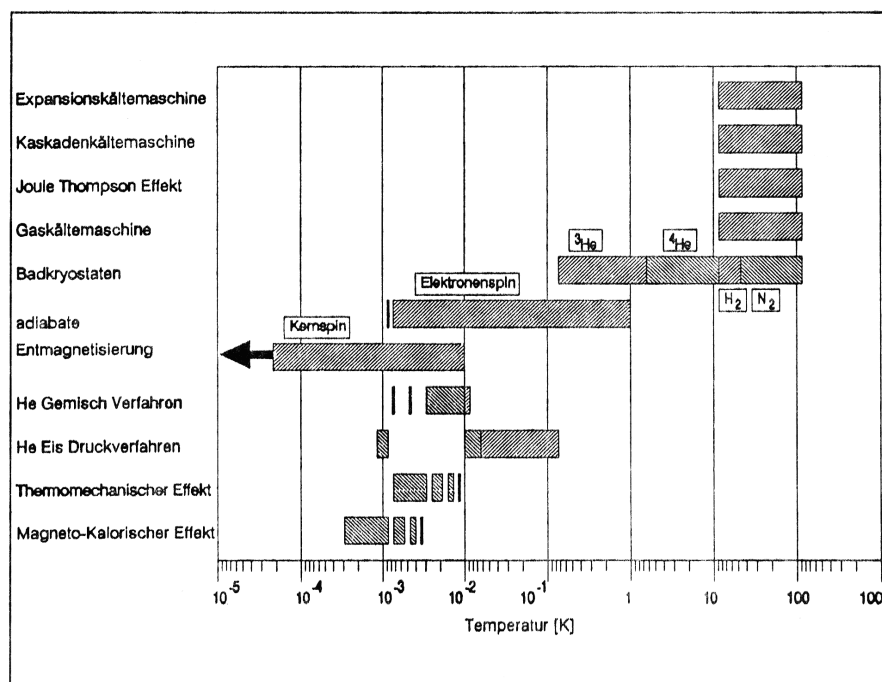


Abbildung 43:
Temperaturbereiche
verschiedener Kühl-
techniken [Leppich]

4.1.1 Entmischungskühlung

Entmischungskühlung basiert auf dem Mischungsverhalten der beiden verflüssigten Heliumisotope ^3He und ^4He im sog. Entmischungskryostaten bzw. "dilution refrigerator". Wie aus dem (T,X)-Phasendiagramm in Abbildung 44 hervorgeht, ist das ^3He - ^4He -Gemisch oberhalb 0,83 K je nach der ^3He -Konzentration normal- oder supraflüssig [Lounasmaa/Gobrecht]. Darunter existieren zwei nicht mischbare Phasen verschiedener Dichte, die eine reich an ^4He , supraflüssig und schwer, die andere reich an ^3He , normalflüssig und leicht. Die supraflüssige Phase enthält nahe dem absoluten Nullpunkt einen ^3He -Anteil von 6,37 %, die normalflüssige besteht dagegen aus reinem ^3He .

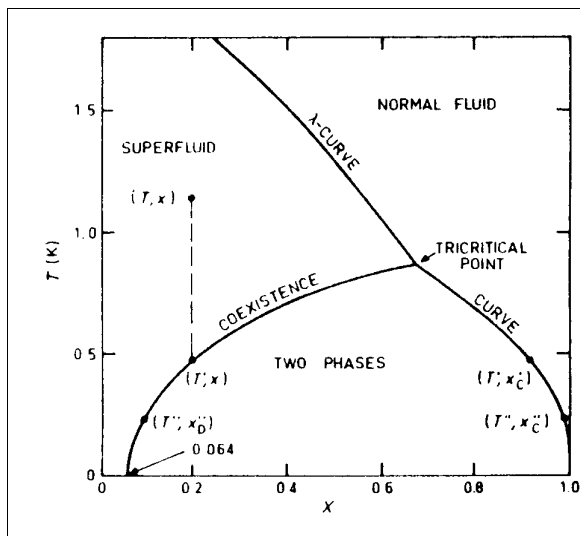


Abbildung 44: (T,X)-Phasendiagramm von ^3He - ^4He -Gemischen; [Lounasmaa, Fig. 3.1]

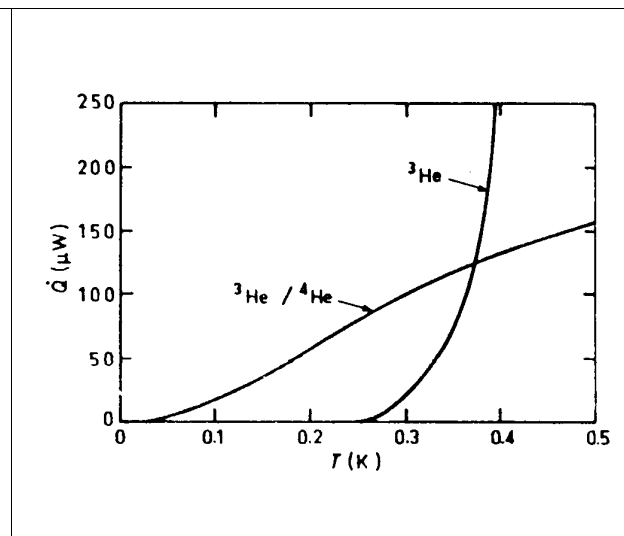


Abbildung 45: Vergleich der Kälteleistungen verschiedener Kühlmethoden; [Lounasmaa, Fig. 3.7]

Die Anwendung dieser Mischungseigenschaften zur Kühlung erfolgt nun dadurch, dass der supraflüssigen Phase ^3He entzogen wird. Um aber die ^3He -Konzentration zu erhalten, muss neues ^3He aus der ^3He -reichen Phase in die supraflüssige Phase wechseln. Treiber dieses Vorganges ist der osmotische Druck des ^3He in ^4He . Auf diese Weise wird dem Gemisch die latente Wärme (Verdampfungswärme) entzogen. Die Kühlleistung hängt dabei vom Massendurchsatz durch die Trennfläche, aber in erster Linie von der Temperatur ab ($\text{QPKT} \sim T^2$ [Gobrecht]).

Zur Ermöglichung eines kontinuierlichen Betriebs muss dem System ständig ^3He zugeführt werden. Die tiefsten Temperaturen lassen sich bei Drosselung der ^3He -Zufuhr erzielen. In einem solchen diskontinuierlichen Betrieb wurden Temperaturen hinunter bis 0,003 K erreicht [Lounasmaa]. Nachteilig ist die Komplexität des Entmischungskryostaten. Neben der eigentlichen Mischkammer sind weitere Aggregate wie Wärmetauscher, Verdampfer und Pumpen erforderlich, die sich negativ auf die Masse des Systems auswirken [Leppich]. Hinzu kommt der bei niedrigen Temperaturen geringere Wirkungsgrad des Verdampfers, da der Wärmeübergang zwischen Festkörper und Flüssigkeit bei diesen Temperaturen sehr niedrige Werte hat [Gobrecht].

4.1.2 Verdampfungskühlung

Verdampfungskühlung stellt ein einfaches Verfahren dar. Vom Prinzip her wird die Kühlung durch das Eintauchen in eine siedende Flüssigkeit, bzw. durch dessen Umspülung bewirkt. Als Kühlflüssigkeit geeignet ist ^3He . Der erreichbare Arbeitsbereich liegt bei 0,3 K [Leppich]. Voraussetzung ist das

permanente Abpumpen des verdampfenden ^3He , welches mittels eines Kondensators verflüssigt und dem System wieder zugeführt werden kann.

Die Kälteleistung hängt von der Menge des gepumpten ^3He , und diese wiederum vom Dampfdruck ab ($m\text{PKT} \sim P$). Dieser ist jedoch stark Temperaturabhängigkeit ($p \sim \text{esp}(T)$). Dieser Zusammenhang erklärt die Begrenzung der Temperatur nach unten: bei genügend geringem Druck ($\approx 1 \text{ Pa}$) wird ein Punkt erreicht, an dem die Kühlleistung nicht mehr gegen die natürlichen Energiequellen (Wärmeleitung, Konvektion, elektromagnetische Strahlung etc.) ankommt. Die Menge des gepumpten ^3He sinkt gegen null.

In Abbildung 45 ist der Verlauf der Kälteleistung als Funktion der Temperatur für beide Kühltechniken illustriert.

Kosten beider Kühltechniken sind nicht näher untersucht worden. Für einen ersten Anhaltspunkt scheint es ausreichend festzustellen, dass sie im wesentlichen aus den Energiekosten für den Pumpenbetrieb und den Kosten für die Kühlmittel bestimmt werden. Letztere werden insbesondere wegen der hohen Kosten für ^3He ($\sim 150 \text{ \$/l}$ [Lounasmaa]) bei der Verdampfungskühlung höher ausfallen.

Berücksichtigt man die unterschiedliche Komplexität beider Kühltechniken und die Tatsache, dass der mit dem Badkryostaten erreichbare Temperaturbereich von $0,3 \text{ K}$ für die Stabilisierung des TS als ausreichend angesehen werden kann, so dürfte die Entmischungskühlung für die großtechnische Anwendung ausscheiden. Verfahren basierend auf ^3He -Verdampfungskühlung scheinen für die hier betrachteten Anwendungen im Raumfahrtbereich aussichtsreicher zu sein.

Ein betrieblicher Aspekt beim Herunterkühlen des TS ist die erforderliche Zeitdauer. Sie steigt mit dem zu kühlenden Volumen und ist umso größer, je niedriger die beabsichtigte Temperatur ist. Ergebnisse von Thermalrechnungen haben gezeigt, dass für das Abkühlen eines $11363,6 \text{ m}^3$ TS-Volumens ($\approx 1000 \text{ Mg}$) einige Tage erforderlich sind.

4.1.3 Magneto-Optische Verfahren

Mit diesen Verfahren können Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt realisiert werden. Hierzu werden Atome zunächst von allen Seiten mit Laserlicht bestrahlt, und dadurch abgebremst („Laserkühlung“). Weitere Abkühlung erfolgt durch Verdunstung, wobei die Atome in einem magnetischen Käfig derart eingeschlossen werden, dass die schnellsten Atome entweichen und die langsamen zurückbleiben („Magnetfalle“) [Spiegel 31-95]. Inzwischen sind am National Institute of Standards and Technology in Colorado mit diesem Verfahren Temperaturen von $0,000\ 000\ 17 \text{ Grad}$ oberhalb des Temperatur-Nullpunktes erzielt worden [Spiegel31-95].

4.1.4 Anwendungsbeispiele

In der Raumfahrt wird Verdampfungskühlung im ISO⁶⁸-Satelliten der ESA⁶⁹ angewendet [ESA-Bulletin]. Als wesentliches Subsystem besitzt der Satellit einen Kryostaten mit einem 2240 l Tank, der mit He II gefüllt ist. Durch permanentes Abpumpen der Verdampfungsgase gelingt es im operationellen Einsatz eine Temperatur von $1,8 \text{ K}$ für eine Lebensdauer von 18 Monaten aufrechtzuerhalten. Der Tankdruck beträgt dabei 17 mbar .

⁶⁸ Infrared Space Observatory

Ein weiteres Anwendungsgebiet der Verdampfungskühlung ergibt sich in Verbindung mit dem Einsatz supraleitender Magnete z.B. in Teilchenbeschleunigern. Als Beispiel kann das astrophysikalische Partikelexperiment "ASTROMAG" genannt werden [Green]. Die zum Einsatz kommenden Magnete sollen Energie in der Größenordnung von 4 bis 7 MJ speichern. Dazu sind Temperaturen um 1,8 K erforderlich, die, wie schon beschrieben, durch Abpumpen verdampfender He-Gase realisiert werden.

⁶⁹ European Space Agency

4.2 Erzeugung hoher Magnetfelder

4.2.1 Allgemeiner Überblick

Atomarer Wasserstoff und Triplett Helium benötigen zur Langzeitstabilisierung sehr starke Magnetfelder. Lediglich in der Stabilisierungsform HeIV kann beim elektronenangeregten Helium auf Magnetfelder verzichtet werden, nicht jedoch bei dessen Herstellung (vgl. Kapitel 2.3.3.5).

Obleich atomarer Wasserstoff für die weitere Analyse in dieser Arbeit als möglicher superhochenergetischer Treibstoffkandidat ausgeschieden ist (vgl. Kapitel 3.6), soll in diesem Kapitel der Vollständigkeit halber dennoch auf dessen Magnetfeldanforderungen eingegangen werden.

Wie aus Kapitel 2.2.3 hervorgeht, sind beim atomaren Wasserstoff je nach Temperatur magnetische Felder⁷⁰ mit Flussdichten von 50 kG (=5 Tesla) und mehr erforderlich, um in das Gebiet der paramagnetischen Sättigung zu gelangen, d.h. zur Ausrichtung der Spinmomente aller Wasserstoffatome parallel zum äußeren Feld [Hess]. Die Erzeugung derartig hoher Felder kann nur elektromagnetisch erfolgen. Für die Auswahl entsprechender Anlagen sind die folgenden Kriterien relevant [Br-Ph]:

- Erzielbare Feldstärke
- Spezifische Bauvolumen⁷¹
- Masse
- Leistungsbedarf
- Zeitliche Konstanz
- Räumliche Homogenität des Feldes
- Kosten⁷²

Wird das erste Kriterium als primäre Randbedingung für die Auswahl geeigneter Anlagen herangezogen, so kommen prinzipiell drei Klassen von Elektromagneten in Betracht. Sie sind mit ihren wesentlichen charakteristischen Merkmalen in Tabelle 20 aufgelistet.

In Kapitel 2.2.3 ist geschlussfolgert worden, dass Matrix-Isolation hinreichende Stabilität bei der Lagerung atomaren Wasserstoff während der Aufstiegsphase eines Trägersystems gewährleisten kann. Für die Langzeitlagerung am Boden allerdings sollte zusätzlich das Anlegen von Magnetfeldern berücksichtigt werden. Diese könnten durch entsprechende Anlagen erzeugt werden, die lokal um einzelne Tanks bzw. kurz vor dem Start um den gesamten Träger angeordnet sind.

⁷⁰ Beschreibung durch:

- magnetische Feldstärke H [A/m], oder
- magnetische Flussdichte bzw. Induktion B [Vs/m^2], [Tesla] oder [Gauss] ($1 \text{ Vs/m}^2 = 1 \text{ Tesla} = 1\text{E}4 \text{ Gauss}$); $B = \mu\mu_0 H$
(μ : Permeabilitätszahl [-], μ_0 : Magnetische Feldkonstante $= 1,25710^{-6}$ [Vs/Am])

⁷¹ Verhältnis zwischen gespeicherter Feldenergie zu benötigtem Bauvolumen

⁷² Die Kosten steigen rapide mit der Arbeitsbohrung, der Feldstärke und Feldkonstanz [Hess]

	(1) Wassergekühlte Kupfermagnete	(2) Kryogen gekühlte Kupfer- oder Reinstaluminiummagnete	(3) Supraleitende Magnete
B_{max} ⁷³	bis max. 50 kG	bis max. 100 kG	über 70 kG
Vorteile	<ul style="list-style-type: none"> Einfache Bauart (konventionelle Materialien) Einfaches Kühlsystem Kontinuierlicher Betrieb möglich Spule übernimmt auch strukturelle Aufgaben (wg. der Dicke des Leiters) Hohe Packungsdichte⁷⁴ 	<ul style="list-style-type: none"> Geringerer spezifischer elektrischer Widerstand (verglichen zu (1) um den Faktor 10^2 bis 10^5 [Laurence]) Höhere Stromdichten Höheres T/A (um $\sim 13,1 \times 10^{-4}$ bzw. $\sim 8 \times 10^{-4}$ [Laurence]) Verminderter elektr. Leistungsbedarf (ca. um den Faktor 20 verglichen zu (1)) 	<ul style="list-style-type: none"> Sehr hohe zulässige Stromdichte ($>10^4 \text{ A/cm}^2$) Geringer Kühlmittelverbrauch Kontinuierlicher Betrieb möglich Min. elektr. Leistungsbedarf Niedriges spezifisches Bauvolumen Geringere Masse Hohe zeitliche Konstanz Hohe räumliche Homogenität [Br-Ph]
Nachteile	<ul style="list-style-type: none"> Hohe Wärmeentwicklung Niedrige zulässige Stromdichte [A/m^2] Relativ hohes Verhältnis von magnetischer Flussdichte zu Stromstärke, T/A (um $\sim 1,15 \times 10^{-4}$ bzw. $\sim 0,59 \times 10^{-4}$ [Laurence]) Hohe elektrische Leistungen erforderlich (im MW-Bereich [Br-Ph]) Grosses spez. Bauvolumen Grosse Masse 	<ul style="list-style-type: none"> Betriebsdauer begrenzt (abhängig von der Kapazität des Kühlsystems) Aufwendiges Kühlsystem erforderlich Hoher Kühlmittelbedarf Hohe Kosten (wegen kryogenen Betrieb) Spule kann keine strukturellen Aufgaben übernehmen (nur kleine Leitungsdicke) Niedrige Packungsdichte 	<ul style="list-style-type: none"> Spezielle Leitermaterialien erforderlich Empfindlichkeit gegen magn. Instabilitäten (führt zur Degradation der Magnete) Kritische Stromdichten sind begrenzt (als Fkt. Auftretender Ringspannungen [Laurence] und magn. Induktion) Anlagen sind teuer (Preis = f(Größe der Arbeitsbohrung, Feldstärke, Feldkonstanz) [Hess])
Sonstige Merkmale		Flüssig Neon ist favorisiertes Kühlmittel (Siedepunkt: $27,2 \text{ K}$) ⁷⁵	Wahl des Kühlmittels ist von Sprungtemperatur abhängig

Tabelle 20: Vergleich der Klassen von Elektromagneten mit hohen theoretischen Flussdichten B (permanente Felder)

4.2.2 Supraleitende Elektromagnete

4.2.2.1 Eigenschaften

Vor allem wegen des zu vernachlässigenden Leistungsbedarfs und geringen spezifischen Bauvolumens sind supraleitende Magnete den übrigen vorzuziehen. Das Phänomen der Supraleitung ist in diversen Publikationen ausführlich beschrieben, z.B. in [Falicov/Weber/Goodrich/Sahu/ Ruvalds]. Hinweise auf Anwendungen bzw. gebaute supraleitende Elektromagnete finden sich u.a. in [Herlach/Kwok/VDI Technologiezentrum/Connolly/Magnet Technology].

⁷³ Vor kurzem wurde vom Francis Bitter National Magnet Laboratory ein Magnetfeld-Weltrekord aufgestellt: 372 kG (37,2 T); hierfür wurde eine Energie von 10 MW an einen wassergekühlten Magneten geliefert [VDI Nachrichten Nr. 21, vom 28.5.1993]

⁷⁴ Verhältnis zw. Leitervolumen und gesamten Spulenvolumen

⁷⁵ Flüssiger Stickstoff: Widerstandswerte bei 77 K noch zu groß. Flüssiges Helium: zu geringe Verdampfungswärme ($\approx 20 \text{ J/g}$) [Laurence], -> Wärmeentwicklung infolge des Restwiderstandes der Wicklung ist noch zu groß [Hess]

Der monetäre Aufwand für den Betrieb supraleitender Magnete wird primär vom Kühlsystem bestimmt [Falicov]. Die infrage kommende Kühlflüssigkeit richtet sich nach der materialabhängigen Supraleitungs-Übergangstemperatur. Diese konnte in der jüngsten Zeit durch die Entdeckung spezieller Supraleitungsmaterialien, sog. Hochtemperatursupraleiter (HTS), deutlich angehoben werden, wie aus Abbildung 46 hervorgeht.

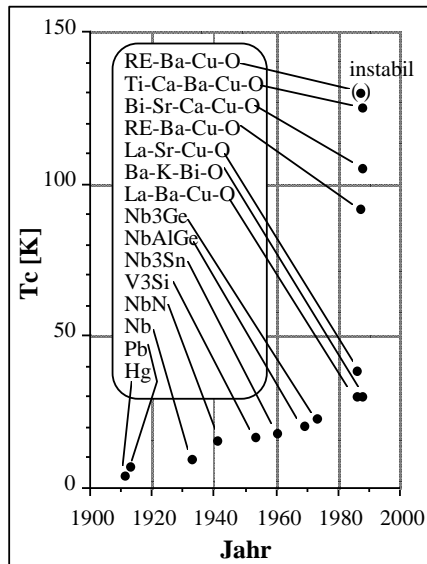


Abbildung 46: Historischer Verlauf der nachgewiesenen Supraleitungs-Übergangstemperaturen; von technischer Bedeutung sind RE-Ba-Cu-O und Nb₃Sn (Daten aus [Falicov]); RE: rare earth (z.B. Yttrium)

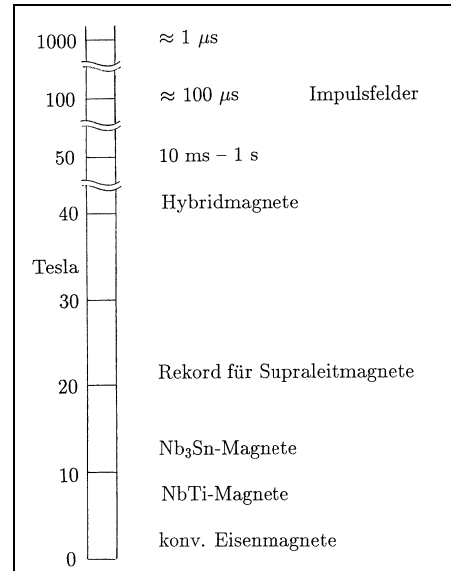


Abbildung 47: Realisierte Bereiche für die magnetische Flussdichte supraleitender Magnete; (aus [Lüders])

Auf diese Weise lässt sich das teure flüssige Helium oder der explosive flüssige Wasserstoff als Kühlmittel durch den industriell relativ leicht herstellbaren flüssigen Stickstoff (Siedepunkt 77 K) ersetzen.

Die Entdeckungen der HTS haben diverse Forschungsaktivitäten ausgelöst, die im Bereich der Luft- u. Raumfahrt auf die folgenden Anwendungsgebiete konzentriert sind [Connolly]:

- Kommunikation (erhöhte Leistungen großflächiger Antennen)
- Sensoren und kryogene Systeme (erhöhte Wirkungsgrade aufgrund geringerer entstehender und abzuführender Wärmemengen)
- Antriebssysteme (Massenbeschleuniger, Magnetische Düsen bei elektrischen Antrieben)
- Energiesysteme (Energiespeicherung, Energieleitungen)

Die besten potentiellen Anwendungschancen unter den HTS hat die Verbindung RE-Ba-Cu-O [Lüders]. Dennoch kommt eine großtechnische Ausnutzung des HTS-Leitungseffektes aus heutiger Sicht noch nicht in Frage, da andere Kriterien, wie z.B. Wechselstromtauglichkeit oder Verformbarkeit nur schlecht erfüllt werden [Gutt]. Daher sind nach wie vor eher die klassischen Niob-Titan- und Niob-Zirkon-Legierungen sowie vor allem die intermetallische Verbindung Nb₃Sn von Interesse [Br-Ph].

Einen Überblick über die technisch realisierten magnetischen Flussdichten liefert Abbildung 47. Sie sind für permanente Felder bedingt durch die begrenzten Materialfestigkeiten (s.u.) auf den Bereich bis knapp über 20 T beschränkt.

Bedeutsam für technische Anwendungen - vor allem im Energie- u. Antriebsbereich - ist ferner der Zusammenhang zwischen magnetischer Induktion und kritischer Stromdichte [Connolly]. Letztere nimmt mit zunehmender magnetischer Induktion ab. Dies geht beispielhaft für Niob-Titan- und Niob-Zircon-Legierungen aus Abbildung 48 hervor. Oberhalb der kritischen Stromdichte bricht das Magnetfeld zusammen. Inzwischen wurden Werte von 10^7 A/cm² bei 77 K und 1 Tesla erreicht [Connolly].

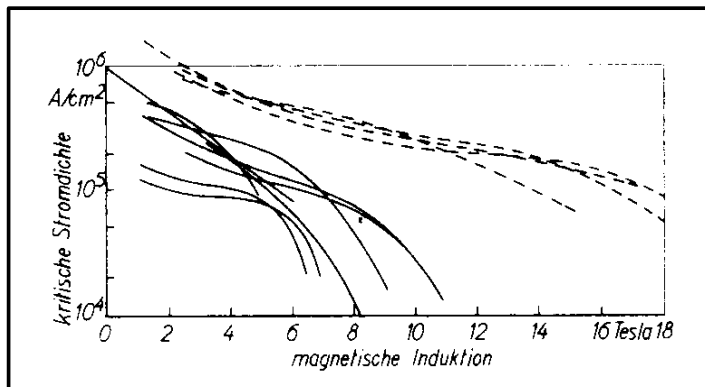


Abbildung 48:
Kritische Stromdichte als Funktion der transversalen magnetischen Induktion B

(für Niob-Titan- und Niob-Zircon-Legierungen (—) sowie der intermetallischen Verbindung Nb₃Sn (- -) [Br-Ph, "supraleitender Magnet"])

4.2.2.2 Realisierte Anlagen

In Tabelle 21 sind Daten zu realisierten supraleitenden Magneten aufgelistet. Die grössten Spulendurchmesser liegen im Bereich von wenigen Metern. Hierbei handelt es sich um Ringmagneten für die Fusionsforschung. Gleichwohl werden supraleitende Magnete mit Kerndurchmessern bis 1000 m und mehr für den Einsatz als Energiespeicher diskutiert [Baldi/Loyd]

Name	Leiter	B [T]	Ø [m]	M [Mg]	I [kA]	E [MJ]	Anwendung	Literatur
T-15	Nb ₃ Sn+Cu +Bronze	9,1	2,43	90 ¹⁾	2,3	760	Fusion	Alhimovch
DPC-U1+U2	Nb-Ti	7	1	8,4 ¹⁾	30	30	Fusion	Okuno
PMS	Nb-Ti	2	1	44 ²⁾	-	-	Urananreicherung	Baldi
Superconducting Super Collider	Nb-Ti	6,6	0,61	7,26 ²⁾	-	-	Massenbeschleuniger	Baldi

Ø: Innendurchmesser; M: Leitermasse; I: Stromstärke; E: gespeicherte Feldenergie; - : nicht angegeben; PMS: Prototype Magnet System; ¹⁾: Masse des Leiters; ²⁾: Gesamte Magnetmasse

Tabelle 21: Realisierte supraleitende Magnete; angegeben sind jeweils die Maximalwerte

4.2.2.3 Betriebliche Aspekte

(a) Energieaufwand:

Der Aufbau eines Magnetfeldes erfordert beachtliche Energiemengen. Sie lassen sich für Spulen vereinfacht nach Gleichung 6 berechnen [Kuchling]:

$$W = \frac{B^2 \cdot A \cdot l}{\mu_0}, \text{ Feldenergie einer Spule [J], mit:}$$

Gleichung 6

B: Magnetische Flussdichte [Vs/m²]

A: Querschnittsfläche des Feldes im Innern der Spule [m²]

l : Länge der Spule [l]

μ_0 : Magnetische Feldkonstante [Vs/Am]

Unter Beachtung der für atomare Wasserstoffträger erforderlichen Größenordnung errechnet sich die erforderliche Energie für den konkreten Fall von $d=25$ m, $l=60$ m und $B=17$ T zu $W=3,338E6$ MJ. Dieser Energiebedarf entspricht der Leistung eines Großkraftwerkes (1000 MW) für die Dauer von 0,927 Stunden.

(b) Abschalten des Magnetfeldes:

Während des Starts eines atomaren Wasserstoffträgers muss das Magnetfeld abgeschaltet sein, um keine Kraftwirkung auf das Fahrzeug auszuüben. Dazu ist die Energie aus dem System zu entfernen. Dies kann nicht spontan erfolgen, da aufgrund der Wärmeentwicklung infolge auftretender Verluste die Gefahr des "Burn-Out", quasi die Zerstörung des Magnetsystems besteht [Hasegawa]. Offenbar ist es technisch möglich, die "Dump Time" auf den Bereich unterhalb einer Minute zu beschränken [Hasegawa], so dass die Zeitdauer, in der der Treibstoff während des Aufstiegs sowieso nicht durch ein Magnetfeld stabilisiert werden kann, nur unwesentlich verlängert wird.

Die durch das Abschalten freiwerdende Energie könnte in ein allgemeines Stromnetz eingespeist werden, und auf diese Weise letztendlich nur geringe Mehrkosten für den Betrieb potentieller Systeme verursachen.

(c) Umweltauswirkungen:

Gravierende Umweltauswirkungen sind nicht zu befürchten. Lediglich Personen mit Herzschrittmachern sollten sich in der Nähe hoher Felder nicht aufhalten. In der Tierwelt könnten Vögelzüge, die sich am Erdmagnetfeld orientieren, behindert werden [Kwok]. Die Wahl geeigneter Standorte könnte diesem Problem jedoch Abhilfe verschaffen.

4.3 Hochdruckverfahren

Zur Bildung metallischen Wasserstoffs sind Drücke im Megabarbereich erforderlich. Seit Jahrzehnten ist man bemüht, Anlagen zu entwickeln und einzusetzen, die derartige Drücke ermöglichen und gleichzeitig ausreichende Beobachtungsmöglichkeiten bieten [Ross2]. Wegen der Bedeutung hoher Drücke

für die Bildung und Herstellung von H_m findet sich hier ein Überblick über Hochdruckverfahren.

Generell lassen sich die zur Anwendung gekommenen Hochdruckverfahren danach unterscheiden, ob die Drücke dynamisch oder statisch erzeugt werden (vgl. Abbildung 49). Erstere sind durch isentrope bzw. nahezu isentrope, letztere hingegen durch isotherme Kompression gekennzeichnet [Ross2]. Der Vorteil der meisten dynamischen Verfahren liegt in dem Vermögen, die höchsten Drücke realisieren zu können. Messungen der Eigenschaften

der Proben sind jedoch nur begrenzt möglich, da der Zeitraum bis zur Erreichung, sowie die Dauer des maximalen Druckniveaus nur Sekundenbruchteile betragen [Br-Ph]. Ein im übrigen auch den meisten statischen Verfahren anhaftender Nachteil ist der Mangel optischer Beobachtungsmöglichkeiten. Sprunghafte Wärmeentwicklungen in der Probe beeinflussen die physikalischen Messungen zusätzlich durch mögliche Strukturänderungen und Auswirkungen auf die Materialien, die den Druckraum bilden [Br-Ph].

Die Vorteile statischer Verfahren liegen vor allem in den längeren Beobachtungszeiten und der Möglichkeit, genauere Messverfahren verwenden zu können, und zwar über den gesamten realisierbaren Druckbereich. Mit den Fortschritten in der Hochdruckphysik sind statische Verfahren immer bedeutender geworden. Die neusten Erkenntnisse über metallischen Wasserstoff basieren jedoch auf dynamischen Verfahren [Nellis]. Es wäre denkbar, dass sie im Falle kommerzieller Massenfertigung metallischen Wasserstoffs in der Zukunft dominieren werden. Nachfolgend werden die bedeutendsten Verfahren näher erläutert.

4.3.1 Dynamische Druckverfahren

a) Stoss-Kompression

Dieses Prinzip war anfänglich (50er und 60er Jahre) Grundlage fast aller zuverlässigen Druck-Dichtemessungen von Feststoffen und Flüssigkeiten oberhalb 0,025 Mbar [Ross2]. Es beruht auf einmaligem oder - nach Reflexion - mehrmaligem Durchgang einer Stosswelle durch das Material. Die Stosswelle wird entweder durch Explosivstoffe oder mittels Geschossen erzeugt. Der Stossprozess

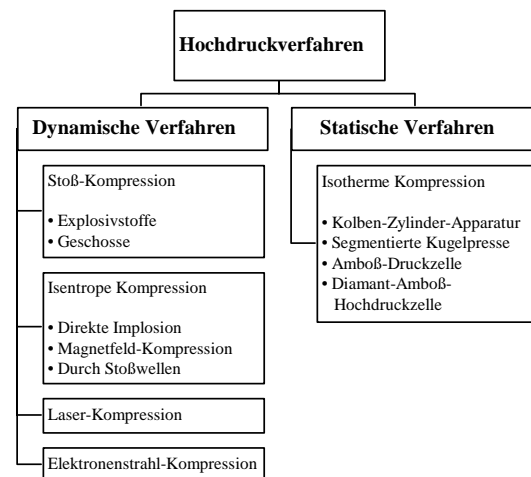


Abbildung 49: Für die Bedrückung von Wasserstoff geeignete Methoden und Verfahren

selbst ist adiabatisch, aber irreversibel⁷⁶. Daher treten sehr hohe Temperaturen auf (bis 7000 K [Ross2]). In starren Materialien sind mittels Explosivstoffen Drücke >10 Mbar (bzw. >40 Mbar im Falle nuklearer Reaktionen) realisiert worden. Ein für die H_M -Forschung bedeutender Nachteil ist die Begrenzung im Kompressionsgrad bei Materialien hoher Kompressibilität, wie Wasserstoff (~ 150 kbar bei einstufiger Kompression, bzw. $\sim 0,9$ Mbar bei einmaliger Reflexion in Deuterium). Ein Grossteil der Stossenergie wandelt sich in thermische Energie um (thermischer Druck). Nur ein kleinerer führt zu einer durch Kompression begründeten Druckanstieg. Durch die Realisierung vielfach reflektierter Stöße bzw. sog. Zwei-Stufen-Geschosse (two-stage gun z.B. im Lawrence Livermore Laboratory [Ross2/Savoye/Nellis]) ist Wasserstoff jetzt immerhin bis 1,4 Mbar bedrückt worden (s. Abbildung 50).

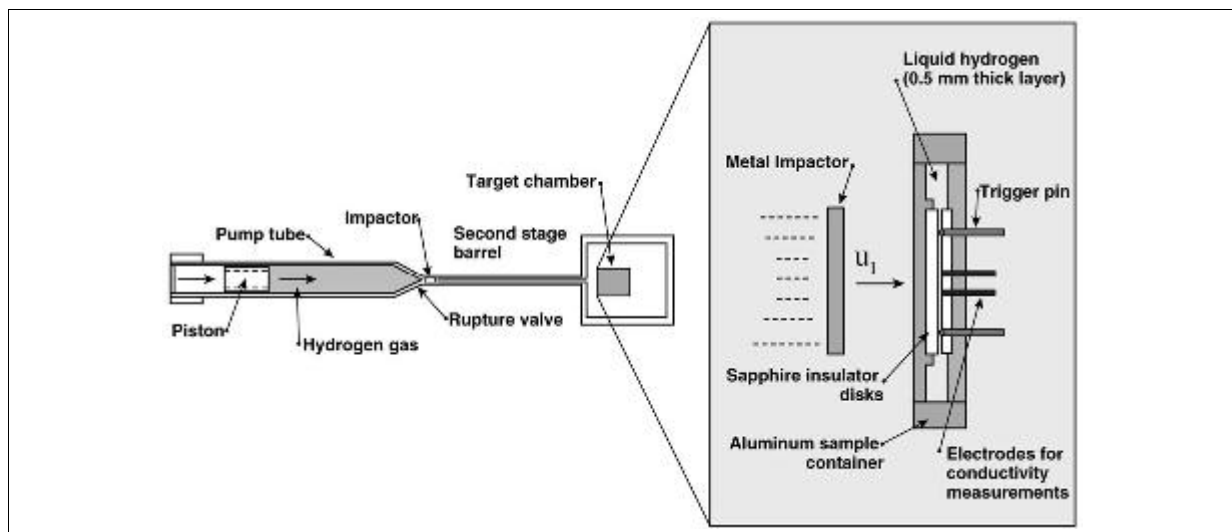


Abbildung 50: Schema des Versuchsaufbaus der Two-Stage Gas Gun
(mit Hilfe der Two-Stage Gas Gun wurde bei 1,4 Mbar metallischer Wasserstoff erzeugt, aus [<http://www-phys.llnl.gov/>])

Ein weiteres negatives Merkmal der Stoss-Kompressionsverfahren sind die relativ großen mit der Anzahl der Reflexionen steigenden Messfehler (~ 5 % absolut bei der Messung des spez. Volumens [Ross2]).

b) Isentrope Kompression

Isentrope Kompression ist ein reversibler Prozess konstanter Entropie [Ross2]. Das Verfahren ist verglichen mit der Stoss-Kompression geeigneter zur Bedrückung hochkompressibler Materialien. Die erreichbaren Drücke liegen im Multi-Megabarbereich. Ein weiterer Vorteil sind die deutlich niedriger ausfallenden Temperaturänderungen. Ein entscheidender Nachteil ist der Mangel, den Druck direkt messen zu können. Stattdessen bedient man sich hydrodynamischer oder magnetohydrodynamischer Berechnungen, die jedoch nur ungenügend genau sind [Ross2]. Die Dichte kann direkt gemessen werden⁷⁷, wobei Fehler um 8 % auftreten [Grigor'ev].

In der Praxis kam die Methode der isentropen Kompression vornehmlich mit dem Implosionsprinzip zur Anwendung. Typischerweise wird dabei in einer Röhre bereits vorgedrückter eingeschlossener gasförmiger [Grigor'ev] oder flüssiger [Hawke] Wasserstoff durch Verkleinerung des Rohrvolumens

⁷⁶ Im Grenzfall einer unbegrenzten Zahl von Reflexionen verhält sich der Prozess isentrop [Ross2]

⁷⁷ mittels Röntgen- oder Gamma-Radiography [Ross2]

in der in Abbildung 51 dargestellten Weise komprimiert, wobei lt. HAWKE et al. [Hawke] 10 Mbar erreicht wurden.

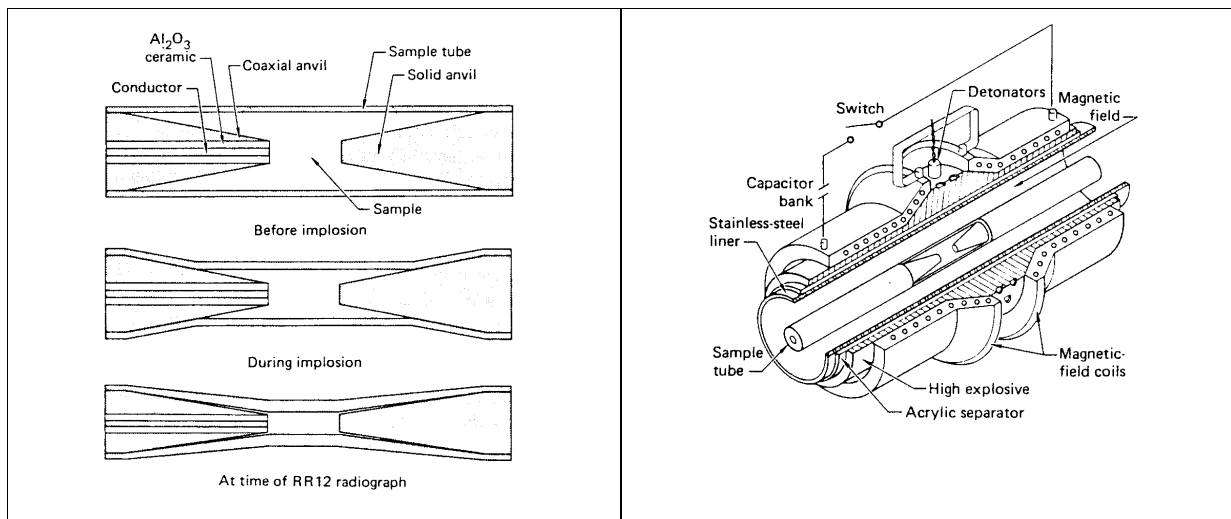


Abbildung 51: Implosionsprinzip; (aus [Hawke, Fig. 2])

Abbildung 52: Anlage zur magnet. Kompression (aus [Hawke, Fig. 1])

Die Deformation kann nun entweder durch direkte Einwirkung der Explosionskraft verursacht werden, wie in [Grigor'ev] beschrieben, oder aber indirekt durch magnetische Kompression [Hawke]. Hierbei wird zunächst ein vom Explosivstoff umgebendes äußeres Einlegerohr implodiert, wodurch die Dichte eines durch kapazitive Entladung generierten magnetischen Feldes in sehr kurzer Zeit enorm ansteigt. Dieses komprimierte Feld bewirkt schliesslich die Deformation des inneren Rohres. Eine solche Magnetfeld-Kompressionsanlage ist in Abbildung 52 schematisch dargestellt.

Die Verdichtung errechnet sich aus den vor und während der Kompression gemessenen Volumen. Der Beitrag der bei 2 Mbar auf 400 K geschätzten isentropen Temperatur (ausgehend von einer 0 K Isotherme) wird von HAWKE et al. [Hawke] mit 20 kbar ($\approx 1\%$) angegeben.

Neben den diskutierten Anwendungen sind weitere Vorschläge diskutiert worden, die auf quasi-isentropen Kompression mittels mehrfach reflektierter Stosswellen basieren (ALT'SHULER et al., YAMPOL'SKIY, SCUDDER in [Ross2]). Da sie für die H_m -Forschung nur von untergeordneter Bedeutung sind, werden sie nicht weiter diskutiert.

c) Laser-Kompression

Diese in der Literatur nur wenig diskutierte Methode basiert auf der Bewegung Laser-induzierter Stosswellen⁷⁸ durch das jeweilige Material (NUCKOLLS et al., ANISIMOV, TRUBITSYN, VAN KESSEL und SIEGEL in [Ross2]). In Flüssigkeiten sind maximale Drücke von ≈ 1 Mbar realisierbar [Br-Ph]. In festem Wasserstoff sind experimentell erzielte Drücke von ~ 2 Mbar gemessen worden (VAN KESSEL und SIEGEL in [Ross2]). Dazu wurde ein 5 nsec Puls mit einer Energie von 10 J erzeugt. Für die Transformation in den atomaren metallischen Wasserstoff bei ~ 3 Mbar sind Laserleistungen um 2 kJ erforderlich. Dieser Bereich wird durch das Potential heutiger Lasertechnologie abgedeckt.

d) Elektronenstrahl-Kompression

Diese für die Erzeugung hoher Drücke bereits 1971 publizierte Methode (BOGDANKEVICH und RUKHADZE in [Ross2]) beruht auf Überlegungen, wonach die Ionisierung von mit hochenergetischen Elektronen⁷⁹ beschossenen Atomen ein entartetes Gas⁸⁰ extrem hoher Dichte hervorrufen kann. Für die Bedrückung von Wasserstoff müssten die zu ionisierenden Atome nahe an der Oberfläche flüssigen Wasserstoffs platziert werden, s. d. der nach ihrer Bestrahlung entstehende Gasdruck direkt auf den Wasserstoff wirkt. Eine wesentliche Voraussetzung für die Anwendung dieser Methode ist die Forderung, dass die im Elektronengas auftretende Temperatur relativ zur Ionisierungsenergie gering ist, wozu sich in der Literatur leider keine Hinweise finden. Weiterhin ist eine hohe Primärstrahlleistung erforderlich. Wird im Elektronengas beispielsweise ein Druck von 1 Mbar gefordert - was einer Elektronenkonzentration von $\approx 1,5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ entspricht - so sind bei einer Pulsdauer von 10^{-6} s ca. $5 \times 10^5 \text{ W}$ aufzubringen, bei einer Stromstärke von etwa 10 kA und eine Schichtdicke zu dissoziierender Atome von 0,3 cm. Derartige Leistungen sind heutzutage ohne Probleme realisierbar. Wegen der eingangs erwähnten prinzipiellen Nachteile dynamischer Verfahren sowie der in den letzten Jahren in ihrer Leistungsfähigkeit deutlich verbesserten statischen Verfahren hat die Methode der Elektronenstrahl-Kompression für die H_m -Forschung keine Bedeutung erlangt. Dies könnte sich jedoch in ferner Zukunft im Falle kommerzieller Massenfertigung metallischen Wasserstoffs ändern. Für die Erzeugung von Pellets ist dieses Verfahren dann allerdings nicht ohne weiteres geeignet [Ross2].

4.3.2 Statische Druckverfahren

In der H_m -Forschung werden heute fast ausschließlich statische Druckverfahren eingesetzt. Ausschlaggebend ist das inzwischen sehr hohe erzielbare Druckniveau ($\approx 3 \text{ Mbar}$ [Kaxiras]). Dazu werden Diamantpressen verwendet. Die generelle Entwicklung der statischen Hochdruckforschung begann mit Druckschrauben, hydraulischen Pressen und Ventildruckpressen, mit denen Flüssigkeitsdrücke nur bis 5 kbar erzeugt werden konnten [Br-Ph]. Druckwandler liegen etwas besser. Mit dem Prinzip der Schrumpfhöhre und bandgewickelter Druckgefäße konnten die Drücke bis 20 kbar gesteigert werden. Die Materialfestigkeiten werden hierbei durch äußere Drücke erhöht. Durch das Prinzip der kontinuierlichen Anpassung der äußeren Schrumpfspannung an den jeweiligen Innendruck waren schliesslich $\approx 100 \text{ kbar}$ realisierbar. Mit Apparaturen zur Diamantsynthese (Autoklaven) bzw. Ambosspressen konnten Drücke bis $\approx 0,5 \text{ Mbar}$ erzielt werden [Br-Ph]. Nachfolgend sind die im Rahmen der H_m -Forschung angewendeten Verfahren näher erläutert.

a) Kolben-Zylinder-Apparatur

Kolben-Zylinder-Apparaturen wurden zu Beginn der H_m -Forschung eingesetzt (SWENSON in [Ross2]). Bis 25 kbar liefern sie zuverlässige EOS⁸¹-Daten. Die Temperatur der Wasserstoffproben betrug 4,2 K [Anderson/Driessen]. Der begrenzende Faktor sind die Festigkeitseigenschaften der mit den Apparaturen verwendeten Materialien [Br-Ph].

b) Segmentierte Kugelpresse

⁷⁸'subsonic thermal waves' [Ross2]

⁷⁹sog. relativistische Elektronen

⁸⁰Gasentartung: Durch Quanteneffekte bedingte Abweichung des Verhaltens eines Gases (Abweichung von den idealen Gasgesetzen) bei tiefen Temperaturen und/oder hohen Teilchendichten [Br-Ph]

⁸¹equation of state

Eine deutliche Steigerung im Druckniveau gelang mit der Verwendung segmentierter Kugelpressen in den 70er Jahren. Die einzelnen Kugelsegmente sind zunächst so angeordnet, dass zwischen ihnen ein Abstand besteht. Die inneren Spitzen der Segmente sind abgestumpft, s. d. sie Flächen bilden. Rücken die Segmente derart zusammen, dass die Abstände verschwinden, so wirken die Innenflächen als Prallstöcke, die die Probe komprimieren. Segmentierte Kugelpressen existieren in diversen Ausführungen. Sie unterscheiden sich in der Stufenzahl (ein-, zwei- und dreistufig), Geometrie und der Art und Weise der externen Druckaufbringung. Dies geschah ursprünglich durch Eintauchen der mit einer deformierbaren Membran umgebenden Apparatur in eine Flüssigkeit, die ihrerseits hydraulisch bedrückt wurde. In späteren Versionen wurde die segmentierte Kugel anstatt der Membran von Stahlzylindern mit halbkugelförmigen Vertiefungen umschlossen.

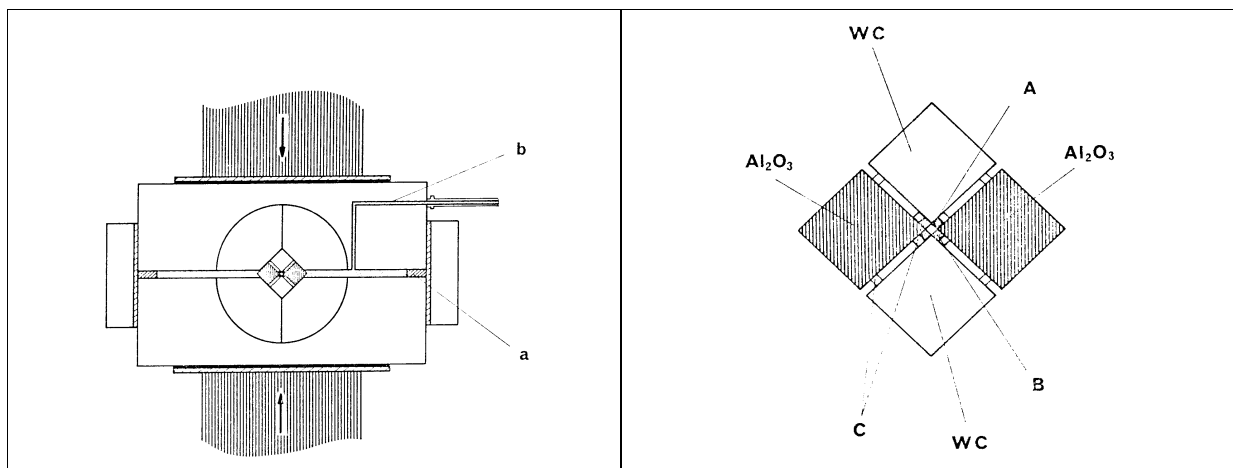


Abbildung 53: Zweistufige segmentierte Kugelpresse (6-8 anvil segmented-sphere apparatus; aus [Kawai, Fig. 2]; a: Gummiring, b: Gaszu- u. ableitung)

Abbildung 54: Innere Stufe der Kugelpresse (aus [Kawai, Fig. 2]; WC: Wolframcarbid, A: Wasserstoffprobe, B: MgO, C: Abstandhalter)

Abbildung 53 zeigt den schematischen Aufbau einer zweistufigen segmentierten Kugelpresse [Kawai]. Die äußere Stufe besteht aus 6 identischen Sektionen einer gehärteten Stahlkugel, die innere aus 8 Würfeln, von denen zwei aus Wolframcarbid (WC) und 6 aus Al_2O_3 bestehen (s. Abbildung 54). Die als Elektroden dienenden WC-Würfel ermöglichen Widerstandsmessungen. Die äußeren Kräfte werden durch Druckzylinder aufgebracht. Vor der eigentlichen Bedrückung wird gasförmiger Wasserstoff bereits vorgedrückt (z. B. auf 100 bar) in die Kammer eingebracht. Sie besitzt zu diesem Zeitpunkt ein Volumen von typischerweise 1 mm^3 [Kawai].

Die Apparatur ermöglicht das Aufbringen äußerer Lasten bis über 1000 Mg. Oberhalb einer äußeren Last von 855 Mg berichten KAWAI et al. [Kawai] von der Messung eines sprunghaft gesunkenen elektrischen Widerstandes. Eine genaue Druckangabe dieses Metallisierungspunktes konnte jedoch nicht gegeben werden, da die Druckbestimmung bei diesem Verfahren nur ungenau, auf der Basis externer Kalibrierung erfolgen kann.

Hierzu bedient man sich einer Schätzformel, wonach der Kammerdruck als eine Funktion des Flächenverhältnisses, des externen hydrostatischen Drucks sowie eines sog. Effizienzfaktors angegeben werden kann:

$$P = \frac{A_{ext}}{A} \cdot P_{ext} \cdot \mu \text{ [bar]}, \text{ mit:}$$

Gleichung 7

A_{ext} : Äußere Kugeloberfläche [m^2]

A: innere Druckkammerfläche [m^2]

P_{ext} :	externer hydrostatischer Druck [bar]
μ :	Effizienzfaktor [-]

μ berücksichtigt die Tatsache, dass die extern aufgebrachten Kräfte nicht vollständig auf die Probe übertragen werden. Verluste ergeben sich durch Reibung zwischen den Stufen, Kompression der Stufen sowie Gegenkräften in der Probe.

Im Falle $\mu=1$ ließen sich mit der segmentierten Kugelpresse zw. 2 und 3 Mbar realisieren. Die praktische Obergrenze wird jedoch bei ~ 1 Mbar gesehen [Kawai/Ross2]. Nachteilig ist ferner der beschwerliche Umgang mit dieser Apparatur (hohe Masse, aufwendige Montage und Demontage, Dichtungsprobleme [Ross2]). Darüber hinaus sind physikalische Messungen nur begrenzt möglich.

c) Amboss-Druckzelle

Die Amboss-Druckzelle ist besonders für die Bedrückung von Feststoffen geeignet. Sie besteht aus zwei gegenüberliegenden Druckkörpern, die gegeneinander gepresst werden. Bei den von VERESHCHAGIN et al. (VERESHCHAGIN in [Cussak]) verwendeten Apparaturen hat der eine Druckkörper eine konische Form mit abgerundeter Spitze, die auf den zweiten flachen Amboss drückt. Je kleiner der Radius der Spitze bzw. je größer die äußere Kraft ist, desto höher liegt der erreichbare Kontaktdruck. Der Vorteil dieses Verfahrens ist, dass nur geringe äußere Kräfte zur Erzielung von Kontraktldrücken im Megabarbereich erforderlich sind. Unter Verwendung von Carbonado als Druckkörpermaterial sind laut VERESHCHAGIN et al. bei einer äußeren Kraft von nur 1 kg und einem Radius von $10 \mu\text{m}$ 1,6 Mbar realisierbar. Nachteilig sind die ungenügenden Messmöglichkeiten der physikalischen Eigenschaften. Die Angabe des Druckwertes basiert auch bei diesem Verfahren auf externer Kalibrierung und ist daher sehr ungenau. Für Widerstandsmessungen, die Hinweise auf Metallisierung geben könnten, sind Amboss-Druckzellen ebenfalls nicht geeignet. Wegen der sehr kleinen Abstände zwischen den Druckkörpern können Kurzschlüsse zwischen diesen die Messqualitäten deutlich eintrüben [Ross2/Mao]. So wird VERESHCHAGIN's Interpretation von Widerstandsmessungen als Hinweis auf Metallisierung bei ~ 1 Mbar von anderen Forschern nicht geteilt [Ross2].

d) Diamant-Amboss-Hochdruckzelle

Die Diamant-Amboss-Hochdruckzelle (DAC⁸²) ist die heute in der H_m -Forschung fast ausschließlich eingesetzte Apparatur. Sie ist ebenfalls eine Amboss-Druckzelle, mit dem Unterschied, dass die Druckkörper aus Diamant bestehen. Sie weist im Vergleich zu den übrigen statischen Apparaturen elementare Vorteile auf [Mao&Bell2/Mao&Bell3/Mao/Ross2]:

- 1) Gasförmige, flüssige und feste Phasen können in einfacher Weise eingeschlossen werden.
- 2) Die hohe Festigkeit der Diamanten erlaubt eine verglichen mit der Amboss-Druckzelle grössere Druckfläche und damit ein größeres Probenvolumen.
- 3) Wegen der Lichtdurchlässigkeit der Diamanten ist direkte optische Beobachtung der Probe, und damit eine höhere Qualität in der Interpretation physikalischer Messgrößen gegeben. Die Eigenschaften und Eigenschaftsänderungen bedrückten Wasserstoffs können viel differenzierter angegeben werden.
- 4) Extrem hoher Druckbereich (statische Drücke bis ~ 3 Mbar wurden realisiert [Kaxiras])

⁸² In der Literatur wird von der 'diamond-anvil cell' (DAC) gesprochen

5) Sehr genaue interne Kalibrierung des Druckbereichs möglich. Die Drücke können sehr viel genauer bestimmt werden.

Die Diamanten sind auf halbzyklindrischen Einsätzen zumeist aus WC angebracht (1 und 2 in Abbildung 55). Sie ermöglichen das parallele Ausrichten der Druckflächen. Durch die mittels einfacher Hebelmechanik bewirkte gegenläufige Bewegung des äußeren (3) und inneren Zylinders (4) lassen sich die Diamanten aufeinanderpressen.

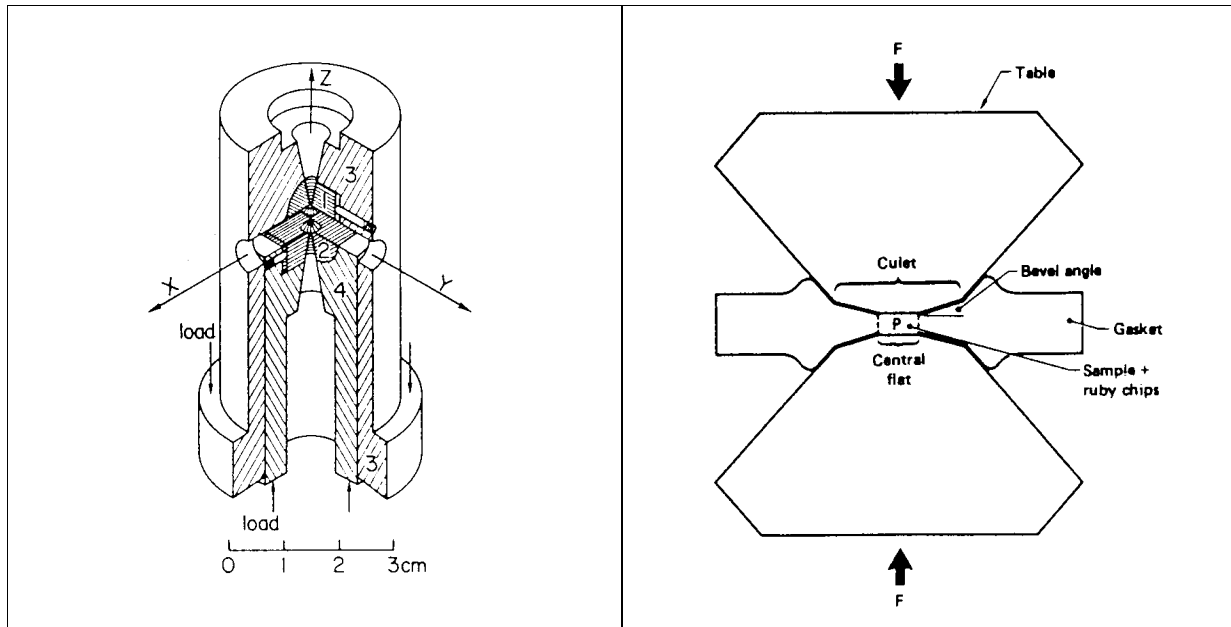


Abbildung 55: Schematischer Aufbau einer Diamant-Amboss-Hochdruckzelle (aus [Mao&Bell2]; 1 und 2: Wolframcarbid-Einsätze, 3 und 4: äußerer und innerer Zylinder)

Abbildung 56: Geometrie des Hochdruckbereichs einer DAC; (aus [Moss])

Die zu bedrückende Probe befindet sich in einem kleinen, von den Diamanten und einer Dichtung (Gasket) begrenzten Volumen (P in Abbildung 56). Die infolge der Bedrückung sich verformende Dichtung besteht üblicherweise aus einem korrosionsbeständigen Stahl [Mao] bzw. Rhenium [Lorenzana]. Noch bevor die Diamanten auf die Dichtung drücken wird die gesamte Zelle mit flüssigem Wasserstoff beschickt. Zu diesem Zweck ist die Zelle in einen He-Kryostaten getaucht um die notwendige LH_2 -Temperatur zu erreichen. Der Druckraum wird anschließend abgedichtet. Die weitere Bedrückung kann nun bei jeder beliebigen Temperatur erfolgen. Eine Erhöhung des heute erreichbaren maximalen Druckniveaus hängt im wesentlichen von den folgenden Faktoren ab [Moss]:

- Geometrie der Diamanten (Zahl und Winkel⁸³ der Schnitte)
- Qualität der Diamanten (Einschlüsse, Gitterfehler etc.)
- Präzision ihrer Aufhängung (Genauigkeit der Ausrichtung, Oberflächenunebenheiten etc.)
- Präzision der Mechanik der Apparatur
- Stabilität der Dichtung gegen Ausbrechen der Probe

Die Druckbestimmung erfolgt mittels der sog. Rubin-Fluoreszenz-Methode. Hierbei wird die Tatsache genutzt, dass sich die R_1 Fluoreszenzlinie im Spektrum des Rubins mit dem Druck verschiebt. Die mit Röntgenstrahlung ermittelten druckabhängigen Spektren sind bekannt. Werden der zu bedrückenden Wasserstoffprobe in der DAC nun kleine Rubinkörner zugesetzt (1-2 μm im Durchmesser [Lorenzana-

na)), so lässt sich aus den gemessenen Linienverschiebungen auf den Druck schließen [Mao&Bell1]. Die verglichen mit den übrigen statischen Verfahren großen Probenvolumen sind absolut betrachtet sehr klein. Die Durchmesser liegen zwischen 25 und 100 μm [Moss/Lorenzana/Mao/Ross2], die Höhen bei $\sim 6 \mu\text{m}$ [Lorenzana]. Die Culet- \emptyset (vgl. Abbildung 56) betragen 150 - 500 μm , die Winkel betragen typischerweise $5-7^\circ$.

4.3.3 Schlussfolgerung

In den vergangenen Jahrzehnten haben enorme Fortschritte bei der Entwicklung der Hochdruckverfahren stattgefunden. Bei Bedrückung in den Bereichen von einigen Megabar sind die zulässigen Probenvolumen jedoch immer noch sehr gering. Ausserdem ist die Beobachtung der Proben zu Zwecken der Messung von Eigenschaften sehr eingeschränkt.

⁸³ vgl. Bevel angle in Abbildung 56

4.4 Pelletförderung

4.4.1 Einleitung

Einige Antriebskonzepte gehen von der Lagerung der superhochenergetischen Komponente in der Form von Pellets aus. Ein wesentliches Problem stellt hierbei die Förderung dar. In Kapitel 5 „Auslegung der Antriebe“ wird aufgezeigt, dass je nach Pelletdurchmesser Förderraten bis zu mehreren 1.000/s erforderlich sein können.

Technische Lösungsansätze existieren vornehmlich aus dem Bereich der Fusionsreaktorforschung. Ziel ist es, Brennstoff bestehend aus Wasserstoff, Deuterium (D2) oder Tritium (T2) möglichst zentral in magnetisch eingeschlossenes heißes Plasma zu fördern. Hierzu wird der Brennstoff in festem (gefrorenem) Zustand in Form von Pellets mit möglichst hoher Geschwindigkeit und Frequenz eingeschossen [Combs]. Ähnliche Anforderungen existieren bei der Verwendung für Raumfahrtantriebe.

4.4.2 Stand der Technik

Typische Werte, die aus praktischen Versuchen beim Oak Ridge National Laboratory [Combs] ermittelt wurden, sind in Tabelle 22 aufgelistet. Inzwischen sind über 4.000 m/s Einschussgeschwindigkeit für Pellets mit 8 mm Durchmesser und einer Frequenz von ca. 1/s erreicht worden.

Parameter	Einheit	Wert
Pelletdurchmesser	[mm]	1-8
Pelletmasse	[g]	0,02-0,055
Förderrate	[Hz]	0,5-1
Durchschn. Einschussgeschwindigkeit	[m/s]	1.000-4.000

Tabelle 22: Realisierte Werte ausgesuchter Parameter existierender Pelletförderanlagen

Diese Förderrate liegt weit unterhalb der für Raumfahrtzwecke erforderlichen Dimension. Gleichwohl besteht erhebliches Steigerungspotential, welches nach intensiven zukünftigen Forschungsanstrengungen nutzbar gemacht werden könnte [Combs].

Welche Herausforderungen mit der Entwicklung von Förderraten in der Größenordnung von mehreren 1.000/s zu erwarten sind, lässt sich als Analogieschluss aus den Leistungsdaten heutiger automatischer Feuerwaffen ableiten: realisierte Schussraten liegen nicht über 20/s (s. Tabelle 23).

Bezeichnung	Gewicht [kg]	Kaliber [mm]	Schuss [1/min]	Schuss [1/s]
M-16	2,9	5,56	950	15,83
FAL	4,3	7,62	700	11,67
G3	4,4	7,62	600	10,00
AK-47	4,3	7,62	600	10,00
MG MAG	11,0	7,62	1.000	16,67
Uzi-MPi	3,5	9,00	600	10,00

Tabelle 23: Leistungsdaten von automatischen Feuerwaffen

Beispiel für eine Pelletförderanlage

Abbildung 57 verdeutlicht das Prinzip einer sog. zweistufigen Gaskanone (two-stage light gas gun), die für die Experimente beim Oak Ridge National Laboratory verwendet wurde. Die wesentlichen Komponenten sind ein Hochdruckreservoir für das Druckgas der ersten Stufe, ein Pumpenrohr (pump

tube), ein Kanonenrohr (gun barrel) sowie eine Pelletladevorrichtung. Experimentiert wurde mit Kunststoffpellets bestehend aus Nylon, Polypropylen, Polycarbonat, etc.

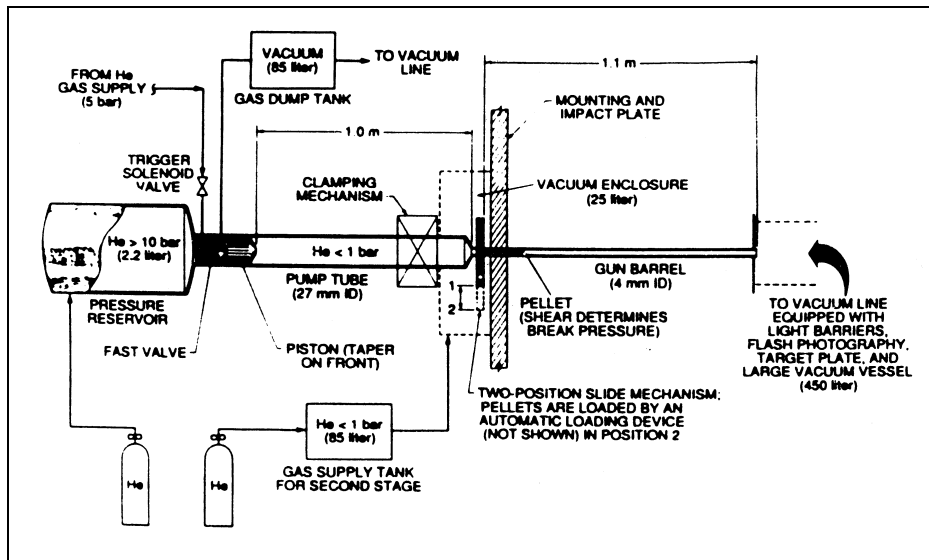


Abbildung 57:
Schematische Darstellung einer zweistufigen Gaskanone zur Pelletförderung mit Angabe der Dimensionen

4.4.3 Technische Probleme

Bevor ein Pelletfördersystem für einen praktischen Einsatz zur Verfügung stehen kann, sind u.a. folgende Problembereiche zu bearbeiten:

- Lebensdauer des Druckkolbens (Piston): die gegenwärtige Lebensdauer von ca. 100 Schüssen muss für praktische Einsätze über 10^6 liegen
- Mechanik zur Pelletladung: die gegenwärtig realisierbare Frequenz liegt bei ca. 5/s; dieser Wert muss mindestens um den Faktor 100 gesteigert werden können
- Abdichtung: es finden schnelle Wechsel zwischen Niedrig- u. Hochdruckzuständen statt
- Thermische Stabilität: aufgrund der hohen Temperatur infolge hoher Schussfrequenz ist ein entsprechendes aktives Kühlsystem vorzusehen
- Mechanische Stabilität der Pellets: aufgrund der hohen Drücke und Gastemperaturen während des Beschleunigungsvorgangs besteht die Gefahr des Zerbrechens der Pellets

5 Auslegung der Antriebe

Als Ergebnis der theoretischen Analyse in Kapitel 3 ist gezeigt worden, dass metastabiles Helium und metallischer Wasserstoff sehr interessante Raumfahrttreibstoffkandidaten sein könnten. Gegenstand dieses Kapitels ist die konkrete Auslegung von Antriebssystemen für diese Kandidaten. Metastabiles Helium ist in Kapitel 5.1 beschrieben, metallischer Wasserstoff in Kapitel 5.2.

Zunächst werden jeweils verschiedene Konzeptalternativen vorgestellt und diskutiert. Die am Schluss des Kapitels präsentierte Konzeptendauswahl basiert auf Leistungsrechnungen, denen ein konkretes Missionsszenario zugrunde gelegt ist, unter Verwendung der Raketengrundgleichung. Sie liefert im Rahmen dieses Kapitels ausreichend genaue Ergebnisse. Die Ergebnisse einer detaillierten Leistungsrechnung basierend auf einem Trägersystemmassenmodell und Aufstiegsbahnrechnung werden in Kapitel 6 präsentiert.

5.1 Antriebssystementwurf basierend auf Metastabilem Helium

5.1.1 Konzepte im Überblick

Basierend auf der raketentechnischen Analyse für die Antriebsalternative mit metastabilem Helium (Kapitel 3) werden in den nachfolgenden Tabellen insgesamt 15 Konzepte vorgestellt. Hierbei erfolgt eine Grobunterteilung je nach Stabilisierungsansatz. Konzepte mit der Bezeichnung A in Tabelle 24 stellen auf Stabilisierung durch Matrixisolation ab, d.h. metastabiles Helium tritt in Form einzelner Moleküle innerhalb einer Hostmatrix aus SHe auf.

Stabilisierung durch Matrixisolation					
Konzeptbezeichnung	A1	A2a	A2b	A3a	A3b
	Magnetfeld	Kühlung/ Isolation	He ⁺ /SHe	SH ₂	LH ₂
Treibstoffkombination	He ⁺ /SHe	He ⁺ /SHe + SH ₂		He ⁺ /SHe + LH ₂	
Prinzip	Einlagerung der SHET-Komponente in einer Matrix festen, kryogenen Heliums Helium allein dient als Stützmedium	Einlagerung der SHET-Komponente in einer Matrix festen, kryogenen Heliums Als Stützmedium dienen Helium und Wasserstoff Feststoffkonzept: He ⁺ /SHe-Komponente ist in SH ₂ eingebunden		Einlagerung der SHET-Komponente in einer Matrix festen, kryogenen Heliums Als Stützmedium dienen Helium und Wasserstoff Hybridantriebskonzept: LH ₂ als externe Treibstoffkomponente	
Vorteile	Einfaches Tankkonzept (da Monergol)	Einfaches Tankkonzept (da Monergol) Verringerung der Molmasse des Stützmediums		Mit LH ₂ Verwendung eines State-of-the-art Stützmediums; LH ₂ als Kühlmittel für den Heißlauf	
Nachteile	Höhere Molmasse des Stützmediums	Komplexes Feststoffkonzept		Komplexes Antriebskonzept (zusätzlich Förder- und Tanksystem für LH ₂ erforderlich)	
Antriebskonzept	Einfacher homogener Monergolstirnbrenner Herstellung im Booster, scheibenweise	Modularer Rod-in-Matrix Stürnbrenner mit homogenem Monergol und Stützmittel Stäbe aus He ⁺ /SHe sind in SH ₂ eingesetzt	Modularer Disk-Stack Innenbrenner mit homogenem Monergol und Stützmittel abwechselnd Scheiben aus He ⁺ /SHe und SH ₂	Quasihybrid Antrieb mit He ⁺ /SHe; LH ₂ wird eingesprüht	Monergoler Pelletantrieb mit Zusatzstützmittel: He ⁺ /SHe als Pellets in einem Tank; LH ₂ in separatem Tank

Tabelle 24: Konzepte basierend auf Triplett Helium (sog. A-Konzepte)

Konzepte mit der Bezeichnung B in Tabelle 25 und Tabelle 26 stellen auf Stabilisierung durch die Phase HeIV (in der Form HeIV-M⁸⁴) ab. Hierbei tritt metastabiles Helium in Form eines Feststoffes bestehend aus angeregten Heliummolekülen auf. Bis auf Konzept B5 (vgl. Tabelle 26) handelt es sich um kryogene Konzepte (Cryo Solid Propulsion, „CSP“).

Die A-Konzepte erfordern zur Stabilisierung der metastabilen Komponente die Existenz eines Magnetfeldes, symbolisiert durch die rote Tankummantelung, sowie Kühlung bzw. eine geeignete Tankisolation, symbolisiert durch die blaue Tankummantelung. Als Stützmedien dienen bei allen Konzepten A1 bis A3 Helium, bei den Konzepten A2 bis A3 zusätzlich Wasserstoff, der bei den Konzepten A2 in fester Form betrachtet wird, bzw. in flüssiger Form bei den Konzepten A3.

Variiert wird ferner zwischen Konzepten mit Stirnbrenner (A1, A2a) und Innenbrenner (A2b, A3a). Konzept A3b basiert auf der Verwendung der Kombination He^{*}₂/SHe in Form von Pellets, die zusammen mit LH₂ in eine Brennkammer gefördert werden.

Die prinzipiellen Vor- u. Nachteile der Konzepte sind in den Tabellen eingetragen. Für die weitere Auswahl ist eine detaillierte Leistungsrechnung erfolgt, die in Kapitel 5.1.2 vorgestellt wird.

Stabilisierung durch die Phase HeIV (I)					
Konzeptbezeichnung	B1	B2a	B2b	B3a	B3b
	Kühlung/ Isolation	HeIV	SHe	SH ₂	
Treibstoffkombination	HeIV	HeIV/SHe		HeIV/SHe + SH ₂	
Prinzip	Reines HeIV	Einlagerung der SHET-Komponente in Form mikroskopischer bis makroskopischer Kristalle in einer Matrix festen, kryogenen Heliums Helium allein dient als Stützmedium		Einlagerung der SHET-Komponente in Form mikroskopischer bis makroskopischer Kristalle in einer Matrix festen, kryogenen Heliums. Einlagerung dieser beiden Komponenten in einer SH ₂ -Matrix Als Stützmedium dienen Helium und Wasserstoff Feststoffkonzept: HeIV/SHe-Komponente ist in SH ₂ eingebunden	
Vorteile	Einfachstes Prinzip und hohe Ausströmgeschw.	Einfaches Tankkonzept (da Monergol)		Einfaches Tankkonzept (da Monergol) Verringerung der Molmasse des Stützmediums	
Nachteile	Komplexe und schwierige Förderung sowie geringer Massenstrom	Höhere Molmasse des Stützmediums		Komplexes Feststoffkonzept	
Antriebskonzept	Monergoler Pelletantrieb ohne Zusatzstützmittel; HeIV-Makrokristalle werden als Pellets in eine Brennkammer geschossen und entzündet	Einfacher heterogener Monergolstirnbrenner; Zigarettenbrenner mit eingelagerten HeIV Mikro- bzw. Makrokristallen	Monergoler Pelletantrieb ohne Zusatzstützmittel; HeIV Kristalle ummantelt mit SHe; Einschließen in Brennkammer	Modularer Rod-in-Matrix Stirnbrenner mit heterogenem Monergol und Stützmittel Stäbe aus HeIV/SHe sind in SH ₂ eingesetzt	Modularer Disk-Stack Innenbrenner mit heterogenem Monergol und Stützmittel abwechselnd Scheiben aus HeIV/SHe und SH ₂

Tabelle 25: Konzepte basierend auf Helium IV (I), (B-Konzepte)

Auch bei den B-Konzepten werden die schon erwähnten Stützmedien berücksichtigt. Denkbar ist im Gegensatz dazu auch die reine Verwendung von HeIV-Pellets (Konzept B1). Die Konzepte B2 verwenden ausschließlich SHe als Stützmedium, die Konzepte B6 dagegen reinen SH₂. Unterschieden wird hierbei jeweils zwischen der HeIV-Einlagerung in Form von Mikro- bzw. Makrokristallen innerhalb eines Blockes festen Stützmediums, bzw. Ummantelung der HeIV-Pellets mit festem Stützmedi-

⁸⁴ s. Schlussfolgerung in Kapitel 2.3.3.6

um. Die Konzepte B3 verwenden neben der Kombination HeIV/SHe auch SH₂ (bzw. LH₂ bei den Konzepten B4) als Stützmedium. Flüssiger Wasserstoff wird bei den Konzepten B4 und B5 verwendet; bei letzterem ausschließlich.

Stabilisierung durch die Phase HeIV (2)					
Konzeptbezeichnung	B4a	B4b	B5	B6a	B6b
Treibstoffkombination	HeIV/SHe + LH ₂		HeIV + LH ₂	HeIV/SH ₂	
Prinzip	Einlagerung der SHET-Komponente in einer Matrix festen kryogenen Heliums Als Stützmedium dienen Helium und Wasserstoff Hybridantriebskonzept: LH ₂ als externe Treibstoffkomponente		Reines HeIV Als Stützmedium dient LH ₂ Hybridantriebskonzept: LH ₂ als externe Treibstoffkomponente	Als Stützmedium dient SH ₂ Feststoffkonzept: HeIV ist in SH ₂ eingebunden	
Vorteile	Mit LH ₂ Verwendung eines State-of-the-art Stützmediums; LH ₂ als Kühlmittel für den HeiBlauf		Verringerung der Molmasse.; LH ₂ als Kühlmittel für den HeiBlauf	Einfaches Tankkonzept (da Monergol) Verringerung der Molmasse durch das Stützmedium	
Nachteile	Komplexes Antriebskonzept (zusätzlich Förder- und Tanksystem für LH ₂ erforderlich)		Komplexe und schwierige Förderung sowie geringer Massenstrom	Komplexes Feststoffkonzept	
Antriebskonzept	Quasihybrid Antrieb mit HeIV/SHe; LH ₂ wird eingespritzt	Monergoler Pelletantrieb mit Zusatzstützmittel: HeIV ummantelt mit SHe als Pellets in einem Tank; LH ₂ in separatem Tank	Monergoler Pelletantrieb mit Zusatzstützmittel: HeIV als Pellets in einem Tank; LH ₂ in separatem Tank	Monergoler Pelletantrieb ohne Zusatzstützmittel; HeIV ummantelt mit SH ₂ als Pellets in einem Tank Einschuß der Pellets in die Brennkammer	Einfacher heterogener Monergolstirnbrenner HeIV- Mikro- bzw. - Makrokristalle in SH ₂ eingelagert

Tabelle 26: Konzepte basierend auf Helium IV (2), (B-Konzepte)

Grundsätzlich sind weitere Varianten denkbar:

- A1b: He₂^{*}/SHe Innenbrenner analog zu A2b
- B: reine HeIV Stirn- o. Innenbrenner
- B2c: HeIV/SHe Innenbrenner, analog zu B3b
- B6c: HeIV/SH₂ Innenbrenner, analog B3, aber ohne He
- B4c: Quasihybrid wie B4a, aber mit reinem HeIV

In den weiteren Untersuchungen zeigt sich, dass Innenbrennerkonzepte generell wegen der hohen Abbrandraten nicht geeignet sind; daher wurde in den Tabellen nur eine Auswahl dargestellt. Konzept B hätte auch als Stirnbrenner zu hohe Abbrandraten wegen zu hoher Konzentration; im Gegensatz zu Konzept B1 könnte der Abbrand nicht dosiert werden.

5.1.2 Leistungsrechnungen und Vorauswahl

Im Unterschied zu den Annahmen für die Leistungsrechnungen in Kapitel 3 liegen nun detailliertere Konzepte vor, vor allem was die Sekundärkomponenten betrifft. Um eine sinnvolle Endauswahl zu treffen, wurden erneut Leistungsrechnungen durchgeführt. Für diese sind die in Tabelle 27 eingetragenen Parameterwerte verwendet worden.

	Triplet Helium	Helium IV	
	He ₂ [*] /SHe	HeIV/SHe	HeIV/SH ₂
Lagertemperatur [K]	1,45	1,45	8
Lagerdruck [bar]	27	2	
Brennkammerdruck [bar]	68,9		
Entspannungsverhältnis [-]	68 zu 1		
Gleichgewichtsannahme	w.G. (währendes Gleichgewicht)		
Enthalpie [cal/mol]	SHe: -1.493 ⁸⁵ He ₂ [*] : 414.906 SH ₂ : -2.154 (bei 1,45 K)	SHe: -1.493 HeIV: 414.906 ⁸⁶ SH ₂ : -2.190 (bei 8 K) LH ₂ : -2.252	
Dichte [g/cm ³]	SHe: 0,998 He ₂ [*] : 0,998 SH ₂ : 0,088 (bei 1,45 K)	SHe: 0,998 (bei 1,45 K) HeIV: 0,3 (bei 1,45 u. 8 K) ⁸⁷ SH ₂ : 0,083 (bei 8 K) LH ₂ : 0.0705 (bei 20,2 K)	

Tabelle 27: Eingabegrößen für die Leistungsberechnungen Metastabilen Heliums

Abbildung 58 zeigt die Ergebnisse der Leistungsrechnung für Triplet Helium (A-Konzepte, vgl. Tabelle 24). Neben dem spezifischen Impuls (durchgezogene Linien, Kurven 1 bis 4) wurde die Brennkammertemperatur ermittelt (gestrichelte Linien, Kurven 5 bis 8). Der rot schraffierte Bereich kennzeichnet den interessanten Bereich: hier liegen die spezifischen Impulse über 6.500 m/s und die Brennkammertemperaturen unterhalb von 3.700 K (Auswahlkriterium). Zusätzlich zu beachten ist die aus heutiger Sicht technisch realisierbare Konzentrationsfähigkeit angeregter Spezies in einer Hostmatrix in Höhe von 5 % molar, wie in Kap 3 ausgeführt.

Variiert werden sowohl der Anteil von SH₂⁸⁸ an der Reaktion, von 0 % (Schwarze Linien), über 25 % (grün), 50 % (blau) sowie 75 % (rot), als auch der molare Anteil der SHET-Komponente in der Trägermatrix bestehend aus SHe für gegebenen SH₂-Anteil (obere Abszissenwerte, in den Farben, die die Anteile kennzeichnen).

Die Angabe des molaren Anteils der SHET-Komponente an der unteren Abzisse bezieht sich auf die gesamte TS-Mischung. Beispielsweise repräsentiert der Schnittpunkt der Kurve 4 (rot) mit der 6500

⁸⁵ [http://webbook.nist.gov/]

⁸⁶ für beide Temperaturen ist derselbe Wert angenommen worden, da keine anderen Daten verfügbar sind; es dürften in dem engen Temperaturbereich keine großen Enthalpieänderungen auftreten, s.d. die qualitativen Aussagen der nachfolgenden Rechnungen davon unbeeinflusst sein sollten

⁸⁷ geschätzt, da keine genauen Werte verfügbar

⁸⁸ Bzw. LH₂, da Ergebnisse nur geringfügig auf Grund verschiedener Lagertemperaturen und somit Enthalpien voneinander abweichen

m/s Isp-Linie einen molaren He_2^* -Anteil an der Gesamtmischung in Höhe von 4,6 % (s. unteren Abszissenwert), aber ca. 18 % bezogen auf SHe (s. oberen roten Abszissenwert).

Nur wenn beide Werte für Isp und T_c der korrespondierenden Kurven gleichen SH_2 -Anteils für einen vorgegebenen He_2^* -Anteilswert (der unteren Abzisse) im schraffierten Bereich liegen, erfüllt die TS-Zusammensetzung die Auswahlkriterien.

Beispielsweise werden bei Verzicht auf SH_2 als Additiv (0 % SH_2 entspricht Antriebskonzept A 1 in Tabelle 24) höhere spezifische Impulse erst nach Überschreiten der zulässigen Brennkammertemperatur erreicht: der Schnittpunkt der schwarz gestrichelten Temperaturkurve mit der 3.700 K-Grenzlinie korrespondiert mit einem Isp von nur 5.550 m/s (auf der schwarzen durchgezogenen Linie). Das Gleiche gilt für geringe SH_2 -Zusätze.

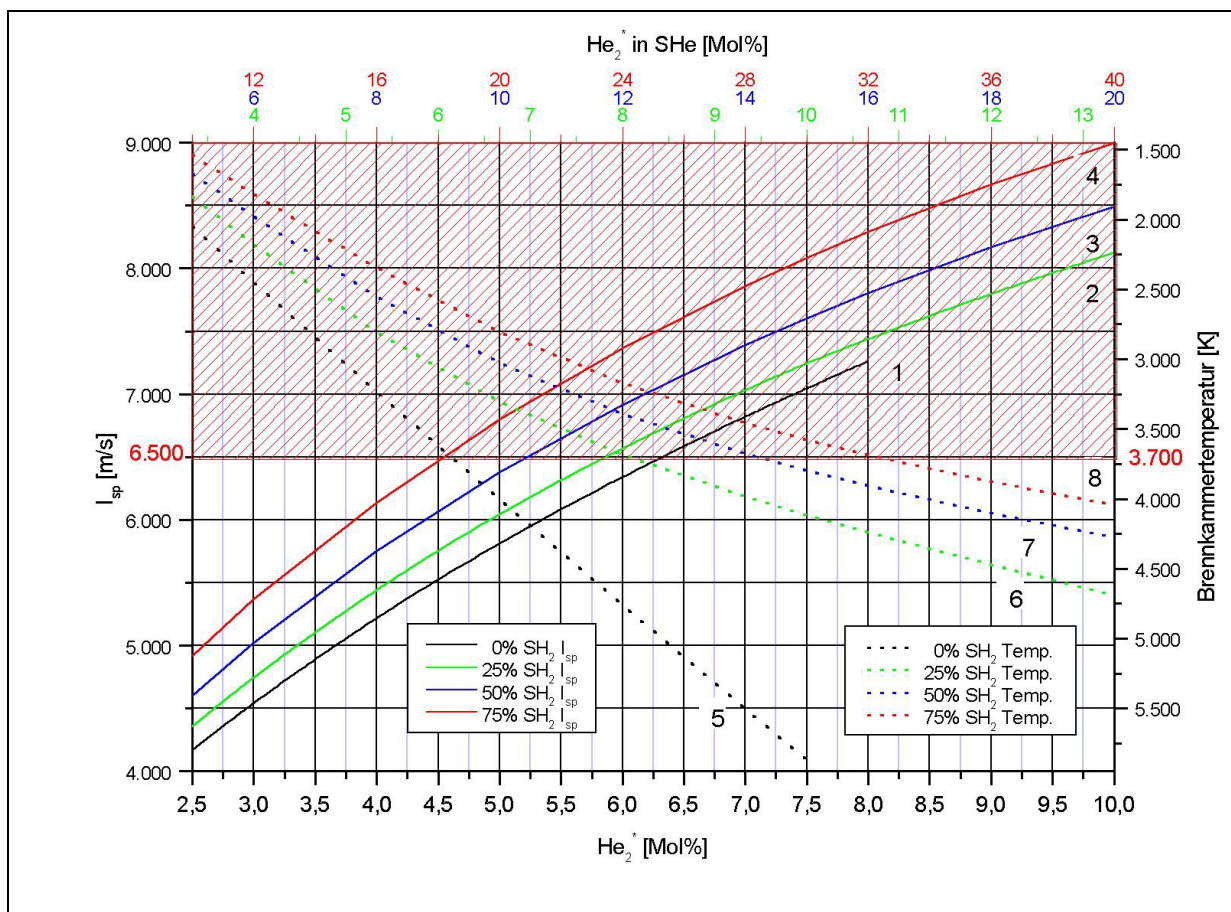


Abbildung 58: Leistungsrechnung Triplet Helium

- durchgezogene Linien repräsentieren die I_{sp} -Verläufe, gestrichelte die Temperatur-Verläufe; untere Abzisse: He_2^* -Anteil an der Gesamtmischung $\text{He}_2^*/\text{SHe}/\text{SH}_2$; obere Abzisse: He_2^* -Anteil nur an der Mischung He_2^*/SHe

Die Ergebnisse der Leistungsrechnungen für die A-Konzepte lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Die Verläufe der Kurven 1 bis 4 zeigen, dass SH_2 ein besseres Stützmedium gegenüber SHe ist; bei vorgegebenen He_2^* -Anteil an der Gesamtmischung lässt sich sowohl der I_{sp} durch Erhöhung des Wasserstoffanteils steigern, als auch die Brennkammertemperatur senken (Sprünge jeweils von der durchgezogenen schwarzen, auf die grüne, die blaue und schliesslich die durchgezogene bzw. gestrichelte rote Kurve). Implizit sinkt bei jedem Sprung der SHe-Anteil, was an den oberen Abszissenwerten deutlich wird: der He_2^* -Anteil an der Mischung He_2^*/SHe steigt, bei konstantem

He_2^* -Anteil an der Gesamtmischung $\text{He}_2^*/\text{SHe}/\text{SH}_2$ (die Farben der Abszissenwerte korrespondieren mit den Farben der Kurven!)

- Aber: Wenn 5 Mol% technisch realisierbare Einlagerungsgrenze in der Hostmatrix (SHe) darstellt, würde keines der Konzepte A1 bis A3 für einen Einsatz geeignet sein, da die Schnittpunkte der jeweiligen gleichfarbigen durchgezogenen und gestrichelten Kurven mit der Begrenzungslinie nicht im rot schraffierten Feld liegen (maßgeblich sind die Mol%-Werte der oberen Abszissenachse!);

Lediglich bei der Annahme, dass reines He_2^* in SH_2 eingelagert werden könnte (also nicht in SHe), könnten die Auslegungskriterien erfüllt werden, da die molare Masse der Reaktionsprodukte geringer ist (Konzepte lägen im roten Feld: siehe Berechnungen in Kapitel 2, Abbildung 42). Es stellt sich also die Frage, ob Herstellung durch Kondensation bombardierten LHe (s. Beschreibung im Text in Kapitel 2.3.3.4.1) auf SH_2 möglich ist? Bisher wurde nur die In-situ-Herstellung in SHe als wahrscheinlichste Methode betrachtet. In dieser Arbeit kann auf diese Frage nicht näher eingegangen werden; die Beantwortung obliegt zukünftigen experimentellen Untersuchungen.

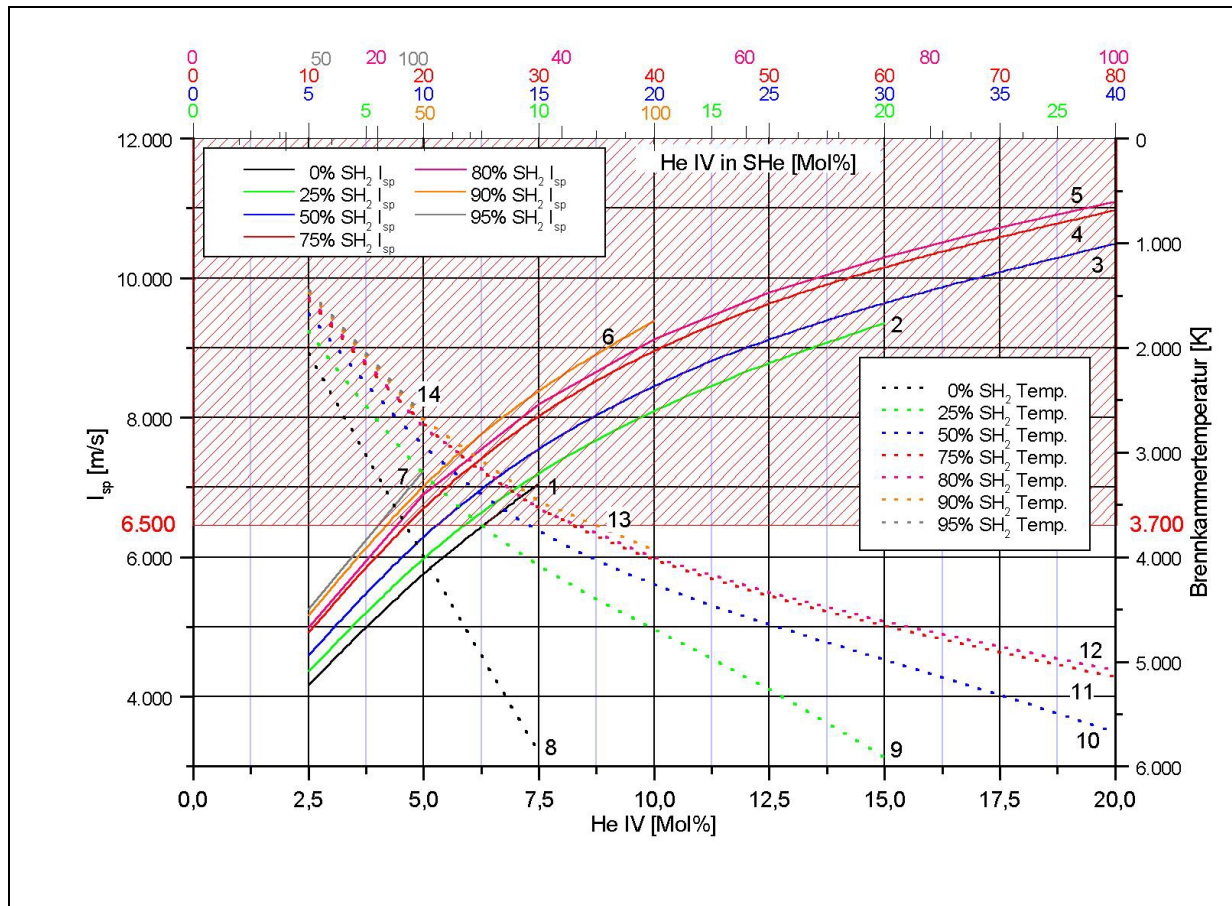


Abbildung 59: Leistungsrechnung Helium IV

- durchgezogene Linien repräsentieren die I_{sp} -Verläufe, gestrichelte die Temperatur-Verläufe; untere Abszisse: HeIV-Anteil an der Gesamtmischung HeIV/SHe/ SH_2 ; obere Abszisse: HeIV-Anteil nur an der Mischung HeIV/SHe

Ergebnisse der Leistungsrechnungen für die HeIV-Konzepte (B-Konzepte, vgl. Tabelle 25 u. Tabelle 26) sind in Abbildung 59 dargestellt. Auch in dieser Grafik ist der Verlauf der superhochenergetischen Komponente entlang der unteren Abszisse in Relation zur Gesamtmischung aufgetragen; auf der

oberen Abzisse sind für verschiedene Anteile als Stützmedium beigemischten Wasserstoffes (verdeutlicht durch die unterschiedlichen Farben der Kurven) die relativen HeIV-Anteile zum Stützmedium Helium angetragen (die Werte sind in den Farben wie die korrespondierenden Kurven dargestellt). Betrachtet wird ebenfalls der Einfluss auf den spezifischen Impuls (Kurven 1 bis 7) sowie die Brennkammertemperatur (Kurven 8 bis 14), mit den definierten Auslegungsgrenzen, dargestellt durch die rote horizontale Linie im Diagramm.

Die Anteilsverhältnisse lassen sich aus dem Diagramm folgendermaßen ermitteln: Wird beispielsweise von einem HeIV-Molanteil von 5 % an der Gesamtmischung ausgegangen (untere Abzisse), und einem Wasserstoffanteil von 90 % (ocker Kurve Nr. 6), ergibt sich ein SHe-Anteil von 5 % (=100%-5%HeIV-90%SH₂), und mithin das Verhältnis von HeIV zu SHe in Höhe von 50%.

Die Ergebnisse der Leistungsrechnungen für die B-Konzepte lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Eine Reduktion der Brennkammertemperatur wird durch Beimischung von SHe (z.B. Verlauf auf einer Temperaturkurve entlang der Abzisse nach links, z.B. Kurve 8, 9, ..., 14) oder Beimischung von SH₂ (Verlauf auf der Ordinate nach oben, von Kurve 8 bis 14 an einer Stelle mit konstantem HeIV Mol%) erreicht.
- Beim Konzept HeIV/SH₂ ist das Optimum - d.h. der höchste I_{sp} bei maximal zulässiger Temperatur - dort, wo bei 100 % HeIV (d.h. SHe=0; vgl. die oberen Abszissenwerte „100“ für die jeweilige – mit den Farben symbolisierte - Wasserstoffbeimischung) die I_{sp}-Kurve an der Stelle endet, an der die T_c-Kurve die 3.700-K-Grenzlinie schneidet! Bspw. endet Kurve 6 bei 10 Mol% HeIV (vgl. untere Abszissenwerte), und liefert ca. I_{sp}=9.350 m/s; die dazugehörige Temperaturkurve 13 liefert ca. T_c=3.900 K; bei 5 Mol% HeIV sind die entsprechenden Kurven Kurve 7 und 14⁸⁹; Kurve 14 endet oberhalb der T_c-Linie; das Optimum liegt also zwischen beiden Werten, bei ca. 8,75 Mol% HeIV (s. auch in Abbildung 60 den Schnittpunkt der gestrichelten T_c-Kurve mit der Begrenzungslinie).

Der Verlauf der I_{sp}-Kurve nach links unten bedeutet, dass SHe beigemischt wird; damit wird quasi vom Konzept HeIV/SH₂ abgewichen!

- Bei den HeIV-Konzepten stellt die Konzentration keine Begrenzung dar (im Gegensatz zu He₂^{*}-Konzepten; diese müssen ja in einer Wirtsmatrix eingebunden werden; lt. [Carrick] sind 5 % Molar ein Grenzwert); von daher macht es Sinn, den I_{sp}-maximalen Auslegungspunkt zu finden, also bei T_{cmax}=3.700 K.

⁸⁹ Hinweis: die Kurvennummern sind an den Endpunkten der jeweiligen Kurve angetragen

Vorauswahl

Unter Berücksichtigung der Anforderungen, dass $T_{cmax} = 3.700 \text{ K}$, der I_{sp} zu maximieren ist und ein einfaches Antriebskonzept vorliegen sollte, ergibt sich die folgende Auswertung:

- He_2^* -Konzepte fallen heraus, weil der erreichbare I_{sp} bei vorgegebener T_c -Obergrenze zu gering ist.
- Von den HeIV-Konzepten bleiben nur jene übrig, die kein SHe als Stützmedium verwenden, da sich die SHe-Beimischung leistungsvermindernd auswirkt, also die Konzepte mit HeIV und Wasserstoff: B5, B6a und B6b; die Verläufe für den spezifischen Impuls und die Brennkammertemperatur dieser Konzepte sind in Abbildung 60 dargestellt

In den nachfolgenden Kapiteln werden die beiden grundsätzlichen, nach der Art der TS-Geometrie und -Förderung unterscheidbaren, Entwurfskonzepte betrachtet:

- Brennstabkonzept (kurz: BS-Konzept) und
- Pelletkonzept (kurz: P-Konzept)

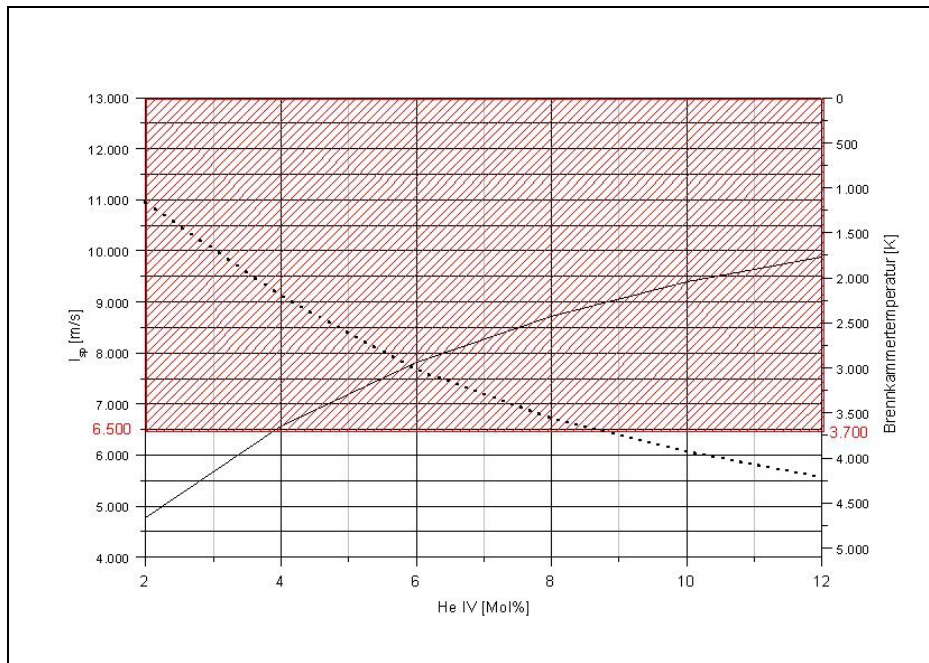


Abbildung 60:
Verlauf von I_{sp} (durchgezogene Linie) und T_c (gestrichelte Linie) für die ausgewählten HeIV-Konzepte

Berechnungsannahmen
lt. Tabelle 27

Die grundsätzlichen Vor- u. Nachteile beider Entwurfskonzepte sind in Tabelle 28 zusammengefasst.

	<i>Brennstabkonzept</i>	<i>Pelletkonzept</i>
<i>Vorteile</i>	<ul style="list-style-type: none"> • Modulare Massenfertigung der Brennstäbe stellt ein Kostensenkungspotential dar [Palaszewski 1]. • Realisierung unterschiedlicher Abbrandflächen ermöglicht sehr genaue Anpassung an ein gefordertes Leistungsprofil (z.B. Schub). • Längen- zu Durchmesser Verhältnis kann ideal an geforderte Werte angepasst werden • Komplizierte TS-Fördereinrichtung entfällt • Einfache Bauweise des Gesamtgehäuses analog zu herkömmlichen Feststoffantrieben 	<ul style="list-style-type: none"> • Trennung von Reaktions- u. Lagerbereich • Konstantes Brennkammervolumen • Regelbarkeit des Massenstroms • Lagerung in einem Tank möglich -> damit quasi nur eine Kühlanlage erforderlich • Abschaltbarkeit im Betrieb • Tank kann beliebige Form haben • Risikoärmerer Betrieb am Boden (keine großvolumig zusammenhängende energiereiche Masse)
<i>Nachteile</i>	<ul style="list-style-type: none"> • Wegen hoher Abbrandrate mehrere Tanks erforderlich, damit auch mehrere Kühlanlagen • Zur Vermeidung von Massenschwerpunktverlagerungen in axialer Richtung sind symmetrisch um die zentrale Körperachse angeordnete Brenner gleichzeitig zu zünden, was mit erhöhtem Regelaufwand verbunden ist. • Anforderungen an die thermische Isolierung einzelner Brennstäbe nimmt zu. • Der Abbrand eines Brenners kann nicht gestoppt werden. • Negative Auswirkungen von z.B. Verbrennungs- bzw. Reaktionsschwingungen, die durch den Abbrand quasi in den TS-Block eindringen. • Stark zunehmendes Brennkammervolumen => konstruktive und Kühlungsprobleme • Isolation der Brennstabenden gegen den Reaktionsraum ist problematisch (im Falle nur einer Düse) 	<ul style="list-style-type: none"> • Aufwendiger Fördermechanismus erforderlich • Niedrige Tankfüllungsgrade (je nach Pelletgeometrie) • Zusätzliche thermische Probleme durch mögl. Reibung der Pellets untereinander (z.B. bei der Förderung) • Intermittierender Verbrennungsprozess, abhängig von der Injektionsrate (Anzahl der Pellets pro Zeiteinheit) • Zusätzliches Tankbedrückungssystem erforderlich

Tabelle 28: Vor- u. Nachteile des geclusterten Stirnbrennerkonzeptes und des Pelletkonzeptes

5.1.3 Konzeptvergleich – Vorgehensweise

Neben den technischen Besonderheiten, die bei der Auslegung des Antriebssystems basierend auf dem Brennstabkonzept in Kapitel 5.2.3.1 bzw. dem Pelletkonzept in Kapitel 5.2.3.2 erläutert werden, spielt die Masse des jeweiligen Antriebssystems im Hinblick auf die Einsatzfähigkeit in einem Trägersystem eine bedeutende Rolle. Sind die Antriebsstrukturmassen zu groß, kann eine Mission nicht mehr durchgeführt werden. Ein ideales Instrumentarium zur Abschätzung entsprechender Grenzbereiche stellt die Raketengrundgleichung dar [Sutton].

Abhängig von der Leistungsfähigkeit der verwendeten Treibstoffkombination – ausgedrückt durch den spezifischen Impuls - und einem vorgegebenen Missionsantriebsbedarf ergeben sich maximale Struktur- zu Treibstoffmassenverhältnisse, über denen ein Trägersystem die Mission nicht mehr durchführen kann⁹⁰.

Aus Abbildung 61 gehen diese Grenzstruktur- zu Treibstoffmassenverhältnisse (aufsteigende Linie) für die in der Abbildung gelisteten Annahmen als Funktion des erforderlichen spezifischen Impulses

⁹⁰ Berechnung nach folgender Gleichung: $M_{ST}/M_{TS}=1/(\exp(\Delta V/C_e)-1)$

bzw. der Ausströmungsgeschwindigkeit. Für diese Berechnungen ist außerdem die Nutzlastmasse Null gesetzt worden. Der korrespondierende Brennkammerdruck ist an der oberen Abszisse angetragen. Der Zusammenhang zwischen dem Brennkammerdruck und dem spezifischen Impuls ist mittels des NASA-Programms berechnet worden⁹¹. Mit einem $I_{sp}=8.222,35$ m/s (bei einem korrespondierenden $P_c=34,4$ bar) errechnet sich der Grenzwert des Gesamtstruktur- zu Treibstoffmassenverhältnisses zu $M_{ST}/M_{TS}=0,476$. Mit anderen Worten: Die Masse der Gesamtstruktur einschließlich Nutzlast⁹² darf maximal 47,6 % der Treibstoffmasse ausmachen, um die Mission mit $\Delta V=9.300$ m/s gerade erfüllen zu können.

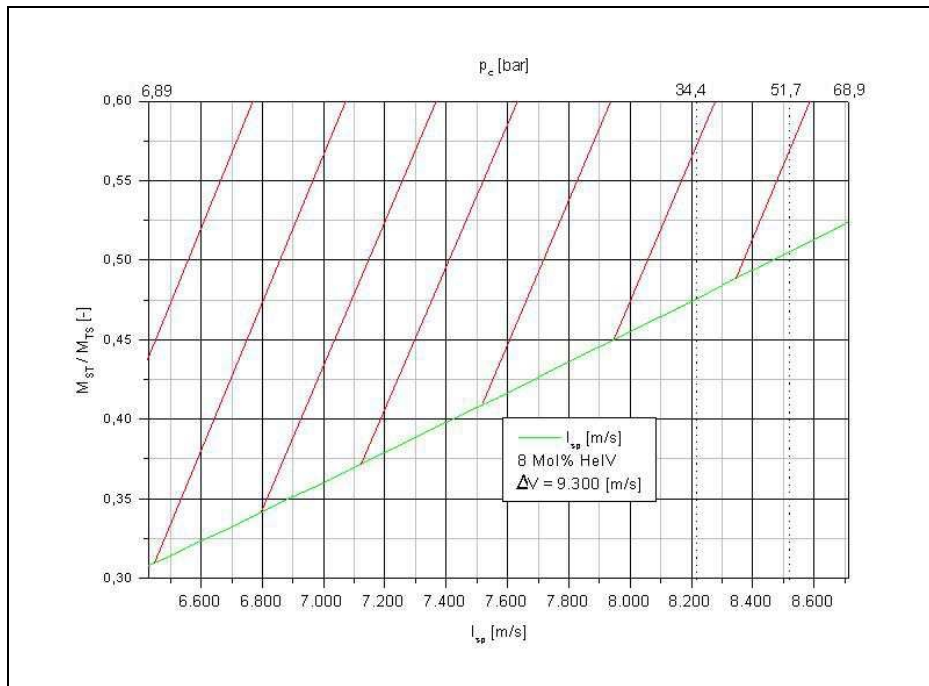


Abbildung 61:
Grenzstrukturmassenverhältnis (Verhältnis Gesamtstrukturmasse des Trägersystems zur Treibstoffmasse, (M_{ST}/M_{TS})) als Funktion des erforderlichen spezifischen Impulses;

die gepunkteten vertikalen Linien symbolisieren den korrespondierenden Brennkammerdruck

Im schraffierten Bereich ist eine Mission nicht mehr realisierbar.

Zeigt sich nach den detaillierten Massenabschätzungen der jeweiligen Antriebssysteme des Brennstab- bzw. Pelletkonzeptes, dass allein die Verhältnisse der Massen der Antriebssysteme⁹³ bezogen auf die Treibstoffmasse größer als die in Abbildung 61 dargestellten Grenzstrukturmassenverhältnisse der Gesamtstruktur sind, so braucht das Konzept wegen Nichtrealisierbarkeit nicht weiter betrachtet werden.

Es ist zu beachten, dass es bei den nachfolgenden Analysen in erster Linie um qualitative und nicht quantitative Aussagen geht. Letztere sind Gegenstand des Kapitels 0, wo Ergebnisse basierend auf detaillierten Massenmodell- und Aufstiegsbahnrechnungen präsentiert werden.

⁹¹ [NASA-Prg.], w.G., bodenspezifischer Impuls, Expansion auf 1 bar Aussendruck

⁹² die Nutzlastmasse ist ja für die Grenzstrukturmassenverhältnisrechnung Null gesetzt worden

⁹³ die für diese Analyse definierte Antriebsstrukturmasse beinhaltet auch die Tankmassen

5.1.4 Brennstabkonzept

Das Brennstabkonzept ist in der Literatur vereinzelt sowohl für Oberstufen [Frisbee] als auch Trägersysteme [Palaszewski1/Thierschmann1] diskutiert worden. Charakteristisch für dieses Konzept ist die Anordnung des TS innerhalb eines Hohlkörpers (s. grafische Darstellungen in Abbildung 64 und Abbildung 66). Der Abbrand erfolgt von einer Stirnseite (Stirnbrenner). Die Tanks sind als Drucktanks auszulegen, wobei der Brennkammerdruck maßgeblich ist. Eine sinnvolle Anwendung dieses Konzepts kann bei gegebenem Antriebsbedarf jedoch nur bei Segmentierung des Treibstoffs in mehrere parallel angeordnete Brennstäbe erfolgen, die nacheinander gezündet werden. Der Grund ist die sehr hohe Abbrandrate des Treibstoffs. Sie wird im nächsten Kapitel näher untersucht, da sie erheblichen Einfluss auf die Boosterkonfigurationen bzw. die Brennstabgeometrie (Verhältnis Länge/Durchmesser, Anzahl, Anordnung, etc.) hat.

5.1.4.1 Zum Problem der Abbrandrate

Für das ausgewählte Konzept eines Stirnbrenners wird die Treibstoffgeometrie maßgeblich von der Abbrandgeschwindigkeit bestimmt. Ist diese sehr hoch, muss bei vorgegebenem Schub und Beschleunigung die Abbrandoberfläche kleiner sein. Dies kann dazu führen, dass ein Cluster von Feststoffboostern⁹⁴ zu wählen ist, was Auswirkungen auf das Gesamtträgersystem hat.

Der Abbrand muss in Form eines kontrollierten Energiefreisetzungsprozesses ablaufen. Er wird durch Rücksprünge an der Matrixoberfläche, ähnlich wie bei konventionellen Feststoffen, realisiert. Voraussetzung ist lt. [Rosen1] ein hoher Grad an Mobilität der superhochenergetischen Elemente, d.h., dass sie in einer gasförmigen oder flüssigen Phase vorliegen sollten. Die Zündung kann durch Erwärmung der kryogenen Matrixoberfläche, z.B. durch elektrische Aufheizung, erfolgen. Auf diese Weise steigt die Rekombinationsrate sprunghaft an.

Ein charakteristisches Merkmal des Energiefreisetzungsprozesses ist die hohe Geschwindigkeit bzw. kurze Dauer einer Rekombinationsreaktion. Letztere ergibt sich aus dem Kehrwert der Rekombinationsrate f , die vom Reaktionsquerschnitt, von der SHET-Konzentration und der durchschnittlichen Teilchengeschwindigkeit abhängt [Rosen2/Moore,S.422ff].

Typische Reaktionszeiten für Rekombinationsraten liegen im Nanosekundenbereich (10^{-9} s), und damit deutlich unter denen chemischer Verbrennungen. Die Folge ist eine hohe Abbrandgeschwindigkeit an der Oberfläche der kryogenen Matrix.

Genaue Angaben über das Rekombinationsverhalten metastabilen Heliums in Form von HeIV-Körnern, die innerhalb einer SH₂-Kryomatrix eingelagert sind, liegen in der Literatur nicht vor. Um dennoch eine Vorstellung von der Abbrandgeschwindigkeit zu bekommen, wird daher ein von ROSEN [Rosen1] ursprünglich für atomaren Wasserstoff vorgeschlagenes Deflagrationsmodell in angepasster Form verwendet. Primäre Einflussfaktoren sind Druck, Temperatur und HeIV-Konzentration. Für das Modell wurden die in Tabelle 29 genannten Annahmen getroffen. Eine Beschreibung des Modells findet sich im Anhang in Kapitel 9.1.

⁹⁴ Ein Booster beinhaltet einen Brennstab; ein Cluster wird aus mehreren Boostern gebildet (s. Abbildung 64)

<i>Annahmen für das HeIV-Deflagrationsmodell</i>	
•	Vollständige Umwandlung der freiwerdenden Energie in Wärme.
•	Temperatur der SH ₂ -Feststoffmatrix: 8 K
•	Konstanter Druck während des Abbrands (variiert zw. 6,89, 34,4 und 68,9 bar)
•	Konstante Dichte des SH ₂ -Feststoffs von 0,083 g/cm ³ bis zum Erreichen der Schmelztemperatur knapp oberhalb von 14 K
•	Die mittlere Dichte repräsentiert die Dichte der Mischung HeIV/SH ₂ ⁹⁵
•	Degressiv abfallender Verlauf der Dichte mit Temperaturzunahme
•	Keine signifikante Diskontinuität bei der Übergangstemperatur vom flüssigen in den gasförmigen Zustand; mit steigendem Druck wird auch eine steigende Übergangstemperatur angenommen: 32 K bei 6,89 bar, 36,5 K bei 34,4 bar, 42,12 K bei 68,9 bar
•	$\bar{\sigma} \cong 1,1E-16$ [cm ²]: Geschwindigkeitsgemittelter Reaktionsquerschnitt ⁹⁶

Tabelle 29: Annahmen für das HeIV-Deflagrationsmodell

Für die Ausgangstemperatur $T=8$ K ergeben sich je nach Druck die in Abbildung 62 dargestellten Verläufe. Vergleichbare Werte konventioneller Festtreibstoffe wären in der Grafik kaum darstellbar (z.B. beim STS-SRB: 0,947 cm/s [Palaszewski1]). Der degressive Steigungsverlauf lässt sich mit der Zunahme der mittleren Dichte der Treibstoffkombination erklären. Für die Berechnungen ist von einem zusammenhängenden Treibstoffvolumen bzw. Treibstoffblock ausgegangen worden.

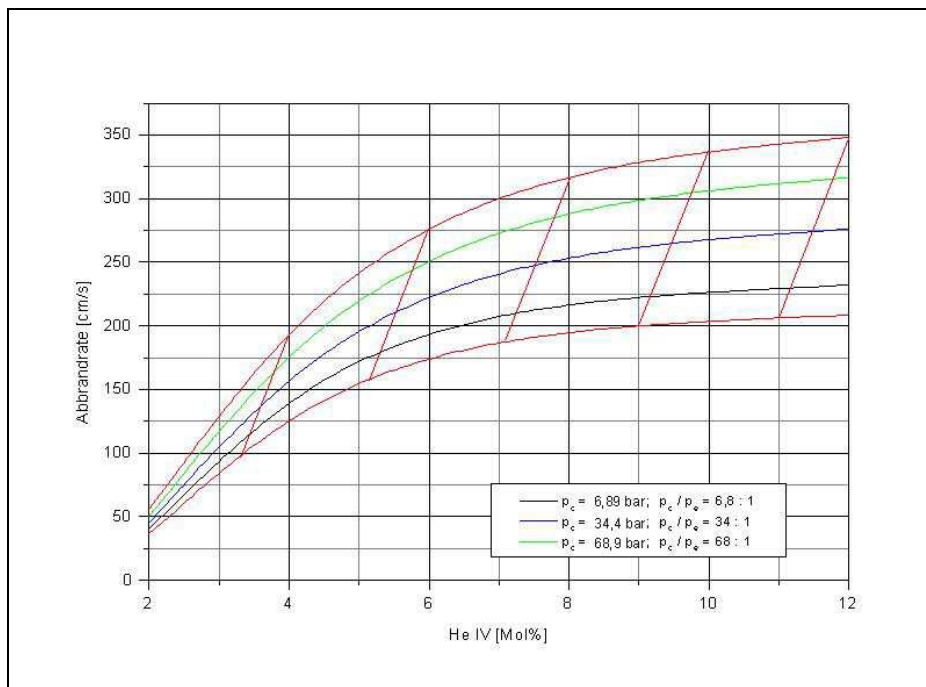


Abbildung 62:
Einfluss des HeIV-Anteils der Mischung HeIV/SH₂ auf die Abbrandgeschwindigkeit, für verschiedene Brennkammerdrücke (p_c) bei Entspannung auf 1 bar. Die roten Linien stellen den Unsicherheitsbereich des Deflagrationsmodells dar
Annahme: Treibstoff besteht aus einem Block, HeIV in Form von makroskopischen Körnern innerhalb der Kryomatrix

Es sei hier deutlich angemerkt, dass das verwendete Modell mit gewissen Unsicherheiten behaftet ist. In der Grafik wird dieser Umstand durch die Eintragung einer oberen und unteren Begrenzungslinie

⁹⁵ dies hat einen starken Einfluss auf das Deflagrationsverhalten

⁹⁶ lt. [Rosen2] für die Rekombinationsreaktion atomaren Wasserstoffs; wird hier auch für die HeIV-Reaktion als Näherung übernommen

einer Bandbreite zum Ausdruck gebracht (rote Linien). Um die Aussagegenauigkeit zu erhöhen, ist es für zukünftige Analysen notwendig, die Abbrandraten experimentell zu bestimmen.

Zu untersuchen ist vor allem:

- Einfluss des Drucks auf den Deflagrationsprozess
- Dichteänderung der Mischung SH₂/HeIV
- Einfluss der Geometrie der HeIV-Körner (Größe, Verteilung)

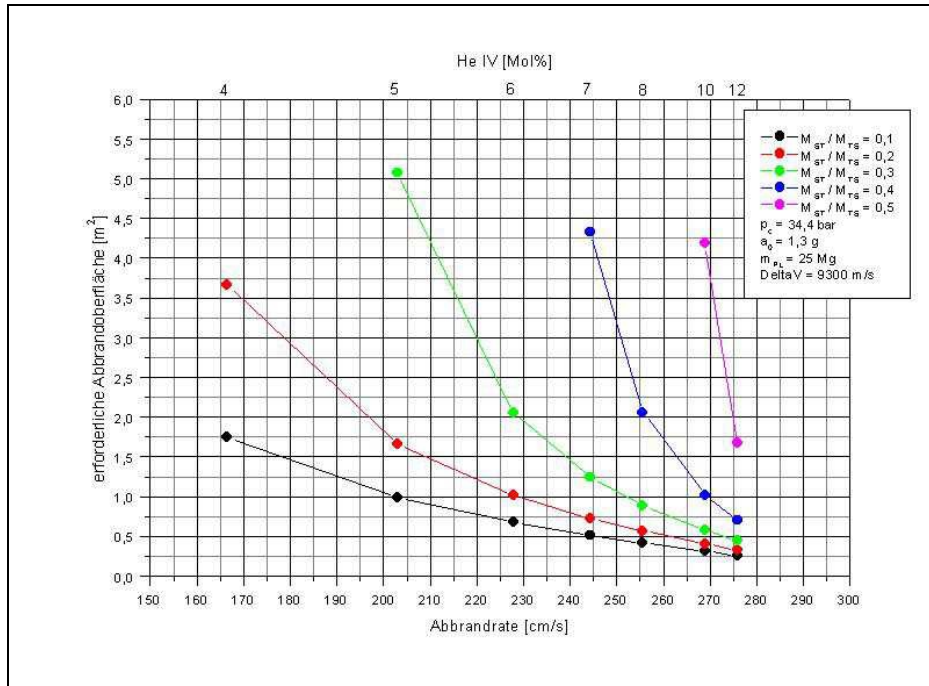


Abbildung 63:
Einfluss der Abbrandrate (und damit implizit des HeIV-Anteils) auf die Abbrandoberfläche für verschiedene Strukturmassenverhältnisse M_{ST}/M_{TS} ;

Annahme: Treibstoff besteht aus einem zusammenhängenden Block

Wie eine steigende Abbrandrate auf die Abbrandoberfläche wirkt, geht aus Abbildung 63 hervor: Sie nimmt ab, da die höhere HeIV-Konzentration die Rekombinationsreaktion beschleunigt. Der Darstellung liegen die in Tabelle 30 genannten Berechnungsannahmen für eine Referenzmission zugrunde. Die Berechnung erfolgt mittels der Raketengrundgleichung, wobei die Nutzlastmasse und das Strukturmassenverhältnis (M_{ST}/M_{TS}), welches zwischen 0,1 und 0,5 variiert wird, vorgegeben wird. Es ergeben sich daraus die Treibstoffmasse, die Startmasse und der Startschub (siehe Erläuterung des Rechenmodells in Kapitel 9.2). Eine besonders große Unsicherheit steckt in den Annahmen für den Wert des Strukturmassenverhältnisses. Die hohen Abbrandraten bedingen geringe Abbrandoberflächen in der Größenordnung zwischen 0,25 und 5 m², je nach Wahl des HeIV-Anteils und Strukturmassenverhältnisses. Es ist offensichtlich, dass der Treibstoff segmentiert werden muss.

Parameter	Wert
Antriebsbedarf ΔV [m/s]	9.300
Fahrzeugkonzept	SSTO
Nutzlast [Mg]	25
Startbeschleunigung [m/s ²]	1,3 g

Tabelle 30: Berechnungsannahmen für eine Referenzmission

5.1.4.2 Segmentierung

Prinzipiell verfolgt die Segmentierung das Ziel, den TS auf mehrere Brennstäbe aufzuteilen. Sie wird von verschiedenen Randbedingungen beeinflusst, die u.a. die Anordnung und den Betrieb der Brennstäbe betreffen. So stellen sich beispielsweise die Fragen nach der Zahl der Düsen sowie der Zahl gleichzeitig brennender Booster. Die Auslegung könnte z.B. in der Art erfolgen, dass alle Brennstäbe in einen Brennraum mit nur einer Düse münden [Frisbee], dass mehreren Brennstäben eine Düse oder dass jedem Brennstab eine eigene Düse zugeordnet wird [Thierschmann1].

Der erste Fall ist verglichen mit dem letzten durch verringerte Massen und Gesamtvolumen des Clusters, aber auch durch erhöhte thermische Probleme (Abstand zw. den Boostern ist bei Verfolgung minimaler Gesamtvolumina geringer) gekennzeichnet. Der mittlere Fall scheint daher am geeignetsten zu sein.

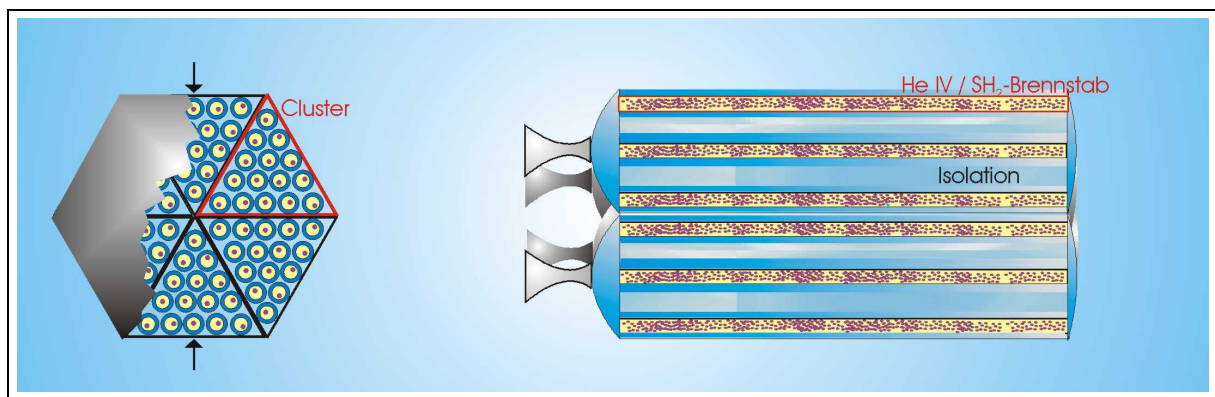


Abbildung 64: Vorschlag für eine Clusterkonstruktion; mehrere Booster, die je einen Brennstab beinhalten, sind zu einem Cluster gebündelt; die Booster sind gegeneinander thermisch isoliert; jedes Cluster hat eine Düse am Ende; auf den Brennkammerdruck sind der Clusterbrennraum und die Booster auszulegen

Jedes Cluster enthält mehrere im Durchmesser kreisförmige Brennstäbe, die dichtest gepackt in einem dreieckigen Prisma untergebracht sind (s. Abbildung 64). Innerhalb eines Clusters müssen Brennstäbe nicht symmetrisch brennen, da insgesamt über einer Düse entspannt wird. Allerdings ist in der praktischen Umsetzung dafür Sorge zu tragen, dass jene Brennstäbe, die zeitlich später arbeiten, nicht schon vorzeitig durch die heißen Feuergase in der Brennkammer entzündet werden.

In Abbildung 65 ist das Ergebnis der Segmentierungsrechnungen basierend auf den schon genannten Berechnungsannahmen illustriert. Zusätzlich ist angenommen, dass 3 Cluster existieren und 3 Booster bzw. Brennstäbe gleichzeitig brennen, nämlich einer pro Cluster. Das Rechenmodell zur Brennstabsegmentierung ist im Anhang in Kapitel 9.2 erläutert.

Entscheidend ist der Zusammenhang zwischen dem Verhältnis von Länge/Durchmesser (L/D)⁹⁷ sowie der Anzahl der benötigten Brennstäbe. Bei einem HeIV-Anteil von 8 Molprozent (rote Kurve) sind insgesamt 66 Booster erforderlich, wenn $L/D=10$ ist, und das Strukturmassenverhältnis 0,3 beträgt. Höhere HeIV-Anteile führen zu mehr Boostern, da jeder wegen der höheren Reaktivität des Treibstoffs eine geringe Abbrandoberfläche besitzt. Bei höheren Strukturmassenverhältnissen errechnen

⁹⁷ Verhältnis von Länge/Durchmesser des gesamten TS-Volumens, würde er aus einem zusammenhängenden Block bestehen

sich niedrigere Boosterzahlen bei gleichen L/D -Werten, da die Abbrandoberfläche mit höherem M_{ST}/M_{TS} steigt. Eine detaillierte Analyse der erforderlichen Tankstrukturmassen erfolgt in den nächsten Kapiteln.

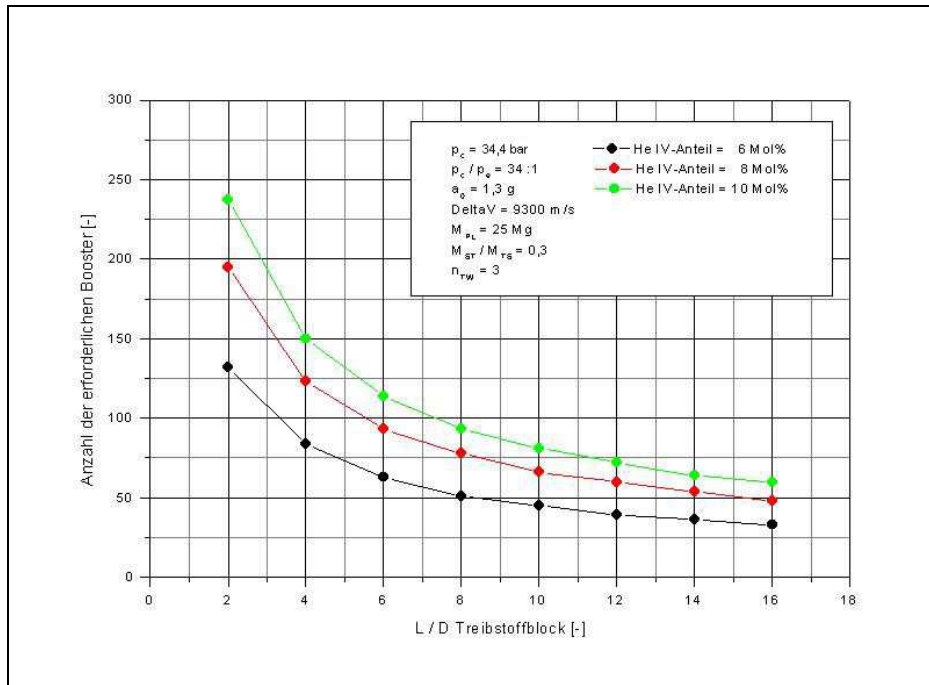


Abbildung 65:
Einfluss von Länge zu Durchmesser (L/D) des als zusammenhängend betrachteten Treibstoffblocks auf die Anzahl der benötigten Booster für verschiedene HeIV-Konzentrationen.

(Für $L/D=10$ und 8 Mol% HeIV [rote Kurve] beträgt der Schub $F=2.668$ KN)

5.1.4.3 Strukturmassenabschätzung für das Brennstabkonzept

5.1.4.3.1 Anforderungen

Die dominierenden Massen beim Brennstabkonzept sind die Massen der Booster. Deren detaillierte Auslegung ist wegen des hohen relativen Anteils an der Gesamtstrukturmasse von besonderer Bedeutung⁹⁸. Beeinflusst wird die Tankauslegung primär durch:

(a) die auftretenden strukturellen Belastungen [Huzel]:

- Interne bzw. externe Druckbelastungen
- Axiale Schubkräfte
- Biegemomente infolge transversaler Fahrzeugbeschleunigungen, Windkräften und Verschiebung des Schwerkraftzentrums
- Aerodynamische Kräfte
- Schubvektorkontrollkräfte
- Schwingungsbelastungen,

wobei die ersten beiden Punkte den dominierenden Anteil haben, und

(b) den zusätzlichen Anforderungen durch die Temperaturregelung:

Zur Langzeitlagerung eines kryogenen Festtreibstoffs über Tage bzw. Wochen muss die Temperatur aktiv geregelt werden. Wärme wird in diesem Fall durch Abpumpen eines verdampfenden Kühlmittels

⁹⁸ Eine genaue Beschreibung des entwickelten Massenmodells findet sich in Kapitel 9.2

permanent aus dem System entfernt. Für kurze Zeitdauern von Minuten oder Stunden - z.B. während des Starts - ist passive Temperaturregelung in Form von Isolationsschichten ausreichend. Diskussion und Berechnung der Isolationsleistung findet in Kapitel 5.1.4.3.2 und Kapitel 5.1.4.3.3 statt.

5.1.4.3.2 *Aufbau der Tankstruktur*

Grundlage für die Festlegung des Tankstrukturaufbaus und die Ermittlung der Tankstrukturmassen sind Thermalannahmen für zwei kritische Zustände:

1. Kritischer thermischer Zustand 1: Zeitdauer nach Kühlmittelablass und Start des Abbrands:
Bei diesem Zustand dringt Wärme von außen (Außentemperatur 293 K) in das System ein. Es muss sichergestellt sein, dass die Temperatur des Treibstoffs des am nächsten an der Clusterwand anliegenden Boosters nicht über die geforderte Lagertemperatur ansteigt.
2. Kritischer thermischer Zustand 2: beim Abbrand:
Bei diesem Zustand dringt Wärme von innen ($T_{\text{cmax}}=3.700 \text{ K}$) auf das übrige System ein. Die nicht brennenden Booster müssen thermisch isoliert sein. Im Extremfall befindet sich neben dem zuerst brennenden Booster ein zuletzt brennender Booster; d.h., der zuletzt brennende muss für die Dauer des gesamten Aufstiegs (ca. 20 Minuten) gegen die Wärme der zuerst brennenden isoliert werden.

Für die Dauer der Aktivkühlung der Cluster – also am Boden, vor Abpumpen der Kühlflüssigkeit - wird angenommen, dass die Lagertemperatur sichergestellt werden kann.

Aus diesen Überlegungen ergibt sich die in Abbildung 66 dargestellte Tankstruktur. Die einzelnen zylindrischen Booster sind mit einer Ablationsschicht eingekleidet, um die Boostertankwände, die als Drucktank ausgelegt sind, vor den hohen Abbrandtemperaturen zu schützen. Die Booster sind in eine gegen die Feuergase abgeschirmte Kunststoff-Isolationsform eingebettet und somit nur passiv thermisch isoliert. Aktivkühlung der einzelnen Booster kommt nicht in Frage, da die zu kühlenden Oberflächen in der Summe zu groß sind, und wegen der dann notwendigen Doppelwandigkeit eine erhebliche Massenzunahme einträte.

Die Clusterstruktur besteht aus einer Innen- u. Außenwand. Das Volumen zwischen den beiden Wänden dient der Aufnahme des Kühlmittels, welches kurz vor dem Start - aus Gründen der Massensparnis - aus dem System entfernt wird. Für die Dauer des Aufstiegs würde die Temperaturregelung dann lediglich passiv erfolgen. Wie sich die Temperatur an verschiedenen Knotenpunkten mit der Zeit als Funktion der Thermalisolation ändert, wird im nachfolgenden Kapitel 5.1.4.3.3 beschrieben.

Die Boosterenden sind als Halbkugeln, das Clusterende ist als Deckel ausgebildet, der die Boosterenden überdeckt (nicht dargestellt in Abbildung 66).

Jeder Booster wird nach dem Abbrand gegenüber dem Clusterbrennraum mit Hilfe einer Schließvorrichtung (Blende, die in der Abschlussplatte integriert ist, und vor Abbrand auf- u. danach zugeht) isoliert. Die Restgase entweichen durch einen Auslaß am oberen Boosterende. Somit kann sich der Boosterinnenraum abkühlen und muss nicht weiter thermisch gegen die heißen Brenngase der anderen brennenden Booster geschützt werden. Darüber hinaus kann die Volumenänderung der Gesamtbrennkammer über die Gesamtflugdauer gering gehalten werden.

Die zu erwartenden Probleme mit mechanisch bewegten Teilen einschließlich der zugehörigen Steuerung und Antrieb innerhalb einer Brennkammer sowie die Frage nach der Zündung und deren Aktivierung werden hier nicht näher behandelt.

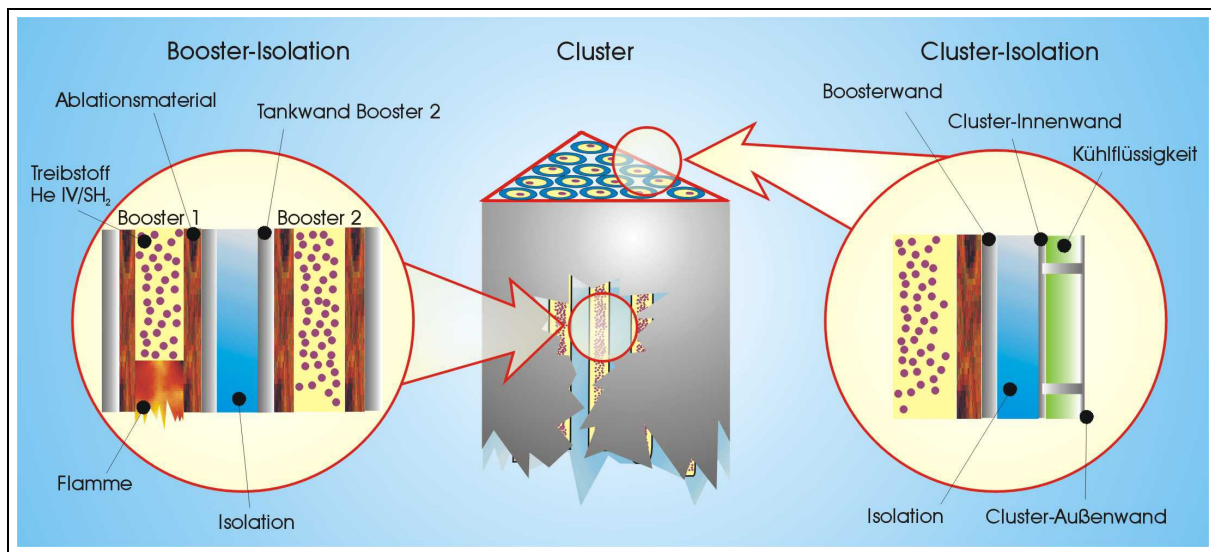


Abbildung 66: Vorschlag für den Aufbau der Tankstruktur für das Brennstabkonzept
- mit Darstellung der Konzepte der Booster- u. Clusterisolation; die Booster sind auf den Brennkammerdruck ausulegen, nicht jedoch die Clusterwände

5.1.4.3 Thermalisation

Wie sich die Temperaturen des kryogenen Systems an verschiedenen Knotenpunkten für den Fall einer Passivkühlung mit der Zeit ändern, geht beispielhaft aus Abbildung 67 hervor. Annahme ist die Lagerung festen Wasserstoffs bei einer Ausgangstemperatur von 3 K, in einem Gehäuse aus CrNi-Stahl, mit einer inneren Graphit-Ablationsschicht und einer Polystyrol-Isolationsschicht, einer Booster- u. Clusterwand (vgl. auch Abbildung 66). Letztere besteht aus Aluminium. Die entsprechenden Materialdaten sind Tabelle 32 zu entnehmen⁹⁹. Den Berechnungen liegen folgende weitere Annahmen zugrunde:

- 8 Mol% HeIV ($T_c=3.477$ K; $I_{sp}=8.222$ m/s und $P_c=34,4$ bar)
- $L/D = 10$
- $g_0 = 1,3$ g
- $M_{St}/M_{TS} = 0,4$
- $M_{PL} = 25$ Mg
- $M_{TS} = 328,4$ Mg
- Anzahl Booster = 51
- Anzahl Cluster = 3

Für die thermischen Berechnungen wurde ein an der TU Berlin im Fachgebiet Raumfahrzeugtechnik verfügbares vereinfachtes¹⁰⁰ Thermal-Knotenmodell verwendet. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [Leppich]. Abbruchbedingung ist das Erreichen von 12 K am Rand des Treibstoffblocks am Knoten 2.

⁹⁹ weitere Isolationsmaterialien sind in [Glaser] beschrieben

¹⁰⁰ Keine Strahlung zwischen den Knoten (außer Knoten 6 und Knoten 7 – vgl. Abbildung 67); keine Ausdehnung des Materials; Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität bleiben bei Temperaturänderung konstant

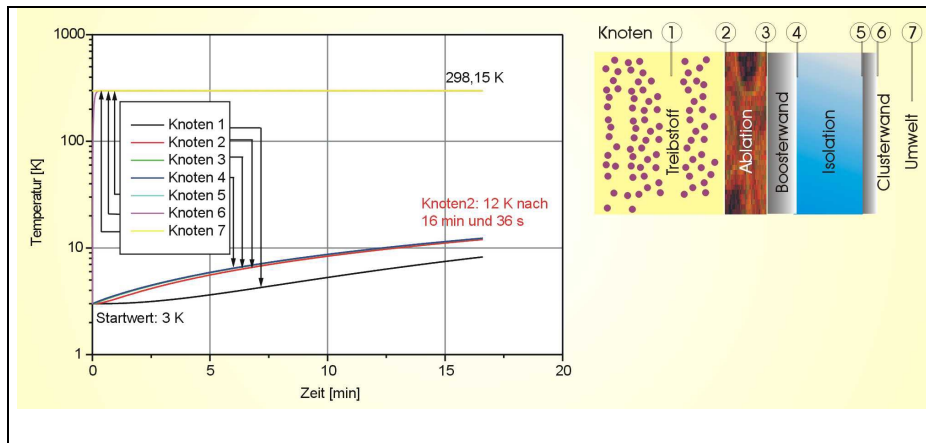


Abbildung 67: Temperaturänderungen eines kryogenen Systems über der Zeit, bei konstanter Außentemperatur (ohne Berücksichtigung aerodynamischer Aufheizung) ausgehend von **Lager-temperatur: 3K; Iso-Dicke: 5 cm;** Ergebnis: Abbruchbedingung wird nach 16 Minuten erreicht

Grundsätzlich sinken die Zeitdauern mit zunehmender Lagertemperatur bzw. abnehmender Isolationsschichtdicke. Tabelle 31 zeigt die Ergebnisse einer Variationsrechnung für verschiedene Isolationsschichtdicken und Ausgangstemperaturen.

Es zeigt sich, dass Passivkühlung unter den getroffenen Annahmen je nach Isolationaufwand nur für kurze Zeitdauern im Bereich bis zwei Stunden wirkt (genauer: 1 h, 45 min bei einer Iso-Dicke von 25 cm), was für die Dauer kurz vor und während eines Aufstiegs, wenn keine Aktivkühlung mehr betrieben wird, als ausreichend angenommen wird. Für den Fall der Berücksichtigung höherer Temperaturen am Knoten 7 (Umwelt) infolge aerodynamischer Aufheizung werden die Dauern bis zur Erreichung der Abbruchbedingung unter sonst gleichen Annahmen noch etwas niedriger sein (nicht dargestellt in Tabelle 31).

Eine detailliertere Darstellung der Einzelergebnisse sowie die Knotenmodellergebnisse für die Heizung von innen unterbleibt hier, da sich zeigen wird, dass das Boosterkonzept selbst unter optimistischen Annahmen nicht flugfähig ist.

Isolationsschichtdicke:	1 cm	5 cm	10 cm	25 cm
Ausgangstemperatur	Zeit bis zum Erreichen von 12 K			
1,45 K	4 min 4 sec	19 min 19 sec	39 min 57 sec	1 h 45 min 4 sec
3 K	3 min 33 sec	16 min 36 sec	31 min 24 sec	1 h 29 min 55 sec
8 K	1 min 50 sec	7 min 41 sec	14 min 18 sec	40 min 32 ssec

Tabelle 31: Zeitdauern bis zur Erwärmung des Feststoffblocks auf 12 K - ausgehend von der Lagertemperatur für verschiedene Isolationsschichtdicken

5.1.4.3.4 Materialien

Bei der Wahl der Werkstoffe für die Tankstruktur sind die folgenden Eigenschaften zu beachten [Huzel]:

- Ausreichende Festigkeit bei hohen Temperaturen: besonders geeignet sind CrNi-Stähle
- Genügende Duktilität¹⁰¹ bei niedrigen Temperaturen: geeignet sind Al-Legierungen und CrNi-Stähle

¹⁰¹ Sprödbbruchresistenz [Dubbel, S.E22]

Für die Isolation bieten sich Materialien mit niedrigen Wärmeleitfähigkeitswerten an. Für diese Untersuchung wird in Anlehnung an [Leppich] eine sog. Schaumstoffisolation bestehend aus Polystyrol betrachtet. Die Eigenschaften der Materialien sind für verschiedene Temperaturen in Tabelle 32 zusammengefasst. Die Werte für die niedrigen Temperaturen sind z.T. extrapoliert worden. Eine ausführliche Zusammenstellung von Materialkennwerten im Tieftemperaturbereich findet sich in [Leppich].

Material	Verwendung	T [K]	Streckgrenze σ_{max} [N/m ²]	Dichte, ρ [kg/m ³]	Elastizitätsmodul, E [N/m ²]	Querkontraktionszahl, ν	spez. Wärmekapazität c_p [J/kg-K]	Wärmeleitfähigkeit, λ [W/m-K]
CrNi-Stahl ¹⁰²	Boosterwand	298,15	~1520E6	7900	2,16E11	0,30	~450	~50
		1,0	~1850E6	7900	~2,50E11	~0,30	~100 ¹⁰³	~0,113106
Al-Leg. ¹⁰⁴	Clusterwände	293	~90E6	2700	7,00E10	0,34	896 ¹⁰⁵	110 ¹⁰⁶
		1,45	~700E6	2700	~9,00E10	~0,34	56 ¹⁰⁷	1,05 ¹⁰⁶
Graphit	Ablations-schicht	293	-	2255	-	-	500 ¹⁰⁸	400 ¹⁰⁹
		1,45	-	-	-	-	100 ¹¹⁰	0,001 ¹⁰³
Polystyrol ¹¹¹	Isolation (foam isolation)	293	-	40	-	-	1000 ¹¹⁰	0,036
		1,45	-	-	-	-	100 ¹¹⁰	0,001 ¹¹⁰
SH ₂	Trägermatrix	293	-	-	-	-	-	-
		1,45	-	-	-	-	0,69 ¹¹²	0,02 ¹¹⁰

Tabelle 32: Kennwerte der verwendeten Materialien
Aus [Leppich/Dubbel], (-: nicht relevant bzw. Daten nicht verfügbar)

¹⁰² CrNi 188 (Malewski in [Leppich, Abb.5.18])

¹⁰³ [Rose-Innes]

¹⁰⁴ Cu 0,16%, Mg 1,02%, Mn 1,2% (Malewski in [Leppich, Abb.5.18])

¹⁰⁵ [Renner]

¹⁰⁶ [White]

¹⁰⁷ [Lounasmaa]

¹⁰⁸ [Schülkes Tafeln], Diamant

¹⁰⁹ [Malewski]

¹¹⁰ angenommen

¹¹¹ aus [Leppich, Tab. 4.9]

¹¹² [Lo7]

5.1.4.3.5 Ergebnisse der Massenberechnungen

Für die Ermittlung der Strukturmasse des Antriebssystems¹¹³ ist ein im Anhang dieser Arbeit in Kapitel 9.3 beschriebenes Massenmodell entwickelt worden. Im einzelnen sind die Massen folgender Teilkomponenten berücksichtigt worden: Ablationsschicht Booster, Tankwand Booster, Thermalisation Booster, Abschlussplatte, Verstrebungsstruktur Booster, Masse der Clusterwände, Ablationsmaterial im Clusterbrennraum, Brennkammerwand des Clusterbrennraums und Düse.

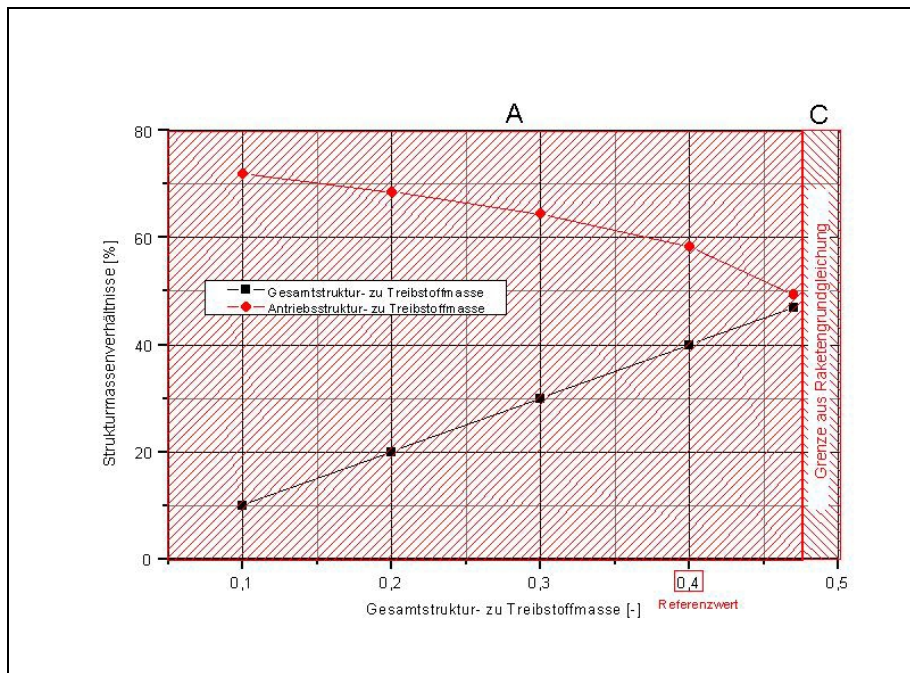


Abbildung 68:
Einfluss des Eingabeparameters „Gesamtstruktur-zu-Treibstoffmasse“ (M_{ST}/M_{TS}) des Berechnungsprogramms auf das Verhältnis Antriebsstruktur-zu-Treibstoffmasse (M_{ST-A}/M_{TS}) beim Brennstabkonzept

Der markierte Referenzwert für (M_{ST}/M_{TS}) ist Grundlage für die weiterführenden Analysen

Grundlage der Massenabschätzungen ist die in Tabelle 30 definierte Referenzmission, wobei:

- **Brennkammerdruck:** 34,4 bar
- **HeIV-Anteil:** 8 Mol%
- **Spez. Impuls:** 8222,35 m/s
- **Entspannungsverhältnis P/P_e :** 34:1

Aus den Ergebnissen der Massenberechnungen kann schon jetzt zusammengefasst werden, dass ein Trägersystem basierend auf einem Brennstabantriebskonzept, wegen der hohen relativen Gesamtstrukturmassen, nicht flugfähig ist.

Dies wird bei Betrachtung der Abbildung 68 deutlich: im markierten Bereich „A“ ist die Antriebsstrukturmasse rechnerisch größer als die Gesamtstrukturmasse¹¹⁴, was nicht möglich ist. Im Bereich „C“, der bei einem Abszissenwert von $M_{ST}/M_{TS} = 0,476$ beginnt, ist die Raketenrundgleichung nicht lösbar, d.h., die Mission ist nicht realisierbar (vgl. Abbildung 61). Ein Bereich „B“, der machbare Ergebnisse liefern würde, existiert beim Brennstabkonzept nicht¹¹⁵.

¹¹³ für die nachfolgend die Bezeichnung M_{ST-A} verwendet ist

¹¹⁴ mit Gesamtstrukturmasse ist die Brutto-Trockenmasse gemeint

¹¹⁵ im Gegensatz zum Pelletkonzept; vgl. Abbildung 77

Zur weiteren Erläuterung: Das für die Ermittlung der präsentierten Ergebnisse erstellte Rechenprogramm (s. Beschreibung in Kapitel 9.2 und 9.3) basiert – wie schon erwähnt - auf der Vorgabe eines vernünftigen Verhältnisses der Gesamtträgerstruktur- zu Treibstoffmasse (M_{ST}/M_{TS}) als Eingabegröße. Ein genauer Wert kann erst mit einem detaillierten Massenmodell und einer Bahnaufstiegrechnung iterativ ermittelt werden¹¹⁶. Wie sich in Abbildung 68 zeigt, ergeben sich mit Anwachsen dieses Wertes niedrigere Verhältnisse der Antriebsstruktur- zu Treibstoffmasse (obere Kurve). Die Ergebnisse werden mit anderen Worten plausibler. Genaugenommen müssten die Berechnungen mit einem aus den sich errechneten Einzelmassen ermittelten neuen Eingabewert immer wieder erneut iterativ durchlaufen werden, bis sich die exakten Massenwerte einstellen. Dieses Ziel kann jedoch nicht erreicht werden, da die Raketengrundgleichung oberhalb eines Eingabewertes von $M_{ST}/M_{TS} = 0,476$ keine Ergebnisse mehr liefert (vgl. Abbildung 61).

Die Ergebnisse hängen von diversen getroffenen zum Teil unsicheren Annahmen einzelner Parameter ab. Dass auch deren Variation zu keiner Änderung der getroffenen Aussage der Nichtrealisierbarkeit eines Brennstabkonzeptes führt, wird anhand der nachfolgenden Sensitivitätsbetrachtungen verdeutlicht. Für die jeweiligen Berechnungen ist ein Wert für das Verhältnis von Gesamtstruktur- zu Treibstoffmasse von $M_{ST}/M_{TS} = 0,4$ vorgegeben worden, da die Raketengrundgleichung dafür noch eine realisierbare Mission zulässt, und geringere Strukturmassenverhältnisannahmen mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht realistisch sind. In den Grafiken sind dann die Werte für das Verhältnis der Strukturmasse des Antriebssystems zur Treibstoffmasse (M_{ST-A}/M_{TS}) dargestellt, die sich aus den Iterationen ergeben haben. Allen Berechnungen liegt die Treibstoffkombination HeIV/SH₂ zugrunde.

¹¹⁶ dies geschieht in Kapitel 6

Einfluss des Brennkammerdrucks:

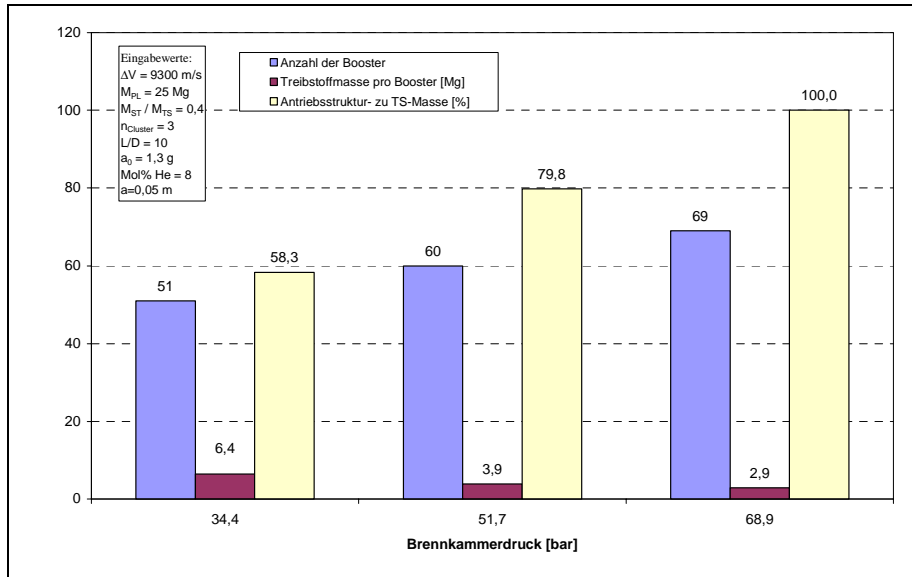


Abbildung 69:
 Einfluss der Variation des Brennkammerdrucks auf die Anzahl der erforderlichen Booster, die Treibstoffmasse pro Booster sowie das Verhältnis Antriebsstruktur- zu Treibstoffmasse (M_{ST-A}/M_{TS}) (a =Abstand zwischen den Boostern)

Der Brennkammerdruck ist zwischen 34,4 bar, 51,7 bar und 68,9 bar variiert worden. Höhere Brennkammerdrücke sind prinzipiell aufgrund der sich ergebenden höheren spezifischen Impulse wünschenswert (s. Abbildung 61), da die erforderliche Treibstoffmasse sinkt. Wegen der Auslegung als Druckbehälter, steigt aber das Verhältnis der Strukturmasse des Antriebssystems zur Treibstoffmasse, im konkreten Fall von 58,3 % auf 100 %.

Unter Beachtung der Tatsache, dass die Strukturmasse des Antriebssystems nur einen Teil der Gesamtstrukturmasse eines Trägersystems ausmacht, und letztere lt. Abbildung 61 bei Werten über 52 % (bei $P_c=68,9 \text{ bar}$) zum Nichtabheben des Trägersystems führt, kann geschlussfolgert werden, dass das Innenbrennerkonzept selbst bei Verwendung niedriger Brennkammerdrücke keine Realisierungschancen hat.

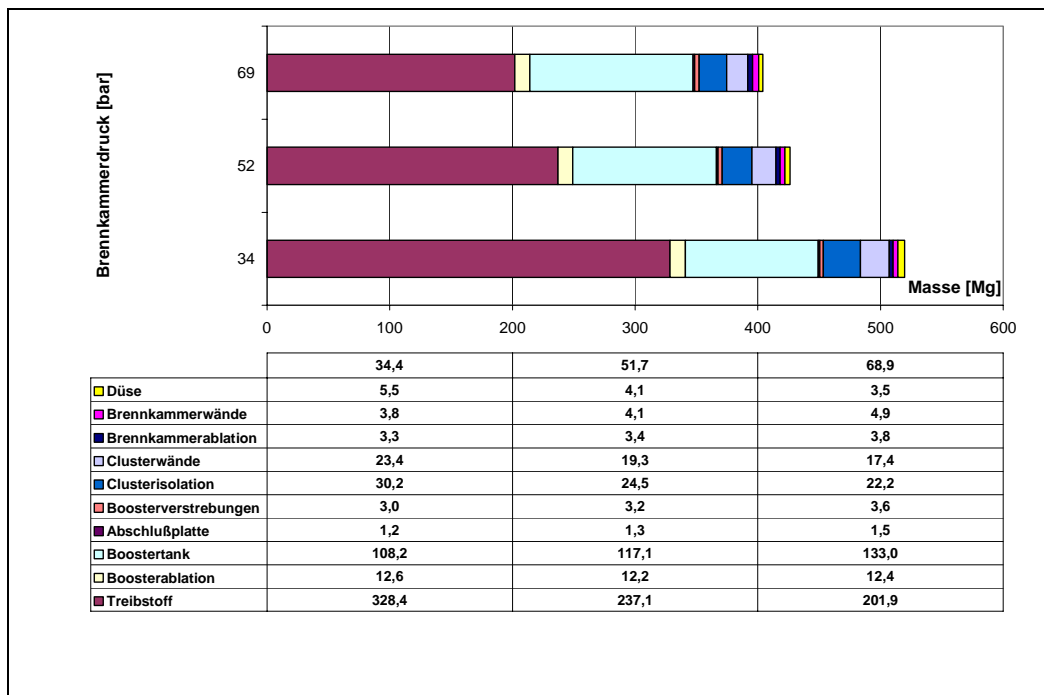


Abbildung 70:
 Absolute Massen der Struktur des Antriebssystems sowie des Treibstoffes als Funktion unterschiedlicher Brennkammerdrücke
 Die Tabelle zeigt die Einzelmassen in [Mg] für die drei gewählten Brennkammerdrücke in [bar]

Welche absoluten Werte für die einzelnen Strukturmassen des Antriebssystems sowie für die Treibstoffmasse - abhängig vom gewählten Brennkammerdruck - zu erwarten sind, geht aus Abbildung 70 hervor. Die Boostertankwände stellen den dominierenden Anteil an den Strukturmassen des Antriebssystems dar.

Einfluss der Boosterisolation:

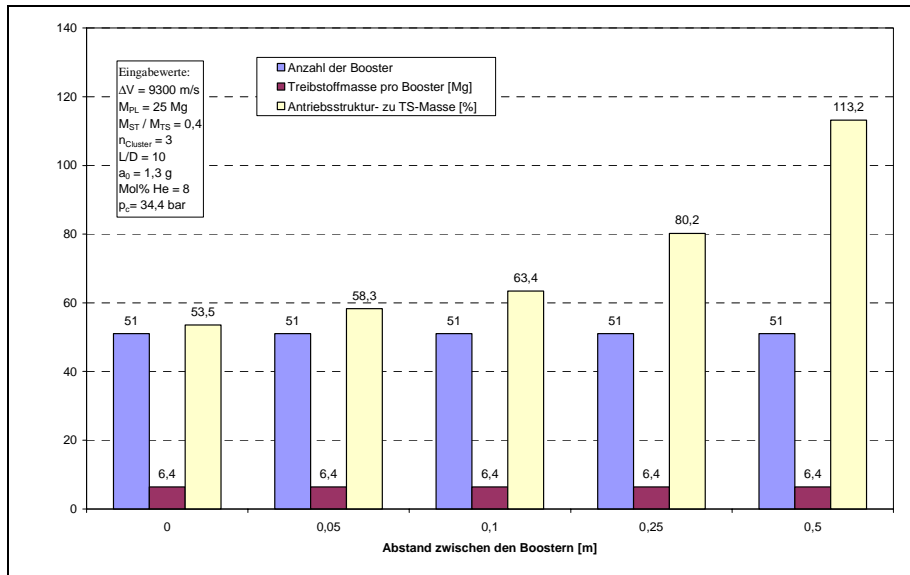


Abbildung 71:
Einfluss des Boosterabstandes (bzw. der Isolation) auf die Anzahl der erforderlichen Booster, die Treibstoffmasse pro Booster sowie das Verhältnis Antriebsstruktur- zu Treibstoffmasse (M_{ST-A}/M_{TS})

Der Abstand zwischen den Boostern bestimmt sich aus den thermalen Isolationsanforderungen. In Abbildung 71 wird gezeigt, dass das Verhältnis der Strukturmasse des Antriebssystems zur Treibstoffmasse selbst bei Verzicht auf eine Isolation zwischen den Boostern, also bei einem Abstand von 0 Metern, mit 53,5 % jenseits eines Verhältnisses liegt, welches ein Trägersystem flugfähig machen würde (vgl. Abbildung 61). Auf eine detaillierte Thermalrechnung wird daher in dieser Arbeit verzichtet.

Einfluss der Nutzlastmasse:

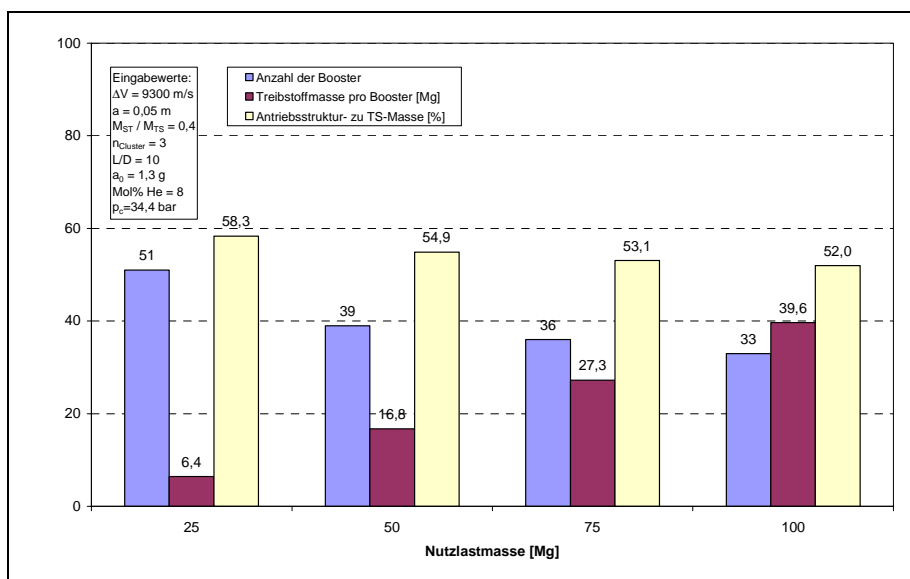


Abbildung 72:
Einfluss der Nutzlastmasse auf die Anzahl der erforderlichen Booster, die Treibstoffmasse pro Booster sowie das Verhältnis Antriebsstruktur- zu Treibstoffmasse (M_{ST-A}/M_{TS})

Abweichend vom Referenzmissionsszenario führt auch eine Größerskalierung des Trägersystems durch höhere Nutzlastmassen nicht zu einer markanten Verringerung des Strukturverhältnisses. Es

liegt jeweils nicht unter 52 %. Da das Verhältnis von Gesamtstruktur- zu Treibstoffmasse (0,4) sowie die Anzahl gleichzeitig brennender Booster (drei) als auch das Länge- zu Durchmesser Verhältnis konstant gehalten wird, wächst mit der Nutzlastmasse auch die Abbrandoberfläche pro Booster, was zu einer Abnahme der Anzahl der Booster führt (vgl. Rechenmodell in Kapitel 9.2).

Einfluss der Abbrandrate:

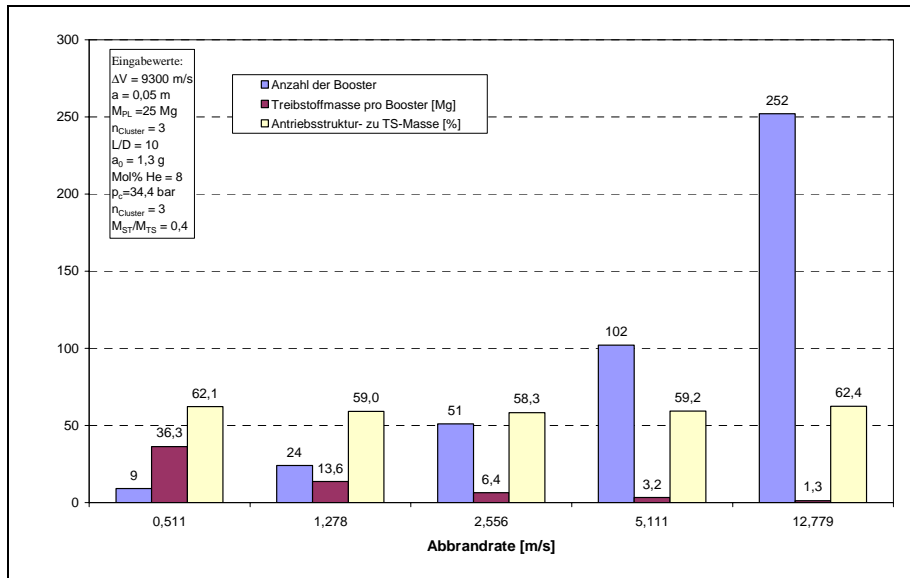


Abbildung 73:
 Einfluss der Feststoffabbrandrate auf die Anzahl der erforderlichen Booster, die Treibstoffmasse pro Booster sowie das Verhältnis Antriebsstruktur- zu Treibstoffmasse (M_{ST-A}/M_{TS})

Die gewählte Abbrandrate hat den stärksten Einfluss auf die Verteilung des Treibstoffs bzw. Anzahl der Booster. Wegen der Unsicherheit des entwickelten Modells der Abbrandrate¹¹⁷ ist eine Variation erfolgt. Für die in Abbildung 73 gelisteten Berechnungsannahmen liefert das Modell einen Referenzwert von 2,556 m/s. Zur Ermittlung der Sensitivität dieses Parameters wurde er um den Faktor 2 und 5 jeweils vergrößert und verkleinert. Dies hat, wie schon in Kapitel 5.1.4.1 erläutert, sehr große Auswirkungen auf die Anzahl der Booster und natürlich die Treibstoffmasse pro Booster. Der Einfluss auf das Antriebsstrukturmassenverhältnis ist nur marginal, was an den getroffenen Modellannahmen liegt: offensichtlich ist der Massenunterschied zwischen vielen kleinen und wenigen großen Boostern gering. Erst mit sehr viel geringerer Abbrandrate (nicht dargestellt in der Grafik), in der Größenordnung heutiger konventioneller Feststoffbooster, ergäbe sich durch die Abkehr vom nicht mehr notwendigen Stirnbrennerkonzept hin zum Innenbrenner eine Reduktion des Antriebsstrukturmassenverhältnisses.

Es kann zusammengefasst werden, dass ein Trägersystem basierend auf HeIV in der Auslegung des Antriebssystems als Brennstabkonzept nicht flugfähig ist. Ein Träger würde offensichtlich die Referenzmission nicht erfüllen können.

Und dies, obgleich die Berechnungen auf Strukturmassenannahmen basieren, die im wesentlichen nicht von Thermalanforderungen beeinflusst sind. Es wurden idealerweise nur minimale Systemmassen für die Thermalkontrolle berücksichtigt. Nach genauer Analyse der Thermalanforderungen ergäben sich noch höhere Strukturmassen. Es wurde daher darauf verzichtet.

Ausschlaggebend für die hohen Antriebsstrukturmassenverhältnisse ist neben der hohen Abbrandrate die sehr geringe Dichte der SH₂-Sekundärtreibstoffkomponente, die bei dem betrachteten Konzept in für Brennkammerdrücke geeignete Druckbehältnisse verpackt werden muss.

Auswirkungen verbesserter Boosterwandmaterialien:

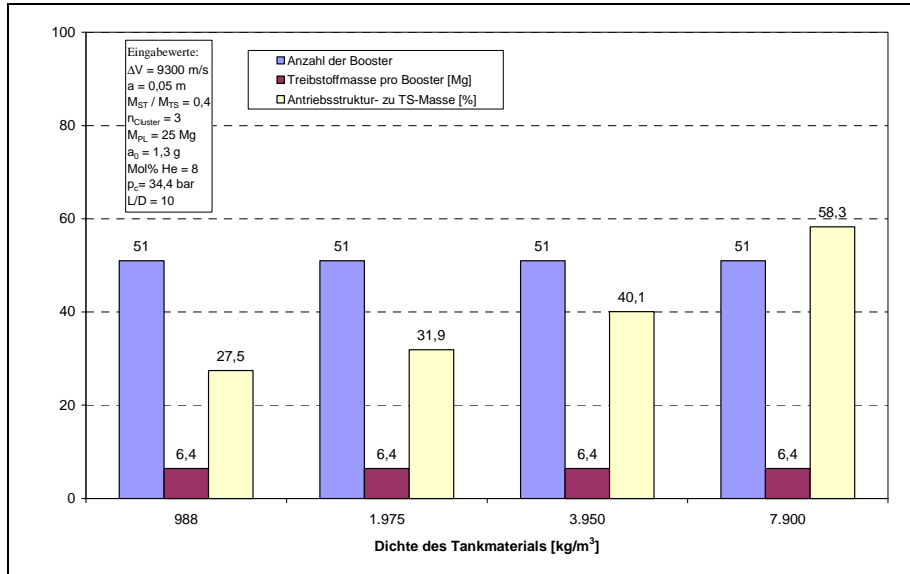


Abbildung 74:
Einfluss der Boosterwandmaterialdichte auf das Leistungsverhalten des Boosterkonzeptes

Sollte es gelingen, Materialien mit deutlich verringerter Dichte jedoch ähnlichen Festigkeitseigenschaften wie der betrachtete Chrom-Nickel-Stahl für die Verwendung als Boosterwandmaterial zu entwickeln, würde das untersuchte Boosterkonzept flugfähig werden. Abbildung 74 zeigt die Reduktion des Antriebsstrukturmassenverhältnisses auf 27,5 % bei einer Achtelung der Ausgangsdichte des Wandmaterials. Eine genauere Untersuchung unterbleibt in dieser Arbeit, da dieser Ansatz sehr spekulativ ist und in absehbarer Zeit nicht mit derartigen Fortschritten in der Materialtechnik zu rechnen ist.

5.1.4.4 Offene technische Fragestellungen zum Brennstabkonzept

Unabhängig von den durchgeführten Analysen hinterlässt das ausgewählte und erläuterte Brennstabkonzept einige wichtige, nur experimentell eindeutig zu klärende Fragen:

- Wie hoch ist die Gefahr unkontrollierter, von einer Erwärmung der Oberfläche ausgehender Rekombinationen im Feststoff? Solange die Dauer bis zum Schmelzen der erwärmten Feststoffoberfläche ($<1 \mu\text{sec}$) sehr viel kürzer ist als jene, die von den eingelagerten reaktiven HeIV-Körnern benötigt würde, Energie zu absorbieren, und störend auf die Matrix zu wirken, kann diese Gefahr als gering bezeichnet werden. Dies ist lt. [ROSEN3] zumindest bei der Einlagerung von Wasserstoff-Atomen der Fall, was bei vorsichtiger Annahme auch für HeIV gelten kann. Die eigentliche Rekombination findet ausschließlich im bereits vom Feststoff abgeschmolzenen Fluid (flüssig oder gasförmig) statt.
Darüber hinaus ist der Wärmetransport in den Feststoff mit zunehmender Oberflächentemperatur wegen abnehmender Diffusivität beschränkt.
- Welche Auswirkung hat die von den heißen Gasen im Reaktionsraum ausgehende Emission von Strahlung (im infraroten und sichtbaren Wellenlängenbereich) auf die Feststoffmatrix? Lt. [ROSEN3] ist diese Gefahr ebenfalls gering, denn SH_2 verhält sich diesem Spektrum elektromagnetischer Strahlung gegenüber transparent.
- Welche Energieanteile fallen infolge der Rekombinationen in Form von Wärme oder Licht an [Palaszewski2]? Nur der Wärmeanteil trägt zum spezifischen Impuls bei. Möglicherweise liegt dieser nur bei 10 %, wie sich beispielsweise bei einer H/LH₂-Matrix auf der Basis der Messung der magnetischen Kernresonanz (NMR)¹¹⁸, verglichen mit der Elektronenspinresonanzmethode (ESR)¹¹⁹ ergeben hat.
- Wie erfolgt die Zündung des Abbrands? Wie aus dem vorhandenen Schrifttum hervorgeht, sind die Kenntnisse über den kontrollierten Zündungsprozess sehr lückenhaft [Rosen1/Frisbee/ Zmuidzinas4]. Ähnlich wie beim atomaren Wasserstoff ist zu erwarten, dass der Deflagrationsprozess stabil, stetig und mit hoher Geschwindigkeit im fluiden Oberflächenbereich des Feststoffs abläuft [Rosen1/Frisbee]. Zündung könnte erfolgen durch:
 - (1) Erwärmung der Oberfläche über den Schmelzpunkt oder
 - (2) Umwandlung in einen Anregungszustand kürzerer Lebensdauer mittels elektromagnetischer Strahlung (z.B. eines Lasers)
- Einfluss der Änderung des freien Volumens in den Brennkammern mit dem Abbrand?
- Offen bleibt in dieser Arbeit ferner die Frage, welcher Anteil bei der Energiefreisetzung nutzlos das System verlässt. Lt. FRISBEE [Frisbee] geht ein Teil des Photonenstroms durch die Wände, da keine effizienten Reflektoren im entsprechenden Wellenlängenbereich (Ultraviolett) existieren.

¹¹⁸ Diese Methode besteht in der Resonanzabsorption von elektromagnetischer Energie durch die Atomkerne, auf die ein starkes konstantes und ein hochfrequentes Magnetfeld einwirken [Br-Ph, Stichwort: Magnetische Kernresonanz]

¹¹⁹ Messung der Zahl ungepaarter Elektronen [Palaszewski2]

5.1.5 Pelletkonzept

Die Verwendung des TS in Form von Pellets ist die zweite im Schrifttum angesprochene [Palaszewski1/Thierschmann1/Thierschmann3] jedoch nicht näher untersuchte Variante dem Problem hoher Abbrandraten Herr zu werden. Ein besonderer Vorteil dieses Konzeptes ist die Trennung zwischen TS-Lager- u. Reaktionsbereich sowie die relativ einfache Regelung der Fördermenge. TS-Segmentierung ist nicht notwendig. Die Pellets können in einem oder mehreren Tanks untergebracht werden. Die äußere Form des Trägers wird in erster Linie durch das TS-Volumen, nicht aber die Geometrie des TS bestimmt, wie es beim BS-Konzept der Fall ist.

Bedingt durch die kugelförmigen Pellets ist der geringe Tankfüllungsgrad zu beachten. Er liegt bei ca. 75 %, wenn dichteste Packung angenommen wird. Auswirkungen hat dies auf die Tankauslegung im Hinblick auf Volumen und Masse. Als Füllstoff für die Bedrückung des Tanks bieten sich Helium oder Wasserstoff an.

Aus Tabelle 26 ergeben sich drei alternative Pelletkonzepte (B4b, B5 und B6a). Basierend auf der Gegenüberstellung der Vor- u. Nachteile dieser Konzepte (s. Tabelle 33) wird dem Konzept B5 für die weitere Analyse der Vorzug gegeben. Es besteht durch die Verwendung der klassischen LH₂-Komponente als Stützmedium.

Konzept	B4b	B5	B6a
Vorteile	<ul style="list-style-type: none"> ▸ Bewährte Technologie der Verwendung von LH₂ als Stützmedium ▸ Kein Magnetfeld erforderlich ▸ Möglicherweise besserer Schutz der reaktiven Komponente (HeIV) durch Ummantelung ▸ Mischungsverhältnis regelbar 	<ul style="list-style-type: none"> ▸ Einfachere Pelletlagerung u. – handling und Herstellung, da Einkomponentenpellets ▸ Kein Magnetfeld erforderlich ▸ Bewährte Technologie durch Verwendung von LH₂ als Stützmedium ▸ Mischungsverhältnis regelbar 	<ul style="list-style-type: none"> ▸ Kein Magnetfeld erforderlich ▸ Monergolkonzept (weniger komplex) ▸ Möglicherweise besserer Schutz der reaktiven Komponente (HeIV) durch Ummantelung ▸ Kein Magnetfeld erforderlich
Nachteile	<ul style="list-style-type: none"> ▸ Pelletlagerung anspruchsvoller und möglicherweise komplizierter, da Zweikomponentenpellets ▸ Intensive Kühlung des Pellet-tanks erforderlich (wg. Verwendung von SHe) ▸ Diergolkonzept 	<ul style="list-style-type: none"> ▸ Möglicherweise erhöhte Reaktionsgefahr im Tank (durch Reibung der Pellets, bestehend aus 100 % HeIV) ▸ Diergolkonzept ▸ Kühlung während Lagerung am Boden (1,45 K) zur Sicherstellung der Stabilisierung 	<ul style="list-style-type: none"> ▸ Pelletlagerung anspruchsvoller und möglicherweise komplizierter, da Zweikomponentenpellets ▸ Kühlung bzw. hohe Isolation erforderlich (wg. SH₂); jedoch geringer als bei Konzept B4b ▸ Mischungsverhältnis nicht regelbar ▸ Herstellung des Mischpellets (SH₂/HeIV) problematisch (keine Lit.-Angaben vorhanden)

Tabelle 33: Vor- und Nachteile der HeIV Pelletkonzepte (s. Tabelle 26)

5.1.5.1 Zum Problem der Pelleteinschussraten

Die nachfolgenden Grafiken liefern unter Zugrundelegung der genannten Referenzmission die Ergebnisse für zu erwartende HeIV-Massenströme (Abbildung 75) sowie die daraus abgeleiteten Pelleteinschussraten (Abbildung 76) für das Konzept B5 (HeIV/LH₂). Mit einem beispielhaften HeIV-Anteil von 8 Mol% ergeben sich je nach Strukturmassenverhältnis HeIV-Massenströme zwischen 45 bis 600 kg/s.

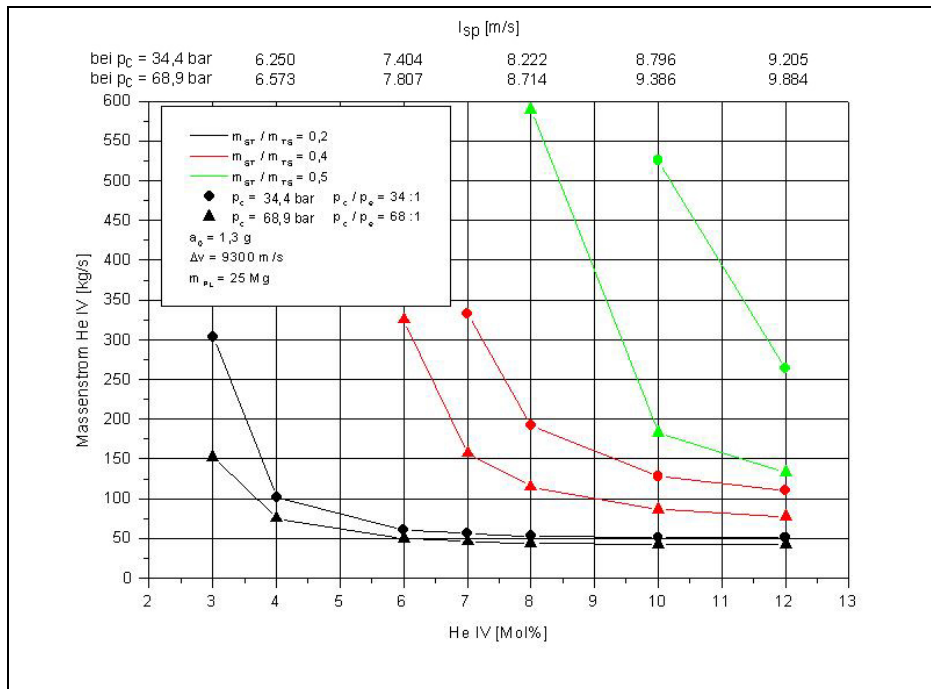


Abbildung 75: Erforderlicher HeIV Massenstrom in Abhängigkeit der molaren Konzentration für verschiedene Strukturverhältnisse und Brennkammerdrücke

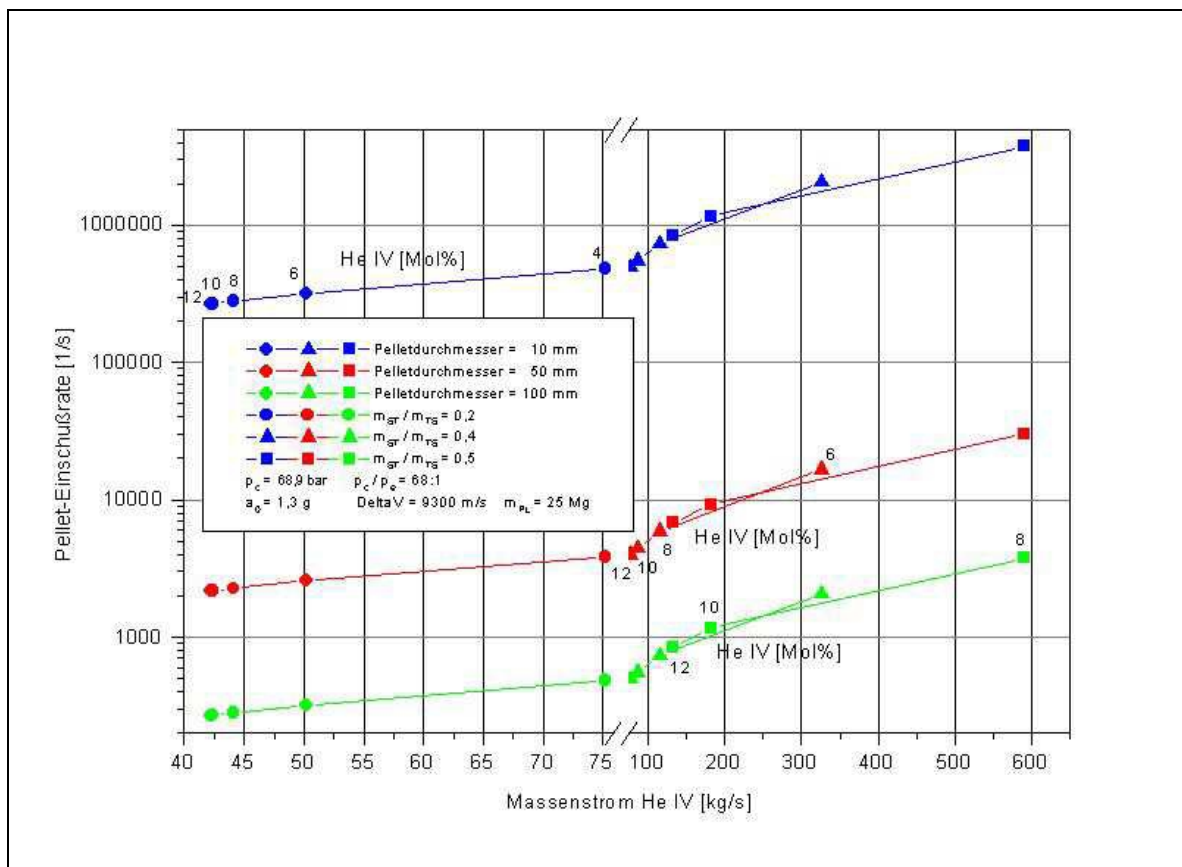


Abbildung 76: Erforderliche HeIV-Pelleteinschussrate in Abhängigkeit der molaren Konzentration bzw. des Massenstroms sowie für unterschiedliche Strukturmassenverhältnisse: 0,2, 0,4 u. 0,5 - (für Konzept B5); die Werte für die molaren Konzentrationen sind für Kreissymbolkurven exemplarisch an der oberen Kurve angetragen, für die Dreiecksymbolkurven an der mittleren und für die Rechtecksymbolkurven an der unteren

Daraus lassen sich Pelleteinschussraten in der Größenordnung von 2.500/s bis 30.000/s ableiten, sofern der Pelletdurchmesser 5 cm beträgt (vgl. rote Kurve in Abbildung 76). Mit abnehmendem

HeIV-Anteil steigen die erforderlichen Einschussraten, da der Massenstrom zunimmt, der an der Abzisse angetragen ist. Variiert wurde von 12 Mol% bis 6 Mol% (an den Kurven angetragen).

Bei höher angenommenen Strukturmassenverhältnissen steigen die Pelleteinschussraten ebenfalls. Variiert wurden die Strukturmassenverhältnisse zwischen 0,2 (vgl. Kurven mit Kreissymbolen), 0,4 (Dreiecksymbole) und 0,5 (Rechtecksymbole). Bei Verdopplung des Pelletdurchmesser auf 10 cm (grüne Kurven) reduziert sich die Einschussrate um eine Größenordnung. Sie beträgt 190/s im Falle eines Strukturmassenverhältnisses von 0,2 und einem HeIV-Anteil von 12 Mol% (äußerst linkes Kreissymbol der grüne Kurve). Sie liegt dennoch weit oberhalb dessen, was heutzutage technisch realisierbar ist.

Gleichwohl gibt es technische Lösungsansätze im Rahmen der Fusionsreaktorforschung, wonach in-zwischen Pellets mit 8 mm Durchmesser und einer Frequenz von ca. 1 Sekunde auf 4.000 m/s Einschussgeschwindigkeit beschleunigt werden konnten. Nähere Erläuterungen hierzu finden sich im Kapitel 4 (Kritische Technologien).

5.1.5.2 Pelletförderkonzepte

Nachfolgend werden zwei Pelletförderkonzepte diskutiert (Tabelle 34). Konzept A basiert auf dem bereits genannten technischen Lösungsansatz im Rahmen der Fusionsreaktorforschung (s. Kapitel 4.4). Zum Einschuss der Pellets wird Heliumdruckgas verwendet. Die Förderung von LH₂ geschieht herkömmlich mittels einer Hochdruckpumpe, die durch eine Turbine angetrieben wird. Hierfür ist LOX mitzuführen.

Mit dem zweiten Konzept B wird eine sog. Revolverförderung vorgeschlagen. Die einzelnen Pellets werden aus dem Tank in ein Drehrad aufgenommen, und an die Brennkammer abgegeben. Das Pelletaufnahmevermögen im Drehrad wird Teil des Brennkammervolumens. Aufgrund der hohen Temperaturen in der Brennkammer entzündet sich das Pellet unmittelbar. Der in der Brennkammer vorhandene Druck herrscht nach Reaktion des Pellets im Pelletaufnahmevermögen weiter und wird anschließend für den Antrieb der LH₂-Förderpumpe genutzt.

Unter Beachtung der Diskussion der Vor- u. Nachteile in Tabelle 34 scheint das Revolverkonzept im Hinblick auf eine Anwendung im Raumfahrtbereich vor allem wegen der zu erwartenden geringeren Massen praktikabler zu sein. Es wird daher in der Massenabschätzung im nächsten Kapitel berücksichtigt.

Weitere mit der Pelletförderung auftretende Fragestellungen sind im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht worden:

- Auswirkung von Reibung beim Rutschen der Pellets im Tank in Richtung Tankauslass bei Förderung
- Thermisches Verhalten des Fördersystems infolge der hohen Revolverförderdrehzahl und
- damit verbundene Kühltechniken
- Probleme der mechanischen Beanspruchung bei der Förderung mit hohen Raten und großen Pelletdurchmessern
- etc.

	<i>Förderkonzept A: Gasförderung</i>	<i>Förderkonzept B: Revolverförderung</i>
Vorteile	<ul style="list-style-type: none"> Prinzip der Pelletförderung technisch bereits realisiert LH₂-Förderung ist Stand der Technik 	<ul style="list-style-type: none"> Einfaches Fördersystem für Pellets und LH₂, da wenig Einzelkomponenten erforderlich (u.a. keine zusätzlichen Druckgase und -tanks erforderlich) Niedrigere Masse des Gesamtfördersystems zu erwarten
Nachteile	<ul style="list-style-type: none"> Komplexes Pelletfördersystem, bestehend aus vielen Einzelkomponenten Hohe Masse des Gesamtfördersystems zu erwarten 	<ul style="list-style-type: none"> Prinzip des Pelletfördersystems technisch noch nicht realisiert Hohe technische Anforderungen zu lösen: Abdichtungen, Kühlung, Realisierung hoher Einschussraten, mechanischen Kraftkopplungen zw. Brennkammer, Förderrad und Tanks, etc.

Tabelle 34: Pelletförderkonzepte

5.1.5.3 Massenmodell

Die bisherigen Analysen basierten auf der Vorgabe eines Wertes für das Strukturmassenverhältnis. Um eine genauere Aussage treffen zu können, ob ein Trägersystem basierend auf einem HeIV-Pelletkonzept überhaupt flugfähig ist, wurde ein geeignetes Massenmodell für ein Pelletantriebssystem entwickelt. Es setzt sich aus den Teilmassen Pelletfördersystem, Triebwerk und Tanks zusammen und ist detailliert im Anhang dieser Arbeit in Kapitel 9.4 beschrieben.

5.1.5.4 Ergebnisse der Massenabschätzung

Grundlage der Massenabschätzungen ist die in Tabelle 30 definierte Referenzmission, wobei:

- Brennkammerdruck:** 68,9 bar
- HeIV-Anteil:** 8 Mol%
- Spez. Impuls:** 8714 m/s
- Entspannungsverhältnis P/P_e :** 68:1

- **Füllungsgrad HeIV-Tank** 75 %

Weitere Eingabedaten sind in der Modellbeschreibung in Kapitel 9.4 (im Anhang) genannt.

Als Ergebnis der Berechnungen kann bereits jetzt festgehalten werden, dass das Pelletkonzept im Gegensatz zum Brennstabkonzept sehr viel aussichtsreicher im Hinblick auf die Flugfähigkeit eines möglichen Trägersystems ist.

Analog zu Abbildung 68 sind in Abbildung 77 die Auswirkungen der Variation des Vorgabewertes für M_{ST}/M_{TS} auf das Antriebsstrukturmassenverhältnis M_{ST-A}/M_{TS} dargestellt. Im Bereich „B“ ist die Antriebsstrukturmasse¹²⁰ kleiner der Gesamtstrukturmasse. Je größer der Abstand zwischen beiden Kurvenpunkten für gegebenes M_{ST}/M_{TS} -Verhältnis ist, desto wahrscheinlicher ist auch die Realisierbarkeit des Systems im Hinblick auf das definierte Missionsszenario. Eine Begrenzung findet beim Verhältnis von $M_{ST}/M_{TS} = 0,525$ aufgrund der Raketenrundgleichung statt (vgl. Abbildung 61).

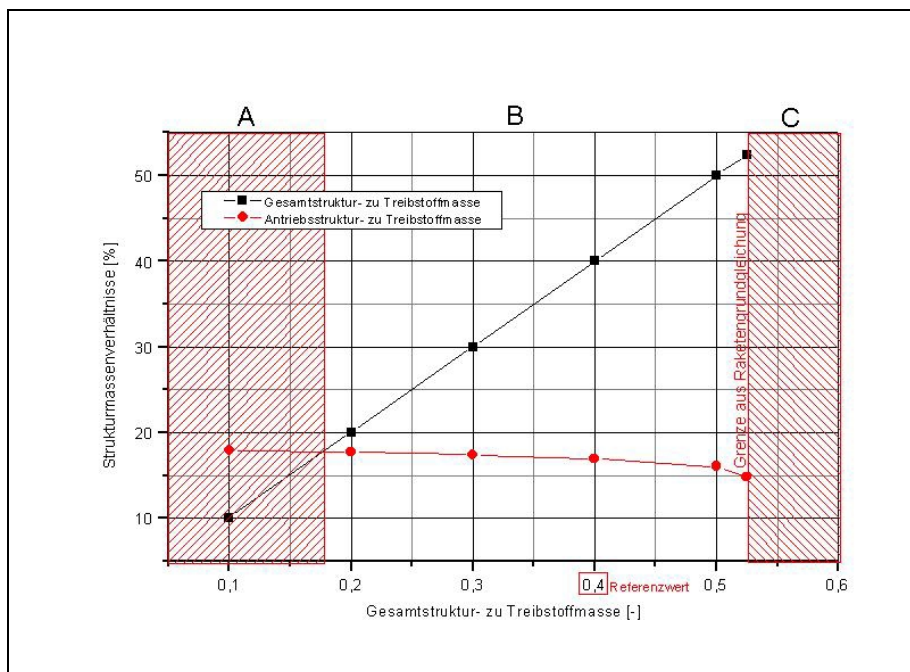


Abbildung 77: Einfluss des Eingabeparameters „Gesamtstruktur- zu treibstoffmasse“ (M_{ST}/M_{TS}) des Berechnungsprogramms auf das Verhältnis Antriebsstruktur- zu Treibstoffmasse (M_{ST-A}/M_{TS}) beim Pelletkonzept;

Die zugehörigen Werte für die Treibstoff- u. Startmasse betragen [Mg]:

M_{ST}/M_{TS}	M_{TS}	M_0
0,1	58,9	89,8
0,2	77,1	117,5
0,3	111,5	169,9
0,4	201,1	306,6
0,5	1.029	1.560

Nachfolgend werden die wesentlichen, das System beeinflussende Parameter variiert, wobei als Vorgabereferenzwert für $M_{ST}/M_{TS} = 0,4$ festgesetzt wird (vgl. Markierung an der Abzisse in Abbildung 77). Das hierfür entwickelte Rechenmodell ist im Anhang in Kapitel 9.4 erläutert.

¹²⁰ symbolisiert durch die Kurve mit dem Rautensymbol

Einfluss des Brennkammerdrucks:

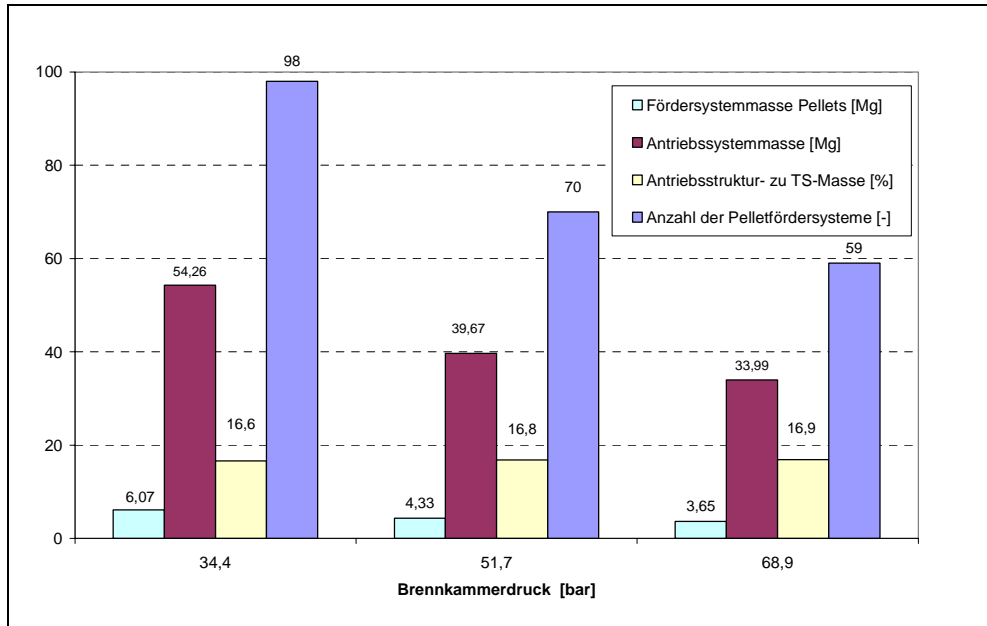


Abbildung 78: Einfluss des Brennkammerdrucks auf einige Systemdaten eines HeIV-Pellet-antriebssystems

Mehr Brennkammerdruck führt zu höherer Ausströmungsgeschwindigkeit (errechnet nach [NASA-Prg]), geringerer Treibstoff- (vgl. Gleichung 90) und damit auch Strukturmasse (über reduzierte Tankvolumina). Wegen des damit reduzierten Schubbedarfs skaliert sich entsprechend die Masse des Fördersystems herunter (vgl. Modellbeschreibung in Kapitel 9.4)¹²¹. Da die Masse des Antriebssystems proportional zum Schub ist (vgl. Gleichung 119), nimmt sie ebenfalls ab.

Einfluss der max. Pelletförderrate pro Fördersystem:

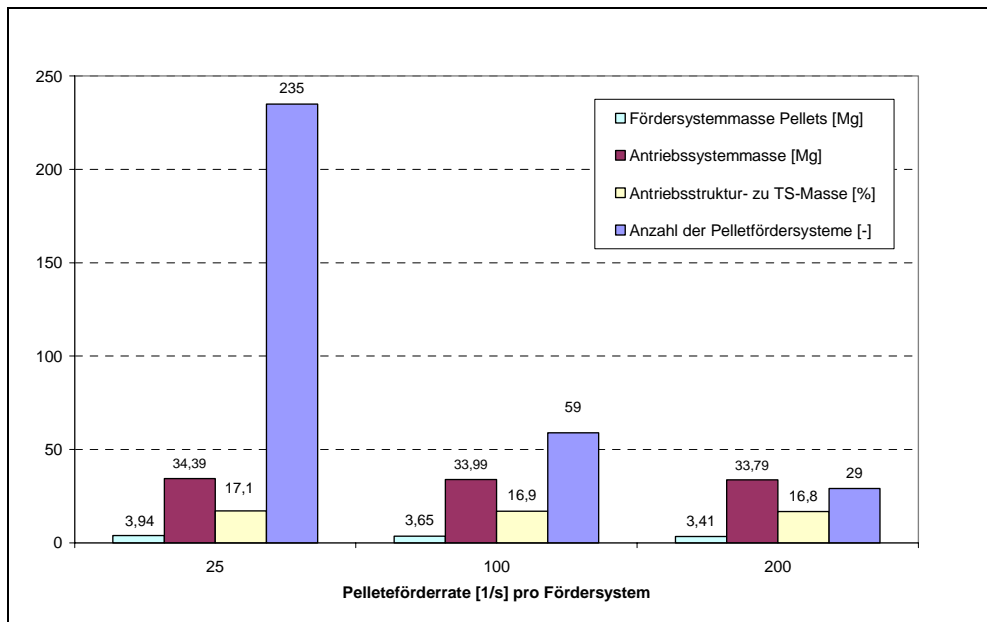


Abbildung 79: Einfluss der maximalen Pelletförderrate pro Fördersystem auf einige Systemdaten eines HeIV-Pellet-antriebssystems; der Basis-Multiplikationsfaktor $f_{FS}=1$ (s. Gleichung 118 in Kapitel 9.4)

Je geringer die Pelletförderrate pro Fördersystem ist, desto mehr Fördersysteme pro Triebwerk sind notwendig. Im konkreten Fall sind dies 235, bei einer Förderrate von 25/s. Die Masse der Pelletför-

¹²¹ detailliert wird dieser Zusammenhang in Kapitel 6 präsentiert

dersysteme steigt auf 3,94 Mg. Die Auswirkungen auf das Antriebsstruktur- zu Treibstoffmassenverhältnis sind sehr gering.

Einfluss des Basis-Multiplikationsfaktors f_{FS} :

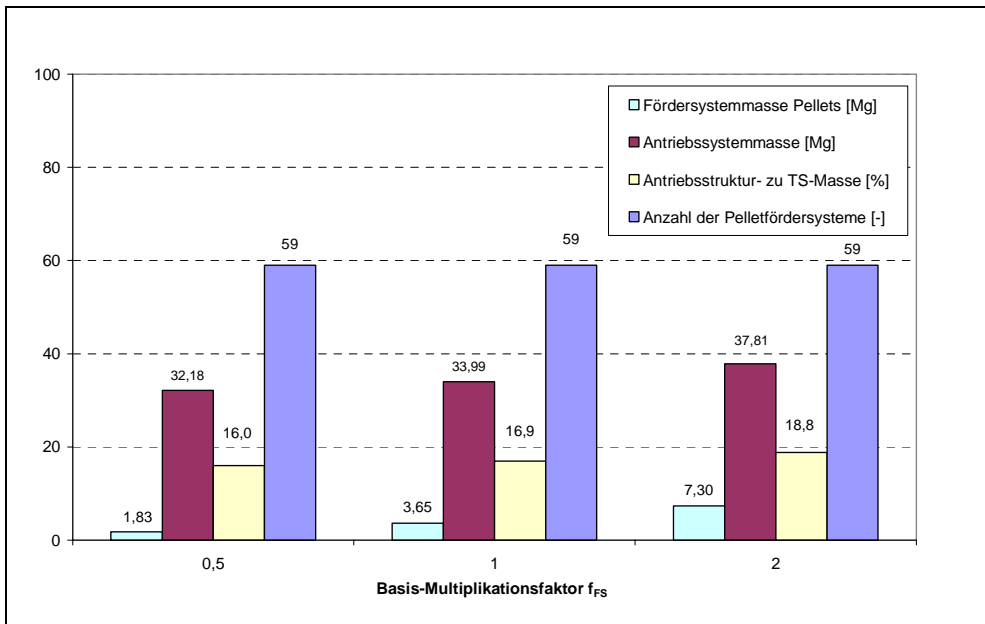


Abbildung 80: Einfluss des Basis-Multiplikationsfaktors f_{FS} (s. Gleichung 118) auf einige Systemdaten eines HeIV-Pellet-antriebssystems

Wegen der geringen relativen Massen konventioneller Fördersysteme, die Grundlage für die Herleitung der Pelletfördersystemmassen waren (s. Kapitel 5.1.5.3), sind die Auswirkungen des Faktors f_{FS} ebenfalls gering.

Einfluss des max. Pelletdurchmessers:

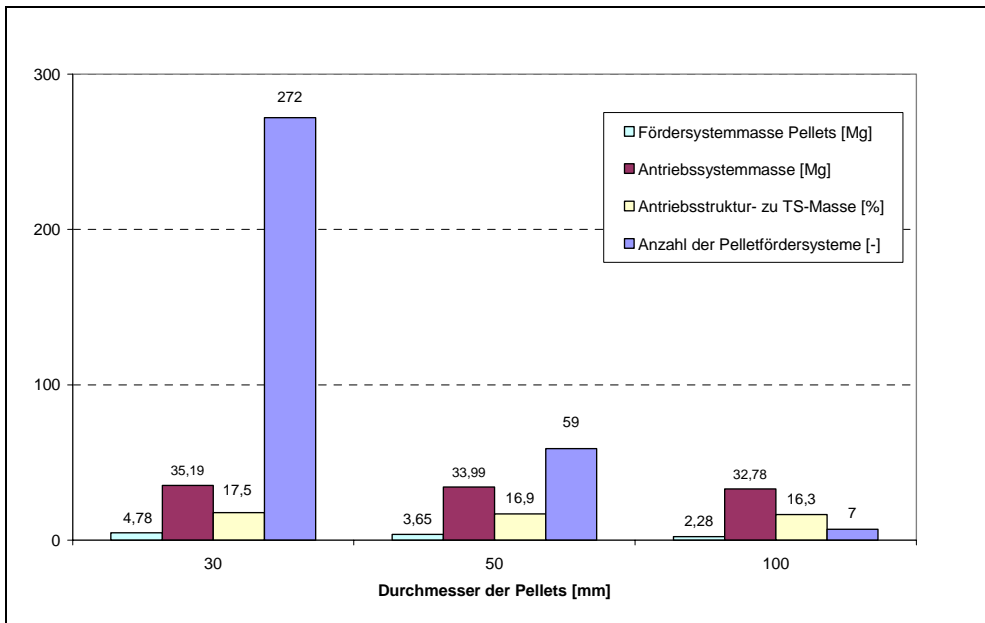


Abbildung 81: Einfluss des Pelletdurchmessers auf einige Systemdaten eines HeIV-Pellet-antriebssystems

Im Modell zur Ermittlung der Gesamtmasse der HeIV-Fördersysteme (vgl. Gleichung 118 in Kapitel 9.4) ist angenommen, dass die Förderung größerer Pelletdurchmesser die Komplexität eines Pelletfördersystems erhöht. Dem wird durch größere Werte des Faktors (f_{PD}) in Gleichung 118 Rechnung ge-

tragen. Bei sonst unveränderten Randbedingungen – d.h. gleicher Förderrate pro Fördersystem und gleichem Gesamtmassenstrom HeIV - nimmt mit größeren Pelletdurchmessern gleichzeitig die Anzahl der Fördersysteme pro Triebwerk ab, was zu einer Reduktion der Antriebssystemmasse führt. Die Änderungen sind jedoch auch hier sehr gering.

Einfluss der Isolationsschichtdicke:

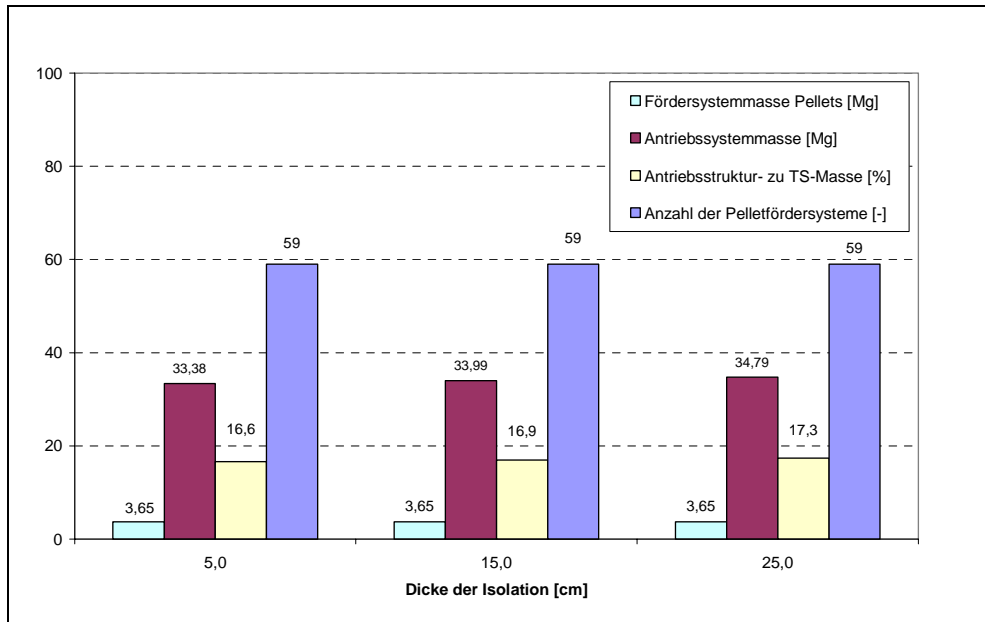


Abbildung 82:
Einfluss der Isolationsschichtdicke auf einige Systemdaten eines HeIV-Pelletantriebssystems

Wegen der geringen relativen Masse der Thermalisolation wirkt sich dessen Variation nur minimal auf die übrigen Systemmassen aus.

5.1.6 Zusammenfassung und Konzept-Endauswahl

Aus verfahrenstechnischer Sicht ist dem HeIV-Pelletkonzept (Konzept B5 aus Tabelle 26) gegenüber dem Brennstabkonzept eine höhere Realisierungschance einzuräumen. Das Brennstabkonzept fällt aus den schon in Kapitel 5.1.4.3.5 diskutierten Gründen für die weitere Betrachtung heraus:

- Die Lagerung der HeIV-Komponente in einem Feststoff aus gefrorenem Wasserstoff führt wegen dessen geringer Dichte zu großen Treibstoff- und damit Tankvolumina.
- Die gleichzeitige Verwendung der Treibstofftanks als Brennkammern bedingt zu hohe Tankstrukturmassen; aus diesem Grunde würde mit niedrigem Brennkammerdruck operiert werden, was die Isp-Leistung des Antriebs reduziert.
- Eine Mission in eine nahe Erdkreisbahn ist rechnerisch nicht realisierbar.

Für das Pelletkonzept spricht der deutlich geringere Massenaufwand der Systemkomponenten (s. Kapitel 5.1.5.4), wodurch eine Mission in eine nahe Erdkreisbahn rechnerisch realisierbar wird.

5.2 Antriebssystementwurf basierend auf metallischem Wasserstoff

5.2.1 Konzepte im Überblick

Basierend auf der theoretischen Leistungsrechnung für die Antriebsalternative mit metallischem Wasserstoff in Kapitel 3 werden in der nachfolgenden Tabelle 35 insgesamt 4 Realisierungskonzepte vorgestellt. Grob unterschieden wird zwischen Pelletkonzepten (A1, A2), bei denen die superhochenergetische Komponente in Form von Pellets vorliegt, und Feststoffkonzepten (B1, B2), bei denen der metallische Wasserstoff in makroskopischer Form (Körner) in das Stützmedium aus festem Wasserstoff eingelagert ist. Vorauszusetzen ist hierbei eine ausreichende Feinverteilung der H_m -Körner, s.d. ein kontinuierlicher Abbrand gewährleistet werden kann. Weiterhin ist nach dem Stützmedium unterschieden. Alternativ könnten flüssiger Wasserstoff (A1) und fester Wasserstoff (A2, B1, B2) in Frage kommen. Bei den Konzepten B1 und B2 sind sehr fein verteilte kleine Makrokristalle angenommen worden, da deren Herstellung einfacher ist.

Grundsätzlich sind weitere Konzepte, wie schon bei den HeIV-Antrieben erläutert, denkbar (s. Tabelle 25 und Tabelle 26). Es ist jedoch auf die in Tabelle 35 dargestellten alternativen Konzepte beschränkt worden, da diese aus Sicht des Autors die grössten Realisierungschancen hätten. Andererseits ist der Einsatz eines metallischen Wasserstoffantriebs spekulativer im Vergleich zu HeIV, so dass der Umfang der Arbeit begrenzt werden sollte.

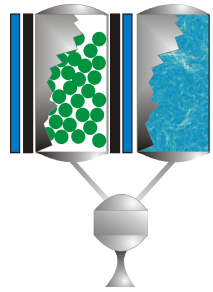
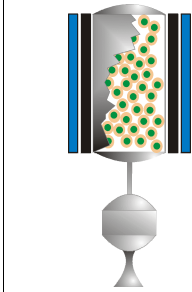
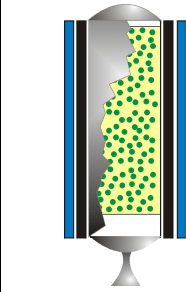
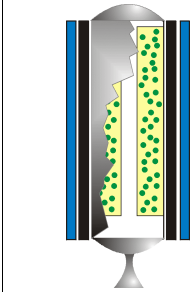

Konzeptbezeichnung	Pelletkonzepte		Feststoffkonzepte (H_m in Form von Makrokristallen)	
	A1	A2	B1	B2
				
				
Treibstoffkombination	H_m/LH_2		H_m/SH_2	
Prinzip	H_m als Pellets in eigenem Tank Stützmittel ist LH_2	H_m -Pellets sind mit SH_2 ummantelt	Einlagerung von H_m - Makrokristallen in festem Wasserstoff	Einlagerung von H_m - Makrokristallen in festen Wasserstoff
Vorteile	LH_2 Zusatzstützmittel ist bewährtes Konzept; Trennung der SHET-Komponente vom Stützmittel LH_2 als Kühlmittel für Heißlauf	Einfaches Tankkonzept	Einfaches Tankkonzept Konstante Abbrandoberfläche	Einfaches Tankkonzept; Klassisches bewährtes Feststoff- Antriebskonzept
Nachteile	Komplexe und schwierige Förderung der Pellets	Komplexe und schwierige Förderung der Pellets	Komplizierte Boosteranordnung wg. hoher Abbrandrate	Komplizierte Boosteranordnung wg. hoher Abbrandrate
Antriebskonzept	Monergoler Pelletantrieb mit Zusatzstützmittel	Monergoler Pelletantrieb ohne Zusatzstützmittel	Einfacher heterogener Monergolstirnbrenner	Innenbrenner mit heterogenem Monergol und Stützmittel

Tabelle 35: Konzepte basierend auf metallischem Wasserstoff

Aus Gründen höherer Stabilität wird bei allen Konzepten von einer Lagertemperatur von 12 K ausgegangen. Offen ist die Frage nach dem erforderlichen Lagerdruck. Wie in Kapitel 2.5 schon ausgeführt, gibt es keine eindeutige Aussage, ob H_m nach der Erzeugung bei Umgebungsdrücken stabil bleibt. In Kapitel 5.2.3 findet zunächst eine Gegenüberstellung der beiden Basiskonzepte, Brennstab- u. Pelletkonzept, statt, wobei das Verhältnis von Struktur- zu Treibstoffmasse bis zu einem Bereich variiert

wird, innerhalb dessen ein Trägersystem noch eine Referenzmission erfüllen könnte, und unter der Voraussetzung, dass die Herstellungsdrücke nicht aufrechterhalten werden müssen. In Kapitel 5.2.4 wird dann der Vermutung in [Forward2] Rechnung getragen, dass hohe Lagerdrücke erforderlich sind. Deren Einfluss auf die Strukturmasse wird näher untersucht.

5.2.2 Leistungsrechnungen

Die Verläufe für den spezifischen Impuls und die Brennkammertemperatur der Kombination mit metallischem Wasserstoff gehen für die in Tabelle 36 genannten Berechnungsannahmen aus Abbildung 83 hervor.

	<i>Metallischer Wasserstoff</i>
<i>Lagertemperatur [K]</i>	12
<i>Brennkammerdruck [bar]</i>	68,9
<i>Entspannungsverhältnis [-]</i>	68 : 1
<i>Enthalpie [cal/mol]</i>	H _m : 33.000 SH ₂ : -2.210
<i>Dichte [g/cm³]</i>	H _m : 1,15 SH ₂ : 0,08 (bei 12 K)

Tabelle 36: Eingabegrößen für die Leistungsberechnung metallischen Wasserstoffs

Der schraffierte Bereich kennzeichnet den interessanten Bereich: hier liegen die spezifischen Impulse über 6500 m/s und die Brennkammertemperaturen unterhalb von 3700 K (Auswahlkriterium). Der molare Anteil metallischen Wasserstoffs muss mindestens 36 % betragen, um einen Isp von mehr als 6500 m/s zu generieren. Der maximale Molanteil von 70 % wird durch die definierte Obergrenze für die Brennkammertemperatur bestimmt.

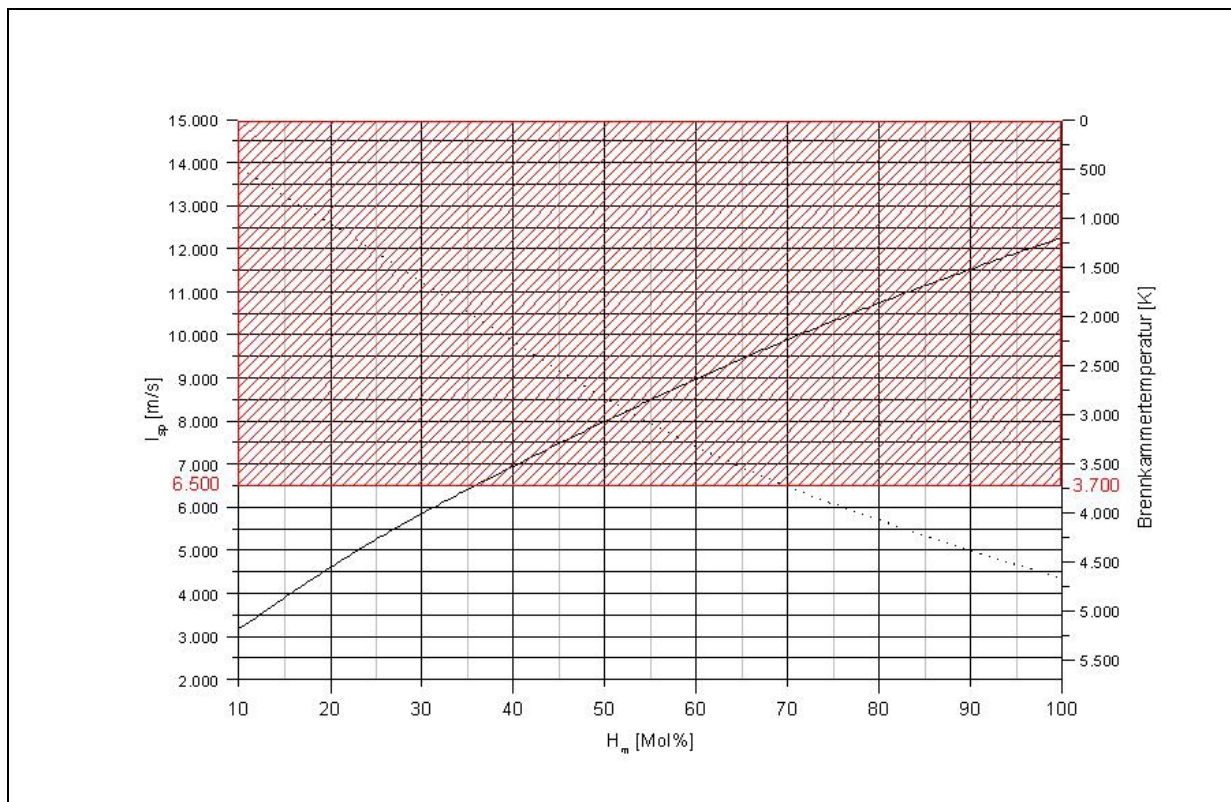


Abbildung 83: Leistungsrechnung metallischer Wasserstoff; die durchgezogene Linie repräsentiert den Isp-Verlauf, die gestrichelte den Tc-Verlauf

5.2.3 Konzeptvergleich

Ähnlich der für das HeIV-Konzept beschriebenen Vorgehensweise finden zunächst Analysen für ein Brennstab- u. Pelletkonzept unter der Voraussetzung statt, dass die Strukturmassen in Bereichen liegen, für die die Referenzmission in eine erdnahe Kreisbahn noch realisierbar wäre. Die Problematik des Lagerdrucks wird dann anschließend in Kapitel 5.2.4 miteinbezogen.

5.2.3.1 Brennstabkonzept

Die Entscheidung zw. B1 und B2 hängt primär von der Abbrandrate und der sich daraus ergebenden Abbrandoberfläche ab. Diese Zusammenhänge sind in den nachfolgenden Abbildungen dargestellt. Zur Ermittlung der Abbrandrate wird ein bereits in Kapitel 5.1.4.1 erwähntes Deflagrationsmodell verwendet. Für das Modell werden die gleichen, in Tabelle 29 genannten Annahmen getroffen (in Anlehnung an [Rosen1]), bis auf die Temperatur der SH₂-Feststoffmatrix, die im Unterschied 12 K beträgt. Es ist ferner eine sehr feine Verteilung von H_m-Makrokristallen angenommen worden.

Erwartungsgemäss liegen die Abbrandraten mit H_m ebenfalls weit über denen konventioneller Festtreibstoffe, jedoch deutlich unter denen, die für HeIV ermittelt wurden. Je nach H_m-Konzentration, Brennkammerdruck und Expansionsverhältnis ergeben sich Werte 40 und 50 cm/s (s. Abbildung 84). Ursächlich für die geringeren Werte ist die höhere Dichte metallischen Wasserstoffs, die in die mittlere Dichte des Deflagrationsmodells eingeht, verbunden mit dem höheren Anteil an der Gesamt Mischung. Der Kurvenverlauf in Abbildung 84 ist zunächst leicht ansteigend, dann aber, wg. der Dominanz der Dichte metallischen Wasserstoffs, abfallend.

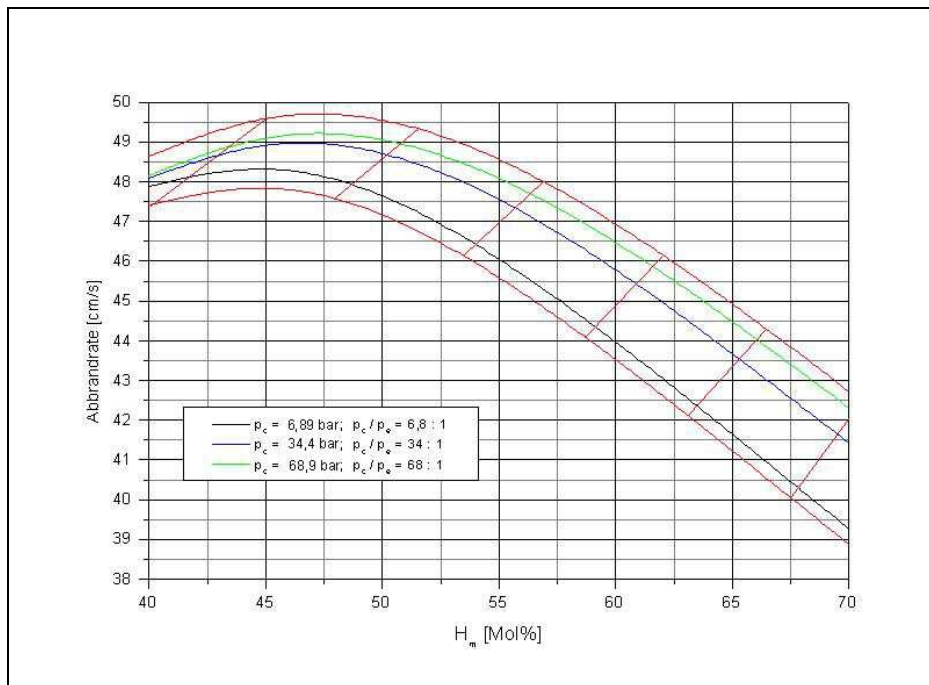


Abbildung 84:
Einfluss des H_m-Anteils
auf die Abbrandge-
schwindigkeit

Variiert sind die Brennkammerdrücke (P_c) bei Entspannung auf 1 bar. Die rot markierten Begrenzungslinien stellen den Unsicherheitsbereich des Deflagrationsmodells dar

Annahme: Treibstoff besteht aus einem Block

Basierend auf einer Referenzmission mit den in Tabelle 30 und Abbildung 85 genannten Parametern, lassen sich die Abbrandoberflächen mit Werten zwischen 0,5 und 20 m² und darüber abschätzen. Die schwarze Kurve für das Strukturverhältnis 0,5 ergäbe beim H_m-Anteil von 60 Mol% eine erforderliche Abbrandfläche von 199 m² (nicht dargestellt in der Abbildung).

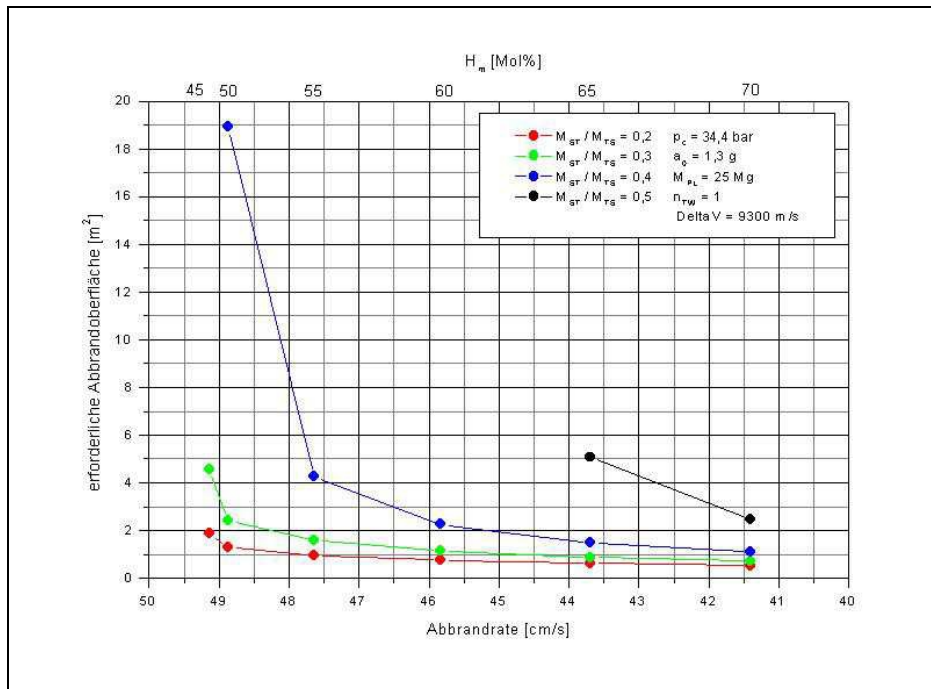


Abbildung 85:
Einfluss der Abbrandrate auf die Abbrandoberfläche für verschiedene Strukturmassenverhältnisse beim H_m-Konzept

Annahme: Treibstoff besteht aus einem Block

Grundsätzlich sind die Abbrandoberflächen zu niedrig, um das Konzept als klassischen Innenbrenner zu realisieren (Konzept B2). Wie schon beim HeIV-Konzept sollte der Feststoffblock segmentiert werden. Bei L/D-Verhältnissen von 10 und einer H_m-Konzentration von 60 Mol% (s. rote Kurve in Abbildung 86) sind insgesamt 21 Feststoffbooster erforderlich, um die Referenzmission zu erfüllen. Die Unstetigkeiten der Kurvenverläufe bei höheren L/D-Werten liegen an den durch das Simulationsprogramm erfolgten Rundungen der Boosterzahlen auf Vielfache von 3, da lt. Annahme 3 Cluster (n_{rw}) berücksichtigt sind.

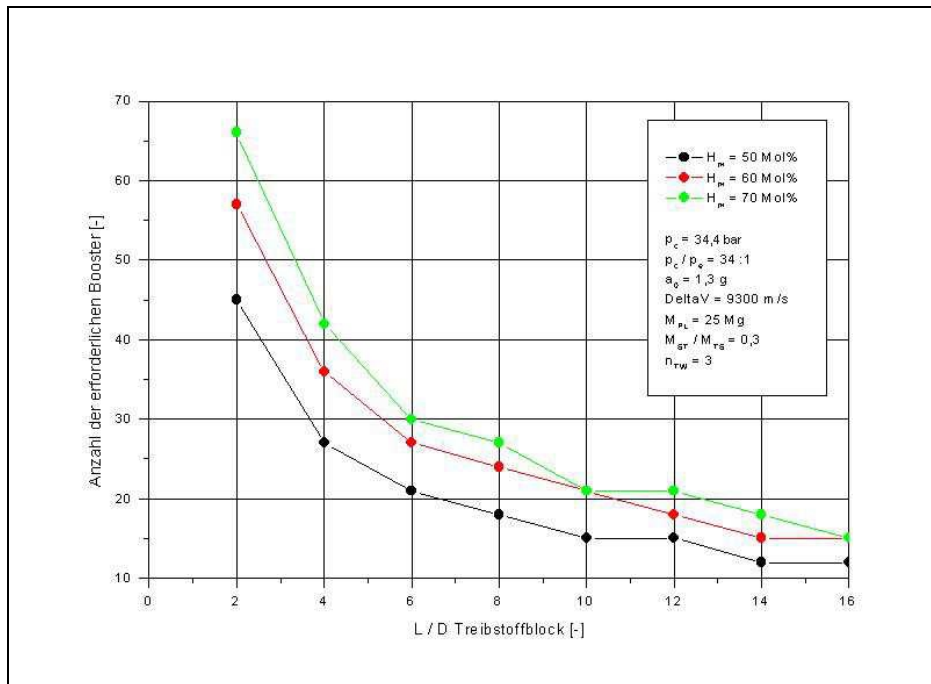


Abbildung 86:
Einfluss von Länge zu Durchmesser (L/D) des Treibstoffblocks auf die Anzahl der benötigten Brennstäbe

5.2.3.2 Pelletkonzept

Von den Pelletkonzepten ist Konzept A1 aus technischer Sicht die einfachere Variante, denn:

- Verwendung von LH₂ - anstelle festen Wasserstoffs - ist „state of the art“
- Pellettank ist kleiner und damit auch das ggf. zu bedrückende Tankvolumen
- Herstellung von Hybridpellets (SH₂-Schale um einen H_m-Kern) dürfte sehr kompliziert und aufwendig sein

Die für die Referenzmission, über den Massenstrom (s. Abbildung 87) ermittelten erforderlichen Pelleteinschussraten (s. Abbildung 88) basieren daher ausschließlich auf Konzept A1 (H_m-Pellets und LH₂ als Stützmittel). Wie auch beim HeIV-Pelletkonzept liegen die Einschussraten je nach Modellannahmen im Bereich 100/s und Größenordnungen darüber. Der gegenwärtige Stand der Technik ist bei weitem nicht hinreichend (s. Kapitel 4.4).

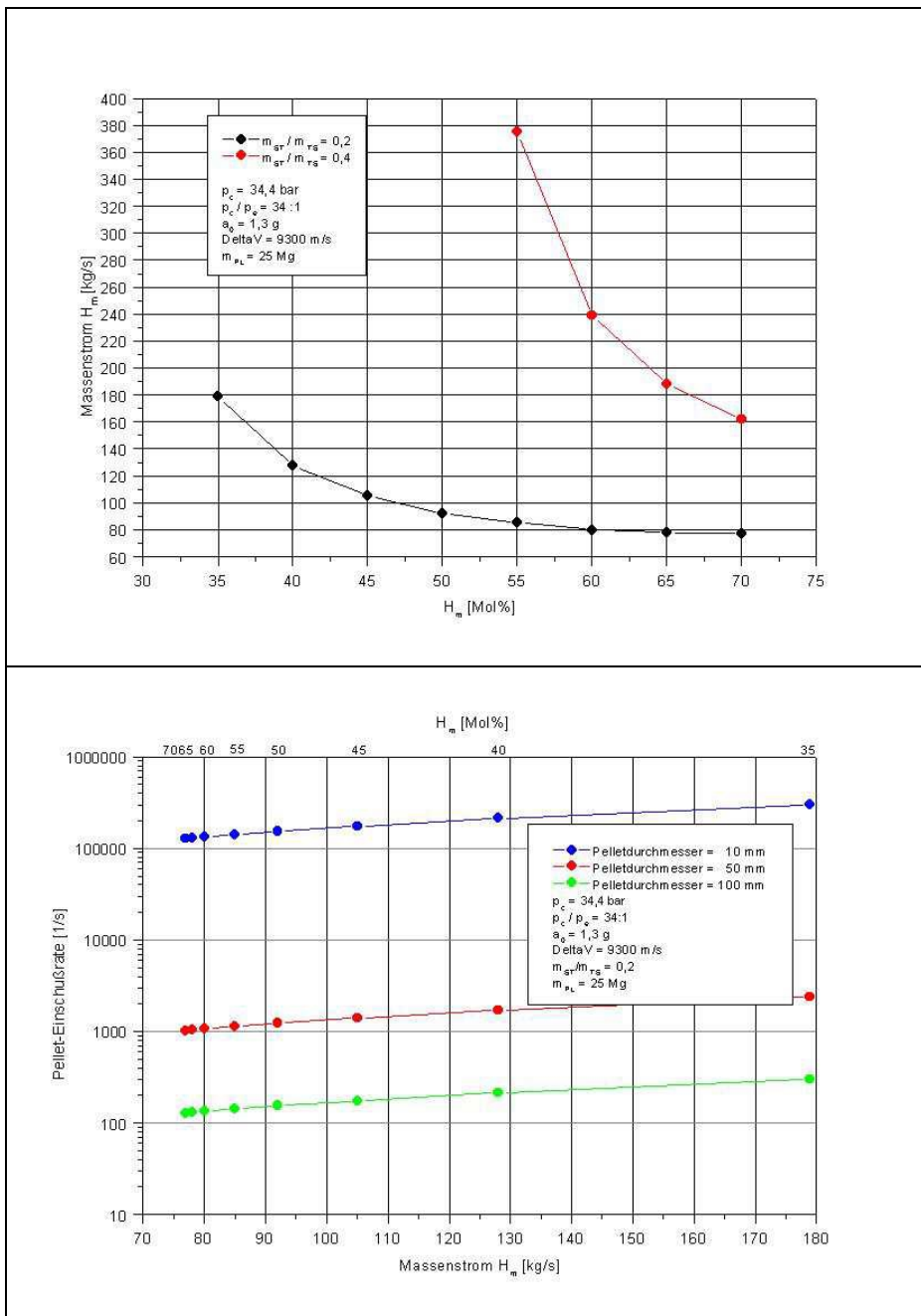


Abbildung 87: Erforderlicher H_m Massenstrom in Abhängigkeit der molaren Konzentration für verschiedene Strukturverhältnisse

Abbildung 88: Erforderliche H_m-Pelleteinschussrate in Abhängigkeit der molaren Konzentration bzw. des Massenstroms (für Konzept A1)

5.2.4 Einfluss des Lagerdrucks

In den vorherigen Abschnitten, die sich mit der Analyse des Brennstab- u. Pelletkonzeptes beschäftigen (Kapitel 5.2.3.1 und Kapitel 5.2.3.2) ist lediglich das Verhältnis von Struktur- zu Treibstoffmasse, ohne genaue Betrachtung der Einzelmassen, unter der Annahme, dass die Herstellungsdrücke für die Lagerung nicht aufrecht erhalten bleiben müssen, variiert worden. Wenn jedoch H_m nur bei sehr hohen Drücken lagerfähig ist, was möglicherweise zu erwarten ist (s. Kap. 2.5.4), ergeben sich erhebliche H_m -Tankmassen, die allein schon ein Trägersystem gar nicht erst vom Boden abheben ließen.

In Abbildung 89 ist die Tankmasse als Funktion des Lagerdrucks für das in der Abbildung gezeigte Referenzszenario und Chrom-Nickel-Stahl (schwarze Kurve) als Wandmaterial aufgetragen. Bei einem Lagerdruck von 6,89 bar ergibt sich bereits eine Tankmasse von ca. 70 Mg. Ein Träger würde gerade noch vom Boden abheben können.

Die übrigen Kurven repräsentieren den Tankmassenverlauf unter der Annahme jeweils um den Faktor 10 erhöhter Streckgrenze ($R_{p0,2}$)¹²². Selbst bei 1000 fachem Wert verglichen mit CrNi kann gerade mal ein Tankdruck von 10^5 bar beherrscht werden. Ein solcher Werkstoff müsste zudem erst noch entwickelt werden.

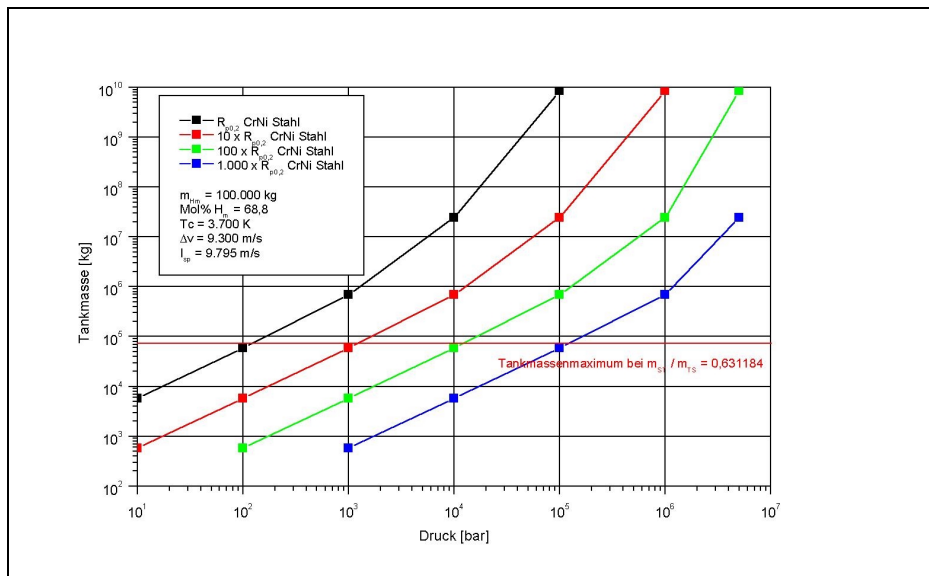


Abbildung 89:
Einfluss des H_m -Lagerdrucks auf die Tankmasse für Chrom-Nickel-Stahl (s. Tabelle 32) und angenommene Derivate

Als Fazit kann festgehalten werden, dass es offensichtlich ist, dass mit heutiger und in mittelfristiger Zukunft zu erwartender Materialtechnik keine Tanks für Trägersysteme realisierbar sind, die Drücken im Bereich von 1 Millionen bar und darüber standhalten. Da eher zu erwarten ist, dass hohe Drücke für die Lagerung erforderlich sein werden, unterbleibt die weitergehende Analyse metallischen Wasserstoffs als Raumfahrttreibstoff in dieser Arbeit.

Lediglich für den Einsatz mit Kleintriebwerken, z.B. für die Höhenkontrolle, sind zukünftige Untersuchungen aussichtsreich, da die Massen bezogen auf die Gesamtträgermassen relativ klein sind. So

¹²² sogenannte Derivate

zeigt Forward [Forward2] in einer Studie auf, dass ein Tank bestehend aus Diamant den erforderlichen Drücken gewachsen sein könnte.

5.3 Schallproblematik / Lärmentwicklung

5.3.1 Ausgangsbetrachtungen

Strahlantriebe machen sich durch Lärm¹²³ bemerkbar, und zwar um so stärker, je höher die Strahlgeschwindigkeit ist. Dieser Zusammenhang geht aus Abbildung 90 hervor.

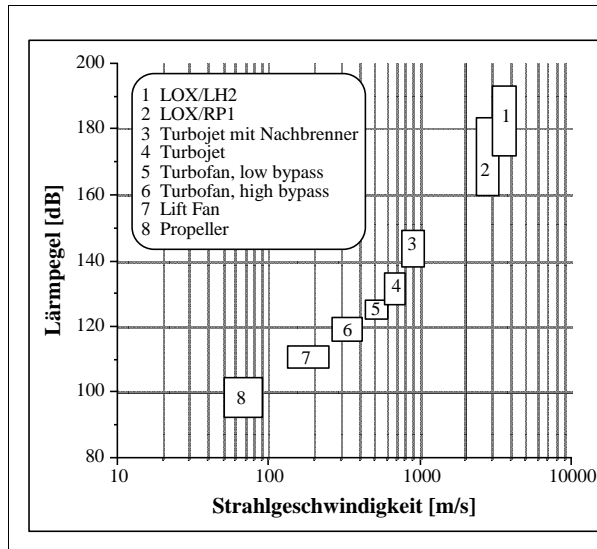


Abbildung 90: Abhängigkeit zw. Strahlgeschwindigkeit und Lärmpegel¹²⁴ verschiedener Antriebe

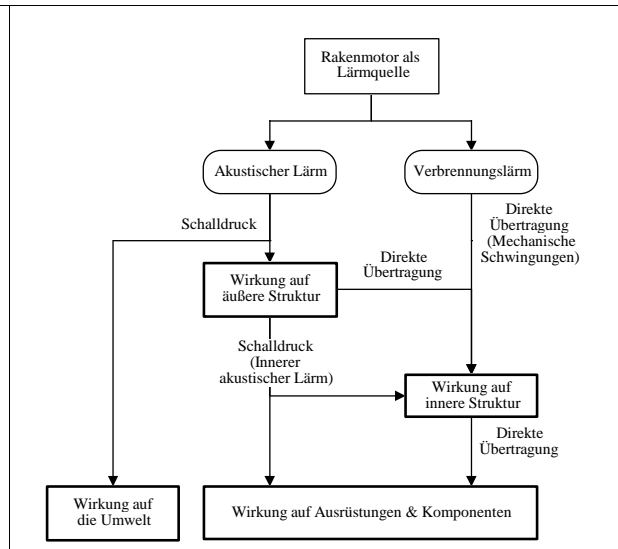


Abbildung 91: Ausprägungen der Lärmentwicklungen in Trägersystemen

Mit dem Einsatz superhochenergetischer Treibstoffe würde wegen der sehr hohen Strahlgeschwindigkeiten unter Umständen in Lärmpegelbereiche vorgestoßen werden, die aus verschiedenen Gründen nicht mehr toleriert werden könnten:

- Unter der Voraussetzung, dass die Schmerzgrenze für menschliches Hörempfinden Kriterium für die abzusperrende Fläche beim Start eines SHET-Trägers ist, könnten Flächen erforderlich sein, die - gemessen an heutigen Anlagen - nicht zur Verfügung stehen. Gerade die Analyse neuartiger Antriebssysteme geschieht aber im Hinblick darauf, entsprechende Trägersysteme ökonomischer betreiben zu können: durch Einstufigkeit, horizontale Start- u. Landefähigkeit etc.. Dazu gehört auch, sie flexibler und in geringerer Entfernung zu urbanen Zentren - im Idealfall auf konventionellen Flugplätzen - einsetzen zu können. Hier existieren bekanntlich bereits heute strenge Lärmvorschriften.
- Weitere bedeutendere Obergrenzen für den generierten Lärmpegel existieren dort, wo der Schalldruck ausreicht, um die Struktur des Fahrzeuges oder die Ausrüstungssysteme bzw. Komponenten einschließlich der Nutzlast zu zerstören [Fournier].

Die unterschiedlichen Ausprägungen der Lärmentwicklung bei Raumfahrtantrieben sind in Abbildung 91 dargestellt.

¹²³ Messgröße für den Lärm ist der Schalldruck (als absoluter Wert in $[N/m^2]$) oder Schalldruck- bzw. -leistungspegel (als relatives Leistungsmaß in [dB]). Der Schalldruck misst den durch Luftschwingungen ausgelösten - in Form von Kompressionswellen sich ausbreitenden - Wechseldruck. Dieser ist dem statischen Druck überlagert [Dubbel].

¹²⁴ Der einfache Schalldruckpegel wird in [dB] angegeben; wird dieser bewertet, z.B. dadurch, dass das Messsignal frequenzabhängig verstärkt wird, so wird ein Zusatz angefügt: z.B. [dB(A)]

Primär wird zwischen akustischem und Verbrennungslärm unterschieden. Ersterer wird durch den Abgasstrahl induziert. Er wirkt über den Schalldruck auf die Umwelt und die äußere Struktur, die zu Schwingungen angeregt wird. Innere Strukturen sowie schliesslich Ausrüstungssysteme und Komponenten (einschließlich Nutzlast) werden durch mechanische Schwingungen auf dem Wege direkter Übertragung und durch sog. inneren akustischen Lärm durch Schalldruck erreicht. Mechanische Schwingungen werden ferner direkt durch den Verbrennungslärm erzeugt.

Gegenstand der folgenden Abschnitte ist es nun, festzustellen, in welchen Grössenordnungen akustischer Lärm durch den Einsatz der superhochenergetischen Treibstoffkomponente HeIV mit den hohen Ausströmungsgeschwindigkeiten entstehen könnte. In Kapitel 5.3.4 wird Luftbeimischung als Maßnahme zur Reduktion der Strahlgeschwindigkeit diskutiert.

5.3.2 Strahlärm

5.3.2.1 Lärmentstehung

Strahlärm entsteht durch das instationäre Strömungsfeld des Strahls. Darunter hat man ein instationäres Geschwindigkeits-, Druck-, Dichte- u. Temperaturfeld zu verstehen. Er setzt sich aus zwei nach ihren Entstehungsorten differenzierten Anteilen zusammen (Schallquellen) [Ribner/Krishnappa/Schreck]:

- (1) Lärm, der von Turbulenzen innerhalb des Strahls herrührt ('self noise') - sie entstehen durch die Reaktionsprozesse in der Brennkammer-, sowie
- (2) Lärm, der in der turbulenten Mischzone zwischen der schnellen Düsenströmung und der umgebenden Atmosphäre erzeugt wird ('shear noise')

Vergleichskriterium für die Lautstärke der unterschiedlichen Antriebsalternativen sind die Radien zu den Isolinien konstanter Lautstärke, wobei ein rotationssymmetrisches Schallfeld angenommen werden kann [Heckl]. Bedeutsam ist dabei jene Linie, die die Schmerzgrenze für den Menschen repräsentiert (120 dB [Dubbel, O29]).

5.3.2.2 Mathematisches Modell

Das klassische Vorgehen zur mathematischen Beschreibung der physikalischen Phänomene basiert auf einer von Lighthill [Lighthill] formulierten Theorie¹²⁵, wonach der Schall von einer akustischen Quadrupolverteilung¹²⁶ abgestrahlt wird [Krishnappa/Heckl]. Lighthill leitete die Wellengleichung für den Schall aus der Bewegungs- u. Kontinuitätsgleichung einer instationären, kompressiblen Strömung ab [Michalke], indem er den instationären Gasstrom durch eine Volumenverteilung äquivalenter akustischer Quellen (die sog. Quadrupolquellen) innerhalb des gesamten Strömungsfeldes ersetzte [Lilley]. Zur Beschreibung des Schallfeldes ist neben der Lösung der Lighthill-Gleichung auch die Lösung der das Strömungsfeld beschreibenden instationären Gleichungen (Navier-Stokes) erforderlich. Es handelt sich jeweils um partielle Differentialgleichungen. Eine derartige Behandlung des Problems ist sehr rechen aufwendig und würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen.

¹²⁵ 'Acoustic analogy theory of aerodynamic noise'

Für den Zweck dieser Analyse wurde daher ein ausreichend genaues empirisch abgeleitetes Modell verwendet. Es basiert auf der Machzahl- bzw. Geschwindigkeitsabhängigkeit der Schallabstrahlung¹²⁷. Aus statistischen Erhebungen ist bekannt, dass der maximale Schallpegel im Strahl-Machzahlbereich um $Ma=1$ mit der 8. Potenz (sog. U^8 -Bereich) der Geschwindigkeit wächst, oberhalb $Ma=1,5$ mit der 3. Potenz (U^3 -Bereich) [Lilley/Williams/Heckl/Large]¹²⁸. Ursache für den schwächeren Anstieg bei hohen Strahlgeschwindigkeiten ist die Abnahme des Turbulenzgrades [Heckl]. Im allgemeinen wird bei $Ma>1$ das ganze Strömungsfeld stark verändert, wobei es zur Bildung von Verdichtungsstößen und Expansions-Kompressionszellen kommen kann, welche eine zusätzliche, meist dominierende Schallquelle darstellen [Michalke/Large]. Die Quantifizierung des Lärms erfolgt hier durch die in in Tabelle 37 angegebenen Größen.

<i>Parameter</i>	<i>Formel</i>	
Strahlleistung [W]	$P_S = \frac{1}{2} * \rho_s (U_s-U)^3 A$	<i>Gleichung 8</i>
Schalleistung [W]	$P = \eta P_s n_{TWK}$	<i>Gleichung 9</i>
Schalleistungspegel [dB]	$L_P = 10 L_g *(P/P_0)$	<i>Gleichung 10</i>
Schallwechseldruck [N/m²]	$\Delta p = p_0 10 *(L_P/20)$	<i>Gleichung 11</i>
Radius zur Schmerzgrenze [km]	$R_{SG} = 10*((L_{P0}-L_{P-TWK}+8)/-20)*3,048E-4$	<i>Gleichung 12</i>
$P_0 = 10^{-15}$ W [Koelle-Handbook] (Bezugswert für die Schalleistung) $\eta = 6 E-3$ (Verhältnis der Schall- zu Strahlleistung nach [Heckl/Fellenz]) $p_0 = 2E-5$ N/m ² [Dubbel] (Referenzschalldruck) $L_{P0}=120$ dB [Koelle-Handbook, S. 22-36]		

Tabelle 37: Modell für die Schallberechnung

Für den Nachweis der Brauchbarkeit des Modells ist das Schallfeld der SATURN V¹²⁹ - als Vertreter hoher Triebwerksleistungen - herangezogen worden. Abbildung 92 zeigt Isolinien konstanten Schalldrucks um den Startkomplex.

Die relativ gute Übereinstimmung dieses Modells mit den Daten der SATURN V geht aus Abbildung 93 hervor, in der der Schallpegel über dem Abstand von der Lärmquelle aufgetragen ist. Die Kreispunkte repräsentieren die gemessenen Werte.

Das im vorigen Abschnitt vorgestellte Modell stellt ein vereinfachtes Verfahren dar, dem die folgenden Annahmen zugrunde liegen:

- (1) Die Berechnungen liefern den Maximalpegel; die Richtungscharakteristik der Schallabstrahlung wird nicht berücksichtigt
- (2) Rotationssymmetrisches Schallfeld [Heckl]
- (3) Standardatmosphäre

¹²⁶ Akustischer Pol vierter Ordnung. Quadrupole entstehen durch Überlagerung von zwei entgegengesetzten Dipolen oder vier entgegengesetzten Monopolen [Michalke]

¹²⁷ Schallabstrahlung und emittierter Lärm können synonym verwendet werden

¹²⁸ Ein anderer interessanter – hier aufgrund der Komplexität nicht weiter verfolgter - Ansatz zur numerischen Berechnung von Strahlärm basierend auf Computational Fluid Dynamics (CFD) wird in [Dalsem] beschrieben

¹²⁹ eine allgemeine Beschreibung der SATURN V findet sich in [Lo2]

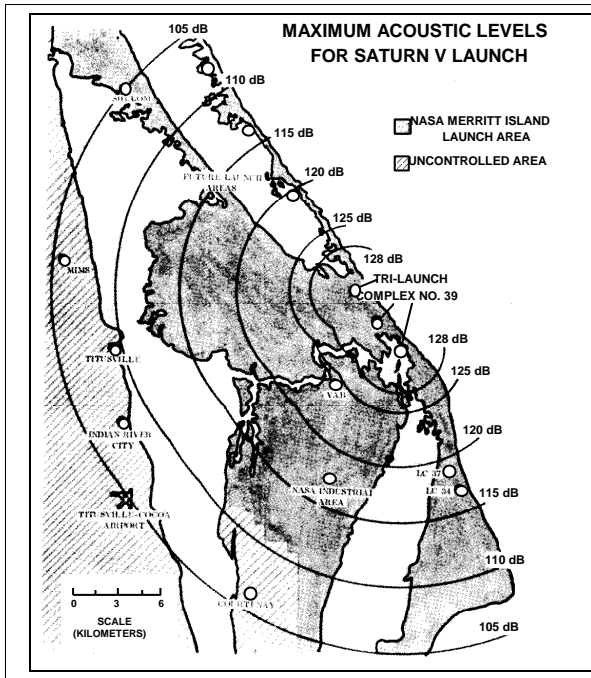


Abbildung 92: Schallfeld der SATURN V¹³⁰

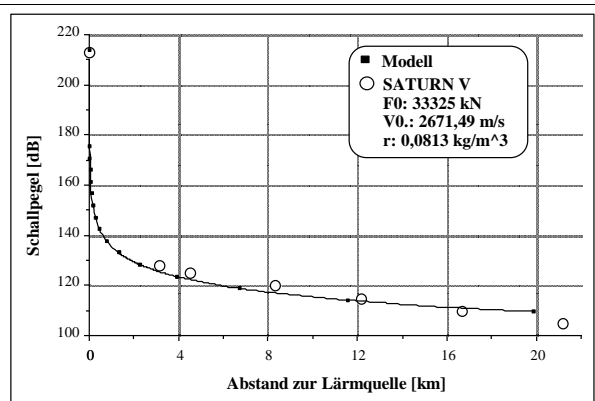


Abbildung 93: Berechnetes und gemessenes Schallfeld am Beispiel der SATURN V

5.3.2.3 Ergebnisse der Berechnungen

Abbildung 94 und Abbildung 95 zeigen den Einfluss des spezifischen Impulses eines HeIV-Antriebssystems auf den Schalleistungspegel sowie den Schmerzgrenzenradius. Die Werte sind zur besseren Vergleichbarkeit auf die der SATURN V bezogen. Ebenfalls zur besseren Vergleichbarkeit sind mit einem Brennkammerdruck von 200 bar und einem Expansionsverhältnis von 200:1 realistischere Raketenmotordaten angenommen worden.

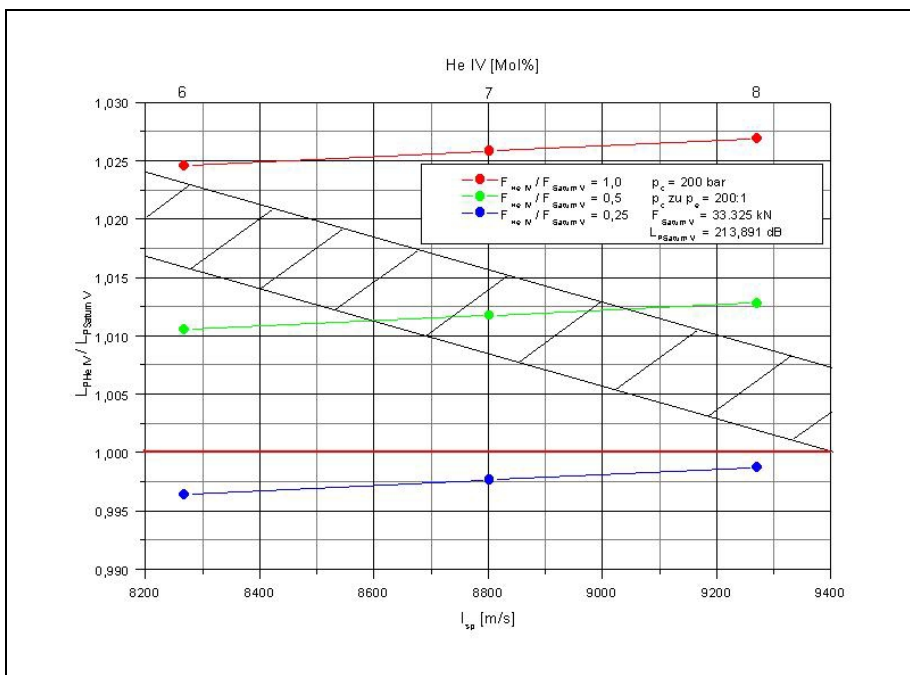


Abbildung 94: Einfluss des Schubes auf den Schalleistungspegel als Funktion des spezifischen Impulses bzw. des HeIV-Anteils, relativ zu den Werten der SATURN V

Der Abstand vom Triebwerk beträgt 0 km; Der schraffierte Bereich repräsentiert den zu erwartenden Wertebereich eines HeIV-Trägers

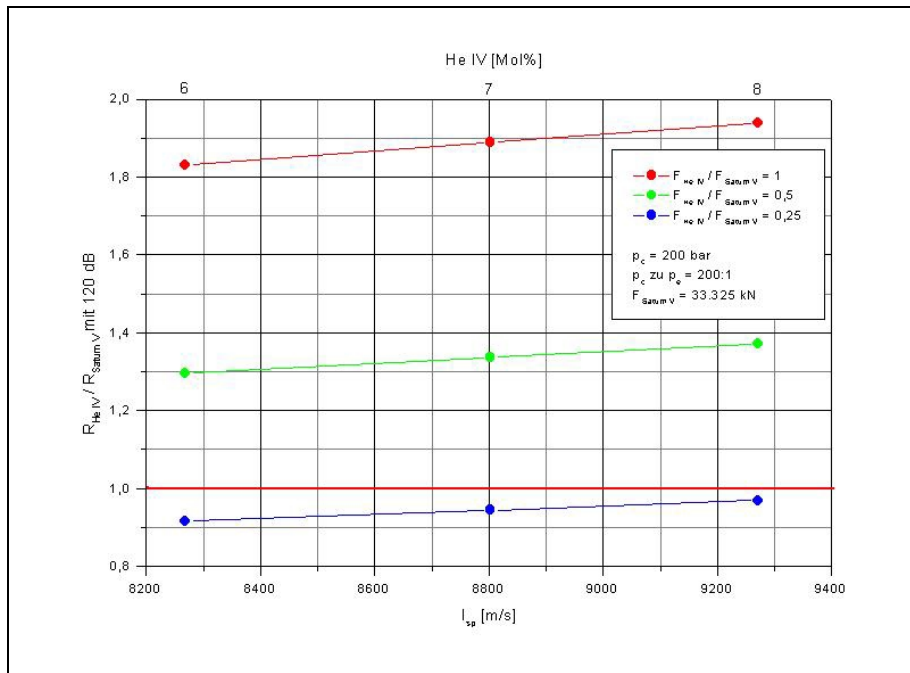


Abbildung 95:
Einfluss des Schubes auf den Schmerzgrenzenradius als Funktion des spezifischen Impulses bzw. des HeIV-Anteils, relativ zu den Werten der SATURN V

Nur wenn der Schub eines HeIV-Trägers signifikant unter dem der SATURN V liegt, errechnet sich ein niedrigerer Lärm relativ zu dem der SATURN V. Dies wird durch die blaue Berechnungskurve in Abbildung 94 deutlich, die für die betrachteten HeIV-Anteile unterhalb der roten Gleichlärmelinie liegt. Die Startmassen betragen 2.613 Mg für die Punkte auf der roten (oberen) Linie, 1.306 Mg für die Punkte auf der grünen (mittleren) und 653 Mg für die auf der blauen (unteren) Kurve.

Der schraffierte Bereich zeigt, dass der zu erwartende Lärmpegel eines HeIV-Trägers für die betrachteten HeIV-Anteile grundsätzlich über dem der SATURN V liegen wird. Dessen Abnahme mit dem HeIV-Anteil ist mit dem geringer werdenden Startgewicht und damit auch Startschub des HeIV-Trägers zu erklären¹³¹.

Neben der Auswirkung hoher Strahlgeschwindigkeiten auf die Systemumwelt in Form von Lärm sind – wie schon in der Einleitung zu diesem Kapitel angesprochen – auch Auswirkungen auf die Strukturkomponenten sowie die Nutzlast eines Trägersystems von Bedeutung. Dies vor allem, da in der Raumfahrt notwendigerweise Leichtbau in Verbindung mit geringen Auslegungssicherheiten eine besondere Rolle spielt. Auswirkungen der Akustik auf Strukturen werden u.a. in [Defosse/Tomioka/Bragg] angesprochen bzw. beschrieben.

In dieser Arbeit wird auf diese Problematik nicht näher eingegangen, da dies den Umfang überschreiten würde. Detaillierte Untersuchungen sollten Thema zukünftiger Arbeiten im Zusammenhang mit praktischen Versuchen sein.

Bei der Entwicklung des Massenmodells für einen HeIV-Träger in Kapitel 6.3.3 ist dem Problem allerdings durch die Annahme eines zusätzlichen Strukturmassenfaktors Rechnung getragen worden.

¹³⁰ aus [Ribner, Fig. 1]

¹³¹ genauere Ergebniswerte vor allem für den erforderlichen Startschub werden in Kapitel 6 basierend auf detaillierten Antriebsmodell-, Massenmodell- und Bahnaufstiegsrechnungen vorgestellt

5.3.3 Verbrennungslärm

Wie in Abbildung 91 skizziert, erzeugen Raketenmotoren neben Strahlärm auch sog. Verbrennungslärm, der Schwingungen und wiederum akustischen Lärm verursacht [Bragg]: die makroskopisch gesehen stetigen Strömungs- bzw. Verbrennungsabläufe in der Brennkammer werden von feinen Störungen überlagert. Diese rühren von Dichte- u. Temperaturschwingungen in allen möglichen Richtungen her¹³². Zu starke Unstetigkeiten können zu lokalen Überschreitungen zulässiger Toleranzwerte für Temperatur und Druck der Brennkammermaterialien führen. Daneben erzeugen diese Schwingungen akustischen Lärm, der auch außerhalb der Brennkammer strukturellen Schaden auch an elektronischen Bauteilen anrichten kann.

Die Tatsache, dass es sich bei dem hier vorgestellten HeIV-Konzept um Treibstoff in Form von Pellets mit Durchmessern im cm-Bereich handelt, dürfte zu erheblichen Unstetigkeiten im Reaktionsprozess führen.

Die Behandlung dieses Problems allein ist sehr komplex und erfolgt nicht im Rahmen dieser Arbeit. Mit der Einhaltung der Brennkammertemperaturobergrenze von 3700 K und der schon erwähnten Annahme eines zusätzlichen Strukturmassenfaktors bei der Detailmassenauslegung eines HeIV-Trägersystems ist versucht worden, dem Problem Rechnung zu tragen (vgl. Kapitel 6.3).

¹³² side-to-side oscillations (sloshing), round-and-round oscillations (swashing) or radial oscillations, vgl. [Bragg]

5.3.4 Luftbeimischung zur Reduktion der Strahlgeschwindigkeit

5.3.4.1 Einleitung

In der Literatur beschriebene Massnahmen zur Minderung von Strahlärm stellen primär auf Anwendungen im Luftfahrtbereich – mit typischerweise geringeren Strahlgeschwindigkeiten im Vergleich zu Raumfahrtantrieben – ab¹³³, und sind daher für den Raumfahrtbereich nur bedingt anwendbar. Grundsätzlich wird unterschieden zwischen¹³⁴:

- Strahlmanipulatoren (jet suppressors): durch besondere Formgebung der Düse¹³⁵, soll die Mischungsrate zwischen Strahl und Umgebungsluft erhöht werden, und eine Verschiebung in Richtung höherer Frequenzen erfolgen¹³⁶; diese Massnahmen gehen zu Lasten des Schubes
- Wassereinspritzung: Diese führt zwar zur Reduktion der Strahlgeschwindigkeit, jedoch nicht zu Lärminderung im U⁸-Bereich (s.o.), dem Bereich hoher Strahlgeschwindigkeiten
- Ejektoren: Strahlmischung mit einem ummantelten Sekundärstrahl niedrigerer Geschwindigkeit [Low/Krejsa]; neben der Lärmreduktion ist auch der möglicherweise auftretende Schubgewinn Treiber dieses Ansatzes

In den nachfolgenden Betrachtungen wird auf das Ejektorprinzip, als Methode zur Reduktion der Strahlgeschwindigkeit, Lärminderung und damit auch Entlastung von Strukturen [Fellenz/Tomioka], näher eingegangen.

In dem Fall, wenn weder Vorbeschleunigung des Trägers, noch Vorkompression der zugeführten Luftmassen erfolgen, kommt lediglich Unterdruckmischung - also Mischung bei niedrigerem als dem ungestörten Aussendruck - in Frage [Kors/Sänger,E.]. Hierzu ist der Primärstrahl zu ummanteln. Der Raketenmotor wirkt als Ejektor. Gemäss Klassifikation in [Thierschmann2] spricht man auch von einem Ejektor-Raketenmotor. Das Triebwerk ist durch einen sich in Strömungsrichtung verengenden Einlaufdurchmesser gekennzeichnet.

Ein Vorteil dieses Konzeptes ist, dass keine rotierenden Antriebskomponenten verwendet werden. Nachteilig ist der erhöhte Massenaufwand für die Ummantelung. Die Schemazeichnung in Abbildung 96 verdeutlicht den prinzipiellen Aufbau.

Je nach Charakteristik der sich mischenden Strahlen, ist der Schubverlust des resultierenden Gesamtschubes an der Stelle 4 gegenüber dem des Kerntriebwerks gering. In bestimmten Fällen kann sogar ein Schubgewinn eintreten. Verantwortlich hierfür ist neben dem Austausch kinetischer und thermischer Energie auch die aufgrund von Nachverbrennung überschüssigen Oxidators in der Mischkammer frei werdende zusätzliche Energie. Wegen des rapiden Abfalls des Gesamtschubes mit steigender Fluggeschwindigkeit und -höhe ist dem Ejektor-Raketenmotorprinzip – basierend auf Unterdruckmi-

¹³³ [Fournier/Low/Kouznetsov/Knowles/Schreck/Dahl1/Dahl2/Krejsa/Bragg]

¹³⁴ in [Fournier] wird ein grundlegender Überblick über die Eigenschaften und Theorie von Strahlärm sowie dessen Reduktion gegeben

¹³⁵ gewellte Düsenkontur (corrugated nozzle), Mehrfahrrohrdüse (multitube nozzle)

¹³⁶ mit dem Effekt höherer Absorption durch das Umgebungsmedium und der Verschiebung in den Bereich geringerer Sensitivität des menschlichen Ohres

schung zwischen Primär- u. Luftstrahl - im Hinblick auf Antriebszwecke in der Literatur keine besondere Bedeutung beigemessen.

Das überwiegende Interesse diverser Studien zur Luftbeimischung stellt auf Schuberrhöhung ab, u.a. [Schöttle/Albers/Kors/Doublier/Sänger,E./Warendorf/Larson/O'Brien/Avery/Nüdling/Cooper/Perini]. Betrachtet wird dabei sog. Überdruckmischung; also bei höherem als dem ungestörten Aussendruck. Dieser Fall entspricht der Konfiguration des Staustrahl-Raketenmotors (Ram Rocket). Hierbei werden die relativen Schuberrhöhungen um so größer, je höher die Fluggeschwindigkeiten und je schlechter der thermische Wirkungsgrad des verwendeten Primärmotors ist [Sänger,E.].

Der im Hinblick auf Schallwirkungsreduktion im bodennahen Bereich sowie Schubverstärkung im oberen Atmosphärenbereich ideale, jedoch mathematisch überaus aufwendig zu modellierende Fall, wäre eine Kombination der erläuterten Prinzipien. Hierbei müsste sowohl die Geometrie des Einlaufs als auch der Düse variabel gestaltet werden, um einen effektiven Betrieb über mehrere Flugzustände zu ermöglichen.

5.3.4.2 Mathematisches Modell der Luftbeimischungsrechnung

Für die Berechnungen wurde ein eindimensionales Mischungsmodell entwickelt, d.h., dass Druck, Temperatur und Geschwindigkeit über den Querschnitt als gleichförmig angenommen werden. Damit lassen sich jedoch keine genauen Aussagen über die Länge der Mischzone treffen. Es verbleibt lediglich eine Abschätzung über den Divergenzwinkel des Primärstrahles. Die Länge bestimmt sich dann über die Annahme des Durchmessers der Mischkammer. Grundlage für die Berechnungen sind die Erhaltungsgleichungen für Masse, Moment und Energie:

- Massenerhaltung

$$\rho_{2p}A_{2p}v_{2p} + \rho_{2s}A_{2s}v_{2s} = \rho_3A_3v_3$$

Gleichung 13

- Momentenerhaltung

$$(\rho_{2p}A_{2p}v_{2p}^2 + p_{2p}A_{2p}) + (\rho_{2s}A_{2s}v_{2s}^2 + p_{2s}A_{2s}) = (\rho_3A_3v_3^2 + p_3A_3)$$

Gleichung 14

- Energieerhaltung

$$\rho_{2p}A_{2p}v_{2p} \cdot (v_{2p}^2/2 + cp_{2p}T_{2p}) + \rho_{2s}A_{2s}v_{2s} \cdot (v_{2s}^2/2 + cp_{2s}T_{2s}) + E = \rho_3A_3v_3 \cdot (v_3^2/2 + cp_3T_3)$$

Gleichung 15

E ist hierbei die freiwerdende Energie resultierend aus der Verbrennung von Luftsauerstoff mit überschüssigem Wasserstoff des Kerntriebwerks. Im Modell sind folgende Annahmen getroffen worden:

- Konstanter Druck über die Querschnittfläche an der Stelle 2 (s. Abbildung 96) am Beginn der Mischkammer; der Wert selbst wird parametrisch variiert
- Konstante Querschnittfläche der Mischkammer über deren Länge (Gleichflächenmischung)
- Vernachlässigung nichtaxialer Ströme am Einlauf
- Der Grad der Reaktion in der Mischkammer ist zwischen vollständiger und keiner Nachverbrennung variiert worden:
- Vollständige Mischung zwischen Sekundär- u. Primärstrahl
- Verluste infolge Dissipation und Mischung werden vernachlässigt
- Keine Wandreibung in der Mischkammer

- Dissoziations- (Wärmezufuhr) und Rekombinationsvorgänge (Wärmeabführung) sowie Mischungsverluste infolge turbulenter Mischung (bei der die innere Energie auf Kosten der kinetischen erhöht wird) werden ebenfalls nicht berücksichtigt.
- Die Annahmen für die Leistungsdaten des Primärantriebes lauten:
 $T_c=200$ bar, $P_c/P_e=200:1$; HeIV-Anteil = 6 bzw. 8 Mol%

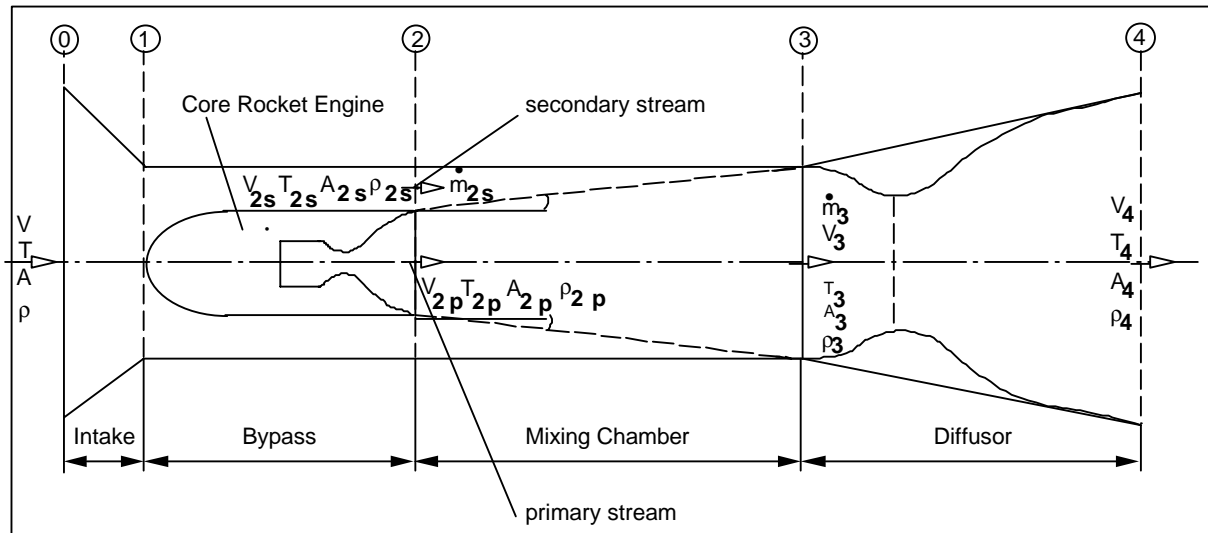


Abbildung 96: Analytisches Modell des Ejektor-Raketentriebwerks
 (s. Fig.3 in [Thierschmann2])

Die spezifischen Wärmen der in der Mischung berücksichtigten Komponenten stammen als Funktion der Temperatur aus [Dadiou/Beitz]. Die Werte für die spezifischen Gaskonstanten der Mischungsanteile stammen aus [Warendorf]. Geschwindigkeit und Temperatur werden iterativ ermittelt.

Das entwickelte Rechenprogramm¹³⁷ ist in der Lage, verschiedene Eingabeparameter zu verarbeiten:

- Druckverhältnis des Sekundärstrahls am Mischzonenanfang (Stelle 2) bezogen auf den Aussendruck (p_2/p_a)
- Verhältnis zwischen Düsenend- und Aussendruck (p_4/p_a)
- Flächenverhältnis zwischen Sekundär- u. Primärstrahl (A_{2s}/A_{2p}) am Mischzonenanfang
- Material der Mischkammerwand (Dichte, Zugspannung)
- Flugbahndaten (Höhe, Anströmmachzahl)

Wesentliche, im nachfolgenden Kapitel erläuterte Ergebnisparameter sind:

- Faktor der Schubverstärkung (F_4/F_{2p}) am Boden, vgl. Abbildung 97, bzw. über der Höhe während des Aufstiegs (vgl. Abbildung 100); F_{2p} ist dabei der Schub des freien, nicht ummantelten Kerntriebwerkes
- Verhältnis der Schalleistungen (W_{n4}/W_{n2p}), vgl. Abbildung 98
- Verhältnis der Ausströmungsgeschwindigkeiten (v_4/v_0) und Massenströme (m_{PKT4}/m_{PKT2p}), vgl. Abbildung 99

¹³⁷ Eine detaillierte Beschreibung des Rechenprogramms findet sich im Anhang in Kapitel 9.5.1.

- Massenverhältnis zw. Kern- u. Gesamttriebwerk incl. Ummantelung ($m_{\text{KernTW}}/m_{\text{GesTW}}$), vgl. Abbildung 101

5.3.4.3 Ergebnisse der Luftbeimischungsrechnung

a) Auswirkungen der Luftbeimischung auf den resultierenden Schub:

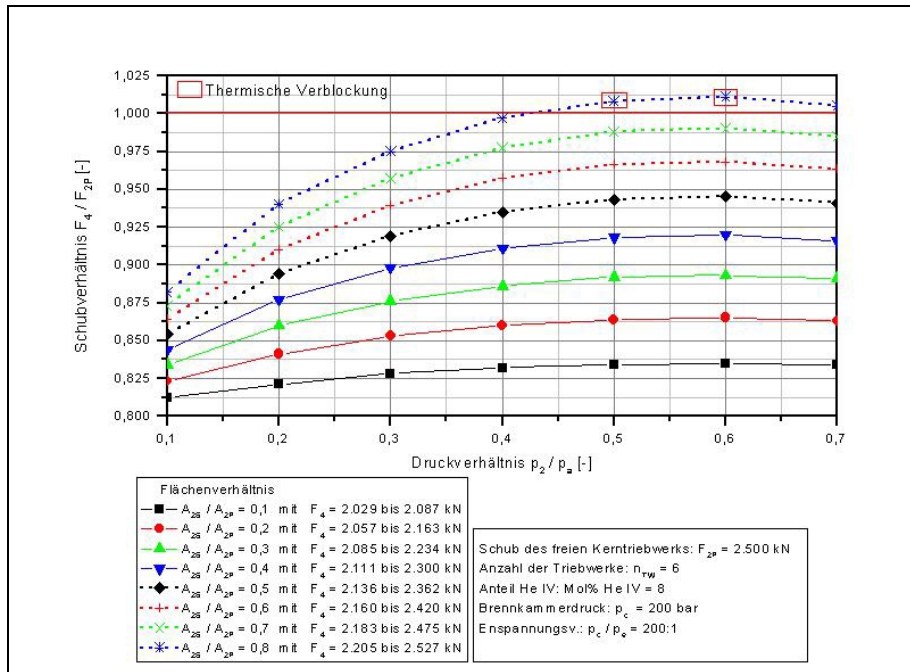


Abbildung 97:
Auswirkung von Luftbeimischung auf den resultierenden Schub (ausgedrückt als Verhältnis zum Schub des Primärstrahls an der Stelle 2), für verschiedene Druck- u. Flächenverhältnisse zwischen Sekundär- u. Primärstrahl; Rechnungen erfolgten unter der Annahme vollständiger Nachverbrennung

Mit der Zunahme der Sekundärstrahlquerschnittfläche A_{25} relativ zu der des Primärstrahls A_{2p} am Mischzonenanfang (vgl. Stelle 2 in Abbildung 96) steigt das Schubverhältnis (F_4/F_{2p}), wobei sich für jede Kurve unterschiedlicher Flächenverhältnisse Maximalwerte beim Druckverhältnis (p_2/p_a)=0,57 einstellen. Beliebige Vergrößerung der Sekundärstrahlfläche ist nicht möglich, da sich der Effekt der sog. thermischen Verblockung einstellt. Dies ist der Fall, wenn die Machzahl in der Mischzone Werte größer 1 annimmt. Für ein Flächenverhältnis von 0,8 ergibt sich thermische Verblockung bei Druckverhältnissen von 0,5 und 0,6; jedoch nicht bei 0,7. An dieser Stelle errechnet sich sogar eine Schubverstärkung um 0,3 %. Die nachfolgenden Analysen sind dennoch für das Druckverhältnis 0,57 durchgeführt worden, da hier die Maxima für den resultierenden Schub liegen. Möglicherweise stellt sich auch bei diesem Druckverhältnis Schubverstärkung ein, für ein Flächenverhältnis zwischen 0,7 und 0,8. Die Schubverstärkung läge jedoch unterhalb 1,08 %¹³⁸. Diese Berechnung ist jedoch nicht durchgeführt worden, da es hier primär um die qualitative Aussage geht.

Die minimalen und maximalen Absolutwerte des resultierenden Schubes an der Stelle 4 sind für das jeweils betrachtete Flächenverhältnis im linken unteren Kasten in der Abbildung eingetragen.

¹³⁸ 1,08 % ist der Wert für die Schubverstärkung, der einträte für das Flächenverhältnis von 0,8, sofern keine thermische Verblockung vorläge

b) Auswirkungen der Luftbeimischung auf die Schalleistung:

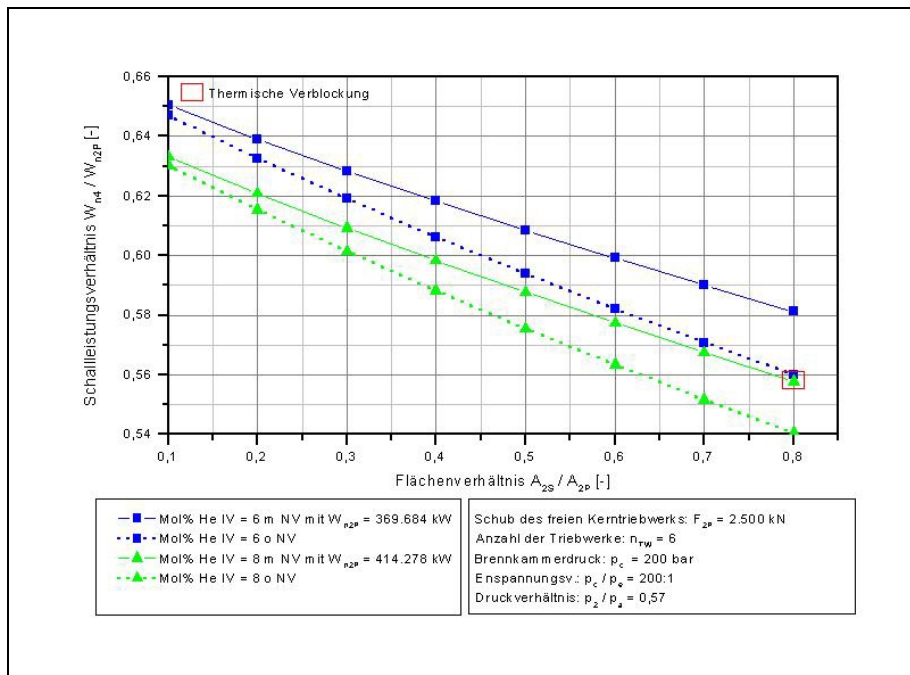


Abbildung 98:
Auswirkung von Luftbeimischung auf die Schalleistung (ausgedrückt als Verhältnis zur Schalleistung des Primärstrahls an der Stelle 2), für verschiedene HeIV-Anteile u. Flächenverhältnisse zwischen Sekundär- u. Primärstrahl; die durchgezogenen Linien repräsentieren Rechnungen mit Nachverbrennung (m. NV), die gestrichelten ohne Nachverbrennung (o. NV)

Dargestellt sind die Kurvenverläufe für verschiedene Flächenverhältnisse (A_{2S}/A_{2P}) beim konstanten Druckverhältnis (p_2/p_a)=0,57, für das sich die Maximalwerte des resultierenden Schubes F_4 ergeben haben (vgl. Abbildung 97).

Die Schalleistung lässt sich mit und ohne Nachverbrennung durch Luftbeimischung deutlich reduzieren, wobei der Effekt mit Nachverbrennung (durchgezogene Linien in Abbildung 98), wegen der energetischen Aufladung der Abgase und damit verbundenen höheren Ausströmungsgeschwindigkeit (vgl. Abbildung 99), geringer ist.

Mit zunehmender Luftbeimischung bzw. Sekundärstrahlfläche lässt sich die Schalleistung erwartungsgemäss stärker reduzieren. Eine Begrenzung ergibt sich durch den schon angesprochenen Effekt der thermischen Verblockung.

In der Abbildung ist zusätzlich der HeIV-Anteil variiert. Es würde sich offensichtlich lohnen, höhere Anteile zu verwenden. Ursächlich für die dann abnehmende Schalleistung ist der reduzierte Schubbedarf (vgl. untere beiden Kurven).

c) Auswirkungen der Luftbeimischung auf die Ausströmungsgeschwindigkeit und den Massenstrom:

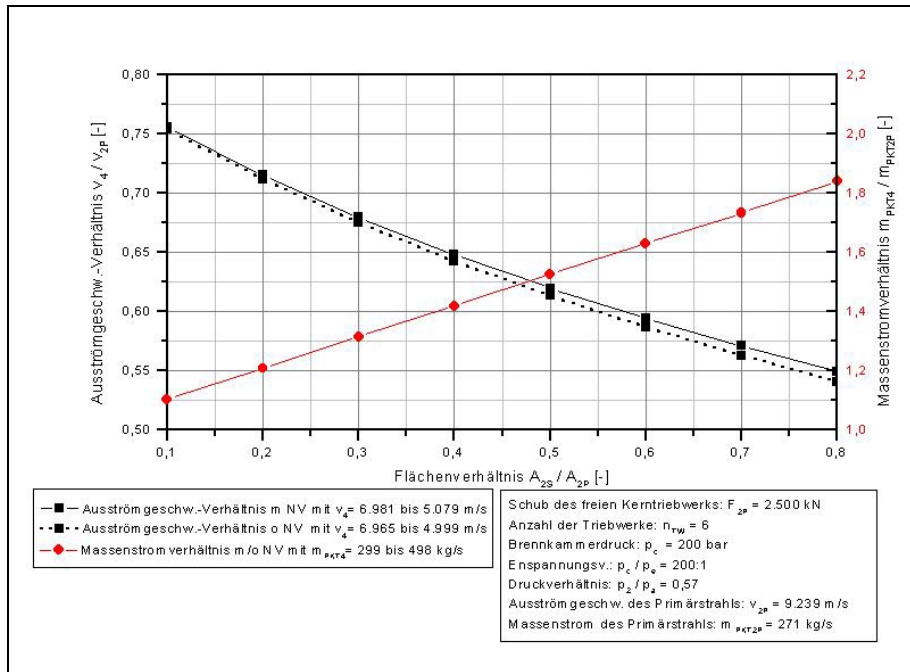


Abbildung 99: Auswirkung von Luftbeimischung auf die Ausströmungsgeschwindigkeit sowie den Massenstrom an der Stelle 4 (ausgedrückt als Verhältnis zu den jeweiligen Werten des Primärstrahls an der Stelle 2), für verschiedene Flächenverhältnisse zwischen Sekundär- u. Primärstrahl

Da der Primärmotor als konstant betrachtet wird, muss der Massenstrom an der Stelle 4 mit größerer Sekundärstrahlquerschnittfläche zunehmen, was durch die nach rechts anwachsende Kurve in Abbildung 99 dokumentiert ist. Die Ausströmungsgeschwindigkeit nimmt ab, und zwar stärker, wenn keine Nachverbrennung berücksichtigt wird. Den Berechnungen liegt auch hier ein konstantes Druckverhältnis $(p_2/p_a)=0,57$ zugrunde.

d) Auswirkungen der Luftbeimischung auf das Schubverhältnis während des Aufstiegs:

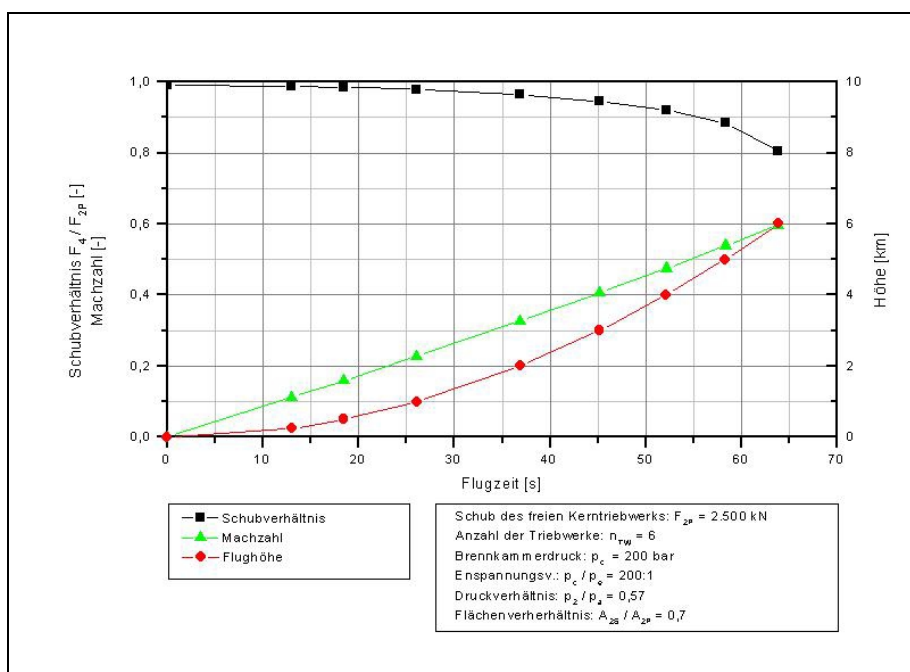


Abbildung 100: Auswirkung von Luftbeimischung auf das Schubverhältnis (obere Kurve) während des Aufstiegs; Weitere Annahmen: ideale Düsenexpansion u. Startbeschleunigung 1,3 g:

Wie schon in Abbildung 97 gezeigt, tritt selbst im Standfall (Flugzeit 0 Sekunden) keine nennenswerte Schubverstärkung ein. Für das für diese Aufstiegssimulation gewählte Flächenverhältnis (A_{2S}/A_{2P})=0,7 beträgt der Schub am Boden 99 % dem des nicht ummantelt betrachteten Kerntriebwerkes.

Mit zunehmender Höhe und Flugmachzahl fällt der Gesamtschub unter den getroffenen Annahmen vor allem wegen der geringer werdenden Luftdichte immer stärker ab. Gleichzeitig nimmt allerdings auch die Bedeutung der Schallproblematik ab. Für den Betrieb eines HeIV-Trägers ist daher zu empfehlen, dass ab einer bestimmten Höhe auf die Luftbeimischung verzichtet wird, wenn nicht von vornherein schon auf die Notwendigkeit verzichtet werden kann.

e) Auswirkungen der Luftbeimischung auf die Antriebsmasse:

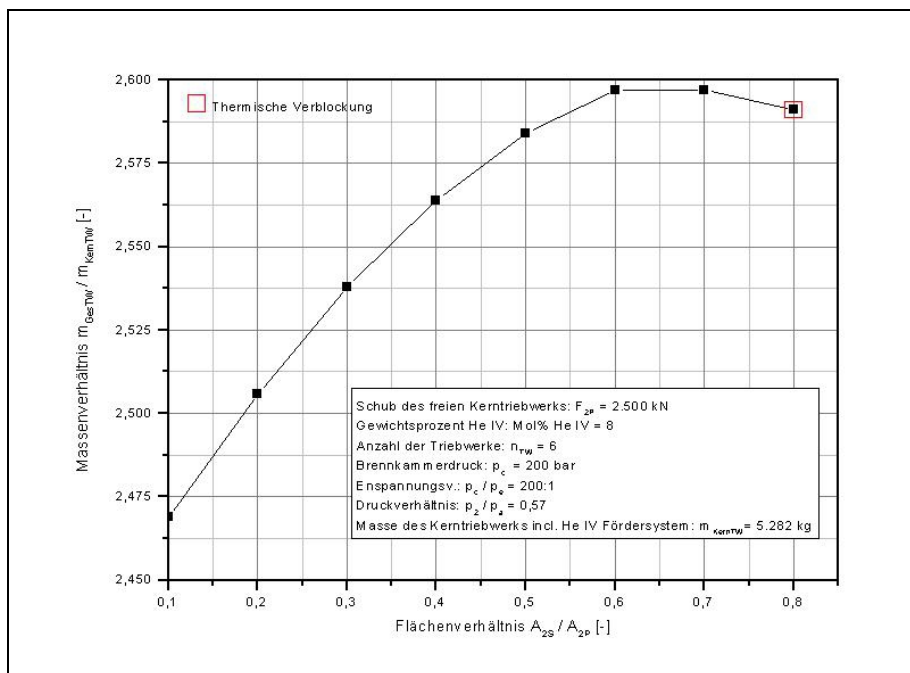


Abbildung 101:
Einfluss des Querschnittsflächenverhältnisses zw. Sekundär- u. Primärstrahl auf die resultierende Triebwerksmasse

Die Masse des ummantelten Triebwerkes setzt sich aus den Einzelmassen des HeIV-Kerntriebwerkes, der Ummantelung incl. Einlauf und Düse sowie der Mantelbefestigung zusammen (s. Modellerläuterung im Anhang in Kapitel 9.5.2). In der in Abbildung 101 genannten Masse des Kerntriebwerkes in Höhe von 5.282 kg ist die Masse für das HeIV-Pelletfördersystem enthalten, welches allein 2.179 kg wiegt. Die Ergebnisse der Massenbetrachtung in Abbildung 101 zeigen, dass die Ummantelung eines Triebwerkes im Maximum im Bereich der Flächenverhältnisse zwischen 0,6 und 0,7 zu einer Massenzunahme um den Faktor 2,597 führt. Bis in diesen Bereich nimmt die Masse zu, wegen des größer werdenden Durchmessers der Ummantelung. Mit größerer werdendem Flächenverhältnis geht die Gesamtmasse wieder zurück. Konkret ergibt sich mit (A_{2S}/A_{2P})=0,8 eine Massenzunahme um den Faktor 2,591. Ursächlich dafür ist, dass die Massenzunahme aufgrund des größer werdenden Durchmessers durch eine Massenabnahme aufgrund des abnehmenden Drucks in der Mischzone überkompensiert wird. Für (A_{2S}/A_{2P})=0,1 beträgt der Druck 17,2 bar, für (A_{2S}/A_{2P})=0,6 10,6 bar, für (A_{2S}/A_{2P})=0,7 9,7 bar und für (A_{2S}/A_{2P})=0,8 nur noch 8,8 bar.

f) Tabellarische Zusammenstellung der Ergebnisdaten:

Eine Zusammenstellung der einzelnen Ergebnisdaten der Luftbeimischungsrechnung über die verschiedenen Stellen des ummantelten Triebwerkes findet sich für den konkreten Fall eines Flächenverhältnisses (A_{2S}/A_{2P})=0,7 in Tabelle 38.

Die Massenströme und spezifischen Wärmekapazitäten der im Zuge der Nachverbrennungsrechnung berücksichtigten Elemente sind in Tabelle 39 aufgelistet. Für die vollständige Verbrennung des vom Kerntriebwerk gelieferten Wasserstoffs mit dem Luftsauerstoff reicht die Luftsauerstoffmenge nicht aus. Es ergibt sich daher ein H_2 -Überschuss.

Die Geometriedaten des ummantelten Triebwerkes sind in Tabelle 40 aufgelistet. Es wird deutlich, dass die Realisierung ummantelter Triebwerke besondere Anforderungen an die Geometrie von Trägersystemen stellt. Das Volumen eines Triebwerkes steigt im konkreten Fall von 3,3 auf 12,9 m³. Zudem muss ein möglichst freier Zulauf der Umgebungsluft ermöglicht werden.

Berechnungsgröße	Einheit	Außen/ Einlauf (Stelle 0)	Kerntrieb- werk (frei)	Kerntrieb- werk (um- mantelt)	Sekundär- strahl (Stel- le 2)	Misch- zonenende (Stelle 3)	Düsenende (Stelle 4)
F	[kN]		2500,000	2556,652			2475,772
A	[m ²]	2,089	1,117	1,117	0,782	1,899	4,094
T	[K]	293,453	1064,000	1064,000	244,609	3243,271	2016,067
P	[bar]	1,077	1,000	1,000	0,570	9,651	1,077
ρ	[kg/m ³]	1,279	0,026	0,026	0,812	0,137	0,022
V	[m/s]	0,000	9239,277	9448,747	312,945	1803,207	5275,633
a	[m/s]	343,467	2315,800	2315,800	313,534	2998,718	2364,267
Ma	[-]	0,000	3,989	4,080	0,998	0,601	2,231
\dot{m}	[kg/s]		270,581	270,581	198,703	469,284	469,284
c_p	[J/kg-K]	1003,226	12580,800	12580,800	1004,000	10014,939	
R_i	[J/kg-K]	287,000	3599,264	3599,264	287,000	2171,446	
κ	[-]	1,401			1,400	1,277	
<i>Molgewicht</i>	[-]	28,969	2,310	2,310	28,969	3,829	
P_S	[MW]		69295,239				39183,795
P	[MW]		414,278				235,103
L_P	[dB]		216,173				213,713
Δ_P	[kN/m ²]		1287,289				969,747

Tabelle 38: Ergebnisdaten der Strahlmischungsrechnung

- an verschiedenen Stellen des ummantelten Triebwerkes (die Erläuterung der Symbole findet sich in der Auflistung am Anfang dieser Arbeit in Kapitel 0.1)

	Massenstrom [kg/s]	Spez. Wärmekapazität [J/kg-K]
<i>Luft</i>	7679,794	4254,826
H_2	218,674	18697,338
H_2O	51,907	3129,494
O_2	0,000	1185,003
N_2	152,604	1361,016
<i>HeIV</i>	46,099	5230,000
H_2 -Überschuss	224,482	

Tabelle 39: Massenströme und spez. Wärmekapazitäten infolge der Nachverbrennungsrechnung (an der Stelle 4)

	<i>Länge [m]</i>	<i>Durchmesser [m]</i>
<i>Einlaufkonus</i>	0,389	1,631
<i>Einlaufzylinder</i>	2,982	
<i>Mischzone</i>	1,476	1,555
<i>Düse</i>	2,230	2,283 (*)
	Volumen [m³]	
<i>Kerntriebwerk</i>	3,331	
<i>Gesamtriebwerk</i>	12,964	

Tabelle 40: Geometriedaten Triebwerksummantelung; (): Düsenende*

Abschliessend kann festgehalten werden, dass Luftbeimischung ein geeignetes Mittel zur Reduktion von Strahlgeschwindigkeiten und der davon ausgehenden Lärmemissionen ist. Eine Leistungssteigerung während des Aufstiegs von Trägerraketen ist unter den getroffenen Annahmen nicht zu erwarten.

6 Trägersystemauslegung

6.1 Zielsetzung & Vorgehensweise

In den bisherigen Kapiteln ist der Einsatz von SHET-Kandidaten im Hinblick auf die theoretische Realisierbarkeit bis hin zur Auslegung von Antriebssystemen (Kapitel 5) untersucht worden. Gegenstand dieses Kapitels ist eine detaillierte Leistungsrechnung für den in dieser Arbeit favorisierten SHET-Kandidaten, HeIV. Hierzu wird in diesem Kapitel ein Trägersystem ausgelegt und dessen Leistungseigenschaften als Funktion der Variation bedeutender systembeeinflussender Parameter analysiert.

Zum Nachweis der Plausibilität und Vergleichbarkeit der Ergebnisse der HeIV-Trägersystemberechnungen werden diese einem LOX/LH₂-Referenzsystem, basierend auf dem in Kapitel 6.2.1 gewählten SSTO-Trägerkonzept, gegenübergestellt. Zu dessen Modellierung ist ein skalierbares Antriebs-, Geometrie- u. Massenmodell entwickelt und qualifiziert worden, welches im Anhang dieser Arbeit detailliert beschrieben ist (s. Kapitel 9.6). Die Entwicklung des Massenmodells erfolgte in Anlehnung an [Wolf/ Haefeli]¹³⁹. Für die Berechnung der Leistungsdaten (Startmasse, Treibstoffmasse) ist ein Bahnaufstiegsprogramm iterativ durchlaufen worden (s. Kapitel 9.6.5).

Aus dem LOX/LH₂-Referenzträgermodell wurde das HeIV-Trägermodell abgeleitet (s. Kapitel 6.3). Die wesentlichen systembeeinflussenden Parameter wurden mit diesem Modell variiert. Die Ergebnisse der Sensitivitätsbetrachtung für das HeIV-System sind in Kapitel 6.3.4 zusammengefasst.

Den Berechnungen liegen die folgenden für alle Konzepte gleichermassen geltenden Randbedingungen für ein Missionsszenario zugrunde:

<i>Parameter</i>	<i>Einheit</i>	<i>Wert</i>
<i>Nutzlastmasse</i>	[Mg]	29,484
<i>Nutzlastdichte</i>	[kg/m ³]	50
<i>Zielorbithöhe</i>	[km]	400 (LEO)
<i>Startort</i>		Äquator
<i>Startbeschleunigung</i>	[m/s ²]	1,3 g ₀
<i>Maximale Beschleunigung</i>	[m/s ²]	3,0 g ₀

Tabelle 41: Missionsszenario für die Auslegung der Referenzträgermodelle

¹³⁹ für den Nachweis der Brauchbarkeit des in dieser Arbeit entwickelten Massenmodells ist deren Wert für die Nutzlastmasse übernommen worden (vgl. Tabelle 41)

6.2 LOX/LH₂-Referenzträgermodell

6.2.1 LOX/LH₂-Trägerkonzept

Im Hinblick auf die in Kapitel 1.1 erläuterten Anforderungen an zukünftige Raumtransportsysteme ist für den systemanalytischen Vergleich der Antriebsalternativen folgende Festlegung des Trägerkonzeptes getroffen worden:

- SSTO
- Geflügeltes System
- Vertikal startend, horizontal landend (VTO-HL)
- Voll wiederverwendbar
- Bemannt

Die Entscheidung für SSTO basiert auf der Annahme, dass der Realisierungszeitraum der superhochenergetischen Antriebsalternativen frühestens in ca. 30 Jahren beginnt. In diesem Zeitraum sollte es gelingen, ein ausschöpfbares Entwicklungspotential vor allem im Bereich der Werkstofftechnik dahingehend zu nutzen, dass selbst mit konventionellen Treibstoffen betriebene Fahrzeuge als Einstufer realisiert werden können. Abbildung 102 vermittelt einen optischen Eindruck des Trägerkonzeptes.

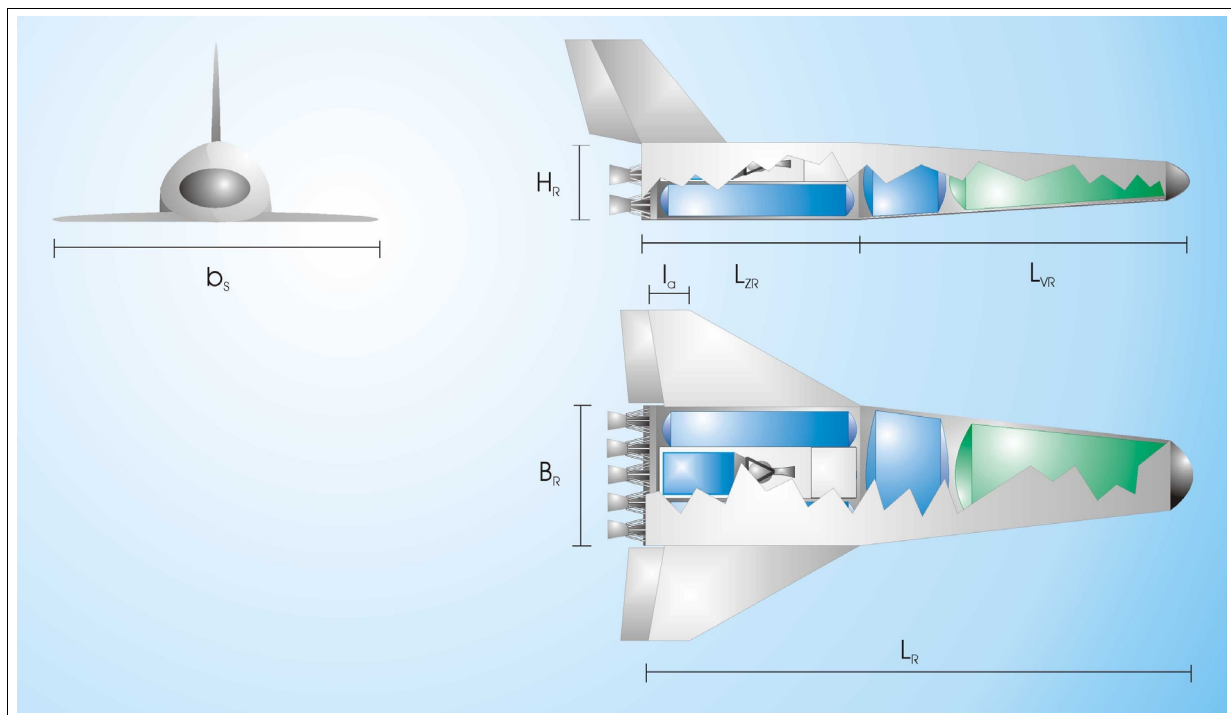


Abbildung 102: Gewähltes Trägerkonzept (Vorderrumpf: LOX-Tank, Zentralrumpf: LH₂-Tank)

Für das LOX/LH₂-Referenzkonzept sind vier Wasserstofftanks (blau) und ein Sauerstofftank (grün), der im Vorderrumpf untergebracht ist, berücksichtigt. Drei Wasserstofftanks befinden sich im Hinterrumpf als Zylindertanks nebeneinander angeordnet; der vierte ist im mittleren Bereich untergebracht. Die Nutzlast ist im Zentralrumpf über den Wasserstofftanks untergebracht.

6.2.2 Qualifikation des Referenzmodells

6.2.2.1 Eingabeparameter

Den Berechnungen des LOX/LH₂-Referenzträgers liegen die in Tabelle 42 gelisteten Eingabeparameter zugrunde. Die Triebwerke werden im Dual-Mode betrieben. Fällt der Aussendruck auf einen Wert von 122 Mbar, so erhöht sich das Flächenverhältnis (A_e/A_t) durch Verlängerung der Düse von ursprünglich 55 auf 160. Als Eingabegrösse dient die mit Hilfe des NASA-Programms ermittelte Ausströmgeschwindigkeit bei angepasster Entspannung.

Eine detaillierte Beschreibung der verwendeten Modelle für die Antriebs-, Geometrie-, Massen- und Bahnaufstiegsrechnung findet sich im Anhang dieser Arbeit (Kapitel 9.6).

Bahndaten		Antriebsdaten		Geometriedaten	
Δv Hauptantrieb [m/s]	9490	Treibstoff 1	LH ₂	Dicke / Tiefe Flügel	0,1
Δv OMS Hinflug [m/s]	99	Treibstoff 2	LOX	Streckung	2,48
Δv OMS Rückflug [m/s]	117	Gewichtsanteil LH ₂ [%], (*)	12,5	Hinterkantenwinkel [°]	0
Δv RCS Hinflug [m/s]	19	Gewichtsanteil LOX [%]	87,5	Vorderkantenwinkel [°]	50
Δv RCS Rückflug [m/s]	14	Brennkammerdruck [bar]	310	Flächenverhältnis Tragwerk	0,5
Startbeschleunigung [m/s ²]	12,75	Expansionsverhältnis [P _e /P _c], (**)	639/ 2.534	Zuspitzung	0,15
Umlenzeitp. Gravity Turn [s]	12	Charakt. Ausström. [m/s]	2.263	Max. Flächenbel. [kg/m ²]	210
Umlenkwinkel [°]	0,5347	Flächenverhältnis [A _e /A _t], (**)	55/ 160	Maximaler Staudruck [Pa]	34.000
Berechnungsschrittweite [s]	0,1	Startschub pro Triebwerk [kN]	2.425	Lastvielfaches [g ₀]	3,75
Nutzlastdaten		Bodenpez. Impuls [m/s]	4.027		
Masse Payload [Mg]	29.484	Spez. Impuls OMS [m/s]	4.316		
Dichte Payload [kg/m ³]	50	Spez. Impuls RCS [m/s]	3.826		
		Mittlere Strahldichte [g/cm ³]	5,8387 E-5		

Tabelle 42: Eingabedaten für die Berechnung des LOX/LH₂-Referenzträgers

(*): O/F=7; (**): Dual-Mode Antrieb

6.2.2.2 Ergebnisse der Berechnung

Wie aus Tabelle 43 hervorgeht, beträgt die Abweichung der Startmasse des LOX/LH₂-Referenzträgers zum Basiskonzept aus [Haefeli] nur -0,04 %, die der Gesamttrockenmasse nur -0,18 %. Eine grössere Abweichung bei den Hauptsystemmassen ergibt sich lediglich für das Tragwerk (+11,4 %). Die Tragwerkmasse hängt jedoch stark von der Geometrie des Trägers ab, die sich zum Haefeli-Basiskonzept in wesentlichen Details unterscheidet. Grössere Abweichungen für einige Subsystem-Einzelmassen, wie z.B. Lageregelungssystem (+32,27 %) und Orbitmanöversystem (+76,07 %), gehen auf unterschiedlich angenommene Antriebsbedarfe – als wesentliche Einflussparameter – für diese Subsysteme zurück, haben aber für die Gesamtmassenbilanz eine nur untergeordnete Bedeutung.

Weitere Ergebnisse für „ausgewählte Massenverhältnisse“ sind in Tabelle 45, für die „Geometrie- u. Schalldaten“ in Tabelle 46 und Tabelle 47 eingetragen, wo sie den entsprechenden Daten des HeIV-Referenzträgers gegenübergestellt sind.

<i>Fahrzeugmassenbilanz [kg]</i>	<i>Referenzträger</i>	<i>[Haefeli]</i>	<i>Abweichung</i>	<i>Abweichung</i>
	LOX / LH ₂		[kg]	{ % }
<i>Tragwerk</i>	26.181	23.502	2.679	11,40
<i>Seitenleitwerk</i>	5.164	5.265	-101	-1,92
<i>Rumpf</i>	55.889	52.873	3.016	5,70
<i>TPS</i>	35.879	39.432	-3.553	-9,01
<i>Hauptantrieb</i>	31.885	34.904	-3.019	-8,65
<i>Landefahrwerk</i>	6.997	7.304	-307	-4,20
<i>Triebwerkszubehör</i>	2.220	2.175	45	2,07
<i>Treibstofffördersystem</i>	4.567	4.816	-249	-5,17
<i>Lageregelungssystem</i>	1.910	1.444	466	32,27
<i>Orbitmanöversystem</i>	1.817	1.032	785	76,07
<i>Primärenergie</i>	1.674	1.674	0	0,00
<i>Elektriksystem</i>	2.880	2.975	-95	-3,19
<i>Hydrauliksystem</i>	2.829	2.903	-74	-2,55
<i>Steuerrudersystem</i>	2.320	2.480	-160	-6,45
<i>Avioniksystem</i>	2.077	2.069	8	0,39
<i>Umgebungskontrolle</i>	1.828	1.836	-8	-0,44
<i>Besatzungsausrüstung</i>	499	499	0	0,00
<i>Nutzlastmodul</i>	270	270	0	0,00
<i>Trockenmasse</i>	186.885	187.481	-596	-0,32
<i>Entwurfsreserve</i>	15.500	15.272	228	1,49
<i>Gesamtrockenmasse</i>	202.386	202.753	-367	-0,18
<i>Besatzung</i>	1.199	1.199	0	0,00
<i>TS Rückstände und Gase</i>	3.650	3.691	-41	-1,11
<i>Landemasse ohne PL</i>	207.235	207.643	-408	-0,20
<i>Nutzlast hoch</i>	29.484	29.484	0	0,00
<i>Nutzlast zurück</i>	29.484	29.484	0	0,00
<i>Landemasse mit Nutzlast</i>	236.719	237.127	-408	-0,17
<i>Wiedereintrittsmasse</i>	237.761	237.127	634	0,27
<i>Aufstiegstreibstoffmasse</i>	1.659.146	1.660.997	-1.851	-0,11
<i>Treibstoffreste</i>	12.400	13.378	-978	-7,31
<i>TS RCS Hinflug</i>	1.574	1.972	-398	-20,18
<i>TS OMS</i>	12.979	11.179	1.800	16,10
<i>Startmasse</i>	1.923.859	1.924.654	-795	-0,04

Tabelle 43: Massenbilanz des LOX/LH₂-Referenzträgers und Vergleich mit einem Basiskonzept aus der Literatur¹⁴⁰

Grundsätzlich kann das LOX/LH₂-Referenzmodell als qualifiziert gelten, und zwar auch bei Variation von kritischen Systemparametern, wie im nachfolgenden Kapitel 6.2.2.3 aufgezeigt wird. Dies ist wichtig, da dieses Modell als Basis für die Ableitung des HeIV-Trägermodells herangezogen wird.

Die Ergebnisse der für die Qualifikation des Massenmodells durchgeführten Aufstiegsbahnberechnung sind in Abbildung 103 dargestellt. Eine Beschreibung des Bahnaufstiegsmodells findet sich im

¹⁴⁰ [Haefeli]

Anhang in Kapitel 9.6.5. Um die maximale Beschleunigung von 3 g einzuhalten, wird der Massenstrom und damit der Schub nach 183 Sekunden Flugzeit abgeregelt.

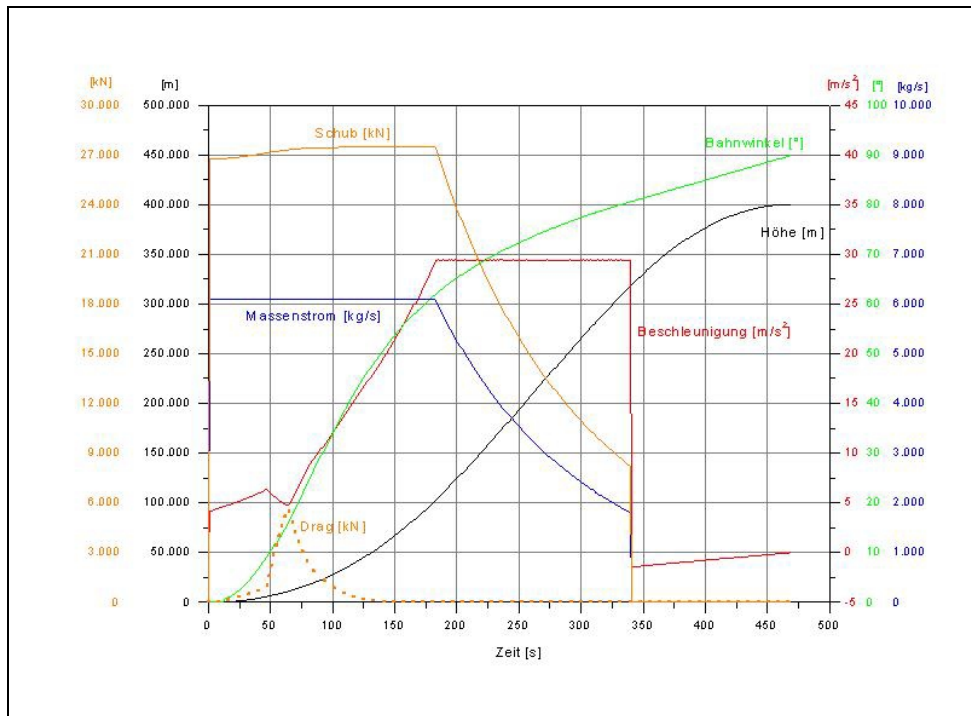


Abbildung 103:
Ergebnisse der Aufstiegsbahn-
berechnung für den
LOX/LH₂-Referenz-
träger

6.2.2.3 Sensitivitätsbetrachtung

Dass sich das LOX/LH₂-Referenzmodell auch bei Abweichung einiger systembeeinflussender Parameter von ihren Referenzwerten stabil verhält, ergibt sich aus einer durchgeführten Sensitivitätsanalyse, deren Ergebnisse in Abbildung 104 dargestellt sind. Untersucht wurde der Einfluss der Nutzlastmasse, des Widerstandsbeiwertes, des Wertes für den angenommenen maximalen Staudruck sowie die Orbithöhe auf die Trockenmasse und die Treibstoffmasse, wobei die Parameter zwischen +/-20 % variiert wurden. Den grössten Einfluss hat erwartungsgemäss die angenommene Nutzlastmasse (grüne Kurven).

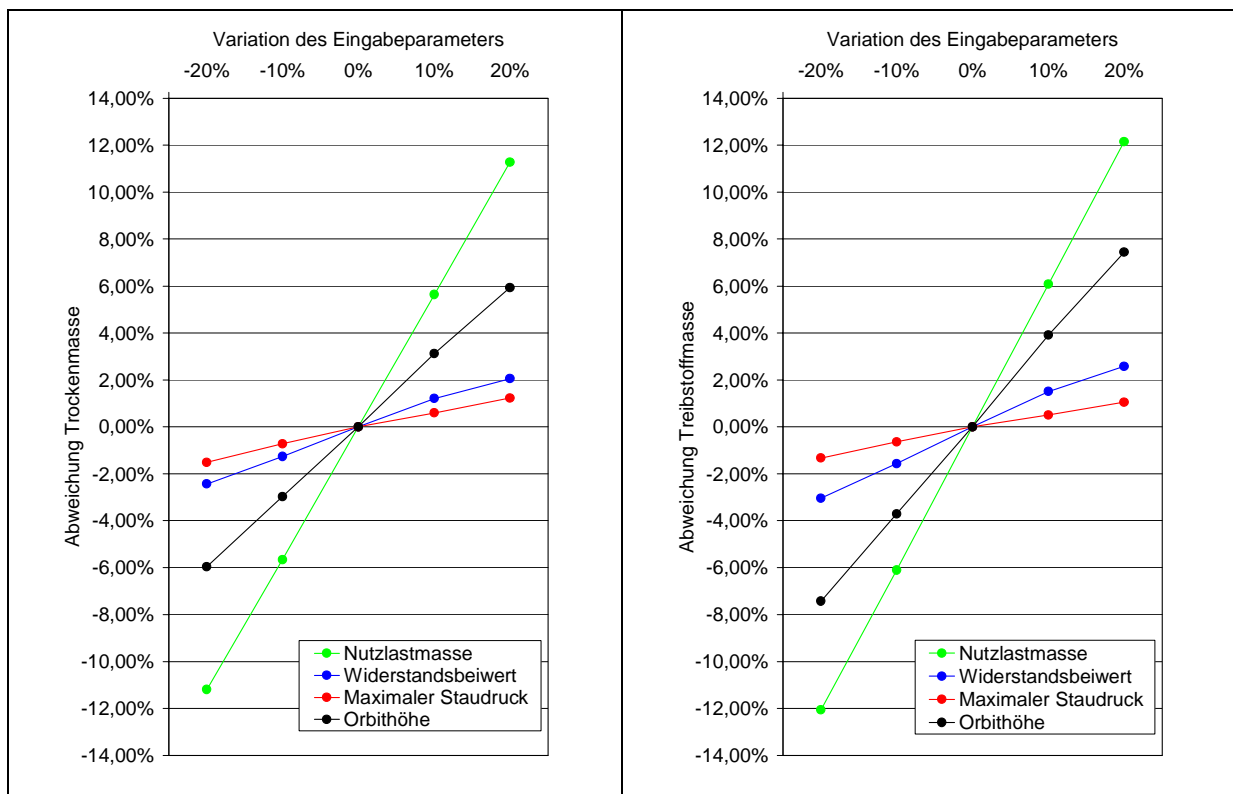


Abbildung 104: Einfluss der Variation von Eingabeparametern auf das Verhalten des LOX/LH₂-Referenzmodells (Trocken- u. Treibstoffmasse)

6.3 HeIV-Trägermodell

Das HeIV-Fahrzeugmodell basiert auf dem in Kapitel 6.2 beschriebenen LOX/LH₂-Referenzmodell, um eine bessere Vergleichbarkeit und Interpretierbarkeit der Ergebnisse zu ermöglichen. Grundsätzlich wird auch hier zunächst ein Referenzträgersystem abgeleitet (s. Kapitel 6.3.3), basierend auf einem für dieses Antriebskonzept angepassten Trägermodell (s. Kapitel 6.3.2). Wie in den Kapiteln 3 und 5.1 ausgeführt, hängt die Realisierung eines HeIV-Antriebssystems und damit auch eines HeIV-Trägersystems von diversen noch nicht beantwortbaren technischen Fragestellungen ab. Entsprechende Parameter werden daher variiert, um die Auswirkungen auf den Entwurf zu ermitteln (s. Kapitel 6.3.4). Grundsätzlich soll aufgezeigt werden, wie sich das Systemverhalten ändert, wenn sich auch die technischen Randbedingungen ändern.

Die Analysen im Kapitel 5.3 haben gezeigt, dass der HeIV-Träger aufgrund der sehr hohen Ausströmungsgeschwindigkeit lärmintensiver im Vergleich zur SATURN V sein wird, und dass Luftbeimischung eine effektive Methode zur Lärmreduktion sein kann. Wegen der damit verbundenen hohen Massen, Volumen und Komplexität des Antriebssystems, wird der HeIV-Referenzträger ohne Berücksichtigung der Luftbeimischung berechnet. Statt dessen werden wesentliche Komponenten der Struktur mit einem 10%tigem Massenaufschlag bedacht¹⁴¹. Die dadurch gewonnene Steifigkeit des Trägers soll Strukturbelastungen infolge des Schallwechseldrucks kompensieren.

6.3.1 HeIV-Trägerkonzept

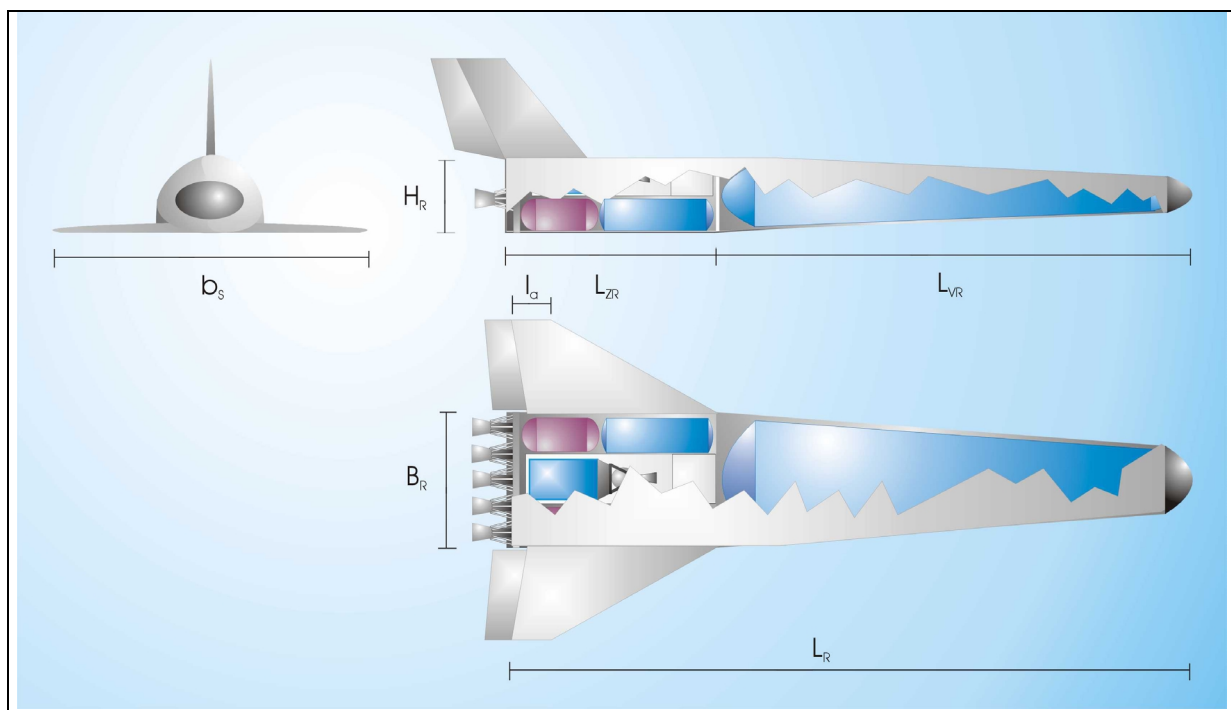


Abbildung 105: Prinzipieller Aufbau des HeIV Referenzträgers

¹⁴¹ gilt für den Referenzträger

Es ist das gleiche Konzept wie das des LOX/LH₂-Trägers gewählt worden (s. Beschreibung in Kapitel 6.2.1). Ein Unterschied ergibt sich in der Tankaufteilung, wie aus Abbildung 105 hervorgeht. Der Vorderrumpf dient nur noch zur Unterbringung eines Wasserstofftanks. Drei weitere Wasserstofftanks befinden sich, wie beim LOX/LH₂-Konzept, im Zentralrumpf. Drei HeIV-Tanks sind am Ende des Zentralrumpfes vor den Triebwerken in einer Linie hinter den Wasserstofftanks angeordnet. Auf diese Weise ergeben sich kurze Förderwege der Pellets zu den Triebwerken. Aufgrund der besonderen Länge des HeIV-Trägers (s. Tabelle 45) und der hohen Pelletfördertrate hätten bei Anordnung der Pellettanks im Vorderrumpf hohe Massen für die Förderleitungen angenommen werden müssen.

6.3.2 Anpassung der Modelle zur Leistungsrechnung

Das in Kapitel 9.6 beschriebene Rechenprogramm zur Modellierung des LOX/LH₂-Trägers ist für die Berechnung der HeIV-Trägermodellierung angepasst worden. In den nachfolgenden Kapiteln sind die wesentlichen Anpassungen erläutert.

6.3.2.1 Anpassung des Antriebsmodells

Der wesentliche Unterschiede zum Antriebsmodell des LOX/LH₂-Trägers (s. Kapitel 9.6.2) sind:

- Die Eingabe des Anteils der superhochenergetischen Komponente in Molprozent. Dieser Wert wird im Programm in Gewichtsprozent umgerechnet. Die Parameter des Hauptantriebs werden dann unter Zugriff auf – mit Hilfe des NASA-Programms [NASA-Prg] – vorberechneten Tabellenwerten unter Vorgabe des Brennkammer- und Düsenenddrucks ermittelt.
- Verwendung einer einfachen Düsenkonfiguration mit konstantem Düsenenddruck; es wird kein Dual-Mode-Konzept gerechnet (dieses ist im LOX/LH₂-System nur zur Validierung des Referenzsystems nach [Wolf/Häefeli] berücksichtigt worden).

6.3.2.2 Anpassung des Geometriemodells

Das Geometriemodell (s. Kapitel 9.6.3) ist im wesentlichen unverändert. Lediglich das Rumpfmodell wird auf Grund der differierenden Anordnung der Tanks modifiziert. Entsprechend Abbildung 105 befinden sich die HeIV-Pellets im Zentralrumpf. Die LOX-Tanks werden bei diesem Konzept nicht mehr benötigt, so dass sich im Vorderrumpf jetzt nur noch ein grosser Tank befindet, der in der Referenzkonfiguration 70 % des für den Aufstieg erforderlichen Wasserstoffs enthält. Wie bereits beim LOX/LH₂-Träger sind im Zentralrumpf weitere drei LH₂-Tanks untergebracht. Zur Berechnung ihrer Länge muss eine Aufteilung des LH₂-Volumens zwischen Vorder- und Zentralrumpf erfolgen.

Da der Einfluss der Verteilung auf das Trägersystem von Interesse ist, wird diese variabel gehalten ($\eta_{LH2ZR} = 0,3$ bei der Referenz).

- Tankvolumen im Vorderrumpf:

$$V_{T2} = (1 - \eta_{LH2ZR}) \cdot V_{P1} \cdot \eta_{TF1} \quad [m^3] \quad \text{Gleichung 16}$$

- Tankmodulvolumen:

$$V_{MT2} = V_{T2} \cdot \eta_{TV} \quad [m^3] \quad \text{Gleichung 17}$$

Das Tankmodulvolumen im Zentralrumpf setzte sich aus den oben genannten LH₂- und HeIV-Tanks zusammen. Wie bereits bei dem LOX/LH₂-Träger ergeben sich die Tankradien aus der Rumpfbreite. Die HeIV-Tanks werden als kugelförmig und doppelwandig angenommen. Reicht das durch den Ra-

dius vorgegebene Volumen zur Unterbringung der Pellets nicht aus, so werden zylindrische Segmente eingefügt. Die Funktionen für die Berechnung der daraus resultierenden Tankmodullänge stellen sich im einzelnen wie folgt dar:

- Aufteilung des HeIV-Volumens auf drei Tanks

$$V_{P2E} = \frac{V_{P2E}}{3} \quad [\text{m}^3] \quad \text{Gleichung 18}$$

- theoretischer HeIV-Radius

$$R_{P2E} = \sqrt[3]{\frac{3 \cdot V_{P2E}}{4 \cdot \pi}} + R_{P2EK} + R_{P2Eiso} \quad [\text{m}] \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 19}$$

R_{P2EK} : Abstand zwischen den Tankwänden

R_{P2Eiso} : Dicke der Isolation

- Länge der HeIV-Tanks (1. Fall: $R_{P2E} < R_{MT1}$)

$$L_{P2E} = 2 \cdot R_{P2E} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 20}$$

- Länge der HeIV-Tanks (2. Fall: $R_{P2E} > R_{MT1}$)

$$L_{P2E} = 2 \cdot R_{P2E} + L_{P2EZ} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 21}$$

- Tankvolumen inkl. Isolation und doppelter Wand

$$V_{P2EM} = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R_{P2E}^3 \quad [\text{m}^3] \quad \text{Gleichung 22}$$

- Länge des zylindrischen Segments der HeIV-Tanks (2. Fall)

$$L_{P2EZ} = \frac{V_{P2EM} - \frac{3}{4} \cdot \pi \cdot R_{MT1}^3}{\pi \cdot R_{MT1}^2} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 23}$$

- Oberfläche der HeIV Tanks ohne Isolation (1. Fall):

$$O_{P2E} = 4 \cdot \pi \cdot (R_{P2E} - R_{P2ISO})^2 \quad [\text{m}^2] \quad \text{Gleichung 24}$$

- Oberfläche der HeIV Tanks ohne Isolation (2. Fall):

$$O_{P2E} = 2 \cdot \pi \cdot (R_{P2E} - R_{P2ISO}) \cdot (2 \cdot (R_{P2E} - R_{P2ISO}) + L_{P2EZ}) \quad [\text{m}^2] \quad \text{Gleichung 25}$$

- Länge der LH₂-Tanks im Zentralrumpf

$$L_{P1E} = \frac{\frac{\eta_{TV} \cdot \eta_{LH2ZR} \cdot V_{P1}}{3} - \frac{4}{9} \cdot \pi \cdot R_{MT1}^3}{\pi \cdot R_{MT1}^2} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 26}$$

- Länge des Tankmoduls im Zentralrumpf

$$L_{MT1} = L_{P1E} + L_{P1E} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 27}$$

Die Gesamtumpfgeometrie berechnet sich entsprechend der des LOX/LH₂-Trägers.

6.3.2.3 Anpassung des Massenmodells

Ungenutzte Treibstoffe:

Abweichend vom Massenmodell für das LOX/LH₂-Trägersystem (s. Kapitel 9.6.4) werden bei der HeIV Treibstoffmassenberechnung keine Verluste durch ungenutzte Treibstoffe etc. berücksichtigt. Lediglich Reserven finden basierend auf der Aufstiegstreibstoffmasse Eingang in die Massenberechnung. Die Rückstände und Verluste beim flüssigen Wasserstoff bleiben von den Änderungen jedoch unberührt.

Struktur- u. Komponentenmassenaufschlagfaktor:

Diverse Teilprobleme im Zusammenhang mit dem Einsatz von HeIV als Raumfahrttriebstoff können im Rahmen dieser Arbeit nicht genauer behandelt werden. Dazu zählen u.a. detaillierte Untersuchungen der Auswirkungen auf Struktur- u. Systemkomponenten (s. Abbildung 91: Ausprägungen der Lärmentwicklungen in Trägersystemen), die bedingt sind durch:

- die hohe Ausströmungsgeschwindigkeit und des damit verbundenen hohen spezifischen Schallwechseldrucks¹⁴², sowie
- den sog. Verbrennungslärm der im Triebwerk entsteht, und der auf die sehr heftigen Reaktionen und die gepulste Zuführung der HeIV-Pellets zurückgeht.

Um diesen Unwägbarkeiten Rechnung zu tragen, werden diverse Struktur- u. Systemkomponenten mit einem Massenaufschlagfaktor versehen. Dieser errechnet sich aus einem theoretischen Vorgabewert, der zwischen 5 %, 10 % und 20 % variiert wird, und sich an dem HeIV-Referenzträger orientiert, der mit einem HeIV-Anteil von 8 Molprozent betrieben wird. Mit zunehmendem bzw. abnehmendem Molanteil und der damit zusammenhängenden zunehmenden bzw. abnehmenden Ausströmungsgeschwindigkeit sollte auch ein vom Vorgabewert abweichender höherer bzw. niedrigerer Aufschlagfaktor berücksichtigt werden.

Abbildung 106 zeigt den prozentualen sog. realen Massenaufschlag in Abhängigkeit der Ausströmgeschwindigkeit. Wird beispielsweise als Vorgabewert für den Massenaufschlag 10 % bezogen auf den HeIV-Referenzanteil von 8 % gewählt (s. markierte Funktionswerte in dem mittleren der rot umrandeten Felder der Abbildung 106), so ist das mittlere Kurventrio maßgeblich, wobei der Massenaufschlag vom Brennkammerdruck unabhängig betrachtet wird. Der Massenaufschlag beträgt 0 % bei einer dem konventionellen LOX/LH₂-Antrieb entsprechenden Ausströmungsgeschwindigkeit.

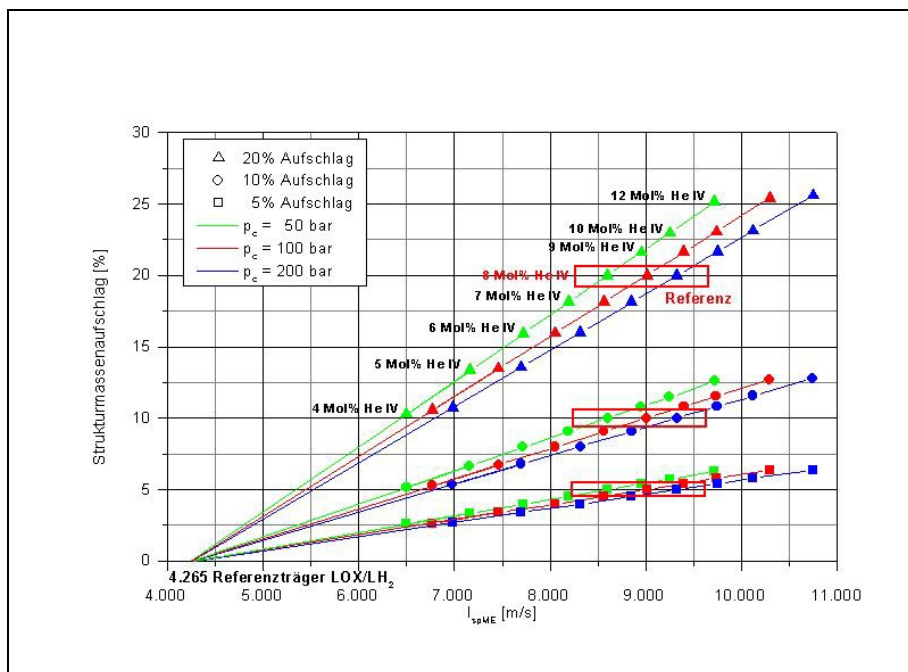


Abbildung 106:
Berechneter Strukturmassenaufschlag in Abhängigkeit eines Vorgabewertes für den Strukturmassenaufschlag

(5 %, 10 % oder 20 %, durch die rot umrandeten Felder verdeutlicht), der Ausströmgeschwindigkeit (bzw. des HeIV-Anteils) und Brennkammerdrucks

¹⁴² bezogen auf eine Schubeinheit

Grundsätzlich wird die Struktur des HeIV-Trägers durch den Massenaufschlag steifer angenommen. Massnahmen zur Reduktion der mittleren Ausströmungsgeschwindigkeit, wie z.B. Ummantelung der Triebwerke (s. Kapitel 5.3.3), werden daher an dieser Stelle für den Referenzträger nicht berücksichtigt.

Der sog. reale Strukturmassenaufschlagfaktor (f_{ST}) errechnet sich aus Gleichung 28:

$$f_{ST} = \frac{f_{ST\text{Re fHe}}}{100} \cdot \frac{I_{spME} - I_{spME\text{Re f}}}{(I_{spME\text{Re fHe}} - I_{spME\text{Re f}})} + 1 \quad [-], \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 28}$$

$f_{ST\text{Re fHe}}$: Vorgabewert für den Massenaufschlag [%]:

$f_{ST\text{Re fHe}}$: 5, 10 oder 20 %

I_{spME} : bodenspezifischer Impuls des HeIV-Triebwerks beim realen HeIV-Mol%-Anteil [m/s]

$I_{spME\text{Ref}}$: bodenspezifischer Impuls des LOX/LH₂-Referenztriebwerks [m/s]

$I_{spME\text{Re fHe}}$: bodenspezifischer Impuls des HeIV-Triebwerks bei 8 Mol% [m/s]

Die Massengleichungen folgender Strukturkomponenten werden durch Multiplikation mit dem Massenaufschlagfaktor angepasst:

<ul style="list-style-type: none"> • Hardwaremasse OMS • Hardwaremasse RCS • Rumpfstruktur • Tragwerk • Schubstruktur 	<ul style="list-style-type: none"> • Tank • Nutzlastaufnahmevorrichtung • Seitenleitwerk • Rumpflappe • Elektrik 	<ul style="list-style-type: none"> • Hydraulik • Triebwerkszubehör • LH₂-Fördersystem
--	---	---

Die Masse des Haupttriebwerks (m_{ME}) wird mit dem Dreifachen des Strukturmassenfaktors multipliziert, da sie im besonderen Masse von den Unstetigkeiten betroffen sein wird.

Masse der Tankisolation:

Über die Oberfläche der HeIV Tanks wird in Abhängigkeit einer variablen Schichtdicke die Masse der Isolation ermittelt.

$$m_{P2Iso} = 3 \cdot O_{P2E} \cdot R_{P2EIso} \cdot \rho_{P2Iso} \text{ [kg] mit} \quad \text{Gleichung 29}$$

ρ_{P2Iso} : Isolationsdichte Polystyrol (vergl. Tabelle 32)

Masse Helium-Füllgas:

Sie berechnet sich nach Gleichung 30 aus der Differenz des Tankinnenvolumens und des Volumens der HeIV-Pellets.

$$m_{GHe2} = (V_{MTS} - V_{TS}) \cdot \rho_{GHe2} \quad [-] \quad \text{Gleichung 30}$$

Die Erläuterung der **Massenberechnung des HeIV-Fördersystems** findet sich in Kapitel 5.1.5.3 (vgl. Gleichung 118).

6.3.3 HeIV-Referenzträgersystem

6.3.3.1 Eingabeparameter für die Berechnung

Zur besseren Vergleichbarkeit der Ergebnisdaten mit dem LOX/LH₂-Referenzträgersystem ist aus dem HeIV-Referenzträgermodell ein HeIV-Referenzträgersystem abgeleitet worden. Die für dessen Berechnung berücksichtigten Eingabeparameter sind in Tabelle 44 angegeben. Die 25,67 Gewichtsprozent der HeIV-Komponente an der gesamten Treibstoffmischung entsprechen 8 Molprozent. Dieser Wert ist für den Referenzträger wegen der mittleren Lage innerhalb des Gültigkeitsintervalls, begrenzt durch den minimalen spezifischen Impuls von 6.500 m/s und die maximale Brennkammertemperatur von 3.700 K (s. Kapitel 3), gewählt worden.

Eine Beschreibung der aufgeführten und für das Pelletkonzept spezifischen Faktoren findet sich in Kapitel 5.1.5 bzw. erfolgt im Rahmen der Anpassungsbeschreibung der Modelle bei den hiervon tangierten Funktionen und Schätzgleichungen in Kapitel 6.3.2.

Bahndaten		Antriebsdaten		Antriebsdaten	
Δv Hauptantrieb [m/s]	10.567	Treibstoff 1	LH ₂	Bodenspez. Imp. [m/s]	9.234
Δv OMS Hinflug [m/s]	99	Treibstoff 2	HeIV	Spez. Imp. OMS [m/s]	4.316
Δv OMS Rückflug [m/s]	117	Gewichtsanteil Treibstoff 1 [%]	74,33	Spez. Imp. RCS [m/s]	3.826
Δv RCS Hinflug [m/s]	19	Gewichtsanteil Treibstoff 2 [%]	25,7 ¹⁴³	Pelletdurchmesser [mm]	50
Δv RCS Rückflug [m/s]	14	Brennkammerdruck [bar]	200	Faktor Pelletdurchmesser	5
Startbeschleunigung [m/s ²]	12,75	Expansionsverhältnis	229,89	Förderrate pro System [1/s]	100
Umlenzeitp. Gravity Turn [s]	12	Charakt. Ausströmng. [m/s]	5.637	Faktor Förderrate	8
Umlenkwinkel [°]	0,014	Flächenverhältnis	16,08	Strukturaufschlag [%]	10
Schrittweite [s]	0,1	Startschub pro Triebwerk [kN]	2.451	Faktor Fördersystem	1
		Mittlere Strahldichte [g/cm ³]	2,37E-5	Volumenant. LH ₂ im Zentralr.	0,3
				Brennkammertemperatur [K]	3678

Tabelle 44: Eingabedaten zur Berechnung des HeIV-Referenzträgers

¹⁴³ =8 Mol%

6.3.3.2 Ergebnisse der Berechnung

6.3.3.2.1 Massen-, Geometrie- u. Schalldaten

Unter Verwendung der in Tabelle 44 definierten Eingabewerte ergeben sich für den HeIV-Referenzträger die in den nachfolgenden Tabellen, dem LOX/LH₂-Träger gegenübergestellten, Ergebnisdaten für die Massen, die Geometrie und den Schall.

a) Fahrzeugmassenbilanz [kg]	Referenzträger	Referenzträger	Abweichung	Abweichung
	HeIV/LH ₂	LOX/LH ₂	[kg]	[%]
<i>Tragwerk</i>	46.634	26.181	20.453	78,12
<i>Seitenleitwerk</i>	8.992	5.164	3.828	74,13
<i>Rumpf</i>	113.954	55.889	58.065	103,89
<i>TPS</i>	53.635	35.879	17.756	49,49
<i>Isolation HeIV Tank</i>	5.066	0	5.066	100,00
<i>Hauptantrieb</i>	23.844	31.885	-8.041	-25,22
<i>Landefahrwerk</i>	11.720	6.997	4.723	67,50
<i>Triebwerkszubehör</i>	1.405	2.220	-815	-36,71
<i>Treibstofffördersystem</i>	13.414	4.567	8.847	193,72
<i>Lageregelungssystem</i>	3.106	1.910	1.196	62,62
<i>Orbitmanöversystem</i>	2.968	1.817	1.151	63,35
<i>Primärenergie</i>	1.674	1.674	0	0,00
<i>Elektriksystem</i>	4.926	2.880	2.046	71,04
<i>Hydrauliksystem</i>	4.702	2.829	1.873	66,21
<i>Steuerrudersystem</i>	3.204	2.320	884	38,10
<i>Avioniksystem</i>	1.701	2.077	-376	-18,10
<i>Umgebungskontrolle</i>	1.662	1.828	-166	-9,08
<i>Besatzungs-ausrüstung</i>	499	499	0	0,00
<i>Nutzlastmodul</i>	297	270	27	10,00
<u>Trockenmasse</u>	<u>298.338</u>	<u>186.885</u>	<u>111.453</u>	<u>59,64</u>
<i>Entwurfsreserve</i>	27.449	15.500	11.949	77,09
<u>Gesamt-trockenmasse</u>	<u>325.787</u>	<u>202.386</u>	<u>123.401</u>	<u>60,97</u>
<i>Besatzung</i>	1.199	1.199	0	0,00
<i>TS Rückstände und Gase</i>	1.179	3.650	-2.471	-67,70
<i>Landemasse ohne PL</i>	328.165	207.235	120.930	58,35
<i>Nutzlast hoch</i>	29.484	29.484	0	0,00
<i>Nutzlast zurück</i>	29.484	29.484	0	0,00
<i>Landemasse mit Nutzlast</i>	357.649	236.719	120.930	51,09
<i>Wiedereintrittsmasse</i>	359.223	237.761	121.462	51,09
<i>Aufstiegstreibstoffmasse</i>	720.809	1.659.146	-938.337	-56,56
<i>Treibstoffreste</i>	5.067	12.400	-7.333	-59,14
<i>TS RCS Hinflug</i>	2.294	1.574	720	45,74
<i>TS OMS</i>	19.274	12.979	6.295	48,50
<u>Startmasse</u>	<u>1.106.667</u>	<u>1.923.859</u>	<u>-817.192</u>	<u>-42,48</u>
<i>Nutzlastmassenverhältnis (Nutzlastm./Startm.)</i>	0,02773	0,0160	-	73,86
<i>Treibstoffmassenverhältnis (Treibstoffm./Startm.)</i>	0,67789	0,8789	-	-22,87
<i>Strukturmassenverhältnis 1 (Trockenm./Startm.)</i>	0,29439	0,1052	-	179,84
<i>Strukturmassenverhältnis 2 (Trockenm./TSmasse)</i>	0,43427	0,1197	-	262,80

Tabelle 45: Ergebnisse für die Massendaten des HeIV-Referenzträgers im Vergleich zum LOX/LH₂-Referenzträger

Als wesentliche Ergebnisse des Massenvergleichs kann festgehalten werden:

- Der HeIV-Referenzträger weist mit 1.106 Mg deutlich weniger Startmasse bei gleicher Nutzlastmasse auf. Dies ist auf den hohen spezifischen Energieinhalt bzw. die hohe Ausströmungsgeschwindigkeit der HeIV/LH₂-Treibstoffkombination zurückzuführen. Die für die Mission erforderliche Treibstoffmasse liegt knapp unter der Hälfte der des LOX/LH₂-Trägers.
- Gleichzeitig liegt die Trockenmasse deutlich, mit 59,6 %, über der des LOX/LH₂-Trägers. Dies ist das Resultat:
 - sowohl des Massenaufschlags wesentlicher Strukturkomponenten, zur Kompensation erhöhter Stabilitätsanfälligkeit infolge der hohen Ausströmungsgeschwindigkeit,
 - als auch der Berücksichtigung höherer Massen für das Pelletfördersystem.

Noch deutlicher wird der höhere Strukturmassenanteil bei der Betrachtung der Strukturmassenverhältnisse: bezogen auf die Startmasse ergibt sich eine Zunahme um 179 %, bezogen auf die Treibstoffmasse 262 %.

b) Fahrzeuggeometrie	Referenzträger	Referenzträger	Abweichung	Abweichung
	HeIV/LH ₂	LOX/LH ₂	absolut	[%]
Tankvolumen HeIV bzw. LOX [m³]	822,31	1.312,28	-489,97	-37,34
Tankvolumen LH₂ [m³]	8.384,80	3.245,59	5.139,21	158,34
Vorderrumpflänge [m]	65,62	41,47	24,15	58,23
Hinterrumpflänge [m]	32,57	24,46	8,11	33,16
Rumpflänge [m]	98,19	65,93	32,26	48,93
Rumpfbreite [m]	21,78	17,72	4,06	22,91
Rumpfhöhe [m]	12,95	11,60	1,35	11,64
Rumpfplanfläche [m²]	1.831,57	1.010,32	821,25	81,29
Rumpfoberfläche [m²]	4.175,46	2.404,97	1.770,49	73,62
Rumpfvolumen [m³]	10.809,51	6.007,94	4.801,57	79,92
Spannweite [m]	64,99	52,87	12,12	22,92
Seitenleitwerkshöhe [m]	13,47	10,96	2,51	22,90
Freie Tragwerksfläche [m²]	851,99	563,91	288,08	51,09
Theoretische Tragwerksfläche [m²]	1.703,11	1.127,25	575,86	51,09
Seitenleitwerksfläche [m²]	304,86	201,78	103,08	51,09
Fahrzeugplanfläche [m²]	2.683,55	1.574,23	1.109,32	70,47
Fahrzeugaoberfläche [m²]	6.581,70	3.997,60	2.584,10	64,64

Tabelle 46: Ergebnisse für die Geometriedaten des HeIV-Referenzträgers im Vergleich zum LOX/LH₂-Referenzträger

- Die geometrischen Abmaße liegen deutlich über denen des LOX/LH₂-Referenzträgers. Ursächlich ist der hohe LH₂-Anteil, der wegen dessen geringer Dichte zu großen Tankvolumina von 8.384 m³ verglichen mit 3.245 m³ führt.
- Die Rumpflänge erhöht sich um 48,9 % auf 98 m, die Rumpfbreite um immerhin 22,9 % auf 21,7 m, und die Spannweite um 22,9 % auf 64,9 m. Diese Ausmaße liegen über denen des Großraumflugzeuges Boeing 747.
- Die enormen geometrischen Abmaße spielen ebenfalls in die schon angesprochene erhöhte Trockenmasse hinein. Besonders betroffene Komponenten sind der Rumpf und das Tragwerk.

c) Schalldaten	Referenzträger	Referenzträger	Abweichung	Abweichung
	HeIV/LH ₂	LOX/LH ₂	absolut	[%]
Schallleistung [kW]	386.867,00	452.623,00	-65.756,00	-14,53
Schallleistungspegel [dB]	215,88	216,56	-0,68	-0,31
Radius b. z. Schmerzgrenze (R _{SG}) [km]	7,55	8,16	-0,62	-7,56
Verhältnis R _{SG} / R _{SG-Saturn V}	1,26	1,36	-0,10	-7,57

Tabelle 47: Ergebnisse für die Schalldaten des HeIV-Referenzträgers im Vergleich zum LOX/LH₂-Referenzträger

Wie schon aus den Voruntersuchungen der Schallproblematik in Kapitel 5.3 hervorgeht, ist ein höherer Lärmpegel im Vergleich zur SATURN V zu erwarten. Bezogen auf deren Schmerzgrenzenradius ergibt sich mit dem HeIV-Träger ein Faktor von 1,26 (vgl. Tabelle 47). Allerdings liegt der Lärmpegel¹⁴⁴ des LOX/LH₂-Trägers ebenfalls über dem der SATURN V, und sogar über dem des HeIV-Trägers. Ursächlich ist der stärkere Einfluss der höheren mittleren Strahldichte des LOX/LH₂-Antriebs am Düsenende (s. Tabelle 42) verglichen mit der des HeIV-Antriebs (s. Tabelle 44)¹⁴⁵.

Der höhere Lärmpegel des LOX/LH₂-Trägers gegenüber der SATURN V¹⁴⁶ geht auf die sehr viel höhere Ausströmungsgeschwindigkeit zurück. Sie geht ja mit der dritten Potenz in die Gleichung der Strahlleistung ein.

6.3.3.2 Aufstiegsbahndaten

Der Verlauf charakteristischer Bahndaten des Aufstiegs des HeIV-Referenzträgers unter den Referenzannahmen in den 400 km-Zielorbit ist in Abbildung 107 dargestellt.

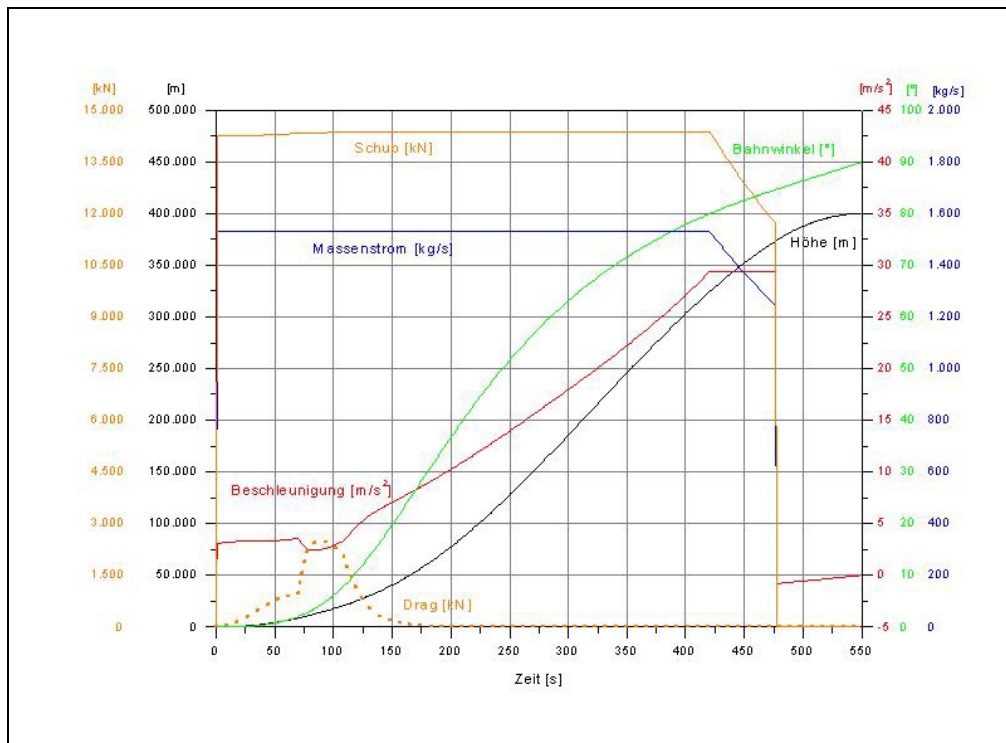


Abbildung 107: Aufstiegsbahnverlauf des HeIV-Referenzträgers

¹⁴⁴ ausgedrückt durch die Schallleistung bzw. den Schallleistungspegel

¹⁴⁵ Die Strahldichte ist eine Eingangsgröße zur Berechnung der Schallleistungsdaten (vgl. Tabelle 37).

¹⁴⁶ Diese wird in der ersten Stufe mit der mittlereenergetischen Treibstoffkombination LOX/RP-1 betrieben

Wie aus Tabelle 48 hervorgeht, benötigt der HeIV-Träger mehr Zeit für den Aufstieg, d.h. er beschleunigt langsamer. Ursächlich ist das grössere Fahrzeugvolumen (s. Daten in Tabelle 45), was zu höherem Luftwiderstand führt.

Parameter	LOX/LH ₂ -Referenzträger	HeIV-Referenzträger
Flugzeit bis max. Beschleunigung [s]	189	421
Flugzeit bis max. Widerstand [s]	64	89
Brenndauer [s]	341	478
Flugzeit bis Erreichen der Zielbahn [s]	469	549
Max. Schub [kN]	27.466	14.357

Tabelle 48: Unterschiede der Aufstiegsbahnen des LOX/LH₂ und HeIV-Referenzträgers (vgl. Abbildung 103)

6.3.4 Sensitivitätsbetrachtung

Wegen der Vielzahl der getroffenen Annahmen für die Modellierung des HeIV-Trägersystems soll in diesem Kapitel aufgezeigt werden, wie sich das System bei Änderung wesentlicher Parameter verhält. In Abbildung 108 sind die Ergebnisse der Einzelparametervariation dargestellt, mit deren Auswirkungen auf die Startmasse. Vor allem der HeIV-Anteil und Massenaufschlagfaktor haben einen grossen Einfluss auf das Systemverhalten. Bspw. stellt sich mit nur 6 Mol% HeIV nahezu eine Verdopplung der Startmasse ein.

Die Einzelvariationen sind in den nachfolgenden Kapiteln erläutert. Die in den jeweiligen Tabellen unterstrichenen Werte repräsentieren das HeIV-Referenzträgersystem.

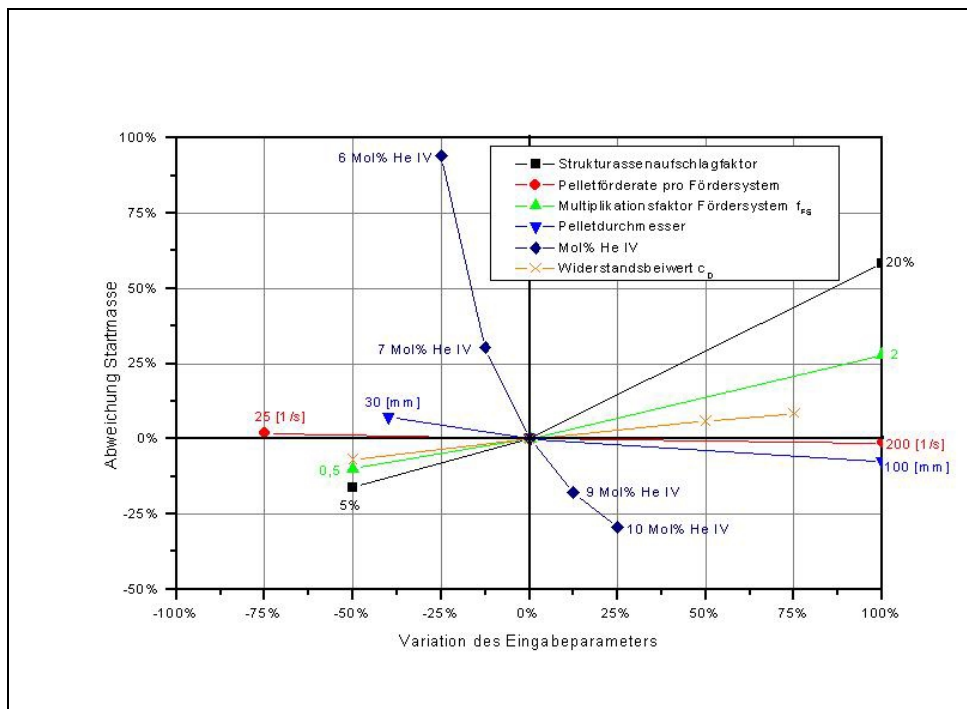


Abbildung 108: Einfluss der Variation von Einzelparametern auf das Verhalten des HeIV-Referenzmodells

6.3.4.1 Anzahl Pellets pro Fördersystem

Mit heutigem Stand der Technik ist eine Pelletförderrate in der für einen HeIV-Antrieb erforderlichen Dimension um 100/s nicht realisierbar (s. Ausführungen in Kapitel 4.4 und Modellbeschreibung im Anhang im Kapitel 9.4 bzw. Gleichung 118). Basierend auf den getroffenen Modellannahmen könnten jedoch hohe Förderraten pro Fördersystem empfehlenswert sein, da die Gesamtmasse des Fördersystems (für beide Treibstoffkomponenten) und damit auch die Startmasse abnimmt (s. Tabelle 49). Es wurde angenommen, dass der „Massenfaktor Pelletfördersystem“ mit höherer Pelletförderrate zunimmt, um der höheren Komplexität, die damit verbunden sein wird, gerecht zu werden (s. Gleichung 118 in Kapitel 9.4). Mit zunehmender Pelletförderrate nimmt jedoch die Startmasse ab, wegen der noch stärkeren Abnahme der Anzahl Pelletfördersysteme; dieser Effekt wirkt hier dominierend. Grundsätzlich ist die relative Auswirkung der Variation dieses Parameters auf die Startmasse nur sehr gering, wie anhand der roten Kurve in Abbildung 108 deutlich wird.

<i>Pelletförderrate pro Pelletfördersystem</i>	25	<u>100</u>	200
<i>Anzahl Pelletfördersysteme [-]</i>	813	<u>200</u>	99
<i>Massenfaktor Pelletfördersystem [-]</i>	3	<u>8</u>	11
<i>Masse Fördersystem [Mg]</i>	13,630	<u>12,585</u>	11,532
<i>Startmasse [Mg]</i>	1126,7	<u>1106,7</u>	1092,1
<i>Nutzlastmassenverhältnis (M_I/M_0)</i>	0,0272	<u>0,0277</u>	0,0281
<i>Treibstoffmassenverhältnis (M_8/M_0)</i>	0,6779	<u>0,6779</u>	0,6778
<i>Strukturmassenverhältnis (M_3/M_8)</i>	0,435	<u>0,4343</u>	0,4338
<i>Verhältnis Schmerzgrenzenradien R_{SG} / R_{SG-Ref}</i>	1,27	<u>1,26</u>	1,25

Tabelle 49: Auswirkungen verschiedener Pelletförderraten pro Pelletfördersystem
- die unterstrichenen Werte repräsentieren das HeIV-Referenzträgersystem

6.3.4.2 Allgemeiner Fördersystemmassenfaktor

Im Gegensatz zum in Tabelle 49 genannten „Massenfaktor Pelletfördersystem“, der von der Pelletförderrate abhängt, wird der „allgemeine Fördersystemmassenfaktor“ mit der zunächst errechneten Masse des Pelletfördersystems multipliziert, wobei die diskreten Werte 0,5, 1 und 2 gewählt werden können (vgl. Gleichung 118 in Kapitel 9.4). Da das Fördersystem prinzipiell nur eine kleine Massenkomponekte darstellt, bewirkt auch ein Faktor von 2 keine wesentliche Änderung der Startmasse; die Abweichung erreicht bei einem Wert von 2 ca. 27 % (s. a. grüne Kurve in Abbildung 108).

<i>Allgemeiner Fördersystemmassenfaktor</i>	0,5	<u>1</u>	2
<i>Anzahl Pelletfördersysteme [-]</i>	180	<u>200</u>	255
<i>Masse Fördersystem [Mg]</i>	5,571	<u>12,585</u>	31,681
<i>Startmasse [Mg]</i>	995,5	<u>1106,7</u>	1.415,4
<i>Nutzlastmassenverhältnis (M_I/M_0)</i>	0,0308	<u>0,0277</u>	0,0217
<i>Treibstoffmassenverhältnis (M_8/M_0)</i>	0,6779	<u>0,6779</u>	0,6778
<i>Strukturmassenverhältnis (M_3/M_8)</i>	0,4298	<u>0,4343</u>	0,4434
<i>Verhältnis Schmerzgrenzenradien R_{SG} / R_{SG-Ref}</i>	1,19	<u>1,26</u>	1,42

Tabelle 50: Auswirkungen des allg. Fördersystemmassenfaktors

6.3.4.3 Pellettdurchmesser

Mit großen Pellettdurchmessern wird eine höhere Komplexität des Fördersystems angenommen. Dem wird durch den sog. „Massenfaktor Pellettdurchmesser“ Rechnung getragen, der dann ebenfalls grössere Werte annimmt (vgl. Gleichung 118 in Kapitel 9.4). Der Einfluss auf die Startmasse ist gering; sie nimmt wegen der starken Reduktion der Anzahl der Pellettfördersysteme mit größer werdendem Pellettdurchmesser ab (s. blaue Kurve in Abbildung 108).

<i>Pellettdurchmesser [mm]</i>	30	50	100
<i>Anzahl Pellettfördersysteme [-]</i>	991	<u>200</u>	23
<i>Massenfaktor Pellettdurchmesser [-]</i>	2	<u>5</u>	7
<i>Masse Fördersystem [Mg]</i>	17,403	<u>12,585</u>	7,221
<i>Startmasse [Mg]</i>	1186,2	<u>1106,7</u>	1022,1
<i>Nutzlastmassenverhältnis (M_1/M_0)</i>	0,0259	<u>0,0277</u>	0,03
<i>Treibstoffmassenverhältnis (M_8/M_0)</i>	0,6778	<u>0,6779</u>	0,6778
<i>Strukturmassenverhältnis (M_3/M_8)</i>	0,4372	<u>0,4343</u>	0,431
<i>Verhältnis Schmerzgrenzenradien R_{SG} / R_{SG-Ref}</i>	1,3	<u>1,26</u>	1,21

Tabelle 51: Auswirkungen des Pellettdurchmessers

6.3.4.4 HeIV-Anteil

Die Variation des HeIV-Anteils an der Treibstoffmischung hat den grössten Einfluss auf das Trägersystem. Bei einem Anteil von nur 6 Mol% ergibt sich eine Startmasse von 2.147 Mg, die damit – trotz des höheren spezifischen Impulses von 8.236 m/s - deutlich über der des LOX/LH₂-Referenzträgers liegt. Ursächlich ist der schon angesprochene hohe Strukturmassenanteil. Bei 10 Mol% liegt die Startmasse unter 800 Mg. Mit nur 5 Mol% könnte ein Träger den Zielorbit nicht mehr erreichen. Der Träger würde zu voluminös, und damit sehr luftwiderstandssensibel.

Bei 9 bzw. 10 Mol% wird die in der Arbeit definierte Temperaturobergrenze überschritten (s. Abbildung 60). Diese Werte werden hier dennoch mit dargestellt, um aufzuzeigen, wie sich die Leistungsdaten eines HeIV-Trägers einstellen, sofern höhere Tc-Werte toleriert werden.

<i>HeIV-Anteil [Mol%]</i>	6	7	8	9	10
<i>Spezifischer Impuls [m/s]</i>	8.236	8.767	<u>9.234</u>	9.645	10.010
<i>Rumpfvolumen [m³]</i>	21.852	14.356	<u>10.810</u>	8.741	7.426
<i>Rumpflänge [m]</i>	123,1	109,1	<u>98,2</u>	89,5	82,4
<i>Treibstoffmasse [Mg]</i>	1.481,4	965,3	720,8	577,9	487,2
<i>Startmasse [Mg]</i>	2.147,5	1.443,1	<u>1.106,7</u>	908,6	782,1
<i>Nutzlastm. (M_1/M_0)</i>	0,014	0,021	<u>0,028</u>	0,034	0,039
<i>Treibstoffm. (M_8/M_0)</i>	0,714	0,695	<u>0,677</u>	0,663	0,651
<i>Strukturm. (M_3/M_8)</i>	0,38	0,409	<u>0,434</u>	0,457	0,476
<i>V. Schmerzgr. R_{SG} / R_{SG-Ref}</i>	1,66	1,4	<u>1,26</u>	1,17	1,1

Tabelle 52: Auswirkungen des HeIV-Anteils

6.3.4.5 Luftwiderstandsbeiwert

Das für den Referenzträger verwendete Modell des Luftwiderstandsbeiwertes ist im Anhang beschrieben (Kapitel 9.6.5). Da dieser grundsätzlich einen großen Einfluss auf das Leistungsverhalten von Trägersystemen hat, fand eine Variation statt. Die für den Referenzträger über der Machzahl betrachtete Verlauf des C_D -Wertes ist hierbei prozentual nach unten bzw. oben verschoben worden. Die Auswirkungen dieser Verschiebungen (um -50% , $+50\%$ und $+75\%$) sind in Tabelle 53 eingetragen. Die Auswirkung auf die Startmasse ist ausserdem in Abbildung 108 anhand der braunen Kurve dargestellt. Es zeigt sich, dass die Startmasse bei einer C_D -Profilerrhöhung um 75% um ca. $8,46\%$ zunimmt.

Luftwiderstandsbeiwertänderung [%]	-50	0	+50	+75
Antriebsbedarf [m/s]	10.433	<u>10.567</u>	10.667	10.710
Flugzeit [s]	543	<u>549</u>	555	557
Startmasse [Mg]	1.028,8	<u>1.106,7</u>	1.171,2	1.200,3
Nutzlastmassenverhältnis (M_l/M_0)	0,0298	<u>0,0277</u>	0,0262	0,0256
Treibstoffmassenverhältnis (M_g/M_0)	0,6732	<u>0,6779</u>	0,6813	0,6828
Strukturmassenverhältnis (M_3/M_8)	0,4411	<u>0,4343</u>	0,4292	0,4271
Verhältnis Schmerzgrenzenradien R_{SG}/R_{SG-Ref}	1,21	<u>1,26</u>	1,29	1,31

Tabelle 53: Auswirkungen des Luftwiderstandsbeiwertes

6.3.4.6 Strukturmassenaufschlagfaktor

Dieser Faktor, der in Kapitel 6.3.2.3 näher erläutert ist, hat einen erheblichen Einfluss auf das Leistungsverhalten des Trägers. Ein Faktor von 20% bewirkt eine Erhöhung der Startmasse auf 1.750 Mg.

Strukturmassenaufschlagfaktor [%]	5	10	20
Strukturmasse [Mg]	267,512	<u>325,787</u>	533,642
Startmasse [Mg]	925,7	<u>1.106,7</u>	1.750,4
Nutzlastmassenverhältnis (M_l/M_0)	0,0332	<u>0,0277</u>	0,0175
Treibstoffmassenverhältnis (M_g/M_0)	0,6779	<u>0,6779</u>	0,6776
Strukturmassenverhältnis (M_3/M_8)	0,4263	<u>0,4343</u>	0,4499
Verhältnis Schmerzgrenzenradien R_{SG}/R_{SG-Ref}	1,15	<u>1,26</u>	1,58

Tabelle 54: Auswirkungen des Strukturmassenaufschlagfaktors

6.3.4.7 Kombinierte Parametervariation

In Ergänzung zu den Auswirkungen von Einzelparametervariationen auf die Leistungseigenschaften eines HeIV-Trägersystems sind in Abbildung 109 Auswirkungen von kombinierten Parametervariationen dargestellt. Betrachtet sind Parameter, die einzeln einen großen Einfluss haben. Hierzu gehört der HeIV-Anteil an der Treibstoffmischung, der Strukturmassenaufschlagfaktor und der Widerstandsbeiwert.

Gleichzeitige Erhöhung des Strukturmassenaufschlagfaktors und des C_D -Profils führen bei Reduktion des HeIV-Anteils zu erheblichen Steigerungen der Start- u. Strukturmasse. Die Strukturmasse steigt

hierbei etwas schwächer - was auch am Strukturmassenverhältnis in Tabelle 52 deutlich wird -, weil der vom spezifischen Impuls abhängige Strukturmassenfaktor kleiner ist (vgl. Abbildung 106). Bei Erhöhung des HeIV-Anteils auf 10 % werden die Auswirkungen auf die Start- u. Strukturmasse fast kompensiert.

Wird auf den Strukturmassenaufschlag verzichtet, sinken die Start- u. Strukturmassen erwartungsgemäss, sofern nicht gleichzeitig der HeIV-Anteil auf 6 % gesenkt wird.

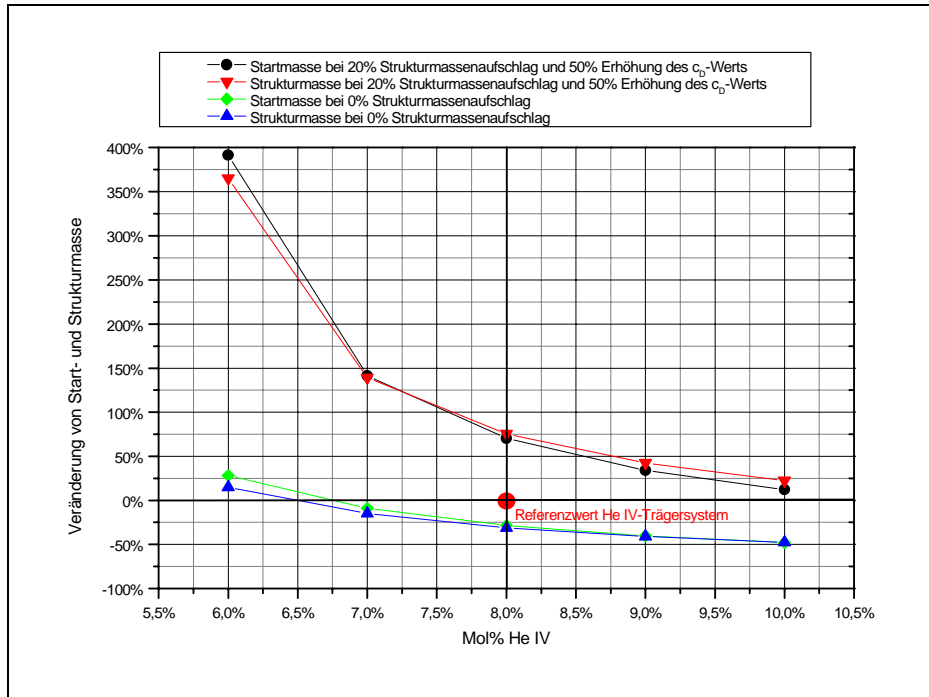


Abbildung 109:
Einfluss der Variation
der kombinierten Parameter:
- „Strukturmassenaufschlagfaktor“
- „Widerstandsbeiwertprofil“, und
- „HeIV-Molanteil“
auf die Start- bzw. Strukturmasse des HeIV-Referenzträgers

6.4 Zusammenfassung Trägersystemauslegung

Ziel dieses Kapitels war es, aufzuzeigen, wie sich ein Trägersystem mit Treibstoffkombination HeIV/LH₂ verhält. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde zunächst das gleiche Trägerkonzept mit der Annahme der Verwendung der konventionellen Treibstoffmischung LOX/LH₂ konzipiert und über eine Bahnaufstiegssimulation berechnet.

Für die Analyse wurde sehr optimistisch angenommen, dass:

- HeIV als Treibstoff in ausreichenden Mengen herstellbar, in Form von Pellets lagerfähig und kontrolliert transportabel ist, was sehr hypothetisch ist: nach heutigem Stand der Technik ist ein derartiger Treibstoff nicht machbar,
- ein Fördersystem für – hochenergetische, im kryogenen Bereich temperierte - Pellets mit Durchmessern von 5 cm technisch realisierbar ist, welches in einer Größenordnung von Hunderten Pellets pro Sekunden in einen Raketenbrennraum fördern kann,
- und dass die Auswirkungen der heftigen Brennkammerreaktionen in Form von Schwingungen und Schallwechseldruck auf die Strukturen des Trägers beherrschbar sind.

Unter Berücksichtigung dieser Annahmen können die folgenden wesentlichen Ergebnisse festgehalten werden:

- HeIV in Kombination mit LH₂ als Treibstoffmischung führt bei gleicher vorgegebener Nutzlastmasse zu einer um etwa 40 % geringeren Startmasse, verglichen mit einer konventionellen Treibstoffmischung, trotz der deutlich höheren relativen Strukturmasse, infolge der berücksichtigten Strukturmassenaufschläge und hohen Pelletfördersystemmasse.
- Die erforderliche Startmasse wächst stark an, sobald pessimistischere Annahmen für die Systemparameter, wie Strukturmassenaufschlag, HeIV-Anteil und Widerstandsbeiwert getroffen werden.
- Wegen des höheren relativen Anteils des LH₂-Sekundärtreibstoffes ist der HeIV-Träger verglichen mit dem LOX/LH₂-Träger wesentlich voluminöser.
- Aufgrund des geringeren Gesamtschubes generiert die HeIV/LH₂-Treibstoffmischung weniger Lärm in Form von Schallleistung als die klassische Treibstoffkombination. Dennoch liegen beide über der Lärmemission der SATURN V.

7 Gesamtzusammenfassung und Ausblick

Ziel der Arbeit war es, bereits nachgewiesene aber auch hypothetische Stoffe mit besonders hohem Energieinhalt im Hinblick auf die Nutzung als zukünftige Treibstoffe für Raumtransportsysteme zu analysieren. Eingrenzend sollte es sich um Stoffe handeln, deren Energieinhalt deutlich über dem der klassischen Treibstoffkombination LOX/LH₂ liegt, mit resultierenden spezifischen Impulsen über 6.500 m/s. Bei den Raumtransportsystemen sollte auf das Trägersegment für den Start von der Erdoberfläche in einen erdnahen Orbit abgestellt werden. Wegen des hohen zu überwindenden Potentialniveaus aufgrund der Erdschwere bergen Effektivitätssteigerungen bei Trägersystemen in diesem Raumsegment erhebliche Kosteneinsparpotentiale. Neben der inzwischen weitgehend ausgereizten Materialtechnik kann die Verwendung von Treibstoffen hoher spezifischer Energie hierzu möglicherweise einen entscheidenden Beitrag leisten. Je hochenergetischer ein Stoff ist, desto gefahrenträchtiger und aufwendiger ist jedoch auch dessen Herstellung, Lagerung und Betrieb.

Zunächst galt es, Kandidaten zu identifizieren und zu beschreiben, die den genannten Anforderungen gerecht werden könnten. Grundsätzlich werden in diesem Zusammenhang schon seit längerer Zeit Stoffe wie atomarer Wasserstoff, metallischer Wasserstoff, Tetrawasserstoff und elektronenangeregtes Helium (Triplett Helium) diskutiert. Vor kürzerer Zeit kamen im Rahmen der vor allem in den USA betriebenen HEDM-Forschung¹⁴⁷ weitere Kandidaten hinzu. Letztere liefern zwar spezifische Impulse über denen der klassischen LOX/LH₂-Verbindung, liegen aber unterhalb der für diese Arbeit definierten, oben genannten Untergrenze. Deren Energiefreisetzungsprozess läuft klassisch chemisch in Form von Verbrennung ab. Bei den erstgenannten Kandidaten läuft dieser unkonventionell ab, durch Rekombination bzw. durch Rücksprünge aus elektronenangeregten Zuständen.

Eine detaillierte Analyse der Leistungseigenschaften in Form von spezifischem Impuls und resultierendem Brennkammerdruck in Kapitel 3 hat schliesslich bestätigt, dass nur die erstgenannten Kandidaten die 6.500 m/s Grenze überschreiten, sofern deren prozentualer Anteil an der Gesamtmischung mit dem Aufheizmedium Wasserstoff hoch genug ist. Ein Limit ergibt sich durch die Tatsache, dass mit steigendem Anteil die zu erwartende Brennkammertemperatur wächst. Der Maximalwert wurde daher für die Analysen auf 3.700 K als praktisch beherrschbare Obergrenze festgelegt.

Ein viel bedeutenderes Limit stellen jedoch die für die Stabilisierung einiger der reaktiven Stoffe erforderlichen Lagerbedingungen dar. Grundsätzlich muss die Reaktivität „eingefroren“ werden. Hierzu wird in der Literatur die Einlagerung in einer Feststoffmatrix aus Wasserstoff empfohlen. Bei der Einlagerung auf Zwischengitterplätzen sind beim Anteil der reaktiven Stoffe mit 5 Mol% allerdings praktische Grenzen gesetzt. Als wesentliches Zwischenergebnis hat sich also ergeben,

- dass atomarer Wasserstoff und Tetrawasserstoff aufgrund der Begrenzung in dessen Lagerkonzentration keine Anwendung als Raumfahrttreibstoff finden werden, und daher für die weitere Analyse dieser Arbeit nicht weiter betrachtet wurden. Sollten zukünftige theoretische und praktische Erkenntnisse den Nachweis erbringen, dass höherprozentige Einlagerungen technisch realisierbar sind, sollten weitere Untersuchungen verstärkt betrieben werden. Dennoch bleibt der Nachweis der Herstellung in erforderlichen Grössenordnungen offen. Zudem erfordert atomarer

¹⁴⁷ High Energy Density Materials, s. [Stwalley]

Wasserstoff zur weiteren Stabilisierung sehr starke Magnetfelder, die den Betrieb von Raumtransportsystemen verkomplizieren dürften.

- Ein weiteres Ergebnis der Leistungsrechnung ist, dass die in einigen Literaturquellen diskutierte Beimischung von Sauerstoff zur Treibstoffmischung bezogen auf die betrachteten Kandidaten keinen Vorteil für den spezifischen Impuls liefert, sondern ausschließlich die Brennkammertemperatur erhöht.
- Lediglich Triplett Helium und metallischer Wasserstoff wurden in die weitere Analyse dieser Arbeit einbezogen: Triplett Helium liefert trotz Anteilsbegrenzung auf 5 Mol% die geforderten spezifischen Impulse unterhalb der Brennkammertemperaturobergrenze; metallischer Wasserstoff repräsentiert für sich einen Feststoff; eine Einlagerung in einer SH₂-Matrix scheint nicht notwendig; somit ist auch nicht die Anteilsbegrenzung relevant.

Für die beiden ausgewählten Kandidaten hat sich ferner ergeben, dass:

- die Stabilisierung elektronenangeregten Heliums innerhalb einer Feststoffmatrix bestehend aus festem Helium¹⁴⁸ aufgrund diverser Störeinflüsse nicht praktikabel ist,
- es aber eine Stabilisierungsform mit der Bezeichnung HeIV geben könnte, die möglicherweise unter Normalbedingungen lagerfähig ist; es handelte sich um einen Feststoff bestehend aus 100 % angeregter He-Atome bzw. -Moleküle
- die Herstellung von metallischem Wasserstoff Drücke im Bereich mehrerer Millionen bar erfordert,
- eindeutige Aussagen im Schrifttum zur Frage ausbleiben, ob metallischer Wasserstoff nach dessen Herstellung weiterhin in dieser Größenordnung bedrückt werden muss, oder aber bei Normaldruck lagerfähig ist (was in den meisten Untersuchungen zu dieser Thematik bezweifelt wird).

Grundsätzlich kann festgehalten werden, dass:

- die näher untersuchten Stoffe bzw. Zustände noch nicht eindeutig experimentell nachgewiesen wurden,
- es sich aber mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit um Feststoffe handeln wird,
- die physikalischen und chemischen Eigenschaften dieser Stoffe noch nicht eindeutig definiert werden können, was zum Teil an sehr komplizierten Messmethoden und Messungenauigkeiten aufgrund extremer Bedingungen, wie z.B. Drücken im Megabarbereich liegt, zum anderen aber an den mikroskopischen Probenvolumina, die keine wirklich brauchbaren Experimentiergrundlagen darstellen,
- viele beschreibenden Parameter dieser Stoffe z.T. als grobe Schätzung angenommen werden mussten, um weiterführende Analysen durchführen zu können,

Obleich selbst die langfristige Verfügbarkeit dieser Stoffe im Tonnenbereich, wie für Raumfahrtzwecke erforderlich, als äußerst hypothetisch angesehen werden kann, galt es in Kapitel 5 die Frage zu beantworten, wie ein mögliches Antriebssystem aussehen würde, und welche technischen Eigenschaften von einem derartigen Antriebskonzept zu erwarten sein könnten. Aufgrund der hohen Reak-

¹⁴⁸ oder auch festem Wasserstoff

tivität können die Stoffe nur sehr dosiert einem Reaktionsprozess zugeführt werden. Grundsätzlich kommen daher nur zwei Konzepte in Frage: Brennstabkonzept sowie Pelletkonzept. Das Brennstabkonzept ist gekennzeichnet durch einen Feststoff, als Mischung aus der betrachteten SHET-Komponente und Wasserstoff. Beim Pelletkonzept wird die betrachtete SHET-Komponente in Form von Pellets in einer klassischen Brennkammer mit flüssigem Wasserstoff in Reaktion gebracht. Die grundlegenden Ergebnisse der Antriebssystemauslegung sind:

- Infolge der hohen Reaktivität ergeben sich beim Feststoffkonzept sehr hohe Abbrandraten im Bereich von einigen Metern bis zu mehreren hundert Metern pro Sekunde, mit der Konsequenz sehr geringer Abbrandoberflächen, was die Anwendung als klassisches Innenbrennerkonzept ausschließt (sofern nicht besondere modulare Treibstoffanordnungen gewählt werden), und nur solche als Stirnbrennerkonzept zulässt.
- Für praktische Anwendungen scheidet aber selbst das Stirnbrennerkonzept aus, da die hohe Anzahl der zu berücksichtigenden Booster, die ja für den Brennkammerdruck ausgelegt werden müssen und den niederichten und damit großvolumigen festen Wasserstoff beherbergen müssen, zu erheblichen Strukturmassen führt.
- Ein Konzept mit Pellets scheint die wahrscheinlichste Alternative für ein zukünftiges SHET-Antriebssystem zu sein. Hauptproblem eines Pelletkonzeptes wird die Realisierung der erforderlichen Förderraten in der Größenordnung von Hunderten bei Pelletdurchmessern im Zentimeter-, bzw. von Tausenden bei Pelletdurchmessern im Millimeterbereich sein.
- Sofern angenommen wird, dass metallischer Wasserstoff auch während der Lagerung in der Größenordnung von selbst nur einigen Tausend bar zu bedrücken ist, nehmen allein die Tankstrukturmassen enorme Werte an. Ein H_m -Konzept wäre nie realisierbar.
- Die Bestimmung von Massen für ein Pelletfördersystem ist sehr problematisch, da hierfür keine Vorschläge im Schrifttum vorliegen.

Unter Beachtung aller Einschränkungen scheint metastabiles Helium in der Form $HeIV$ ¹⁴⁹ der einzige Stoff aus der Klasse der superhochenergetischen Kandidaten zu sein, der vor dem Hintergrund der genannten I_{sp} - u. T_c -Anforderungen zukünftig, ab einem Zeitraum von einigen Jahrzehnten, als Raumfahrttreibstoff in Frage kommen könnte, sofern nachgewiesen wird, dass die im Schrifttum genannten, z.T. hoch spekulativen Eigenschaften, zutreffen, dass nämlich $HeIV$ zunächst einwandfrei nachgewiesen werden kann, lagerfähig ist unter Normaldruck und bei Raumtemperatur, in der für die Raumfahrt erforderlichen Größenordnungen herstellbar ist und ökonomisch vertretbar sowie ökologisch unbedenklich ist.

Wie sich der Einsatz von superhochenergetischen Treibstoffen auf die Auslegung und Leistungseigenschaften eines Trägersystems auswirkt, war Ziel des letzten Abschnitts dieser Arbeit (Kapitel 6). Aufgrund der genannten Einschränkungen ist lediglich metastabiles Helium in diese Analyse einbezogen worden. Als Raumfahrtmission wurde der Transport einer festgelegten Nutzlastmasse in eine erdnahe Kreisbahn auf der Basis eines SSTO-Trägerkonzeptes definiert. Die Ergebnisse sind der Ver-

¹⁴⁹ bzw. genauer: $HeIV$ -M (als Produkt der Bindung von metastabilen Heliummolekülen)

gleichbarkeit halber einem Referenzkonzept mit klassischer LOX/LH₂-Treibstoffkombination gegenübergestellt worden:

- Grundsätzlich führt der Einsatz von HeIV zu einer deutlichen Abnahme der erforderlichen Startmasse, wobei gleichzeitig die Strukturmasse relative zur Startmasse höher liegt.
- Aufgrund der geringen Dichte der Sekundärtreibstoffkomponente und deren hohen relativen Anteils ergeben sich deutlich grössere geometrische Abmaße des Trägers.

Als Gesamtergebnis dieser Arbeit kann zusammengefasst werden, dass:

- in naher Zukunft keine superhochenergetischen Treibstoffe für Hauptantriebe von Trägersystemen verfügbar sein werden, die den geforderten Sprung im spezifischen Impuls auf über 6.500 m/s ermöglichen, da einige Stoffe bis heute experimentell noch nicht zweifelsfrei nachgewiesen wurden, diverse physikalische und chemische Eigenschaften dieser Stoffe noch nicht bekannt sind und Randbedingungen in der Herstellung und Lagerung den Einsatz einiger Stoffe grundsätzlich ausschließen werden,
- wenn überhaupt, lediglich metastabiles Helium anwendbar sein könnte,
- die technologischen Herausforderungen, die an die Umsetzung eines Antriebssystems und den Betrieb superhochenergetischer Stoffe gestellt sind, sehr hoch sind

Die in dieser Arbeit ermittelten Erkenntnisse setzen auf Eigenschaftsdaten superhochenergetischer Stoffe auf, die primär aus theoretischen Analysen und Modellen stammen, und nur zum Teil durch experimentelle Nachweise untermauert sind. Um zu fundierten Aussagen über die Anwendungschancen des einen oder anderen Stoffes zu kommen, sind erhebliche Anstrengungen in Richtung experimenteller Untersuchungen zu unternehmen. Dies betrifft vor allem die Bereiche einiger in der Arbeit angesprochenen kritischen Technologien, wie z.B. Hochdruckverfahren, Kühltechniken und Pelletförderverfahren, aber auch die ernsthafte und stetige Weiterverfolgung der Erforschung der angesprochenen Stoffe, vor allem metastabilen Heliums.

8 Literaturverzeichnis

- [Adirim] Adirim, H., Laßmann, J.:
 "UNTERSUCHUNG ZU EINEM MODULAREN NUTZLAST-SCHUBSYSTEM ALS ALTERNATIVE ZU OBERSTUFEN FÜR ZUKÜNFTIGE WIEDERVERWENDBARE SUBORBITALE TRÄGERSYSTEME",
 ILR Mitteilung, 331, Technische Universität Berlin, 1998
- [AIM-TU] "ASTRONAUTICAL INFORMATION AND MODELLING"
 Datenbank an der Technischen Universität Berlin, Institut für Luft- u. Raumfahrt, <http://vulcain.fb12.tu-berlin.de/ILR/aim/Default.html#intro>, 2000
- [Albers] Albers, M, et al.:
 "EVOLUTION OF AIR-BREATHING PROPULSION CONCEPTS RELATED TO SÄNGER SPACE PLANE"
 MTU, MBB;FRG; IAF-88-247
- [Alhimovch] Alhimovch, V.A. et al.:
 "FIRST TESTS OF T-15 TOROIDAL FIELD SUPERCONDUCTION SYSTEM"
 11th International Conference on Magnet Technology (MT-11), Vol. 2, 1989, pp. 773-776
- [Anderson] Anderson, M. S. and C. A. Swenson:
 "EXPERIMENTAL COMPRESSIONS FOR NORMAL HYDROGEN AND NORMAL DEUTERIUM TO 25 KBAR AT 4.2 K"
 Physical Review B, Vol. 10, No. 12, 15 December 1974, pp. 5184-5191
- [Aquarius] N.N.:
 "PROJEKT RAUMFAHRTSYSTEME: ENTWICKLUNG DER UMWELTFREUNDLICHEN HEIßWASSERRAKETE AQUARIUS",
 Skript WS 1999/2000, Technische Universität Berlin, 1999
- [Ashcroft1] Ashcroft, N. W.:
 "METALLIC HYDROGEN AND BEYOND"
 Nature, Vol. 340, 3 August 1989, pp. 345-346
- [Ashcroft2] Ashcroft, N. W.:
 "PAIRING INSTABILITIES IN DENSE HYDROGEN"
 Physical Review B, Vol. 41, No. 16, 1 June 1990, pp. 10963-10971
- [Avery] Avery, W.H. and G.L. Dugger:
 "HYPERSONIC AIRBREATHING PROPULSION"
 Applied Physics Lab., John Hopkins Univ.; Astronautics & Aeronautics, June 1964
- [B.d.W.] N.N.:
 "WEDER SCHWARZ NOCH WEISS "
 Artikel auf Seite 9, Bild der Wissenschaft 8/1996
- [Baldi] Baldi, R.W. et al.:
 "GENERAL DYNAMICS LARGE SUPERCONDUCTING MAGNETS FOR GOVERNMENT APPLICATIONS"
 in Kwok, H.S. and D.T. Shaw:
 "SUPERCONDUCTIVITY AND ITS APPLICATIONS"

- Proceedings of the Second Annual Conference on Superconductivity and Applications, Buffalo, NY, USA, April 18-20, 1988, pp. 291-296
- [Barbee] Barbee, T. W. et al.:
"FIRST-PRINCIPLES PREDICTION OF HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTIVITY IN METALLIC HYDROGEN"
Nature, Vol. 340, 3. August 1989
- [Bass] Bass, A. M. und H. P. Broida:
"FORMATION AND TRAPPING OF FREE RADICALS"
Academic Press, New York, 1960
- [Beitz] Beitz, W.:
"DUBBEL, TASCHENBUCH FÜR DEN MASCHINENBAU"
16. Auflage, Berlin, Springer Verlag, 1987
- [Berlinsky1] Berlinsky, A. J.:
"ELEMENTARY EXCITATIONS OF BOSE-CONDENSED, SPIN-ALIGNED ATOMIC HYDROGEN"
Physical Review Letters, Vol.39, No.6, 8. August 1977, pp.359-362
- [Berlinsky2] Berlinsky, A. J. et al.:
"RAPID DECAY MECHANISMS FOR BULK SPIN-ALIGNED ATOMIC HYDROGEN AT T=0 K IN LARGE MAGNETIC FIELDS"
Physical Review Letters, Vol.39, No.6, 8. August 1977, pp.356-359
- [Bragg] Bragg, S. L.:
"NOISE AND OSCILLATIONS IN JET ENGINES"
Rolls-Royce, Ltd., Derby, NATURE, No. 4915, pp.123-129, January 11, 1964
- [Br-Ch] "CHEMIE"
Band 1, 2; 5. Auflage; VEB F.A. Brockhaus Verlag, Leipzig, 1987
- [Bronstein] Bronstein, Semendjajew:
"TASCHENBUCH DER MATHEMATIK"
Leipzig: BSB Teubner, 1989, -XII
- [Br-Ph] "PHYSIK"
Band 1, 2; 2. Auflage; VEB F.A. Brockhaus Verlag, Leipzig, 1989
- [Caluori] Caluori, J. A., Conrad, R. T., Jenkins, J. C.:
"TECHNOLOGY REQUIREMENTS FOR FUTURE EARTH-TO-GEOSYNCHRONOUS ORBIT TRANSPORTATION SYSTEMS"
Volume II, Technical Results, NASA Contractor Report NASA CR-3266, Boeing Aerospace Company, Seattle, Washington, 1980
- [Carrick] Carrick, P. G.:
"THEORETICAL PERFORMANCE OF HIGH ENERGY DENSITY CRYOGENIC SOLID ROCKET PROPELLANTS"
Handout 31st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 10-12 July 1995, San Diego, CA
- [Chacham] Chacham, H. and S. G. Louie:
"METALLIZATION OF HYDROGEN AT MEGABAR PRESSURES: A FIRST-PRINCIPLES QUASIPARTICLE STUDY"
Physical Review Letters, Vol. 66, No. 1, 7 January 1991, pp. 64-67
- [Chapline] Chapline, G. F. Jr.:
"METAL-INSULATOR TRANSITION IN SOLID HYDROGEN"
Physical Review B, Vol. 6, No. 6, 15 September 1972, pp. 2067-2070

- [Chapman] Chapman, R. et al.:
"MICROWAVE PLASMA GENERATION OF HYDROGEN ATOMS FOR ROCKET PROPULSION"
AIAA 81-0675R, Dez.1982
- [Cline] Cline, R. W. et al.:
"MAGNETIC CONFINEMENT OF SPIN-POLARIZED ATOMIC HYDROGEN"
Physical Review Letters, Vol.45, No.26, 29. Dezember 1980, pp. 2117-2120
- [Combs] Combs, et.al.:
"REPETITIVE, SMALL-BORE TWO-STAGE LIGHT GAS GUN"
Oak Ridge national Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37831-8071, Conf-9110244-1, Research sponsored by the Office of Fusion Energy, U.S. Department of Energy, under contract DE-AC05-84OR21400, 1992
- [Connolly] Connolly, D.J. et al.:
"AEROSPACE APPLICATIONS OF HIGH TEMPERATURE SUPERCONDUCTIVITY"
IAF-90-054, 41st IAF Congress, Dresden, GDR, October 6-12, 1990
- [Cooper] Cooper, P.J.:
"AIR-AUGMENTED ROCKETS FOR THE PROPULSION OF BOOST VEHICLES"
Preston Division, British Aircraft Corporation; 6th European Symposium on Space Technology, Brighton, May 1966
- [Dadieu] Dadieu, A., Damm, R. u. E.W. Schmidt:
"RAKETENTREIBSTOFFE"
Springer-Verlag, 1968
- [Dahl1] Dahl, Milo D., u. P.J. Morris:
"SUPERSONIC JET NOISE REDUCTIONS PREDICTED WITH INCREASED JET SPREADING RATE"
NASA Technical Memorandum 106872, Joint Fluid Engineering Conference, Hilton Head, South Carolina, August 13-18, 1995
- [Dahl2] Dahl, Milo D., u. P.J. Morris:
"SUPERSONIC COAXIAL JET NOISE PREDICTIONS"
NASA Technical Memorandum 106917, CEAS/AIAA-95-171, First Joint Aeroacoustics Conference, Munich, Germany, June 12-15, 1995
- [Dalsem] Dalsem, W. R.:
"NUMERICAL SIMULATION OF JET NOISE"
Computing Systems in Engineering, Vol. 3, Nos 1-4, pp.169-179, 1992
- [Defosse] Defosse, H. u. F. Mercier:
"ACOUSTIC RESPONSE ANALYSIS OF LARGE LIGHT SPACE STRUCTURES"
40th Congress of the International Astronautical Federation, IAF-89-331, Malaga, Spain, Oct 7-12, 1989
- [Doublier] Doublier, M., Pouliquen, M. and D. Scherrer.:
"COMBINED ENGINES FOR ADVANCED EUROPEAN LAUNCHERS"
SNECMA, S.E.P, ONERA; France; IAF-88-251
- [Driessen] Driessen, A. et al.:
"EXPERIMENTAL DETERMINATION OF THE EQUATION OF STATE OF SOLID HYDROGEN AND DEUTERIUM AT HIGH

- PRESSURES"
Journal of Low Temperature Physics, Vol. 34, No. 3/4, 1979, pp. 255-305
- [dtv-Atomphysik] "DTV-ATLAS ZUR ATOMPHYSIK"
4. Auflage, August 1989
- [Dubbel] "DUBBEL - TASCHENBUCH FÜR DEN MASCHINENBAU"
17. Auflage, Springer-Verlag
- [Duden] N.N.:
"DUDEN - DAS FREMDWÖRTERBUCH"
Band 5, 4. Auflage, Dudenverlag
- [Eggert] Eggert, J. H. et al.:
"ABSORPTION AND REFLECTANCE IN HYDROGEN UP TO 230
GPA: IMPLICATIONS FOR METALLIZATION"
Physical Review Letters, Vol. 66, Number 2, 14 Januar 1991, pp. 193-
196
- [ESA-Bulletin] Davidson, A. M. et al.:
"THE CRYOGENIC SYSTEM OF THE ISO SATELLITE:
ACHIEVING VERY LOW TEMPERATURES FOR A LARGE
PAYLOAD"
ESA Bulletin 57, pp. 53-58
- [FAZ] N.N.:
"QUANTENGAS AUCH ALS WASSERSTOFF – BOSE-EINSTEIN-
KONDENSAT MIT 100 MILLIONEN ATOMEN"
Frankfurter Allgemeine Zeitung Nr. 179, S. N2, 05.08.1998
- [Falicov] Falicov, L.M.:
"SUPERCONDUCTIVITY_ PHENOMENOLOGY"
LBL-25678, N89-13289, Lawrence Berkeley Lab., CA (USA), Aug.
1988
- [Fellenz] Fellenz, D. W.:
"ANTRIEBSALTERNATIVEN FÜR GLOBALE
TRANSPORTFLUGZEUGE"
Dissertation (D83), Fachbereich 12 (Verkehrswesen), Technische Uni-
versität Berlin, 1985
- [Flurchick] Flurchick, K. and Eters, R.D.:
"AN ATOMIC HYDROGEN PROPULSION SYSTEM"
Colorado State University, Fort Collins, Colorado 80523, AIAA Journal,
VOL.23, NO.7, July1985
- [Forward1] Forward, R.L.:
"ALTERNATE PROPULSION ENERGY SOURCES"
Air Force Rocket Propulsion Laboratory AFRPL TR-83-039, Air Force
Space Technology Center, Edwards Air Force Base, California 93523,
June 1983
- [Forward2] Forward, R.L.:
"DIAMOND FUEL TANKS FOR HIGH PRESSURE HEDM FUELS"
AIAA-91-2451, AIAA/SAE/ASME/ASEE, 27th joint Propulsion Confe-
rence, Sacramento, June 1991
- [Forward3] Forward, R.L.:
"EXOTIC POWER AND PROPULSION CONCEPTS"
Keynote Speaker at NASA Symposium: Vision-21: Space Travel for the

- Next Millennium, LRC, Cleveland, Ohio, April 3-4, 1990, NASA Conference Publication 10059, pp.11-36
- [Fournier] Fournier, G.:
"APPLIED AERO_ACOUSTICS"
Lecture Series 1994-04, vonKarman Institute for Fluid Dynamics,
ONERA, Chatillon, France, March 7-11, 1994
- [Franklin] Franklin, B. M. Jr.:
"FUTURE POSSIBILITIES FOR NONCONVENTIONAL
PROPULSION DEVELOPMENTS AT THE AIR FORCE ROCKET
PROPULSION LABORATORY"
Air Force Rocket Propulsion Laboratory, Edwards Air Force Base, California, N87-26120
- [Friedli] Friedli, C. and N. W. Ashcroft:
"COMBINED REPRESENTATION METHOD FOR USE IN BAND-
STRUCTURE CALCULATIONS; APPLICATION TO HIGHLY
COMPRESSED HYDROGEN"
Physical Review B, Vol. 16, Number 2, 15 July 1977, pp. 662-672
- [Frisbee] Frisbee, R. H.:
"ULTRA HIGH PERFORMANCE PROPULSION FOR PLANETARY
SPACECRAFT"
Final Report, JPL D-1194, NASA Jet Propulsion Laboratory, California
Institute of Technology, December 1983
- [Gaines1] Gaines, J. R.:
"ENERGY STORAGE IN SOLID MOLECULAR HYDROGEN DUE
TO TRAPPED ATOMS"
Department of Physics, University of Hawaii at Manoa, Honolulu, Hawaii 96822; über private Kommunikation mit Palaszewski, 1990
- [Gaines2] Gaines, J. R. and C.A. Vause:
"ENERGY STORAGE AND CONVERSION IN SOLID HYDROGEN"
Department of Physics, University of Hawaii at Manoa, Honolulu, Hawaii 96822; Phillips Laboratory, Report Number: PL-TR-92-3019., 1992
- [Garcia] Garcia, A. et al.:
"BAND GAP CLOSURE AND METALLIZATION OF MOLECULAR
SOLID HYDROGEN"
Europhysics Letters, Vol. 13, No. 4, 15 October 1990, pp. 355-360
- [Garrison] Garrison, B. J. et al.:
"PENNING AND ASSOCIATIVE IONIZATION OF TRIPLET
METASTABLE HELIUM ATOMS"
Journal of Chemical Physics, Vol. 59, No. 6, 15. September 1973,
pp.3193-3198
- [Gerthsen] Gerthsen, Kneser, Vogel:
"PHYSIK"
15. Auflage, Springer-Verlag, 1986
- [Gieck] Gieck, K. und R.:
"TECHNISCHE FORMELSAMMLUNG"
Gieck Verlag, 29. deutsche Auflage, 1989
- [Glaser] Glaser, P. E. et al.:
"THERMAL INSULATION SYSTEMS (A SURVEY)"
NASA 1967

- [Gobrecht] Gobrecht, K. H.:
"LEHRBUCH DER EXPERIMENTALPHYSIK"
Band IV, Teil 2 „Aufbau der Materie“; Walter De Gruyter, Berlin New York, 1975
- [Goodrich] Goodrich, L.F.:
"DEVELOPMENT OF STANDARDS FOR SUPERCONDUCTORS"
Interim Report, N89-12436, National Bureau of Standards, Feb. 1988
- [Green] Green, M. A et al.:
"THE CRYOGENIC SYSTEM FOR THE ASTROMAG TEST COIL"
LBL--25732, DE88 016633, Lawrence Berkeley Laboratory, CA 94720, USA, 1988
- [Grigor'ev] Grigor'ev, F. V. et al.:
"EXPERIMENTAL DETERMINATION OF THE COMPRESSIBILITY OF HYDROGEN AT DENSITIES 0,5 G/CM³"
JETP Letters, Vol. 16, 1972, pp.201-203
- [Gutt] Gutt, H.-J.:
"ANWENDUNGSMÖGLICHKEITEN FÜR HOCHTEMPERATURSUPRALEITERN IN ELEKTRISCHEN MASCHINEN-GERÄTEN"
in: VDI Technologiezentrum Physikalische Technologien
"SUPRALEITUNG UND TIEFTEMPERATURTECHNIK"
VDI Verlag, VDI-TZ-Proceedings, Statusseminar 25.-27.2.1991
- [Haberland] Haberland, .:
"FLUGZEUGENTWURF"
Vorlesungsmanuskript, WS85, Institut für Luft- u. Raumfahrt, Technische Universität Berlin, 1985
- [Haefeli] Haefeli, R.C., Littler, E.G., et.al.:
"TECHNOLOGY REQUIREMENTS FOR ADVANCED EARTH-ORBITAL TRANSPORTATION SYSTEMS"
Final Report, NASA Contractor Report NASA CR-2866, Martin Marietta Corporation, Denver Division, October 1977
- [Hallmann] Hallmann, W. und W. Ley:
"HANDBUCH DER RAUMFAHRTTECHNIK"
Hanser Verlag, 1988
- [Hanfland] Hanfland, M., R. J. Hemley and H. K. Mao:
"OPTICAL ABSORPTION MEASUREMENTS OF HYDROGEN AT MEGABAR PRESSURES"
Physical Review B, Vol. 43, No. 10, 1 April 1991, pp.8767-8770
- [Hardy1] Hardy, W. N. et al.:
"MAGNETIC-RESONANCE STUDIES OF GASEOUS ATOMIC HYDROGEN CONFINED AT 1 K AND ZERO MAGNETIC FIELD"
Physical Review Letters, Vol.45, No.6, 11. August 1980, pp.453-456
- [Hardy1] Hardy, W. N. et al.:
"OBSERVATION OF THREE-BODY RECOMBINATION IN SPIN-POLARIZED HYDROGEN"
Physical Review Letters, Vol.51, No.6, 8. August 1983, pp.483-486
- [Hasegawa] Hasegawa, M. et al.:
"JAPANESE DESIGN OF ITER SUPERCONDUCTING MAGNET SYSTEM"

- 11th International Conference on Magnet Technology (MT-11), Vol. 2, 1989, pp. 902-907
- [Hawke] Hawke, P. S. et al.:
"OBSERVATION OF ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF
ISENTROPICALLY COMPRESSED HYDROGEN AT MEGABAR
PRESSURES"
Physical Review Letters, Vol. 41, No. 14, 2 October 1978, pp. 994-997
- [Hawkins] Hawkins, C.E. and S. Nakanishi:
"FREE RADICAL PROPULSION CONCEPT"
AIAA Journal, Vol.20, No.12, pp.1737-1738, December 1982
- [Heckl] Heckl, M. und H. A. Müller:
"TASCHENBUCH DER TECHNISCHEN AKUSTIK"
Springer-Verlag, 1975
- [Hemley1] Hemley, R. J. und H. K. Mao:
"PHASE TRANSITION IN SOLID MOLECULAR HYDROGEN AT
ULTRAHIGH PRESSURES"
Physical Review Letters, Vol. 61, Number 7, 15. August 1988, pp. 857-
860
- [Hemley2] Hemley, R. J. et al.:
"EQUATION OF STATE OF SOLID HYDROGEN AND DEUTERIUM
FROM SINGLE-CRYSTAL X-RAY DIFFRACTION TO 26.5 GPa"
Physical Review B, Vol. 42, Number 10, 1 October 1990, pp. 6458-6469
- [Hemley&Mao] Hemley, R. J. and H. K. Mao:
"CRITICAL BEHAVIOR IN THE HYDROGEN INSULATOR-METAL
TRANSITION"
Science, Vol. 249, 391-393 (1990)
- [Herlach] Herlach, F.:
"STRONG AND ULTRA-STRONG MAGNETIC FIELDS AND THEIR
APPLICATIONS"
Topics in Applied Physics, Vol 57, Springer Verlag, 1985
- [Hess] Hess, R.:
"UNTERSUCHUNGEN ÜBER DIE STABILISIERUNG VON
ATOMAREM WASSERSTOFF MIT HILFE TIEFER
TEMPERATUREN UND STARKER MAGNETISCHER FELDER"
Dissertation, Universität Stuttgart, 1971
- [Hickmann] Hickmann, A. P. and N. F. Lane:
"LOCALIZED EXCITED STATES OF HELIUM IN LIQUID HELIUM"
Physical Review Letters, Vol.26, No.20, 17. May 1971, pp. 1216-1219
- [Hill] Hill, J. C. et al.:
"EVIDENCE OF METASTABLE ATOMIC AND MOLECULAR
BUBBLE STATES IN ELECTRON-BOMBARDED SUPERFLUID
LIQUID HELIUM"
Physical Review Letters, Vol.26, No.20, 17. May 1971, pp. 1213-1216
- [Huzel] Huzel, D.K and D.H. Huang:
"DESIGN OF LIQUID PROPELLANT ROCKET ENGINES"
2nd Edition, NASA SP-125, 1971
- [Isakowitz] Isakowitz, S. J.:
"INTERNATIONAL REFERENCE GUIDE TO SPACE LAUNCH

- SYSTEMS"
Second Edition, AIAA, Washington D.C., 1995
- [Kawai] Kawai, N. et al.:
"A STUDY OF THE METALLIC HYDROGEN"
Proc. Japan Acad., Vol. 51, No. 7, 1975, pp. 630-633
- [Kaxiras] Kaxiras, E., J. Broughton and R. J. Hemley:
"ONSET OF METALLIZATION AND RELATED TRANSITIONS IN
SOLID HYDROGEN"
Physical Review Letters, Vol. 67, No. 9, 26 August 1991, pp. 1138-1141
- [Kelley] Kelley, D. J.:
"FREE RADICALS, ELECTRONIC METASTABLES, AND OTHER
ENERGETIC MOLECULES AS POTENTIAL ROCKET
PROPELLANTS"
McDonnell Douglas Research Laboratories, St. Louis, MO; AIAA'88,
24th Joint Propulsion Conference, Juli 11-13, 1988, Boston, Massachu-
setts
- [Keto1] Keto, J. W. et al.:
"DYNAMIC PROPERTIES OF NEUTRAL EXCITATIONS
PRODUCED IN ELECTRON-BOMBARDED SUPERFLUID
HELIUM I"
Physical Review A, Vol.10, No.3, September 1974, pp. 872-885
- [Keto2] Keto, J. W. et al.:
"DYNAMIC PROPERTIES OF NEUTRAL EXCITATIONS
PRODUCED IN ELECTRON-BOMBARDED SUPERFLUID
HELIUM II"
Physical Review A, Vol.10, No.3, September 1974, pp. 887-896
- [Keto3] Keto, J. W. et al.:
"DYNAMICs OF ATOMIC AND MOLECULAR METASTABLE
STATES PRODUCED IN ELECTRON-BOMBARDED SUPERFLUID
HELIUM"
Physical Review Letters, Vol.28, No.13, 27. March 1972, pp. 792-795
- [Knowles] Knowles, K.:
"REDUCTION OF SUPERSONIC JET NOISE USING SWIRL: A
CONCEPT REVISITED"
In: Noise control in aeroacoustics: Proceedings of the 1993 National
Conference on Noise Control Engineering, NOISE-CON 93, Williams-
burg, VA, May 2-5, 1993
- [Koelle D.E.] Koelle, D. E.:
"ENTWICKLUNGSTENDENZEN BEI RAUMTRANSPORT-
SYSTEMEN"
ZFW, Zeitschrift für Flugwissenschaften und Weltraumforschung,
16(1992), S.67-76, 1992
- [Koelle-Handbook] Koelle, H. H.:
"HANDBOOK OF ASTRONAUTICAL ENGINEERING"
First edition, McGraw-Hill Book Company, 1961
- [Kors] Kors, D.L.:
"COMBINED CYCLE PROPULSION FOR HYPERSONIC FLIGHT"
Aerojet TechSystems Comp.; Sacramento, CA, USA; IAF-88-248
- [Kouznetsov] Kouznetsov, V. M.:
"EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS AND EFFICIENCY

- PREDICTION OF JET NOISE REDUCTION TECHNIQUES"
General Aerohydrodynamics Institute, Moscow Branch, Russia,
DGLR/AIAA 92-02-128, pp.761-766, 1992
- [Krejsa] Krejsa, E. A. et al.:
"HIGH SPEED JET NOISE RESEARCH AT NASA LEWIS"
First Annual High-Speed Research Workshop, Williamsburg Virginia,
May 14-16, 1991
- [Krishnappa] Krishnappa, G.:
"ESTIMATION OF THE INTENSITY OF NOISE RADIATED FROM
A SUBSONIC CIRCULAR JET"
AFOSR-UTIAS Aymposium on Aerodynamic Noise, Toronto, 20-21
May, 1968
- [Kuchling] Kuchling, H.:
"TASCHENBUCH DER PHYSIK"
3. Auflage, Verlag Harri Deutsch Thun und Frankfurt/Main, 1981
- [Kuppermann] Kuppermann, A.:
"TETRAHYDROGEN"
California Institute of Technology, Division of Chemistry, Pasadena, CA
91125; Prepared for AFRPL, AFRPL TR-86-103, 1986
- [Kwok] Kwok, H.S. and D.T. Shaw:
"SUPERCONDUCTIVITY AND ITS APPLICATIONS"
Proceedings of the Second Annual Conference on Superconductivity and
Applications, Buffalo, NY, USA, April 18-20, 1988
- [Large] Large, J. B. et al.:
"THE DEVELOPMENT OF ENGINEERING PRACTICES IN JET,
COMPRESSOR, AND BOUNDARY LAYER NOISE"
AFOSR-UTIAS Aymposium on Aerodynamic Noise, Toronto, 20-21
May, 1968
- [Larson] Larson, V.R.:
"FUTURE PROPULSION OPTIONS FOR PERFORMANCE
GROWTH"
Rocketdyne Division / Rockwell International, CA, USA; AIAA/SAE
12th Propulsion Conference, Palo Alto, CA; July 26-29, 1976
- [Laurence] Laurence, J.C.:
"HIGH-FIELD ELECTROMAGNETS AT NASA LEWIS RESEARCH
CENTER"
NASA TN D-4910, N69-10889, Nov 1968
- [Leppich] Leppich, J. et al.:
"UNTERSUCHUNG DER MÖGLICHKEITEN DER TREIBSTOFF-
LAGERUNG NAHE DEM ABSOLUTEN NULLPUNKT (< 5K)"
ILR Mitteilung Nr. 276/1992 , TU-Berlin, 1993
- [Lighthill] Lighthill, M. J.:
"JET NOISE"
AIAA J., 1, 1963, pp. 1507-1517
- [Lilley] Lilley, G. M.:
"JET NOISE CLASSICAL THEORY AND EXPERIMENTS"
In H. H. Hubbard, "AEROACOUSTICS OF FLIGHT VEHICLES:
THEORY AND PRACTICE", Vol. 1: Noise Sources, NASA-RP-1258,
Aug. 1991, pp. 211-285

- [Lo1] Lo, R. E.:
"CHEMISCHE RAKETENANTRIEBE I/II"
Vorlesungsmanuskript, Universität Stuttgart, WS 86/87
- [Lo2] Lo, R. E.:
"Raketentechnik"
Vorlesungsmanuskript, WS 88/89, Institut für Luft- u. Raumfahrt, Technische Universität Berlin
- [Lo3] Lo, R. E.:
"RAUMFAHRTANTRIEBE"
Vorlesungsmanuskript, SS92, Institut für Luft- u. Raumfahrt, Technische Universität Berlin
- [Lo4] Lo, R. E.:
"RAKETENTECHNIK/RAUMFAHRZEUGTECHNIK"
Vorlesungsmanuskript, WS91/92, Institut für Luft- u. Raumfahrt, Technische Universität Berlin
- [Lo5] Lo, R. E.:
"MODULAR DISSECTED CRYOGENIC SOLID-PROPELLANT GRAINS"
IAF-98-S.3.10, 49th International Astronautical Congress, Sept28 – Oct2, 1998, Melbourne, Australia
- [Lo6] Lo, R. E.:
"A NOVEL KIND OF SOLID ROCKET PROPELLANT"
Handout, Institut für Luft- und Raumfahrt, Technische Universität Berlin, 1999
- [Lo7] Lo, R. E. and Thierschmann, M.:
"PROPELLANT TRENDS IN ADVANCED ROCKET PROPULSION"
Proceedings of the 2nd European Aerospace Conference on Progress in Space Transportation, ESA SP-239, August 1989
- [Lorenzana] Lorenzana, H. E. et al.:
"EVIDENCE FOR A STRUCTURAL PHASE TRANSITION IN SOLID HYDROGEN AT MEGABAR PRESSURES"
Physical Review Letters, Vol. 63, No. 19, 6 November 1989, pp. 2080-2083
- [Lounasmaa] Lounasmaa, O. V.:
"EXPERIMENTAL PRINCIPLES AND METHODS BELOW 1 K"
Academic Press Replica Reprint 1973/1974
- [Low] Low, John K. C.:
"ULTRA_HIGH BYPASS RATIO JET NOISE"
United Technologies Corporation Pratt & Whitney Division East Hartford Connecticut, NASA Contractor Report 195394, prepared for Lewis Research Center under Contract NAS3-26618, October 1994
- [Loyd] Loyd, R. J. et al.:
"SUPERCONDUCTING MAGNETIC ENERGY STORAGE (SMES) FOR ELECTRIC UTILITY LOAD LEVELING AND SDI APPLICATIONS"
in Kwok, H.S. and D.T. Shaw:
"SUPERCONDUCTIVITY AND ITS APPLICATIONS"
Proceedings of the Second Annual Conference on Superconductivity and Applications, Buffalo, NY, USA, April 18-20, 1988, pp. 432-438

- [Lüders] Lüders:
Private Kommunikation; Prof. Lüders, Institut für Experimentalphysik,
Freie Universität Berlin, Juli 1993
- [MacDonald] MacDonald, A. H. and C. P. Burges:
"ABSENCE OF CRYSTALLIZATION IN METALLIC HYDROGEN"
Physical Review B, Vol. 26, No. 6, 15 September 1982, pp. 2849-2855
- [Mao] Mao, H. K. and Hemley, R. J.:
"OPTICAL STUDIES OF HYDROGEN ABOVE 200 GIGAPASCALS:
EVIDENCE FOR METALLIZATION BY BAND OVERLAP"
Science 244, 1462-1465 (1989)
- [Mao&Bell1] Mao, H. K. et al.:
"SPECIFIC VOLUME MEASUREMENTS OF Cu, Mo, Pd, AND Ag
AND CALIBRATION OF THE RUBY R₁ FLUORESCENCE
PRESSURE GAUGE FROM 0.06 TO 1 MBAR"
J. Appl. Phys., Vol. 49 (6), June 1978
- [Mao&Bell2] Mao, H. K. and P. M. Bell:
"OBSERVATION OF HYDROGEN AT ROOM TEMPERATURE
(25°C) AND HIGH PRESSURES (TO 500 KBARS)"
Science 203, 1004-1006 (1979)
- [Mao&Bell3] Mao, H. K. and P. M. Bell:
"HIGH-PRESSURE PHYSICS: THE 1-MEGABAR MARK ON THE
RUBY R₁ STATIC PRESSURE SCALE"
Science 191, 851-852 (1976)
- [Magnet Technology] N.N.:
"MAGNET TECHNOLOGY"
11th International Conference on Magnet Technology, Vol 1 + 2, edited
by T. Sekiguchi and S. Shimamoto, Japan, 1989
- [Metropoulos] Metropoulos, A. and C. A. Nicolaides:
"ON THE STABILITY OF EXCITED TETRAHYDROGEN"
Journal of Physics B: At. Mol. Opt. Phys. 21 (1988) L77-L81
- [Michalke] Michalke, A.:
"THEORETISCHE GRUNDLAGEN DER STRÖMUNGS-AKUSTIK"
Vorlesungsskript, TU Berlin, Hermann-Föttinger-Institut für Thermo- u.
Fluiddynamik, 1990
- [Min] Min, B. I. und H. J. F. Jansen:
"PRESSURE-INDUCED ELECTRONIC AND STRUCTURAL PHASE
TRANSITION IN SOLID HYDROGEN"
Physical Review B, Vol. 33, Number 9, 1. Mai 1986, pp. 6383-6390
- [Moelwyn-Hughes] Moelwyn-Hughes, E. A.:
"PHYSICAL CHEMISTRY"
Second Revised Edition, Pergamon Press, 1978
- [Moore] Moore, W. J. und D. O. Hummel.:
"PHYSIKALISCHE CHEMIE"
De Gruyter, bearbeitete und erweiterte 4. Auflage, 1973
- [Moss] Moss, W. C. and K. A. Goettel:
"FINITE ELEMENT DESIGN OF DIAMOND ANVILS"
Appl. Phys. Lett., Vol. 50 (1), 5 January 1987, pp. 25-27

- [NASA-Prg] Gordon and McBride:
"COMPUTER PROGRAM FOR CALCULATION OF COMPLEX
CHEMICAL EQUILIBRIUM COMPOSITIONS, ROCKET
PERFORMANCE, INCIDENT AND REFLECTED SHOCKS, AND
CHAPMAN-JOUGUET DETONATIONS"
NASA SP-273, Interim Revision, March 1976
- [Nellis] Nellis, William J.:
"MAKING METALLIC HYDROGEN"
Scientific American, May 2000, pp. 60-66
- [Nicolaidis] Nicolaidis, C. A. et al.:
"THEORY OF CHEMICAL REACTIONS OF VIBRONICALLY
EXCITED $H_2(B^1\Sigma_u^+)$. PREDICTION OF A STRONGLY BOUND
EXCITED STATE OF H_4 "
Journal of Chemical Physics, Vol. 80, No. 4, pp. 1705-1709, February
15, 1984
- [Nüdling] Nüdling, W.:
"ZUR ANWENDUNG DER LUFTZUMISCHUNG ZUM
ABGASSTRAHL VON RAKETENTRIEBWERKEN"
Bölkow GmbH, München, FRG; Raumfahrtforschung Heft 2/1966
- [O'Brien] O'Brien, C. J. and A. C. Kobayashi:
"ADVANCED EARTH-TO-ORBIT PROPULSION CONCEPTS"
Aerojet TechSystems Company, CA, USA; AIAA-86-1386;
AIAA/ASME/SAE/ASEE 22nd Joint Propulsion Conference, Huntsville,
Alabama; June 16-18, 1986
- [Okuno] Okuno, K. et al.:
"THE FIRST EXPERIMENT OF THE 30-KA, NB-TI DEMO
POLOIDAL COILS (DPC-U1 AND -U2)"
11th International Conference on Magnet Technology (MT-11), Vol. 2,
1989, pp. 812-817
- [Palaszewski1] Palaszewski, B.:
"ATOMIC HYDROGEN AS A LAUNCH VEHICLE PROPELLANT"
NASA Lewis Research Center, Cleveland, OH, AIAA-90-0715, 28th Ae-
rospace Sciences Meeting, Reno, Nevada, Jan. 8-11, 1990
- [Palaszewski2] Palaszewski, B.:
"ATOMIC HYDROGEN PROPELLANTS: HISTORICAL
PERSPECTIVES AND FUTURE POSSIBILITIES"
NASA Lewis Research Center, Cleveland, OH; Paper prepared for the
31th Aerospace Sciences Meeting and Exhibits, Reno, Nevada, Jan. 11-
14, 1993
- [Palaszewski3] www.grc.nasa.gov/www/RT1997/5000/5830palaszewski1.htm
- [Palaszewski4] Palaszewski, B.:
"ADVANCED CONCEPTS: HIGH ENERGY DENSITY
PROPELLANTS"
Presentation at the NASA OAST Third Annual Advanced Propulsion
Concepts Research Workshop at the Jet Propulsion Laboratory, Jan. 30-
31, 1992
- [Parkinson] Parkinson, B.:
"SUPERFUELS"
Spaceflight, Oct. 1976

- [Parmer] Parmer, J. F. et al.:
"A SUPERCONDUCTING MAGNET FOR SPACE-BASED MHD POWER"
in Kwok, H.S. and D.T. Shaw:
"SUPERCONDUCTIVITY AND ITS APPLICATIONS"
Proceedings of the Second Annual Conference on Superconductivity and Applications, Buffalo, NY, USA, April 18-20, 1988, pp. 274-275
- [Perini] Perini, L.L.:
"PRELEMINARY STUDY OF AIR AUGMENTATION OF ROCKET THRUST"
Journal of Spacecraft and Rockets, Nov.-Dec. 1964, Vol.1, No.6, pp. 626-634
- [Peschka1] Peschka, W.:
"ÜBER DIE VERWENDBARKEIT VON ATOMAREM WASSERSTOFF ALS TREIBSTOFF FÜR FLÜSSIGKEITSRAKETEN"
IX. IAF-Kongress, Amsterdam 1958; Springer-Verlag Wien, 1959
- [Peschka2] Peschka, W., und G. Sängler, D. A. Hietkamp:
"RESULTS OF EXPERIMENTS WITH SPIN-STABILISED HYDROGEN AND HYDROGEN COMPOUNDS"
Journal de physique, Colloque C7, supplement au no7, Tome 41, juillet 1980, page C7-165 - 176
- [Ramaker] Ramaker, D. E. et al.:
"EXACT-EXCHANGE CRYSTAL HARTREE-FOCK CALCULATIONS OF MOLECULAR AND METALLIC HYDROGEN AND THEIR TRANSITIONS"
Physical Review Letters, Vol. 35, Number 13, 31 March 1975, pp. 812-814
- [Renner] Renner, U. und J. Nauck, N. Balteas:
"SATELLITENTECHNIK"
Springer-Verlag, 1988
- [Ribner] Ribner, H. S.:
"JETS AND NOISE"
AFOSR-UTIAS Aymposium on Aerodynamic Noise, Toronto, 20-21 May, 1968
- [Rosen1] Rosen, G.:
"CURRENT STATUS OF FREE RADICALS AND ELECTRONICALLY EXCITED METASTABLE SPECIES AS HIGH ENERGY PROPELLANTS"
Drexel University, Philadelphia, Pa., Through JPL Contract, August 1973
- [Rosen2] Rosen, G.:
"MANUFACTURE AND DEFLAGRATION OF AN ATOMIC HYDROGEN PROPELLANT"
Drexel University, Philadelphia, Pa., AIAA Journal, Oct.1974, VOL.12, NO.10
- [Rosen3] Rosen, G.:
"STABILITY OF THE EQUILIBRIUM FOR ATOMIC H IN SOLID H₂"
The Journal of Chemical Physics, Vol.68, No.12, 15. Juni 1977, pp. 5423-5427

- [Rosen4] Rosen, G.:
"REQUISITE TEMPERATURES FOR THE STABILIZATION OF
ATOMIC H IN SOLID H₂"
Drexel University, Philadelphia, Pa, 1978
- [Rosen5] Rosen, G. und R. W. H. Webeler:
"ARE LARGE CONCENTRATIONS OF ATOMIC H STORABLE IN
TRITIUM-IMPREGNATED SOLID IN H₂ BELOW 0.10 K?"
Lettere Al Nuovo Cimento, Vol.26, N.17, 22. Dezember 1979, pp. 579-
585
- [Ross1] Ross, M. and A. K. McMahan:
"COMPARISON OF THEORETICAL MODELS FOR METALLIC
HYDROGEN"
Physical Review B, Vol. 13, Number 12, 15 June 1976, pp. 5154-5157
- [Ross2] Ross, M. und C. Shishkevish:
"MOLECULAR AND METALLIC HYDROGEN"
Rand Corporation, Santa Monica, Calif., prepared for Defense Advanced
Research Projects Agency, R-2056-ARPA, AD-A040 578, Mai 1977
- [Ruvalds] Ruvalds, J.:
"MAGNETIC IMPURITIES IN SUPERCONDUCTORS:
PERFORMANCE REPORT"
DE87 006338, Virginia Univ., Charlottesville (USA), Dept. of Physics,
1987
- [Sahu] Sahu, D. et al.:
"OVERVIEW OF HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTIVITY"
RD-A197 383, N89-13285, State Univ. of New York, Jun 1988
- [Sänger] Sänger, G., Peschka W. and Hietkamp, G. A.:
"ENERGY STORAGE BASED ON METASTABLE HELIUM
AMMONIA"
unpublished, 1986, (Voorschoten/NL, Sindelfingen/D, Otterlo/NL)
- [Sänger,E] Sänger, E.:
"LUFTZUMISCHUNG ZU ABGASSTRAHLEN"
Ingenieur-Archiv, XVIII. Band 1950, pp.310-323
- [Salkeld] Salkeld, R. J., Beichel, R.:
"FUTURE NEEDS AND CAPABILITIES"
AIAA Conf. on large space platforms, Los Angeles, Sept.27-29, 1978
- [Salpeter] Salpeter, E. E.:
"EVAPORATION OF COLD METALLIC HYDROGEN"
Physical Review Letters, Vol. 28, No. 9, 28 February 1972, pp. 560-562
- [Savoie] Savoie, Craig.:
"FACT SHEET, HYDROGEN PRODUCED IN METAL FROM FOR
FIRST TIME"
Lawrence Livermore National Laboratory; published at:
www.llnl.gov/PAO/NewsReleases/96-97/metalhydrofact.html, March
1996
- [Schöttle] Schöttle, U. M., Grallert, H. and F. A. Hewitt:
"ADVANCED AIR-BREATHING PROPULSION CONCEPTS FOR
WINGED LAUNCH VEHICLES"
Univ. Stuttgart; FRG; IAF-88-248

- [Schreck] Schreck, Stefan:
"CONTROL ON JET NOISE"
Final Report, NAG-1-1096, Department of Aerospace Engineering University of Southern California, Los Angeles, CA 90089-1191, NASA – CR-193612, 1.Feb 1992-30. Jun 1993
- [Schülkes Tafeln] "SCHÜLKES TAFELN"
B.G. TEUBNER; STUTTGART, 1977
- [Sharma] Sharma, S. K. et al:
"RAMAN MEASUREMENTS OF HYDROGEN IN THE PRESSURE RANGE 0.2-630 KBAR AT ROOM TEMPERATURE"
Physical Review Letters, Vol. 44, Number 13, 31 March 1980, pp. 886-888
- [Silvera1] Silvera, I. F. und V. V. Goldman:
"THE ISOTROPIC INTERMOLECULAR POTENTIAL FOR H₂ AND D₂ IN THE SOLID AND GAS PHASES"
Journal of Chemical Physics, Vol. 69, Nos. 9, 1 November 1978, pp. 4209-4213
- [Silvera2] Silvera, I. F. und M. Reynolds:
"SPIN-POLARIZED HYDROGEN: A WEAKLY INTERACTING BOSON GAS"
Journal of Low Temperature Physics, Vol. 87, Nos. 3/4, 1992, pp. 343-374
- [Silvera3] Silvera, I. F. und R. J. Wijngaarden:
"NEW LOW-TEMPERATUR PHASE OF MOLECULAR DEUTERIUM AT ULTRAHIGH PRESSURE"
Physical Review Letters, Vol. 47, Number 1, 6 July 1981, pp. 39-42
- [Spiegel 31-95] „DER SPIEGEL“
Magazin, Ausgabe 31, 1995
- [Sprik] Sprik, R. und J. T. M. Walraven:
"COMPRESSION OF SPIN-POLARIZED HYDROGEN TO HIGH DENSITY"
Physical Review Letters, Vol.51, No.6, 8. August 1983, pp.479-482
- [Staylor] Staylor, W. F.:
"FROZEN PROPELLANT – A BOOSTER CONCEPT?"
Astronautics & Aeronautics, September 1971
- [Stwalley] Stwalley, W. C., et al.:
"SURVEY OF POTENTIAL NOVEL HIGH ENERGY CONTENT METASTABLE MATERIALS"
Center for Laser Science and Engineering, University of Iowa, Iowa City, IA 52242, Report for NASA LRC, priv. comm. 1991
- [Sutton] Sutton, G. P.:
"ROCKET PROPULSION ELEMENTS"
A Wiley-Interscience Publication, Fifth Edition, 1986
- [Tada] Tada, E. et al.:
„THERMAL PERFORMANCE RESULTS OF THE Nb-Ti DEMO POLOIDAL COILS“
Japan Atomic Energy Research Institute, 311-01, Japan, pp 830-834, 1990

- [Thermo-tables] Bonnie J. McBride, et al.:
"THERMODYNAMIC PROPERTIES TO 6000 K FOR 210
SUBSTANCES INVOLVING THE FIRST 18 ELEMENTS"
NASA SP-30001, Office of Scientific and Technical Information, 1963
- [Thierschmann1] Thierschmann, M.:
"SSTO APPLICATIONS BASED ON SUPER HIGH ENERGY
PROPULSION SYSTEMS"
IAF-89-271
- [Thierschmann2] Thierschmann, M.:
"INVESTIGATION OF AN AIR AUGMENTED ROCKET ENGINE"
10th International symposium on air breathing engines, by International
society for air breathing engines (ISOABE), Sept 1-6, 1991, Nottingham,
UK, pp. 1060-1069
- [Thierschmann3] Thierschmann, M., Lassmann, J. and Lo, R.E.:
"AN EVALUATION OF THE IMPLEMENTATION OF
TRANSPORTATION SYSTEM WITH UNCONVENTIONAL
PROPELLANTS"
Acta Astronautica Vol. 29, No. 7, pp. 511-525, 1993
- [Thrush in Bass] Thrush, B. A.:
"RADICAL FORMATION AND TRAPPING FROM THE GAS
PHASE"
in "Formation and Trapping of Free Radicals", Ed. A. M. Bass und H. P.
Broida, Academic Press, New York, 1960, pp. 15-41
- [Tomioka] Kenji Tomioka, Yuji Kohsetsu:
"H-II LAUNCH VEHICLE DEVELOPMENT STATUS IN TERMS OF
VIBRATION, SHOCK AND ACOUSTIC"
NASDA, IAF-89-327, 1989
- [Uni-Stuttgart] www.uni-stuttgart.de/imtk/Studiengang/la_hcp.htm
www.uni-stuttgart.de/imtk/Studiengang/la_fcc.htm, Januar 2000
- [van Straaten] van Straaten, J. et al.:
"LOW-TEMPERATURE EQUATION OF STATE OF MOLECULAR
HYDROGEN AND DEUTERIUM TO 0.37 MBAR: IMPLICATIONS
FOR METALLIC HYDROGEN"
Physical Review Letters, Vol. 48, No. 2, 11 January 1982
- [Vereshchagin] Vereshchagin, L. F. et al.:
"VISIBILITY OF TRANSITION OF HYDROGEN INTO THE
METALLIC STATE"
JETP Letters, Vol. 21, No. 3, 5 February 1975
- [VDI Technologiezentrum] VDI Technologiezentrum Physikalische Technologien:
"SUPRALEITUNG UND TIEFTEMPERATURTECHNIK"
VDI Verlag, VDI-TZ-Proceedings, Statusseminar, Düsseldorf, 25.-
27.2.1991
- [Vision21] N.N.:
"VISION-21: SPACE TRAVEL FOR THE NEXT MILLENNIUM"
NASA Conference Publication 10059, Proceedings of a symposium held
at the NASA LRC, Cleveland, Ohio, April 3-4, 1990
- [Warendorf] Warendorf, K.:
"SCHUBERHÖHUNG VON RAKETENMOTOREN DURCH
ZUMISCHUNG VON LUFT ZUM ABGASSTRAHL"

- Technische Universität Berlin, Institut für Flugtechnik IV, Dipl.-Arbeit, 1964
- [Weber] Weber, W. J, and L. R. Pederson:
"PROCESSING AND CHARACTERIZATION OF MONOLITHIC HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS "
PNL-SA-15807, N89-12455, Pacific Northwest Lab., Richland, WA (USA), Mar 1988
- [Webeler] Webeler, R. W. H.:
"BEHAVIOR OF ATOMIC H IN SOLID H₂ FROM 0.2 TO 0.8 K"
The Journal of Chemical Physics, Vol.64, No.5, 1. März 1976, pp. 2253-2254
- [Weltner] Weltner, W., Jr.:
"THE MATRIX-ISOLATION TECHNIQUE APPLIED TO HIGH TEMPERATURE MOLECULES"
Department of Chemistry, University of Florida, Gainesville, FL, USA
- [White] White, G. K.:
"EXPERIMENTAL TECHNIQUES IN LOW TEMPERATURE PHYSICS"
Clarendon Press, Oxford, 1979
- [Wigner] Wigner, E. und H. B. Huntington:
"ON THE POSSIBILITY OF A METALLIC MODIFICATION OF HYDROGEN"
Journal of Chemical Physics, Vol. 3, Dezember 1935
- [Wilhite] Wilhite, A. W.:
"OPTIMUM WING SIZING OF A SINGLE-STAGE-TO-ORBIT VEHICLE"
Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 20, No. 2, March-April 1983
- [Williams] Ffowcs Williams, J. E.:
"THE NOISE FROM TURBULENCE CONVECTED AT HIGH SPEED"
Phil. Trans. Foy. Soc. London A, Vol. 255, 1962/63, pp. 469-503
- [Windsor in Bass] Windsor, M. W.:
"TRAPPED RADICALS IN PROPULSION"
in "Formation and Trapping of Free Radicals", Ed. A. M. Bass und H. P. Broida, Academic Press, New York, 1960, pp. 387-409
- [Winterberg] Winterberg, F.:
"THE SIGNIFICANCE OF INERTIAL CONFINEMENT FUSION FOR FUNDAMENTAL RESEARCH"; Desert Research Institute, Univ. of Nevada System, Reno, Nevada 89506, 1982
- [Winterberg,1982] Winterberg, F.:
"CHEMICALLY IGNITED THERMONUCLEAR REACTIONS - A NEAR-TERM MEANS FOR A HIGH SPECIFIC IMPULSE - HIGH THRUST PROPULSION SYSTEM"
IAF-82-371, Paris, Sep 27-Oct 2, 1982
- [Winterberg,1992] Winterberg, F.:
"CIRCULAR MACROPARTICLE ACCELERATOR - IMPACT FUSION PROPULSION"
Desert Research Institute, Univ. of Nevada System, Reno, Nevada 89506, June 1992

- [Whitmore] Whitmore, M. D. et al.:
"NON-LINEAR SELF-CONSISTENT SCREENING APPLIED TO METALLIC HYDROGEN"
Can. J. Phys., Vol. 57, 1979, pp.1185-1195
- [Wolf] Wolf, D. M.:
"PARAMETRISCHE BEWERTUNG DER AUSWAHLKRITERIEN VON RAUMTRANSPORTSYSTEMEN"
Dissertation, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 1989
- [Yaffee] Yaffee, M. L.:
"ATOMIC HYDROGEN ROCKET FUELS STUDIED"
Aviation Week & Space Technology, November 25, 1974, pp. 47-49
- [Yakovlev] Yakovlev, E. N.:
"THE PROBLEM OF METALLIC HYDROGEN - ADVANCES AND PROSPECTS"
Sov. Phys. Usp. 24(3), March 1981, pp. 241-242, in Scientific session of the Division of General Physics and Astronomy and the Division of Nuclear Physics of the Academy of Sciences of the USSR (Sept. 24-25 1980)
- [Yoshida] Yoshida, K. et al.:
"DEVELOPMENTS OF THE PROTOTYPE CONDUCTORS AND DESIGN OF THE PROTO TOROIDAL COIL FOR THE FUSION EXPERIMENTAL REACTOR"; 11th International Conference on Magnet Technology (MT-11), Vol. 2, 1989, pp. 890-895
- [Zeleznik] Zeleznik, F. J.:
"GENERATION OF ATOMIC H IN A HYDROGEN MATRIX BY TRITIUM DECAY"; The Journal of Chemical Physics, Vol.65, No.11, 1. Dezember 1976, pp. 4492-4496
- [Zmuidzinas1] Zmuidzinas, J. S.:
"ENERGY STORAGE IN SOLID HELIUM"
Jet Propulsion Laboratory, NASA-CR-135 716, 15.9.1973
- [Zmuidzinas2] Zmuidzinas, J. S.:
"ELECTRONICALLY EXCITED SOLID HELIUM"
In D.D. Papailiou: "Frontiers in Propulsion Research: Laser, Matter-Antimatter, Excited Helium, Energy Exchange, Thermonuclear Fusion"; NASA JPL, TM 33-722, March 15, 1975
- [Zmuidzinas3] Zmuidzinas, J. S.:
"SPIN-POLARIZED TRIPLET HELIUM"
Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, AFRPL TR--84-027, April 1984
- [Zmuidzinas4] Private Kommunikation mit J.S. Zmuidzinas:
NN, 1990
- [Zmuidzinas5] Zmuidzinas, J. S.:
"INFLUENCE OF COLLECTIVE EFFECTS ON LIFETIMES OF CONDENSED EXCITED STATES"
Physics Letters A, Vol. 120, No. 8, 16 March 1987
- [Zwicky] Zwicky, F.:
"PROPELLANTS FOR TOMORROW'S ROCKETS"
Astronautics, Vol.2, 1957, pp. 45-49 and 95-97

9 Anhang

9.1 Deflagrationsmodell für HeIV-Feststoff

(s. Kapitel 5.1.4.1)

Beim nachfolgend beschriebenen Deflagrationsmodell für die Treibstoffkombination HeIV/SH₂ wurde von den folgenden – über die in Tabelle 29 hinausgehenden - Grundannahmen ausgegangen¹⁵⁰:

- Der Deflagrationsprozess, der der Zündung der in Form von HeIV gebundenen angeregten He-Moleküle folgt, läuft stetig und stabil ab.
- Die Rücksprungreaktion vom angeregten in den Grundzustand erfolgt ausschließlich in der Flüssigkeit, an der schmelzenden Oberfläche der Hostmatrix. Im Feststoff findet keine Reaktion statt, da der Erwärmungsprozess eines Feststoff-Volumenelementes bis zum Schmelzen für die reaktiven Spezies zu schnell abläuft (< 1 µsec), um Wärme zu absorbieren und zu reagieren.
- Wärmetransport in die Feststoffmatrix hinein ist aufgrund der starken Abnahme der Diffusivität festen Wasserstoffs mit ansteigender Temperatur begrenzt¹⁵¹.
- Signifikante Temperaturerhöhungen innerhalb des Feststoffs infolge möglicher Absorption von Strahlung, die von den heißen Brennkammergasen emittiert wird, finden nicht statt, da fester Wasserstoff einem Hauptteil elektromagnetischer Strahlung im infraroten und sichtbaren Wellenlängenbereich gegenüber transparent ist

Die Abbrandgeschwindigkeit r_s errechnet sich nach folgender Gleichung 31:

$$r_s = \sqrt{\lambda \cdot \frac{\Delta T}{\Delta X} \cdot \frac{1}{\rho_{TS} \cdot h_L}} \quad [\text{cm/s}], \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 31}$$

$\lambda = 6 \cdot 10^{-5}$ [cal/cm-s-K]: geschätzte thermische Leitfähigkeit des Fluids bei 14 K¹⁵²

h_L := Schmelzenthalpie¹⁵³ [cal/g] (=22 bei 1 K bzw. =15,46 bei 12 K)

$\frac{\Delta T}{\Delta X}$:= Thermischer Gradient des Wärmestromes zur schmelzenden Oberfläche [K/cm], wobei:

$\Delta T = 1000^\circ \text{K} - T_{SP}$ [K], mit:

T_{SP} := Schmelztemperatur des Festtreibstoffs (=14 [K])

$$\Delta X \equiv \int_0^{\Delta t} r \cdot dt \quad [\text{cm}], \text{ mit } r := \text{Lokale Fluidgeschwindigkeit [cm/s]} \quad \text{Gleichung 32}$$

Gleichung 32 beschreibt die Distanz ΔX , die ein Fluidelement von der schmelzenden Oberfläche in der Zeit Δt zurücklegt, während der dessen Temperatur auf 1000 K (also um $\Delta T=1000 \text{ K}-14 \text{ K}=986 \text{ K}$) angestiegen ist.

¹⁵⁰ diese sind Grundlage des Modells lt. [Rosen2] für atomaren Wasserstoff, eingebunden in einer Matrix festen Wasserstoffs bei ca. 1 K; sie sind für die Ableitung des HeIV-Deflagrationsmodells übernommen worden, da sie in erster Linie die Hostmatrix betreffen, die die gleiche ist

¹⁵¹ $D \approx 1,5E+4(\exp(-T/0,845^\circ \text{K}))$ [cm²/sec], im Bereich $4 \text{ K} \leq T \leq 12 \text{ K}$, und $D \approx 10E+2$ [cm²/sec] im Bereich $T \leq 4 \text{ K}$ [Rosen2]

¹⁵² dieser Wert des H/SH₂-Modells ist für das HeIV/SH₂-Modell in erster Näherung übernommen worden, da keine genaueren Daten verfügbar sind; der Unsicherheit u.a. dieses Parameters ist in den in Kapitel 5.1.4.1 erläuterten Simulationsrechnungen Rechnung getragen worden

¹⁵³ Erforderliche Enthalpie zum erwärmen und schmelzen einer Masseneinheit SH₂ bei der angegebenen Temperatur

Die lokale Fluidgeschwindigkeit r errechnet sich aus der Kontinuitätsgleichung eines Massenstroms für den hier angenommenen Fall stetiger eindimensionaler Deflagration (s. Gleichung 33):

$$\rho \cdot r = \rho_s \cdot r_s \text{ [g-sec/cm}^2\text{]}, \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 33}$$

ρ_s := Mittlere Dichte des Feststoffs bei Lagertemperatur [g/cm³]

r_s := Abbrandgeschwindigkeit des Feststoffs [cm/s]

ρ : Dichte des Fluids im Schmelzbereich des Feststoffs [g/cm³]

ρ nimmt nach der Formel in Gleichung 34 mit zunehmender Temperatur ab:

$$\rho \cong \frac{0,170[g - K / cm^3]}{T - 11,67[K]} \text{ [g/cm}^3\text{]}, \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 34}$$

T := Temperatur [K] des Fluids im Bereich zwischen Schmelzpunkt und Übergangspunkt in die Gasphase (14 K < T < 32 K)

Einsetzen von Gleichung 34 in Gleichung 33 ergibt:

$$r = \frac{\rho_s \cdot r_s \cdot (T - 11,67)}{0,170} \text{ [cm/sec]} \quad \text{Gleichung 35}$$

Der Term dt in Gleichung 32 ergibt sich durch Umformen der Gleichung 36, die die zeitliche Änderung des Anteils der superhochenergetischen Komponente beschreibt. Die Funktion für die Zerfallsrate f ist aus [Rosen2] für atomaren Wasserstoff übernommen und als Näherung auch für Triplett Helium angewendet worden, da die Reaktivität mindestens genauso hoch ist (s. Gleichung 38).

$$\frac{dw}{dt} = -f \cdot w^2 \text{ [sec}^{-1}\text{]} \quad \text{Gleichung 36}$$

$$dt = f^{-1} \cdot d(w^{-1}) \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 37}$$

w := Gewichtsprozent der superhochenergetischen Komponente [-]

$$f = 1,61 \cdot 10^{11} \cdot \left(\frac{\rho}{\rho_s}\right) \cdot \left(\frac{T}{14^\circ K}\right)^{1/2} \text{ [sec}^{-1}\text{]} \quad \text{Gleichung 38}$$

T in Gleichung 38 repräsentiert die Temperatur eines Fluidelementes. Sie beträgt zu Beginn des Abschmelzens $T_A = 14$ K und steigt bis zur Brennkammertemperatur, die eine Funktion der Konzentration der superhochenergetischen Komponente ist. Es wird der folgende lineare Zusammenhang angenommen (Gleichung 39):

$$T \cong T_c - f_T \cdot w \text{ [K]} \quad \text{Gleichung 39}$$

mit:

T_c := Brennkammertemperatur [K]

f_T := Temperaturfaktor = $(T_c - T_A)/w$ [-], mit

T_A := Ausgangstemperatur zu Beginn des Abschmelzens [K]

Einsetzen von Gleichung 35 für r und Gleichung 37 für dt in die Gleichung 32 führt zu einem komplexen Integralausdruck, der sich in zwei Faktoren aufteilen lässt (s. Gleichung 40):

$$\Delta X = I_{\text{Faktor}} \cdot I \text{ [m]} \quad \text{Gleichung 40}$$

Der Integralfaktor I_{Faktor} ist in Gleichung 41 beschrieben, das verbleibende Integral I in Gleichung 42.

$$I_{\text{Faktor}} = \frac{\rho_S^2 \cdot \sqrt{T_{SP}} \cdot \frac{(T_c - T_{SP})}{w \cdot 1,61 \cdot 10^{11} \cdot 0,17}}{T_{SP} \cdot \rho_{SP} + \rho_{SP} \cdot \left(\frac{T_{\text{Krit}} \cdot \rho_{\text{Krit}} - T_{SP} \cdot \rho_{SP}}{\rho_{SP} - \rho_{\text{Krit}}} \right)} \quad [\text{m}], \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 41}$$

$T_{\text{Krit}} = 30,49416 + 0,01326 \cdot p_c$ [K] : kritische Temperatur der H₂-Matrix

als Funktion des Brennkammerdrucks in [bar]

T_c := Brennkammertemperatur [K]

ρ_{SP} := Dichte des Fluids (Annahme: Wasserstoff) bei Schmelztemperatur [g/cm³]

(=0,073 g/cm³ bei einem Druck von 6,89 bar [Rosen2])

ρ_{Krit} := Mittlere Dichte des Fluids (Annahme: Wasserstoff) bei kritischer

Temperatur [g/cm³] (=0,0083 g/cm³)

$$I = \int_{T_{TS-SP}}^{1000K} \frac{(\Theta - K)^2}{(T_c - \Theta)^2} \cdot \frac{d\Theta}{\sqrt{\Theta}} = \int_{T_{TS-SP}}^{1000K} \frac{\Theta^2 - 2\Theta K + K^2}{(T_c - \Theta)^2} \cdot \frac{d\Theta}{\sqrt{\Theta}} = I_1 - I_2 + I_3 \quad [-], \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 42}$$

$$I_1 = \int_{T_{TS-SP}}^{1000K} \frac{\sqrt{\Theta^3}}{(T_c - \Theta)^2} \cdot d\Theta$$

$$I_2 = 2K \int_{T_{TS-SP}}^{1000K} \frac{\sqrt{\Theta}}{(T_c - \Theta)^2} \cdot d\Theta$$

$$I_3 = \int_{T_{TS-SP}}^{1000K} \frac{K^2}{(T_c - \Theta)^2 \sqrt{\Theta}} \cdot d\Theta$$

Die Lösungen der drei Teilintegrale lauten:

$$I_1 = -\frac{2 \cdot \sqrt{\Theta^3}}{T_c - \Theta} + \frac{3 \cdot T_c \cdot \sqrt{\Theta}}{T_c - \Theta} - 3 \cdot \sqrt{T_c} \cdot \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{\sqrt{T_c} + \sqrt{\Theta}}{\sqrt{T_c} - \sqrt{\Theta}} \right) \quad \text{Gleichung 43}$$

$$I_2 = 2 \cdot K \cdot \frac{\sqrt{\Theta}}{T_c - \Theta} - 2 \cdot K \cdot \frac{1}{\sqrt{T_c}} \cdot \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{\sqrt{T_c} + \sqrt{\Theta}}{\sqrt{T_c} - \sqrt{\Theta}} \right) \quad \text{Gleichung 44}$$

$$I_3 = K^2 \cdot \frac{\sqrt{\Theta}}{T_c \cdot (T_c - \Theta)} + K^2 \cdot \frac{1}{\sqrt{T_c^3}} \cdot \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{\sqrt{T_c} + \sqrt{\Theta}}{\sqrt{T_c} - \sqrt{\Theta}} \right) \quad \text{Gleichung 45}$$

9.2 Modell zur Berechnung der Brennstabsegmentierung

(s. Kapitel 5.1.4.2)

Nachfolgend ist das entwickelte Rechenmodell für die Berechnung der Brennstabsegmentierung erläutert. Es handelt sich um eine Näherungsrechnung. Das Modell geht von folgenden Vorgaben aus:

- l/d : Länge zu Durchmesser des gesamten Treibstoffblocks (= 10 [-])
- ρ_{HeIV} : Dichte von HeIV (= 300 [kg/ m³])
- Δv : Antriebsbedarf (= 9.300 [m/ s])
- a_0 : Startbeschleunigung (= 1,3 g)
- m_{ST}/m_{TS} : Strukturmassenverhältnis (Verhältnis von Struktur- zu Treibstoffmasse) [-]
- m_N : Nutzlastmasse (= 25.000 [kg])
- n_{TW} : Anzahl der Triebwerke (:= Anzahl Cluster) [-]

Im Rahmen der Berechnung der Abbrandrate ermittelte Vorgabegrößen:

- $\text{Mol}\%_{\text{HeIV}}$: Molprozent HeIV [-]
- $\text{Gew}\%_{\text{HeIV}}$: Gewichtsprozent HeIV [-]
- ρ_{TS} : Mittlere Dichte des Treibstoffs (= 300 [kg/ m³])
- I_{sp} : Spez. Impuls [m/ s]
- r_{Pkt} : Abbrandrate [m/ s]

Berechnung der Treibstoffmasse:

$$m_{TS} = m_N \cdot \frac{1 - e^{\left(\frac{\Delta v}{I_{sp}}\right)}}{\left(\frac{m_{ST}}{m_{TS}}\right) \cdot e^{\frac{\Delta v}{I_{sp}}} - 1 - \left(\frac{m_{ST}}{m_{TS}}\right)} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 46}$$

Strukturmasse:

$$m_{ST} = \left(\frac{m_{ST}}{m_{TS}}\right) \cdot m_{TS} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 47}$$

Startmasse:

$$m_0 = m_{ST} + m_{TS} + m_N \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 48}$$

Treibstoffvolumen:

$$V_{TS} = \frac{m_{TS}}{\rho_{TS}} \quad [\text{m}^3] \quad \text{Gleichung 49}$$

Schub:

$$F = a_0 \cdot m_0 \cdot 9,81 \quad [\text{N}] \quad \text{Gleichung 50}$$

Schub pro Cluster:

$$F_C = \frac{F}{n_{TW}} \quad [\text{N}] \quad \text{Gleichung 51}$$

Massenstrom:

$$m_{Pkt} = \frac{F}{I_{sp}} \quad [\text{kg/s}] \quad \text{Gleichung 52}$$

Notwendige gesamte Abbrandoberfläche:

$$A = \frac{m_{Pkt}}{r_{Pkt} \cdot \rho_{TS}} \text{ [m}^2\text{]} \quad \text{Gleichung 53}$$

Abbrandradius:

$$R = \sqrt{\frac{A}{\pi}} \text{ [m]} \quad \text{Gleichung 54}$$

Boosterlänge:

$$l = \frac{V_{TS}}{A} \text{ [m]} \quad \text{Gleichung 55}$$

Brenndauer:

$$t_b = \frac{l}{r_{Pkt}} \text{ [m]} \quad \text{Gleichung 56}$$

Abbrandoberfläche pro Cluster (ist gleich der Abbrandoberfläche eines Brennstabes, da lt. Vorgabe pro Cluster ein Brennstab brennt):

$$A_C = \frac{A}{n_{TW}} \text{ [m}^2\text{]} \quad \text{Gleichung 57}$$

Durchmesser eines Brennstabs:

$$d_C = 2 \cdot \sqrt{\frac{A_C}{\pi}} \text{ [m]} \quad \text{Gleichung 58}$$

Durchmesser des gesamten Treibstoffblocks (nach Aufteilung der Gesamtlänge entsprechend des Wertes für l/d auf viele Einzellängen, d.h., wenn der Gesamtreibstoff aus einem Block bestünde):

$$d_{TS-Block} = \sqrt[3]{\frac{4 \cdot V_{TS}}{\pi \cdot \left(\frac{l}{d}\right)}} \text{ [m]} \quad \text{Gleichung 59}$$

Neue Länge des Treibstoffblocks:

$$l_{TS-Block} = d_{TS-Block} \cdot \left(\frac{l}{d}\right) \text{ [m]} \quad \text{Gleichung 60}$$

Neue Fläche des gesamten Treibstoffblocks:

$$A_{TS-Block} = \frac{\pi \cdot d_{TS-Block}^2}{4} \text{ [m}^2\text{]} \quad \text{Gleichung 61}$$

Neue Gesamtfläche pro Cluster:

$$A_{Cneu} = \frac{A_{TS-Block}}{n_{TW}} \text{ [m}^2\text{]} \quad \text{Gleichung 62}$$

Reale Gesamtfläche pro Cluster:

$$A_{Creal} = A_{Cneu} \cdot \frac{100}{78} \cdot 1,1 \text{ [m}^2\text{]} \quad \text{Gleichung 63}$$

Das umhüllende Dreieck wird durch die Brennstabquerschnittflächen zu mindestens 78% ausgefüllt (78% bei 6 Kreisflächen, 81% bei 10 Kreisflächen). Ferner wird in Form des Faktors 1,1 ein Aufschlag von 10% berücksichtigt, um bei der Flächenauslegung auf der richtigen Seite zu liegen.

Anzahl der Booster pro Cluster (bei ungeraden Werten wird aufgerundet):

$$n_{CBooster} = \frac{A_{Creal}}{A_C} [-]$$

Gleichung 64

Gesamte Anzahl der Booster:

$$n_{Booster} = n_{CBooster} \cdot n_{TW} [-]$$

Gleichung 65

Treibstoffvolumen pro Booster:

$$V_{TS-Booster} = \frac{V_{TS}}{n_{Booster}} [\text{m}^3]$$

Gleichung 66

Treibstoffmasse pro Booster:

$$m_{TS-Booster} = V_{TS-Booster} \cdot \rho_{TS} [\text{kg}]$$

Gleichung 67

Maximale Breite der Anordnung:

$$b_{\max} = 3 \cdot \sqrt{\frac{4 \cdot A_{Creal}}{\sqrt{3}}} [\text{m}]$$

Gleichung 68

9.3 Massenmodell HeIV-Brennstabkonzept

(s. Kapitel 5.1.4.3)

Die Gesamtstrukturmasse des Antriebssystems M_{ST-A} basierend auf dem BS-Konzept setzt sich aus den nachfolgend erläuterten Einzelmassen zusammen:

- **Ablationsschicht:**

Die als Auslegungskriterium genannte T_c -Grenze von 3.700 K ist bei der Boosterauslegung nicht relevant, da aktive Brennkammerkühlung während des Betriebes aufgrund der Größe der Brennräume nicht realisiert werden kann. Aktuelle T_c von Feststoffboostern liegen im Bereich zw. 4.100 F (2.533 K) und 6.700 F (3.977 K) [Sutton]. Allerdings handelt es sich um Innenbrenner. Tankwandungen sind in der Regel mit Kunststoffisolation geschützt, und erst am Ende des Ausbrands mit hohen Temperaturen belastet. Beim Stirnbrenner wirkt die hohe Temperatur permanent auf die schon freien Wandflächen. Die Innenseite der Booster ist daher mit einer Ablationsschicht auszukleiden, um die Boostertankwand thermisch gegen die Brennkammertemperatur zu schützen. Die Stärke der Ablationsschicht (s_{BAM}) ist eine Funktion der Brenndauer eines Boosters (t_{Bb}) und der Ablationsrate (vergl. Gleichung 70), die wiederum eine Funktion des Brennkammerdrucks ist (p_c ; bei 68,9 bar ergibt sich bspw. 1,115 mm/s aus Gleichung 69). Der Einfachheit halber wurde für den druckabhängigen Teil der Regressionsrate eine lineare Interpolationsformel in Gleichung 69 abgeleitet, für Werte zwischen 40 und 80 bar. Die Werte für die Ablationsrate an diesen Druckwerten stammen aus Angaben in [Lo2, Kapitel 4]. Für einen Brennkammerdruck von 40 bar beträgt die Ablationsrate (\dot{r}_{BAM}) 0,08 mm/s und bei 80 bar 0,125 mm/s.

Der Faktor $f_1 = 0,5$ berücksichtigt, dass das Ablationsmaterial primär dem Schutz der Boosterwand gegen die Brennkammertemperatur dient, und Erosion - im Gegensatz zu konventionellen Feststoffboostern - nur begrenzt erwartet wird. Offen bleibt die Frage, ob die Schutzschicht bei der Lagertemperatur 1,45 bzw. 12 K temperaturbeständig ist.

$$\dot{r}_{BAM} = f_1 \cdot \left(0,08 + \frac{0,125 - 0,08}{80 - 40} \cdot (p_c - 40) \right) \cdot 10^{-3} \text{ [m/s]} \quad \text{Gleichung 69}$$

$$s_{BAM} = f_2 \cdot \dot{r}_{BAM} \cdot t_{Bb} \text{ [m], mit:} \quad \text{Gleichung 70}$$

f_2 : Faktor mittlere Wandstärke (=0,5)¹⁵⁴

Das für die Bestimmung der Masse des Ablationsmaterials erforderliche Volumen (V_{BAM}) berechnet sich nach Gleichung 71 ([Volumen Halbkugel] + [Volumen Zylinder] - [Volumen Treibstoff (befindet sich ausschließlich im zylindrischen Teil) und Volumen Halbkugel (nicht mit Treibstoff gefüllt)]).

$$V_{BAM} = \frac{4}{6} \cdot \pi \cdot (r_{BTS} + s_{BAM})^3 + \pi \cdot l_B \cdot (r_{BTS} + s_{BAM})^2 - \left(V_{BTS} + \frac{4}{6} \cdot \pi \cdot r_{BTS}^3 \right) \text{ [m}^3\text{]} \quad \text{Gleichung 71}$$

$$m_{BAM} = V_{BAM} \cdot \rho_{AM} \text{ [kg], mit:} \quad \text{Gleichung 72}$$

r_{BTS} : Radius des Treibstoffblocks [m]

V_{BTS} : Treibstoffvolumen pro Booster [m³]

l_B : Länge des Boosterzylinders [m]

η_T : Tankfüllungsgrad [-]

ρ_{AM} : Dichte des Ablationsmaterials (= 2255 [kg/ m³] für Graphit)

p_c : Brennkammerdruck [bar]

¹⁵⁴ Entscheidend ist die mittlere Brenndauer. Nur der untere Teil des Booster ist während der gesamten Abbranddauer den hohen Temperaturen ausgesetzt, da es sich um einen Stirnbrenner handelt (konische Beschichtung!)

- **Tankwand Booster bzw. Brennstab:**

Jeder Booster ist auf den Brennkammerdruck auszulegen. Maximale Auslegungsgröße sind 68,9 bar. Zur Berechnung der Wandstärke (s_{BTW}) wird die Kesselformel verwendet, wobei der Sicherheitsfaktor zu $SF=1,33$ angenommen wird. Er berücksichtigt das Risiko gegenüber Personen und wichtigen Ausstattungsgegenständen bzw. Anlagen [Huzel]. Als Material wird CrNi-Stahl angenommen. Am oberen Ende ist jeder Booster mit einer Kugelkappe abgeschlossen. Der untere Abschluss zum Clusterbrennraum erfolgt mit einer Blende, die in eine Abschlussplatte integriert ist (s.u.).

Als Wert für die Streckgrenze ist jener bei 1 K verwendet worden. Aufgrund der hohen Abbrandgeschwindigkeiten wird angenommen, dass die Erwärmung der Wand nur sehr verzögert erfolgt (müsste mit Thermalmodell verifiziert werden), und höhere Temperaturen daher nicht auslegungsrelevant sind (trotz dieser optimistischen Annahme zeigt sich bei den Berechnungen in Kapitel 5.1.4.3.5, dass das System nicht flugfähig ist).

$$s_{BTW} = \frac{p_c \cdot 10^5 \cdot r_{BTI}}{\frac{\sigma_{BTM}}{S_F} + p_c \cdot 10^5} \quad \text{[m], mit:} \quad \text{Gleichung 73}$$

σ_{BTM} : Streckgrenze CrNi-Stahl (s. Tabelle 32)

Die Masse (m_{BTW}) berechnet sich wiederum aus dem Materialvolumen (V_{BTW}).

$$V_{BTW} = \frac{4}{6} \cdot \pi \cdot (r_{BTS} + s_{BAM} + s_{BTW})^3 + \pi \cdot l_B \cdot (r_{BTS} + s_{BAM} + s_{BTW})^2 - \left(V_{BTS} + V_{BAM} + \frac{4}{6} \cdot \pi \cdot r_{BTS}^3 \right) \quad \text{[m}^3\text{]} \quad \text{Gleichung 74}$$

$$m_{BTW} = V_{BTW} \cdot \rho_{BTW} \quad \text{[kg], mit:} \quad \text{Gleichung 75}$$

ρ_{BTW} : Dichte CrNi-Stahl (s. Tabelle 32)

- **Abschlussplatte:**

Die Booster innerhalb eines Clusters sind am unteren Ende mit einer Abschlussplatte gegen den Clusterbrennraum geschützt. In diese ist für jeden Booster eine Blende integriert, die sich vor Abbrand öffnet, und danach wieder schließt. Für die Masse der Abschlussplatte (m_{BAP}) wird ein Prozentualer Wert (1,0 %) der zuvor berechneten Boosterstrukturmassen angenommen.

$$m_{BAP} = 0,01 \cdot \frac{n_B}{n_C} \cdot (m_{BAM} + m_{BTW}) \quad \text{[kg], mit:} \quad \text{Gleichung 76}$$

n_B : Anzahl der Booster

n_C : Anzahl der Cluster

- **Verstrebungsstruktur Booster:**

Zur Erhöhung der Stabilität der Boosteranordnung innerhalb eines Clusters wird eine Verstrebungsstruktur berücksichtigt, die pauschal mit einem Prozentsatz (2,5 %) der Boostergesamtstrukturmasse abgeschätzt wird.

$$m_{BV} = 0,025 \cdot \frac{n_B}{n_C} \cdot (m_{BAM} + m_{BTW}) \quad \text{[kg]} \quad \text{Gleichung 77}$$

- **Masse der Clusterisolation:**

Die Masse der Isolation (m_{CISO}) ergibt sich über das Isolationsvolumen und die Dichte des als Isolationsmaterial verwendeten Polystyrols (vergl. Tabelle 32). Das Volumen berechnet sich aus dem durch Verwendung von zylindrischen Boostertanks entstehenden Freiraum im Cluster. Dieser wiederum ist

eine Funktion der Querschnittfläche des Boosters (A_B), der Ringfläche (A_{BRing}) um den Booster und der Clusterinnenfläche (A_{CI}) sowie der Boosterlänge.

$$m_{CISO} = V_{CISO} \cdot \rho_{CISO} \quad [\text{kg}], \text{ mit} \quad \text{Gleichung 78}$$

$$V_{CISO} = (A_{CI} - A_B + A_{BRing}) \quad [\text{m}^3], \text{ wobei:} \quad \text{Gleichung 79}$$

$$A_{CI} = \frac{A_C}{A_B} \cdot A_B \quad [\text{m}^2] \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 80}$$

$$\frac{A_C}{A_B} : \text{Verhältnis Cluster- und Boosterfläche} = 1,15$$

$$A_B = \frac{n_B}{n_C} \cdot \pi \cdot (r_{BTI} + s_{BTW} + s_{B-B})^2 \quad [\text{m}^2] \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 81}$$

s_{B-B} : Abstand zwischen den einzelnen Boostern

$$A_{BRing} = \frac{n_B}{n_C} \cdot \pi \cdot ((r_{BTI} + s_{BTW} + s_{B-B})^2 - (r_{BTI} + s_{BTW})^2) \quad [\text{m}^2] \quad \text{Gleichung 82}$$

- **Masse der Clusterwände:**

Die Clusterwände im Bereich der Umhüllung der Booster sind nicht auf den Brennkammerdruck auszuliegen, im Gegensatz zum unteren Teil, dem Cluster-Brennraum. Der Cluster ist im Bereich der Dreieckquerschnittfläche mit einer doppelwandigen Außenhaut versehen. Bei längerer Lagerdauer wird durch diese ein Kühlmittel geleitet, so dass sich das Gesamtsystem nicht über die zulässige Lagertemperatur erwärmt. Als Material wird eine Aluminiumlegierung verwendet (s. Tabelle 32). Die Masse der Außenwand incl. der Verstrebungen mit der Innenwand wird mit einem pauschalen Aufschlag von 5 % auf die Innenwandmasse berücksichtigt.

$$m_{CIW} = \left(3 \cdot \sqrt{\frac{4 \cdot F_{CI}}{\sqrt{3}}} \cdot l_{BG} \cdot s_{CIW} + F_{CI} \cdot s_{CIW} \right) \cdot \rho_{CIW} \quad [\text{kg}], \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 83}$$

F_{CI} : Maximale Querschnittfläche des Cluster $[\text{m}^2]$: angenommen als
Kreisfläche des Clusterbrennraumes

m_{CIW} : Masse Cluster Innenwand $[\text{kg}]$

m_{CAW} : Masse Cluster Außenwand $[\text{kg}]$

l_{BG} : Boostergesamtlänge $[\text{m}]$

s_{CIW} : Wandstärke der Clusterwände ($= 0,001 \text{ [m]}$)

ρ_{CIW} : Dichte Al-Legierung ($= 2700 \text{ [kg/m}^3\text{]}$)

Der Wurzelterm repräsentiert die Länge eines gleichschenkligen Dreiecks, also eine Clusterseitenlänge.

$$m_{CAW} = 1,05 \cdot m_{CIW} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 84}$$

- **Ablationsmaterial im Clusterbrennraum:**

Im unteren Bereich des Clusters befindet sich ein Brennraum als Übergang zur Düse. Wie bereits bei den Boostern ist auch hier eine ablative Kühlung erforderlich, da andernfalls die Außenwand zu schmelzen beginnen würde. Für die Auslegung muss jedoch die Gesamtaufstiegsbrenndauer (t_{CB}) bedacht werden. Die Masse ergibt sich nach Gleichung 86.

$$s_{CAM} = f_2 \cdot \dot{r}_{BAM} \cdot t_{Cb} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 85}$$

$$m_{CAM} = 2 \cdot F_{CI} \cdot s_{CAM} \cdot \rho_{AM} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 86}$$

- **Brennkammerwand des Clusterbrennraums:**

In dieser Berechnung ist abermals die Kesselformel enthalten. Die daraus resultierende Wandstärke wird mit der Oberfläche multipliziert. Die Brennkammerwand besteht, wie bereits die Boosterwände,

aus einem CrNi-Stahl. Als grobe Näherung wird der Clusterbrennraum für die Berechnung als Halbkugel betrachtet (in der Praxis handelt es sich um eine komplizierte geometrische Form, da sich der Übergang zur Düse aus der Dreiecksquerschnittfläche des Clusters bildet).

$$m_{cCW} = 2 \cdot F_{CI} \cdot \frac{p_c \cdot 10^5 \cdot \sqrt{\frac{F_{CI}}{\pi}}}{\frac{\sigma_{BTM}}{S_F} + p_c \cdot 10^5} \cdot \rho_{BTM} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 87}$$

- **Düse:**

Grundlage für die Düsenmassenberechnung ist der dem Minuteman-Träger zugrunde liegende Zusammenhang zwischen Schub und Düsenmasse aus [Sutton]. Aus diesem resultiert der in Gleichung 88 verwendete Faktor. Zusätzlich wird die Gleichung mit einem Faktor 0,5 Multipliziert, der einen technologischen Fortschritt der Düsenmaterialien repräsentieren soll:

$$m_{CD} = 0,5 \cdot 0,01760794 \cdot \frac{F_C}{g_0} \cdot 10^3 \quad [\text{kg}], \text{ mit} \quad \text{Gleichung 88}$$

F_C : maximaler Schub [kN]

g_0 : Schwerebeschleunigung [9,806 m/s²]

Die so ermittelten Einzelmassen ergeben durch Addition und anschließende Multiplikation mit der Anzahl der Booster pro Cluster die Masse des einzelnen Clusters und letztendlich die Masse des Antriebssystems.

9.4 Massenmodell HeIV-Pelletkonzept

(s. Kapitel 5.1.5.3)

Die nachfolgend aufgelisteten Vorgabewerte sind die Referenzdaten für die Variationsrechnungen.

Allgemeine Leistungsdaten:

- Δv : Antriebsbedarf (= 9.300 [m/ s])
- a_0 : Startbeschleunigung (= 1,3 g)
- m_N : Nutzlastmasse (= 25.000 [kg])

Triebwerksparameter:

- n_{TW} : Anzahl der Triebwerke (= 6)
- Brennkammerdruck (= 68,9 bar)
- I_{sp} : Spez. Impuls (= 8714 m/s; ergibt sich aus dem [NASA-Prg] als Funktion des Brennkammerdrucks und HeIV-Molanteil von 8 %)
- Fördersystemfaktor (Referenzwert = 1; s. Gleichung 118)
- Pelletförderrate pro Fördereinrichtung (= 100/s)
- Faktor Pelletförderrate (= 8; s. Gleichung 118),

Tankparameter:

- Pelletdurchmesser (= 50 mm, s. Gleichung 118)
- Faktor Pelletdurchmesser (= 5; s. Gleichung 118)
- Treibstoffdichten (s. Gleichung 92, Gleichung 94 und Gleichung 95)
- Tankfüllungsgrade (s. Gleichung 96 und Gleichung 98)
- Lagertemperatur (= 8 K)
- Tankdrücke (= 2 bar); für LH₂- u. HeIV-Tanks
- Länge zu Durchmesser LH₂-Tank (s. Gleichung 99)
- Isolationsschichtdicken (s. Gleichung 104 u. Gleichung 107)
- Werkstoffdaten (Dichten Tankwerkstoff und Isolationen; s. Gleichung 101, Gleichung 103, Gleichung 109 u. Gleichung 111).

• Berechnung der Treibstoffmassen und -volumina

Umrechnung von Mol-Prozent HeIV ($Mol_{\%HeIV}$) nach Gewichts-Prozent ($Gew_{\%HeIV}$):

$$Gew_{\%HeIV} = Mol_{\%HeIV} \cdot 2 \cdot 4,002602 \cdot \left(\frac{100}{Mol_{\%HeIV} \cdot 2 \cdot 4,002602 + 2,01588 \cdot (100 - Mol_{\%HeIV})} \right) \quad [\%] \quad \text{Gleichung 89}$$

Gesamttriebstoffmasse, wobei die Startmasse (m_0) zunächst vorgegeben wird und dann iterativ berechnet wird:

$$m_T = m_0 \cdot \left(1 - e^{\left(\frac{\Delta v}{I_{sp}} \right)} \right) \quad [\text{Mg}] \quad \text{Gleichung 90}$$

Treibstoffmasse HeIV:

$$m_{T-HeIV} = m_T \cdot \frac{Gew_{\%HeIV}}{100} \quad [\text{Mg}] \quad \text{Gleichung 91}$$

Volumen HeIV:

$$V_{HeIV} = m_{T-HeIV} \cdot \frac{1000}{\rho_{HeIV}} \quad [m^3], \text{ mit: } \rho_{HeIV} = 300 \text{ [kg/m}^3] \quad \text{Gleichung 92}$$

Treibstoffmasse LH₂:

$$m_{T-LH_2} = m_T - m_{T-He} \quad [Mg] \quad \text{Gleichung 93}$$

Volumen LH₂:

$$V_{LH_2} = m_{T-LH_2} \cdot \frac{1000}{\rho_{LH_2}} \quad [m^3], \text{ mit: } \rho_{LH_2} = 70,9 \text{ [kg/m}^3] \quad \text{Gleichung 94}$$

• Berechnung Füllgas

Dichte des Füllgases Helium bei Lagertemperatur:

$$\rho_{GHe-L} = \rho_{GHe} \cdot \left(\frac{T_L - 4,22}{298,15 - 4,22} \right) + \rho_{GHe-max} \cdot \left(1 - \frac{T_L - 4,22}{298,15 - 4,22} \right) \quad [kg/m^3], \text{ mit} \quad \text{Gleichung 95}$$

$\rho_{GHe} = 0,1785 \text{ [kg/m}^3]$; Dichte von gasförmigem Helium bei 298,15 K und Normaldruck [Kuchling]

$\rho_{GHe-max} = 125,0 \text{ [kg/m}^3]$; Dichte von gasförmigem Helium bei 4,22 K [White]

Volumen des Heliumgases:

$$V_{GHe} = \frac{1 - \eta_{T-HeIV}}{\left(\frac{V_{He}}{\eta_{T-HeIV}} \right)} \quad [m^3], \text{ mit: } \eta_{T-HeIV} = 0,75 \text{ [-]}, \text{ (Füllungsgrad HeIV-Tank)} \quad \text{Gleichung 96}$$

Masse Heliumgas:

$$m_{GHe} = \frac{V_{GHe} \cdot \rho_{GHe-L}}{1000} \quad [Mg] \quad \text{Gleichung 97}$$

• Berechnung LH₂-Tank

Tankvolumen LH₂:

$$V_{T-LH_2} = \frac{V_{LH_2}}{\eta_{T-LH_2}} \quad [m^3], \text{ mit } \eta_{T-LH_2} = 0,9 \text{ [-]} \text{ (Füllungsgrad LH}_2\text{-Tank)} \quad \text{Gleichung 98}$$

Durchmesser LH₂-Tank:

$$D_{T-LH_2} = \left(\frac{4 \cdot V_{T-LH_2}}{\pi \cdot \left(\frac{l}{d} - \frac{1}{3} \right)} \right)^{\frac{1}{3}} \quad [m], \text{ mit} \quad \text{Gleichung 99}$$

$l/d = 6 \text{ [-]}$; Länge/Durchmesser eines LH₂-Tanks

Länge LH₂-Tank:

$$L_{T-LH_2} = D_{T-LH_2} \cdot \frac{l}{d} \quad [m] \quad \text{Gleichung 100}$$

Wandstärke LH₂-Tank:

$$S_{T-LH_2} = \rho_{T-LH_2} \cdot 10^5 \cdot S_T \cdot \left(\frac{D_{T-LH_2}}{2 \cdot Rp_{02}} \right) \cdot 1000 \quad [\text{mm}], \text{ mit} \quad \text{Gleichung 101}$$

$S_T = 1,33$ [-]; Sicherheitsfaktor

$Rp_{02} = 317.000.000,0$ [N/m²]; Streckgrenze für Aluminium aus [Adirim]

Oberfläche LH₂-Tank:

$$O_{T-LH_2} = \pi \cdot D_{T-LH_2}^2 \cdot \frac{l}{d} + \pi \cdot \frac{D_{T-LH_2}^2}{2} \quad [\text{m}^2] \quad \text{Gleichung 102}$$

Masse LH₂-Tank:

$$m_{T-LH_2} = O_{T-LH_2} \cdot \left(\frac{S_{T-LH_2}}{1000} \right) \cdot \left(\frac{\rho_T}{1000} \right) [\text{kg}], \text{ mit} \quad \text{Gleichung 103}$$

$\rho_T = 2.851,0$ [kg/m³]; Dichte Alu-Tankwandmaterial aus [Adirim]

Masse Isolation LH₂-Tank

$$m_{Iso-T-LH_2} = O_{T-LH_2} \cdot \left(\frac{S_{Iso-T-LH_2}}{1000} \right) \cdot \left(\frac{\rho_{Iso}}{1000} \right) [\text{kg}], \text{ mit} \quad \text{Gleichung 104}$$

$S_{Iso-T-LH_2} = 24,0$ [mm]; Dicke Isomaterial aus [Adirim]

$\rho_{Iso} = 32,542$ [kg/m³]; Dichte Isomaterial aus [Adirim]

Gesamtmasse LH₂-Tank:

$$m_{T-LH_2g} = m_{T-LH_2} + m_{Iso-T-LH_2} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 105}$$

• Berechnung HeIV-Tank

Tankvolumen HeIV (Die Pellettanks sind mit Helium als Füllgas bedrückt):

$$V_{T-HeIV} = V_{HeIV} + V_{GHe} \quad [\text{m}^3] \quad \text{Gleichung 106}$$

Durchmesser HeIV-Tank (Der Durchmesser des HeIV-Tanks orientiert sich an dem Durchmesser des LH₂-Tanks im Zentralrumpf):

$$D_{T-HeIV} = D_{T-LH_2} + \frac{2 \cdot S_{Iso-T-LH_2}}{1000} - \frac{2 \cdot S_{Iso-T-HeIV}}{1000} \quad [\text{m}], \text{ mit} \quad \text{Gleichung 107}$$

$S_{Iso-T-HeIV} = 150$ [mm]; Dicke Isolation HeIV-Tank

Länge HeIV-Tank:

$$L_{T-HeIV} = \frac{V_{T-HeIV} - \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \left(\frac{D_{T-HeIV}^3}{8} \right)}{\pi \cdot \left(\frac{D_{T-HeIV}^2}{4} \right)} + D_{T-HeIV} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 108}$$

Wandstärke HeIV-Tank:

$$S_{T-HeIV} = \rho_{T-HeIV} \cdot 10^5 \cdot S_T \cdot \left(\frac{D_{T-HeIV}}{2 \cdot Rp_{02}} \right) \cdot 1000 \quad [\text{mm}], \text{ mit} \quad \text{Gleichung 109}$$

$S_T = 1,33$ [-]; Sicherheitsfaktor

$Rp_{02} = 317.000.000,0$ [N/m²]; Streckgrenze für Aluminium aus [Adirim]

Oberfläche HeIV-Tank:

$$O_{T-HeIV} = \pi \cdot D_{T-HeIV} \cdot L_{T-HeIV} + \pi \cdot \frac{D_{T-HeIV}^2}{2} \quad [\text{m}^2] \quad \text{Gleichung 110}$$

Masse HeIV-Tank:

$$m_{T-HeIV} = 2 \cdot O_{T-HeIV} \cdot \left(\frac{S_{T-HeIV}}{1000} \right) \cdot \left(\frac{\rho_T}{1000} \right) \quad [\text{kg}], \text{ mit} \quad \text{Gleichung 111}$$

$$\rho_T = 2.851,0 \text{ [kg/m}^3\text{]}; \text{ Dichte Alu-Tankwandmaterial aus [Adirim]}$$

Der HeIV-Tank ist doppelwandig ausgelegt (daher Faktor 2): während der Standzeit am Boden Umspülung der inneren Tankwand mit Kühlflüssigkeit, die kurz vor dem Start abgepumpt wird (wie beim Brennstabkonzept).

Masse Isolation HeIV-Tank:

$$m_{Iso-T-HeIV} = O_{T-HeIV} \cdot \left(\frac{S_{Iso-T-HeIV}}{1000} \right) \cdot \left(\frac{\rho_{Iso-HeIV}}{1000} \right) \quad [\text{kg}], \text{ mit} \quad \text{Gleichung 112}$$

$$S_{Iso-T-HeIV} = 150 \text{ [mm]}; \text{ Dicke Isomaterial}$$

$$\rho_{Iso-HeIV} := \text{Dichte Polystyrol [kg/m}^3\text{]}, \text{ (s. Tabelle 32)}$$

Gesamtmasse HeIV-Tank:

$$m_{T-HeIVg} = m_{T-HeIV} + m_{Iso-T-HeIV} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 113}$$

Gesamtmasse Tanks:

$$m_{Tg} = m_{T-HeIVg} + m_{T-LH2g} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 114}$$

• Geometrie

Länge des Trägers (Summe aus Länge der Tankkonfiguration in serieller Anordnung einschließlich Aufschlagfaktor für die Länge der Tragstruktur):

$$L_T = (L_{T-HeIV} + L_{T-LH2}) \cdot f_{ST} \quad [\text{m}], \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 115}$$

$$f_{ST} = 1,15 \text{ [-]}; \text{ Aufschlagfaktor für Länge Tragstruktur}$$

• Masse Pelletfördersystem

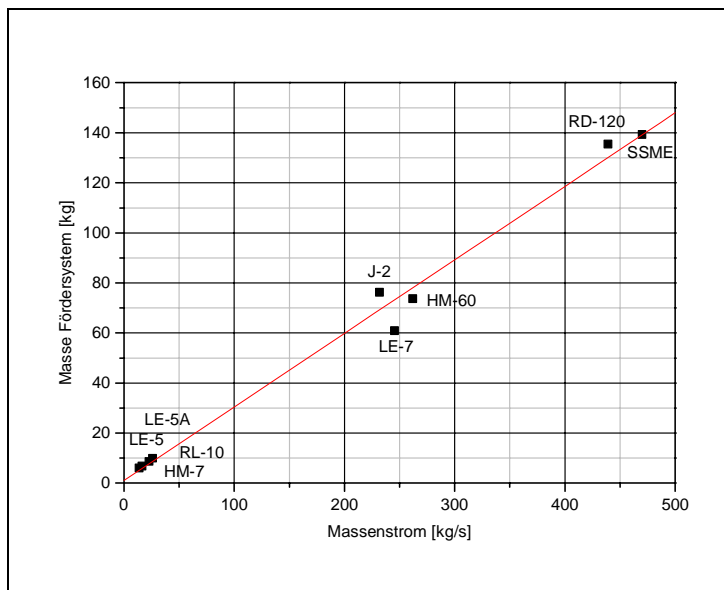
Zielsetzung war die Entwicklung einer Gleichung für die Masse eines Pelletfördersystems als Funktion des Massenstroms. Geeignete Grundlage hierfür ist die Masse konventioneller Fördersysteme für LOX/LH₂-Triebwerke. Für diese sind jedoch in der Literatur keine Massengleichungen als Funktion des Massenstroms, sondern nur als Funktion des Schubes, verfügbar. Daher wurden zunächst die Massen der Fördersysteme (m_{FS}) für bekannte konventionelle LOX/LH₂-Triebwerke (s. Tabelle 55) als Funktion des Schubes und Stufenlänge nach einer Gleichung aus [Wolf] ermittelt:

$$m_{FS} = 6,2646 \cdot 10^{-5} \cdot F_{\max} + 0,2078 \cdot L_{ST} \quad [\text{kg}], \text{ mit} \quad \text{Gleichung 116}$$

$$F_{\max} := \text{Maximaler Schub pro Triebwerk [N]}$$

$$L_{ST} := \text{Länge der Raketenstufe [m]}$$

Triebwerks- bezeichnung	Schub [kN]	Massen- strom [kg/s]	Länge der Stufe [m]	Triebwerks- masse [kg]	Fördersystem- masse (*) [kg]
Quelle:	[Isakowitz]	[AIM TU]	[Isakowitz]	[AIM TU]	[Wolf]
HM 7	62,7	13,9	9,9	155	6,0
HM 60	1.120,0	231,8	29,0	1.685	76,2
LE-5	103,0	22,8	10,3	255	8,6
LE-5A	122,0	26,0	11,0	255	9,9
LE-7	1.080,0	261,9	29,0	1.714	73,7
RD-120	1.962,0	439,0	60,0	3.450	135,4
SSME	2.100,0	469,9	37,2	3.171	139,3
J-2	912,0	245,4	18,0	1.580	60,9
RL-10	66,7	16,6	12,2	133	6,7

Tabelle 55: Daten konventioneller LOX/LH₂-Triebwerke; (*): errechnetAbbildung 110: Zusammenhang zw. Masse Fördersystem und Massenstrom konventioneller LOX/LH₂-Triebwerke

Anschließend ist für diese LOX/LH₂-Triebwerke der Zusammenhang zwischen Massenstrom, der bekannt ist, und der errechneten Fördersystemmasse hergeleitet worden (s. Abbildung 110).

Die mathematisch abgeleitete Gleichung für die LOX/LH₂-Fördersystemmasse pro Triebwerk als Funktion des Massenstroms lautet:

$$m_{FS} = 0,97267 + 0,29407 \cdot \dot{m} \text{ [kg]}, \text{ mit} \quad \text{Gleichung 117}$$

$$\dot{m} := \text{Treibstoffmassenstrom pro Triebwerk [kg/s]}$$

Aus Gleichung 117 ist Gleichung 118 für die Gesamtmasse der HeIV-Fördersysteme ($m_{FS-HeIV}$) abgeleitet worden, wobei der Besonderheit der Pelletförderung durch die Einführung entsprechender Parameter Rechnung getragen wurde:

$$m_{FS-HeIV} = \left(0,97267 + 0,29407 \cdot \frac{\dot{m}_{HeIV}}{n_{FS-HeIV}} \right) \cdot f_{FS} \cdot f_{PD} \cdot f_{nP} \cdot n_{FS-HeIV} \text{ [kg]}, \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 118}$$

$$\dot{m}_{HeIV} := \text{Gesamtmassenstrom HeIV [kg/s]}$$

$$n_{FS-HeIV} := \text{Anzahl HeIV-Pelletfördersysteme gesamt [-], mit}$$

$$n_{FS-HeIV} = \frac{\dot{m}_{HeIV}}{m_{PHeIV} \cdot n_{PHeIVFS}} \text{ [-], mit}$$

m_{HeIV} := Masse pro Pellet (Kugelform) [kg]

n_{HeIVFS} := Pelletförderrate pro Fördersystem [1/s]

f_{FS} := Allgemeiner Multiplikationsfaktor [-]:

f_{FS} : wird variiert zwischen 1/2, 1 und 2

f_{PD} := Faktor, der den Pelletdurchmesser (PD) berücksichtigt [-]

$f_{\text{PD}}= 2$, für PD = 30 mm

$f_{\text{PD}}= 5$, für PD = 50 mm

$f_{\text{PD}}= 7$, für PD = 100 mm

f_{nP} := Faktor, der die Pelletförderrate pro Pelletfördersystem berücksichtigt [-]

$f_{\text{nP}}= 3$, für 25 Pellets/Sekunde

$f_{\text{nP}}= 8$, für 100 Pellets/Sekunde

$f_{\text{nP}}= 11$, für 200 Pellets/Sekunde

n_{TW} := Anzahl der Triebwerke [-]

Das hier vorgestellte Massenmodell für ein HeIV-Pelletfördersystem stellt nur eine sehr grobe Schätzung dar. Es lässt sich anhand von Referenzdaten nicht verifizieren, da diese nicht vorliegen. Der Zusammenhang zwischen dem Faktor f_{PD} und PD sowie f_{nP} und der Pelletförderrate sind willkürlich gewählt. Dennoch sollte es nachvollziehbar sein, dass die Masse des Fördersystems mit dem Durchmesser der Pellets bzw. der Pelletförderrate aufgrund der anwachsenden Komplexität zunimmt. Die in Gleichung 118 vorgeschlagenen Faktoren tragen diesem Umstand Rechnung. Mit dem „allgemeinen Multiplikationsfaktor“ kann die Masse des Pelletfördersystems unabhängig von sonstigen Parametern, reduziert oder erhöht werden. Dieser Faktor stellt im besonderem Masse auf die Unsicherheit des Massenmodells ab. Wie sich die Faktoren auf die Strukturmassen eines HeIV-Antriebssystems auswirken, geht aus der Parametervariation im Kapitel 5.1.5.4 hervor.

- Weitere **Berechnungsgrößen**

Triebwerksmasse:

$$m_{\text{TW}} = \frac{F^{0,8694} \cdot \frac{4,507}{1000} - m_{\text{FS}}}{n_{\text{TWK}}} \quad [\text{Mg}], \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 119}$$

F := Schub [kN]

n_{TWK} := Anzahl der Triebwerke [-]

m_{FS} := Masse LH₂-Fördersystem (s. Gleichung 117); wird abgezogen, da sonst doppelt berücksichtigt

Gesamte Triebwerksmasse:

$$m_{\text{TWg}} = m_{\text{TW}} \cdot n_{\text{TWK}} \quad [\text{Mg}] \quad \text{Gleichung 120}$$

Masse Antrieb und Tanks:

$$m_{\text{AT}} = m_{\text{TWg}} + m_{\text{FS-HeIV}} + m_{\text{Tg}} + m_{\text{GHe}} \quad [\text{Mg}] \quad \text{Gleichung 121}$$

Startschub:

$$F = m_0 \cdot a_0 \cdot 9,81 \quad [\text{kN}], \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 122}$$

m_0 := Startmasse [Mg]

$a_0 = 1,3$; Faktor für die Startbeschleunigung [-]

Gesamtmassenstrom:

$$m_{PKT} = \frac{F \cdot 1000}{I_{sp}} \quad [\text{kg/s}], \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 123}$$

I_{sp} := spez. Impuls [m/s]

HeIV-Massenstrom:

$$m_{PKT-HeIV} = \frac{m_{PKT} \cdot G_{\%HeIV}}{100} \quad [\text{kg/s}], \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 124}$$

Brenndauer:

$$t_b = \frac{m_{T-HeIV} \cdot 1000}{m_{PKT-HeIV}} \quad [\text{s}] \quad \text{Gleichung 125}$$

Treibstoffvolumen pro HeIV-Pellet:

$$V_p = \left(\frac{D_p}{1000} \right)^3 \cdot \frac{P_i}{6} \quad [\text{m}^3] \quad \text{Gleichung 126}$$

Masse pro HeIV-Pellet:

$$m_p = V_p \cdot \rho_{HeIV} \cdot 1000 \quad [\text{g}] \quad \text{Gleichung 127}$$

Startmasse:

$$m_0 = m_N + \frac{m_{ST}}{m_{TS}} \cdot m_{TS} + m_{TS} \quad [\text{g}], \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 128}$$

m_N := Masse Nutzlast [Mg] als Vorgabewert

m_{TS} := Masse Gesamtreibstoff [Mg]

m_{ST}/m_{TS} := Verhältnis von Struktur- zu Treibstoffmasse [-] als Vorgabewert

9.5 Rechenprogramme zur Luftbeimischung

9.5.1 Strahlmischungsprogramm

(s. Kapitel 5.3.4.3)

Die nachfolgenden Gleichungen dokumentieren die wesentlichen Teile des Rechenprogramms:

- Berechnung der Sekundärstrahleigenschaften
- Berechnung der Nachverbrennung
- Berechnung der Mischkammereigenschaften, und
- Berechnung der Austrittsbedingungen

Die Berechnung des Kerntriebwerks erfolgt auf ähnliche Weise, wie in Kapitel 9.6.2 beschrieben, und wird daher nur dort dokumentiert. Die Bezeichnungen orientieren sich z.T. an der Darstellung in Abbildung 96.

• Sekundärstrahleigenschaften

$$A_2 = A_{2P} \cdot \left(1 + \frac{A_{2S}}{A_{2P}}\right) \text{ [m}^2\text{] gesamte Querschnittfläche an der Stelle 2,} \quad \text{Gleichung 129}$$

wobei das Flächenverhältnis A_{2S}/A_{2P} vorgegeben wird

$$A_{2S} = A_{2P} \cdot \frac{A_{2S}}{A_{2P}} \text{ [m}^2\text{] Querschnittfläche des Sekundärstrahls an der Stelle 2} \quad \text{Gleichung 130}$$

$$\rho_{2S} = \rho_0 \cdot \left(\frac{p_{2S}}{p_0}\right)^{\frac{1}{\kappa_0}} \text{ [kg/m}^3\text{] Strahldichte des Sekundärstrahls an der Stelle 2,} \quad \text{Gleichung 131}$$

wobei p_{2S} vorgegeben wird

$$T_{2S} = \frac{p_{2S}}{\rho_0 \cdot R_{Luft}} \cdot \left(\frac{p_0}{p_{2S}}\right)^{\frac{1}{\kappa_0}} \text{ [K] Temperatur des Sekundärstrahls an der Stelle 2} \quad \text{Gleichung 132}$$

$$v_{2S} = \sqrt{v_0^2 + 2 \cdot c_{p0} \cdot T_0 \cdot \left(1 - \frac{p_{2S}}{p_0}\right)^{\frac{\kappa_2 - 1}{\kappa_2}}} \text{ [m/s] Geschw. des Sekundärstrahls} \quad \text{Gleichung 133}$$

$$\dot{m}_{2S} = \rho_{2S0} \cdot A_{2S} \cdot v_{2S} \text{ [kg/s] Massenstrom Sekundärstrahl} \quad \text{Gleichung 134}$$

$$\dot{m}_3 = \dot{m}_{2S} + \dot{m}_{2P} \text{ [kg/s] Massenstrom an der Stelle 3} \quad \text{Gleichung 135}$$

• Nachverbrennung

$$\dot{m}_{H_2\ddot{U}} = \frac{7,937}{7,937 \cdot \left(1 + \frac{1}{O/F}\right) - 1} \cdot \dot{m}_{2P} \text{ [kg/s] Wasserstoffüberschuss} \quad \text{Gleichung 136}$$

mit 7,937 := Stöchiometrisches Verhältnis

$$\dot{m}_{Luft \min} = \frac{7,937}{0,232} \cdot \dot{m}_{H_2\ddot{U}} \text{ [kg/s] Minimal notwendiger Luftstrom,} \quad \text{Gleichung 137}$$

mit 0,232 := Sauerstoffanteil der Luft

$$E_{NV} = 119,9 \cdot 10^6 \cdot \dot{m}_{H_2U} \text{ [J/s] Reaktionsenergie bei Sauerstoffüberschuss,} \quad \text{Gleichung 138}$$

mit $119,9 \cdot 10^6 \text{ [J/kg]}$ Brennwert von Wasserstoff bei $0 \text{ }^\circ\text{C}$

$$E_{NV} = 119,9 \cdot 10^6 \cdot \frac{0,232}{7,937} \cdot \dot{m}_{2S} \text{ [J/s] Reaktionsenergie bei Sauerstoffmangel} \quad \text{Gleichung 139}$$

• Mischkammereigenschaften

Die Strahlmischung wird als Gleichflächenmischung nach [Warendorf] berechnet. Die c_p -Werte sind für die beteiligten Stoffe als Funktion der Temperatur mathematisch formuliert.

$$T_3 = \frac{1}{c_{p3}} \cdot \left(\frac{\sum E}{\dot{m}_3} - \frac{v_3^2}{2} \right) \text{ [K] Temperatur an der Stelle 3, mit:} \quad \text{Gleichung 140}$$

$$\sum E = \dot{m}_{2P} \cdot \frac{v_{2P}^2}{2} + c_{p2P} \cdot T_{2P} + \dot{m}_{2S} \cdot \frac{v_{2S}^2}{2} + c_{p2S} \cdot T_{2S} + E_{NV} \text{ [J/s] Energiebilanz} \quad \text{Gleichung 141}$$

$$v_3 = v_{3-1} - \sqrt{v_{3-1}^2 - v_{3-4}^2} \text{ [m/s] Geschw. an der Stelle 3}^{155}, \text{ wobei:} \quad \text{Gleichung 142}$$

$$v_{3-1} = \frac{\sum J}{2 \cdot \left(1 - \frac{R_3}{2 \cdot c_{p3}} \right)} \text{ [m/s] (Zwischenwert), und}$$

$$\sum J = \frac{\dot{m}_{2P} \cdot v_{2P} + \dot{m}_{2S} \cdot v_{2S} + p_{2S} \cdot A_3}{\dot{m}_3} \text{ [m/s]}$$

$$v_{3-4} = \frac{\sum E}{\dot{m}_3 \cdot c_{p3}} \cdot \frac{R_3}{\left(1 - \frac{R_3}{2 \cdot c_{p3}} \right)} \text{ [m}^2\text{/s}^2\text{] (Zwischenwert)}$$

$$A_3 = \sqrt{\kappa_3 \cdot R_3 \cdot T} \text{ [m}^2\text{] Querschnittfläche an der Stelle 3} \quad \text{Gleichung 143}$$

$$p_3 = \frac{R_3 \cdot T_3 \cdot \dot{m}_3}{A_3 \cdot v_3} \text{ [N/m}^2\text{] Druck an der Stelle 3} \quad \text{Gleichung 144}$$

$$\rho_3 = \frac{p_3}{R_3 \cdot T_3} \text{ [kg/m}^3\text{] Strahldichte an der Stelle 3} \quad \text{Gleichung 145}$$

• Austrittsbedingungen

Der Düsenenddruck ist für die Berechnungen vorgegeben. Die einzelnen Parameter errechnen sich folgendermaßen:

$$v_4 = \sqrt{v_3^2 + 2 \cdot c_{p3} \cdot T_3 \cdot \left(1 - \frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{\kappa_3 - 1}{\kappa_3}}} \text{ [m/s] Ausströmgeschwindigkeit} \quad \text{Gleichung 146}$$

$$c^* = \frac{v_4}{c_F} \text{ [m/s] Charakteristische Geschwindigkeit, mit:} \quad \text{Gleichung 147}$$

Schubkoeffizient¹⁵⁶:

¹⁵⁵ für den Fall, dass keine thermische Verblockung vorliegt

¹⁵⁶ [Gordon C. Oats, S.69]

$$c_F = \gamma \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \kappa_3}{\kappa_3 - 1}} \cdot \left(1 - \frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{\kappa_3 - 1}{\kappa_3}} + \frac{\kappa_3 - 1}{2 \cdot \kappa_3} \cdot \left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{\frac{1}{\kappa_3}} \cdot \frac{\left(\frac{p_4 - p_0}{p_3 - p_3}\right)}{1 - \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{\kappa_3 - 1}{\kappa_3}}} \quad [-], \text{ mit:}$$

$$\gamma = \sqrt{\kappa_3} \cdot \left(\frac{2}{\kappa_3 + 1}\right)^{\frac{\kappa_3 + 1}{2 \cdot (\kappa_3 - 1)}} \quad [-] \text{ Vanderkerkhofsche Faktor}$$

$$A_T = c^* \cdot \frac{\dot{m}_3}{p_3} \quad [\text{m}^2] \text{ Düsenhalsfläche} \quad \text{Gleichung 148}$$

$$A_4 = \frac{A_T \cdot \gamma^2}{\left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{1}{\kappa_3}} \cdot c_F} \quad \text{Querschnittfläche an der Stelle 4} \quad [\text{m}^2], \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 149}$$

$$T_4 = T_3 \cdot \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{\kappa_3 - 1}{\kappa_3}} \quad [\text{K}] \text{ Temperatur an der Stelle 4} \quad \text{Gleichung 150}$$

$$\dot{m}_4 = \dot{m}_3 \quad [\text{kg/s}] \text{ Massenstrom} \quad \text{Gleichung 151}$$

$$\rho_4 = \frac{\dot{m}_4}{v_4 \cdot A_4} \quad [\text{kg/m}^3] \text{ Strahldichte an der Stelle 4} \quad \text{Gleichung 152}$$

$$F_4 = \rho_4 \cdot A_4 \cdot v_4^2 - \dot{m} \cdot v_0 + (p_4 - p_0) \cdot A_4 \quad [\text{N}] \text{ Schub an der Stelle 4, mit:} \quad \text{Gleichung 153}$$

\dot{m} := Massenstrom am Einlauf [kg/s]

v_0 := Fluggeschwindigkeit [m/s]

9.5.2 Massenmodell für Triebwerksummantelung

(s. Kapitel 5.3.4.3)

Die Masse des ummantelten Triebwerkes (m_{GesTW}) setzt sich aus den Einzelmassen des HeIV-Kerntriebwerkes (m_{KernTW}), der Ummantelung incl. Einlauf und Düse (m_M) sowie Mantelbefestigung (m_{MB}) zusammen:

$$m_{\text{GesTW}} = m_{\text{KernTW}} + m_M + m_{\text{MB}} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 154}$$

Wobei:

$$m_{\text{KernTW}} = 4,8293 \cdot F^{0,824} \cdot f \quad [\text{kg}], \text{ mit} \quad \text{Gleichung 155}$$

F:= Schub des Kerntriebwerkes [kN]

f:= Massenaufschlagfaktor für SHET-Triebwerk:= 1,1

$$m_M = (A_1 + A_2 + A_3 + A_D) \cdot D_M \cdot \rho_M \quad [\text{kg}], \text{ mit} \quad \text{Gleichung 156}$$

A_1 := Mantelfläche Einlaufkonus [m²]

A_2 := Mantelfläche Einlaufzylinder [m²]

A_3 := Mantelfläche Mischkammer [m²]

A_D := Mantelfläche Düse [m²]

D_M := Dicke Mantel [m], berechnet nach Kesselformel, mit: Zugfestigkeit σ_M := 450*1E6 [N/m²]

$\rho_M :=$ Dichte Mantelmaterial := 2854,229 [kg/m³]

Für die Gleichung der Masse der Mantelbefestigung ist als Näherung eine Gleichung aus [Wolf] für eine Schubstruktur als Funktion des Schubes herangezogen worden:

$$m_{MB} = 2,04 \cdot 10^{-5} \cdot F^{1,15} \quad [\text{kg}], \text{ mit}$$

Gleichung 157

F:= Schub des Kerntriebwerkes [N]

9.6 Modelle zur Leistungsrechnung - LOX/LH₂-Referenzträger

(s. Kapitel 6.2.2)

9.6.1 Berechnungsprogramm

Die in den nachfolgenden Kapiteln beschriebenen Einzelmodelle sind in einem numerischen Rechenprogramm unter Delphi ¹⁵⁷ umgesetzt worden. Zur besseren Bedienbarkeit sind für die Parametereingabe graphische Masken entwickelt worden (s. Abbildung 111 u. Abbildung 112).

Abbildung 111:
Eingabemaske für das
Rechenprogramm

Neben der Treibstoffkombination können Triebwerksparameter für die Haupt- u. Nebentriebwerke, Aufstiegsbahn u. Geometriedaten sowie die Nutzlastmasse vorgegeben werden

Abbildung 112:
Struktur der Ausgabemasken
des Rechenprogramms:

In der Menüleiste kann die gewünschte Ausgabedatenkategorie gewählt werden; sichtbar ist hier das Fenster der Massendaten für den Referenzträger

¹⁵⁷ Delphi 5.0 von Borland

9.6.2 Antriebsmodell

Gegenstand des Antriebsmodells ist die Berechnung der nachfolgend charakterisierten Größen. Fest vorgegebene Parameter sind (die Eingabewerte sind in Tabelle 42 zusammengefasst):

- Nutzlastmasse (m_{PL}),
- Bodenschub pro TWK (F_{0TWK}),
- Brennkammerdruck (p_c),
- Entspannungsverhältnis (p_c / p_e), für zwei Zustände (Dual-Mode)
- O/F bzw. % SHET ($n_{\% \text{Komponente}}$),
- mittlere Treibstoffdichte (ρ_p) und
- Startbeschleunigung (a_0),
- Expansions- bzw. Flächenverhältnis (A_e / A_t), für zwei Zustände.

Aus diesen Parametern werden mittels thermodynamischer Berechnungen unter der Bedingung eingefrorenen Gleichgewichts die übrigen Eingabegrößen ermittelt [NASA-Prg.]:

- Charakteristische Geschwindigkeit (c^*),
- Ausströmgeschwindigkeit unter angepassten Bedingungen (I_{spME}).

- **Treibstoffmassen- u. Volumenabschätzung**

Die Treibstoffmasse (m_{PA}) wird aus folgender Formel abgeschätzt:

$$m_{PA} = m_{Start} \cdot \left(1 - e^{-\frac{\Delta v}{I_{spME}}} \right) \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 158}$$

Die Startmasse (m_{Start}) wird in der ersten Iteration mit dem Siebzigfachen der Nutzlastmasse angenommen und im Rahmen der Massenberechnung während des iterativen Programmablaufs konkret ermittelt. Ferner ist auch für das erforderliche Δv ein Anfangswert vorzugeben. Der genaue Antriebsbedarf wird im Aufstiegsbahnprogramm berechnet. Mit Hilfe der Treibstoffmasse wird das Treibstoffvolumen (V_{PA}) ermittelt und die Brennschlussmasse (m_{MECO}) abgeschätzt (Übergabeparameter zum Geometrie- bzw. Massenmodell):

$$V_{PA} = \frac{m_{PA}}{\rho_p} \quad [\text{m}^3] \quad \text{Gleichung 159}$$

$$m_{MECO} = m_{Start} - m_{PA} \quad \text{Gleichung 160}$$

Liegen mehrere Treibstoffkomponenten vor (z.B. im Falle der Verwendung von LOX und LH₂), werden die Treibstoffmassenverhältnisse über das Mischungsverhältnis spezifiziert:

$$m_{p\text{Komponente}} = m_{PA} \cdot n_{\% \text{Komponente}} \quad [\text{kg}], \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 161}$$

$n_{\% \text{Komponente}} :=$ Gewichtsanteil der jeweiligen Komponente [-]

- **Schubberechnung**

Der erforderliche Startschub (F_{0Ges}) berechnet sich aus der gewünschten Anfangsbeschleunigung (a_0) und der im Rahmen der Treibstoffmassenabschätzung ermittelten Startmasse:

$$F_{0Ges} = m_{Start} \cdot a_0 \quad [\text{N}] \quad \text{Gleichung 162}$$

Über den Startschub pro Triebwerk (F_{0TWK}) wird die Anzahl der Triebwerke (n_{TWK}) ermittelt:

$$n_{TWK} = \frac{F_{0Ges}}{F_{0TWK}} \quad [-] \quad \text{Gleichung 163}$$



Abbildung 113:
Struktur des Antriebsmodells

Um die Düsengeometrie auslegen zu können, ist die Ermittlung der effektiven Ausströmgeschwindigkeit (c_{eff}) erforderlich:

$$c_{eff} = I_{spME} + c^* \cdot \left(\frac{A_e}{A_t} \right) \cdot \frac{(p_e - p_a)}{p_c} \quad \left[\frac{m}{s} \right] \quad \text{Gleichung 164}$$

Der Düsenenddruck (p_e) ergibt sich aus dem Brennkammerdruck (p_c) und dem vorgegebenen Entspannungsverhältnis (p_c/p_e):

$$p_e = \frac{p_c}{\left(\frac{p_c}{p_e} \right)} \quad [\text{bar}] \quad \text{Gleichung 165}$$

• Berechnung des Massenstroms

Der Gesamtmassenstrom und der Massenstrom pro Triebwerk können über die im vorhergehenden Abschnitt berechneten Größen ermittelt werden:

$$\dot{m}_{Ges} = \frac{F_{0Ges}}{c_{eff}} \quad \left[\frac{kg}{s} \right] \quad \text{Gleichung 166}$$

$$\dot{m}_{TWK} = \frac{\dot{m}_{Ges}}{n_{TWK}} \quad \left[\frac{kg}{s} \right] \quad \text{Gleichung 167}$$

• Berechnung der Triebwerksgeometrie

Die Düsenhalsfläche (A_t) ist eine Funktion der charakteristischen Ausströmgeschwindigkeit, des Massenstroms pro Triebwerk und des Brennkammerdrucks:

$$A_t = \frac{c^* \cdot \dot{m}_{TWK}}{p_c} \quad [\text{m}^2] \quad \text{Gleichung 168}$$

Über das Flächenverhältnis wird die Düsenendfläche (A_e) und damit der Durchmesser am Düsenende (D_e) ermittelt:

$$A_e = \left(\frac{A_e}{A_t} \right) \cdot A_t \quad [\text{m}^2] \quad \text{Gleichung 169}$$

$$D_e = \sqrt{\frac{4 \cdot A_e}{\pi}} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 170}$$

Düsen- und Triebwerkslänge (L_D bzw. L_{TWK}):

$$L_D = 2 \cdot D_e \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 171}$$

$$L_{TWK} = L_D \cdot k_{TWK} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 172}$$

Die in Gleichung 158 abgeschätzte Treibstoffmasse ist die entscheidende Auslegungsgröße für das nachfolgende Geometriemodell.

9.6.3 Geometriemodell

Gegenstand des Geometriemodells ist die Berechnung der Abmaße des Gesamtträgers und Systemkomponenten. Es untergliedert sich in ein Nutzlast-, Tragwerks-, Rumpf- sowie Seitenleitwerksmodell. Die für die einzelnen Berechnungen maßgeblichen Zusammenhänge werden in den nachfolgenden Abschnitten erläutert. Abbildung 114 verdeutlicht den Aufbau des Geometriemodells.

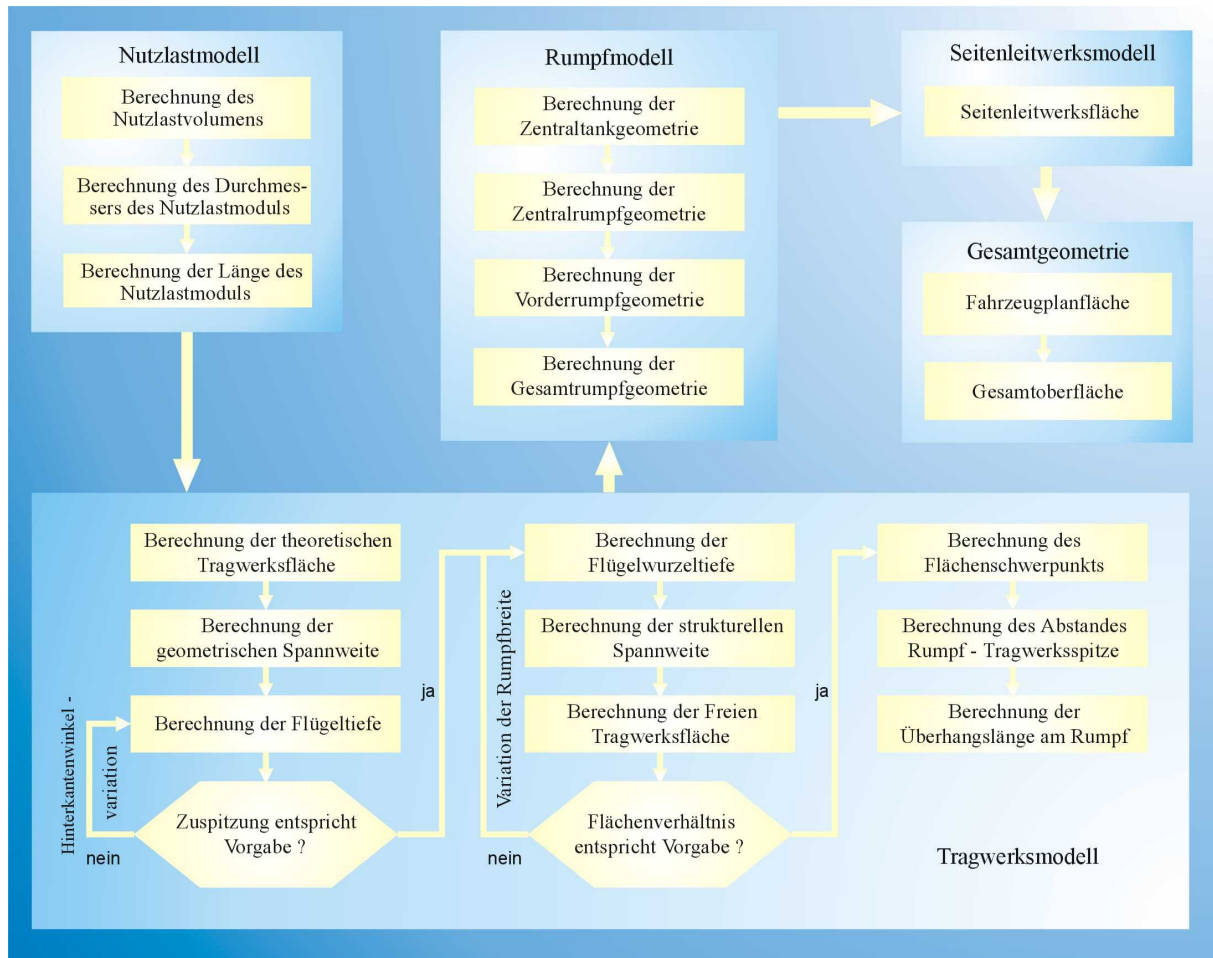


Abbildung 114: Aufbau des Geometriemodells

Das Geometriemodell wird direkt nach dem Antriebsmodell aufgerufen. Von diesem wird ein Schätzwert für die Treibstoffmasse (m_{pA}) übergeben. Die vorgegebene Nutzlastmasse ist der wesentliche Systemparameter für die Auslegung des Nutzlastmoduls und von maßgeblichem Einfluss für die Gesamtberechnung des Trägers. Die Rumpfberechnung erfordert Eingabe der volumenbeeinflussenden Parameter, wie die Treibstoffmasse und Triebwerksgrößen. Die im Tragwerksmodell abgeleitete Rumpfbreite (B_R) dient der Auslegung der Rumpfgeometrie. Die Berechnung des Seitenleitwerks erfolgt primär als eine Funktion der freien Tragwerksfläche (A_f).

Die wesentlichen für das Rumpf- und Tragwerkmodell verwendeten geometrischen Abmaße gehen aus Abbildung 115 hervor.

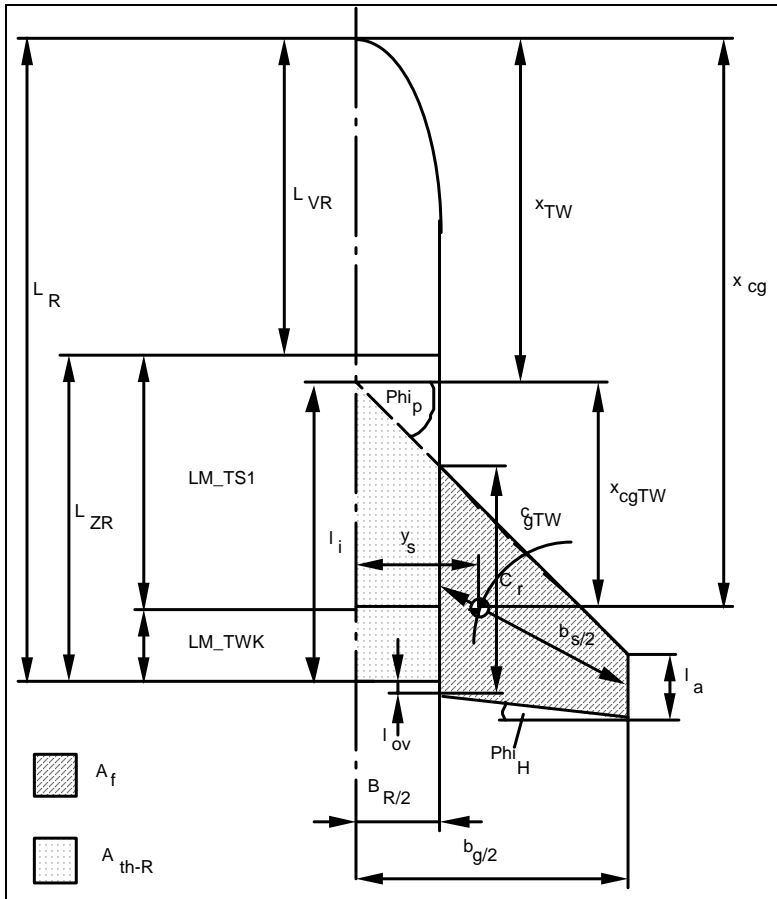


Abbildung 115: Bezeichnungen der geometrischen Abmaße von Rumpf und Tragwerk;

- A_{th-R} : Theor. Tragwerksfläche
- A_f : Freie Tragwerksfläche
- l_a : Äussere Flügellänge
- l_i : Innere Flügellänge
- B_R : Rumpfbreite
- L_R : Rumpflänge
- b_g : Geometr. Spannweite
- L_{ZR} : Länge Zentralrumpf
- L_{VR} : Länge Vorderrumpf
- C_{gTW} : Schwerpunktlage des Tragwerks
- X_{cgTW} : Lage zum Tragwerkschwerpunkt
- X_{TW} : Lage Tragwerkspitze
- l_{ov} : Tragwerküberhang
- ϕ_p : Pfeilwinkel
- ϕ_H : Hinterkantenwinkel
- ϵ_{cg} : Relative Lage Tragwerkschwerpunkt
- X_{cg} : Länge zum Tragwerkschwerpunkt
- L_{M_TWK} : Länge Triebwerk-Modul
- L_{M_TS} : Länge Treibstoff-Modul

9.6.3.1 Nutzlastmodell

Das Nutzlastmodul ist ein Kreiszyylinder, der im vorderen Bereich in einen Rotationsparaboloid übergeht und in den Trägerrumpf integriert ist. Auslegungsgrößen sind eine konstante Nutzlastdichte ($\rho_{PL}=50 \text{ kg/m}^3$) und ein vernünftiges Längen- zu Durchmesser Verhältnis, welches sich an den geometrischen Erfordernissen typischer Nutzlasten orientieren sollte. Das Verhältnis wird durch den Exponentialfaktor k_{PL} ausgedrückt. Erfahrungsgemäss nehmen die Nutzlastraumlängen mit den Durchmessern bzw. den Massen zu. Basierend auf den Längen- zu Durchmesser Verhältnissen tatsächlich realisierter bzw. projektierte Träger wurde eine Trendlinie ermittelt, für die k_{PL} den Wert 1,75 annimmt (vergl. Abbildung 116).

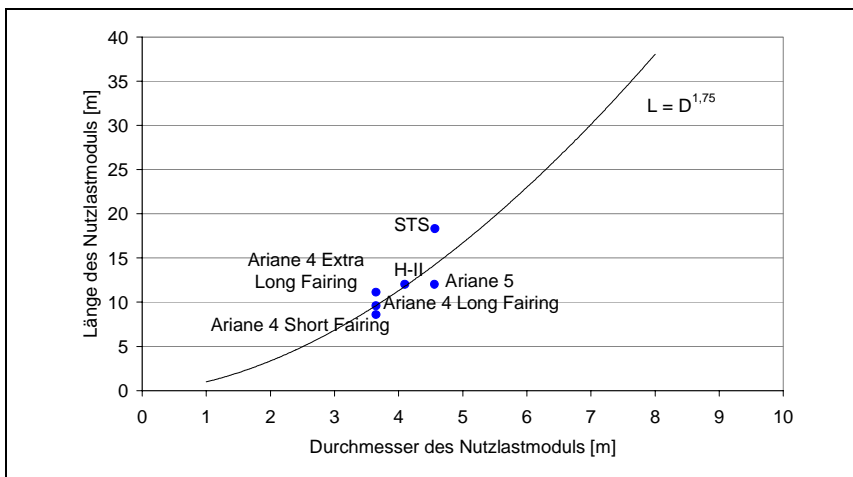


Abbildung 116: Nutzlastmodulabmaße

Das Nutzlastvolumen berechnet sich wie folgt:

$$V_{PL} = \frac{m_{PL}}{\rho_{PL}} \quad [\text{m}^3] \quad \text{Gleichung 173}$$

Aus diesem kann durch Anwendung des Newton-Verfahrens (Gleichung 175) unter Verwendung von Gleichung 174 der Durchmesser sowie die Länge des Nutzlastmoduls ermittelt werden.

$$V_{PL} = \frac{\pi}{4} \cdot D_{PL}^{2+k_{fPL}} + \frac{3 \cdot \pi}{32} \cdot D_{PL}^3 \quad [\text{m}^3] \quad \text{Gleichung 174}$$

$$D_{PL_{n+1}} = D_{PL} - \frac{\frac{\pi}{4} \cdot D_{PL}^{2+k_{fPL}} + \frac{3 \cdot \pi}{32} \cdot D_{PL}^3 - V_{PL}}{(2+k_{fPL}) \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D_{PL}^{1+k_{fPL}} + \frac{9 \cdot \pi}{32} \cdot D_{PL}^2} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 175}$$

$$L_{PL} = D_{PL}^{k_{fPL}} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 176}$$

9.6.3.2 Tragwerksmodell

Das hier verwendete Modell zur Berechnung der Tragwerksgeometrie greift auf die Arbeiten von Wilhite [Wilhite], Fellenz [Fellenz], Haberland [Haberland] und Wolf [Wolf] zurück. Variable Parameter bei der Berechnung sind der Hinterkantenwinkel (φ_H) und die Rumpfbreite (B_R). Erster wird – ausgehend vom Vorauslegungswert ($\varphi_H=10^\circ$) – bei einer Abweichung größer als ein Promille des Zielwertes für die Zuspitzung ($\lambda=0,15$) entsprechend vergrößert oder verkleinert. Die Variation der Rumpfbreite dient der Anpassung des Flächenverhältnisses (A_f/A_{th}). Dieses sollte nach [Wolf] 0,5 betragen. Es wird wiederum eine Abweichung von einem Promille toleriert.

Es sei darauf hingewiesen, dass das verwendete Modell keine Tragwerksoptimierung erlaubt. Die gewählten Parameterwerte stellen vielmehr Ergebnisse vor allem von Wilhite [Wilhite] durchgeführten Optimierungsrechnungen speziell für SSTO dar.

- **Theoretischen Tragwerksfläche (A_{th}):**

$$A_{th} = \frac{m_{Lande}}{m_{sp}} \quad [\text{m}^2] \quad \text{Gleichung 177}$$

A_{th} repräsentiert die gesamte Tragwerkfläche, einschließlich der außerhalb des Rumpfes (A_f), und der vom Rumpf bedeckten Tragwerkfläche (A_{th-R} , in Abbildung 115).

Da es sich bei dem Träger um ein VTO-HL-Konzept handelt, ist die Landemasse der für das Tragwerk auslegungsrelevante Parameter (m_{Lande}). Die zulässige Tragwerksflächenbelastung wird mit einem Wert von $m_{sp}=210$ [kg/m²] angenommen¹⁵⁸.

- **Geometrische Spannweite:**

$$b_g = \sqrt{\Lambda \cdot A_{th}} \quad [\text{m}], \text{ mit} \quad \text{Gleichung 178}$$

Λ : = Streckung =2,48, [Wolf]

- **Äußere bzw. innere Flügeltiefe (mit Pfeilungswinkel $\varphi_P = 50^\circ$):**

$$l_a = \frac{A_{th}}{b_g} + \frac{b_g}{4} \cdot (\tan \varphi_H - \tan \varphi_P) \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 179}$$

¹⁵⁸ In Anlehnung an [Wolf] ist der Wert auf die Landemasse bezogen worden. Im Falle eines Missionsabbruchs müssen die Treibstoffe abgelassen werden, da das System andernfalls zu schwer wäre

$$l_i = \frac{A_{th}}{b_g} + \frac{b_g}{4} \cdot (\tan \varphi_p - \tan \varphi_H) \quad [\text{m}]$$

Gleichung 180

- **Zuspitzung:**

$$\lambda = \frac{l_a}{l_i} \quad [-]$$

Gleichung 181

Ziel ist es, den Vorgabewert ($\lambda=0,15$) zu erreichen. Hierzu werden, wie bereits erläutert, die vorhergehenden Berechnungsschritte unter Variation des Hinterkantenwinkels (φ_H) bis zur Übereinstimmung mit der Vorgabe wiederholt.

- **Flügelwurzeltiefe (c_r):**

$$c_r = l_i + \frac{B_R}{2} \cdot (\tan \varphi_H - \tan \varphi_p) \quad [\text{m}]$$

Gleichung 182

- **Strukturelle Spannweite (b_s) und freie Tragwerksfläche (A_f):**

$$b_s = 2 \cdot \sqrt{\frac{1}{4} \cdot (b_g - B_R)^2 + \left(\frac{b_g}{2} \cdot \tan \varphi_p - \frac{1}{2} \cdot \left(l_i + \frac{B_R}{2} \cdot (\tan \varphi_H - \tan \varphi_p) + l_a \right) \right)^2} \quad [\text{m}]$$

Gleichung 183

$$A_f = \frac{1}{2} \cdot ((c_r + l_a) \cdot (b_g - B_R)) \quad [\text{m}^2]$$

Gleichung 184

- **Flächenverhältnis**

Hierfür ist ein Wert von 0,5 vorgegeben. Wird dieser unter- bzw. überschritten, so folgt unter Erhöhung bzw. Reduktion der Rumpfbreite eine erneute Berechnung der Flügelwurzeltiefe sowie der davon abhängigen Parameter.

$$\varepsilon = \frac{A_f}{A_{th}} \quad [-]$$

Gleichung 185

- **Lagen des Flächenschwerpunktes (X_{cgTW}), der Tragwerksspitze (X_{TW}), Überhangslänge (l_0)**

Sind die Vorgaben erfüllt, werden die Lagen jeweils von der Rumpfspitze aus ermittelt. Ausserdem kann die Überhangslänge (l_{0V}) berechnet werden. Die

$$X_{cgTW} = \frac{b_g}{6} \cdot \frac{(l_i + 2 \cdot l_a)}{(l_i + l_a)} \cdot \left(\tan \varphi_p + \frac{1}{2} \cdot (\tan \varphi_H - \tan \varphi_p) \right) + \frac{1}{2} \cdot l_i \quad [\text{m}]$$

Gleichung 186

$$X_{TW} = (L_{VR} + L_{ZR}) \cdot \varepsilon_{cg} - X_{cgTW} \quad [\text{m}]$$

Gleichung 187

$$l_0 = \frac{B_R}{2} \cdot \tan \varphi_H + l_i - X_{cgTW} - (L_{VR} + L_{ZR}) \cdot (1 - \varepsilon_{cg}) \quad [\text{m}], \text{ mit:}$$

Gleichung 188

Fahrzeugschwerpunktlage (ε_{cg}) wird mit 0,73 angenommen [Wolf].

- **Fläche der Rumpflappe:**

$$A_{BF} = l_0 \cdot B_R \quad [\text{m}]$$

Gleichung 189

9.6.3.3 Rumpfmmodell

Aufgabe des Rumpfmmodells ist die Berechnung dessen Länge (L_R), Höhe (H_R) und Oberfläche (O_R) für die Übergabe an das Massen- und Aufstiegsbahnmodell. Der Fahrzeugrumpf ist in einen Zentral- und einen Vorderrumpf unterteilt. Letzterer ist durch eine sich zur Rumpfspitze hin verjüngende Breite charakterisiert (s. auch Abbildung 102).

- **Tankgeometrie**

Zu Beginn der Rumpfmmodellberechnung wird die Geometrie der drei nebeneinander angeordneten Tanks der ersten Treibstoffkomponente (LH₂) ermittelt. Diese Tanks sind im Zentralrumpf angeordnet

und sind Auslegungskriterium für die nachfolgend beschriebene Rumpfgestaltung. Die effektiven Volumina der Komponenten ergeben sich durch Berücksichtigung von Füllgraden (η_{TF}) und sog. Tankmodul-Volumenfaktoren (η_{TV}). Letztere tragen der nur groben Modellierung der Rumpfgeometrie Rechnung. Sie haben folgende Funktion:

- Korrektur an eine realistische Rumpfgeometrie
- Verfügungstellung von Volumen zur Unterbringung der Ausrüstungskomponenten und
- Sicherheit bei der Berechnung.

Die Breite des Zentralrumpfes wurde bereits mit dem Tragwerksmodell bestimmt. Unter der Annahme, dass sich drei zylindrische Tanks im Zentralrumpf befinden, ergibt sich der Radius eines Tanks nach Gleichung 192. Für die Berechnung des LOX/LH₂-Referenzträgers ist angenommen worden, dass sich 62 % des gesamten Treibstoffvolumens der LH₂-Komponente (Komponente 1) auf die drei im Zentralrumpf angeordneten Tanks verteilen; das entsprechende Tankvolumen ergibt sich aus Gleichung 190. Die restlichen 38 % sind in einem Tank im Vorderrumpf untergebracht. Dieser Verteilungsschlüssel ist das Ergebnis einer Optimierung eines vernünftigen Verhältnisses zwischen Länge und Breite des Trägers. Tankinnenvolumen:

$$V_{T1} = 0,62 \cdot V_{P1} \cdot \eta_{TF1} \quad [\text{m}^3] \quad \text{Gleichung 190}$$

Findet auch der o.g. Tankmodul-Volumenfaktor Berücksichtigung, so erhält man das effektive Tankvolumen für den LH₂-Tank:

$$V_{MT1} = V_{T1} \cdot \eta_{TV} \quad [\text{m}^3] \quad \text{Gleichung 191}$$

Da die drei gleichen Zentralrumpftanks nebeneinander angeordnet sind, ergibt sich der Radius eines Tanks aus der Rumpfbreite (B_R):

$$R_{MT1} = \frac{B_R}{6} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 192}$$

Die Zentralrumpftanks sind durch halbellipsoide Böden abgeschlossen. Die Tanklängen ergeben sich wie folgt:

$$L_{MT1} = \frac{\frac{V_{MT1}}{3} - \frac{4}{9} \cdot \pi \cdot R_{MT1}^3}{\pi \cdot R_{MT1}^2} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 193}$$

Die Höhe des Zentralrumpfes (H_{Rreal}) ergibt sich als Summe des Zentralrumpftank- und Nutzlastmoduldurchmessers, da das Nutzlastmodul direkt über dem mittleren Zentralrumpftank angeordnet ist:

$$H_{Rreal} = D_{MT1} + D_{PL} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 194}$$

Die Querschnittsfläche des Zentralrumpfes (Q_{FZR}) errechnet sich aus der Summe der Querschnittsflächen der drei Zentraltanks sowie des Nutzlastmoduls. Zusätzlich wird ein Aufschlag von 25 % zur Berücksichtigung der Zwischen volumina angenommen:

$$Q_{FZR} = 1,25 \cdot \pi \cdot \left(3 \cdot R_{MT1}^2 + \frac{D_{PL}^2}{4} \right) \quad \text{Gleichung 195}$$

In die Zentralrumpflänge wird noch die Triebwerkslänge (L_{TWK}) hineingerechnet, wobei sich das Triebwerk nur teilweise im Rumpf befindet; die Düse liegt außerhalb:

$$L_{ZR} = L_{MT1} + L_{TWK} - L_{Duese} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 196}$$

Bei dem Vorderrumpf handelt es sich um einen halbellipsoiden Körper, dessen Länge sich aus dessen Volumen errechnet.

$$V_{MT2} = (V_{P2} \cdot \eta_{TF2} + 0,32 \cdot V_{P1} \cdot \eta_{TF1}) \cdot \eta_{TV} \quad [\text{m}^3] \quad \text{Gleichung 197}$$

$$L_{VR} = \frac{6 \cdot V_{MT2}}{\pi \cdot B_R \cdot \frac{H_R - D_{PL}}{2}} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 198}$$

H_R repräsentiert die kleine Halbachse einer Ellipse, deren Flächeninhalt mit der Zentralrumpfquerschnittfläche übereinstimmt:

$$H_R = \frac{4 \cdot Q_{FZR}}{\pi \cdot B_R} \quad [\text{m}^3] \quad \text{Gleichung 199}$$

Diese Vereinfachung ist getroffen worden, um die Oberflächen von Zentral- u. Vorderrumpf bestimmen zu können.

Die Gleichungen für das Volumen des Rumpfes (V_R), die Rumpfoberfläche (O_R) und Rumpflänge (L_R) sind nachfolgend dargestellt. Bei der Vorderrumpfoberfläche wird ein Kegelstumpf mit Halbkugelende angenommen, wobei der Kegelstumpfdurchmesser an der kleinen Endfläche 37 % von dem der großen Endfläche beträgt.

$$V_R = V_{MT1} + \frac{\pi}{4} \cdot B_R \cdot (L_{TWK} - L_{Duese}) + V_{MT2} \quad [\text{m}^3] \quad \text{Gleichung 200}$$

$$O_R = O_{ZR} + O_{VR} \quad [\text{m}^2] \quad \text{Gleichung 201}$$

$$O_{ZR} = \pi \cdot L_{ZR} \cdot \sqrt{2 \cdot \left(\left(\frac{B_R}{2} \right)^2 + \left(\frac{2}{3} \cdot D_{PL} + R_{MT1} \right)^2 \right)} \quad [\text{m}^2] \quad \text{Gleichung 202}$$

$$O_{VR} = 2 \cdot \pi \cdot \left(0,37 \cdot \frac{(B_R + H_R)}{4} \right)^2 + 1,37 \cdot \pi \cdot \frac{(B_R + H_R)}{4} \cdot \sqrt{\left(0,63 \cdot \frac{(B_R + H_R)}{4} \right)^2 + \left(L_{VR} - 0,37 \cdot \frac{(B_R + H_R)}{4} \right)^2} \quad [\text{m}^2] \quad \text{Gleichung 203}$$

$$L_R = L_{ZR} + L_{VR} \quad [\text{m}] \quad \text{Gleichung 204}$$

• Seitenleitwerk

Eine detaillierte geometrische Auslegung des Seitenleitwerks ist im Rahmen der Genauigkeit dieser Analyse nicht notwendig. Von Bedeutung ist jedoch die Seitenleitwerksfläche (A_{TF}). Sie errechnet sich aus der theoretischen Tragwerksfläche nach folgender Gleichung:

$$A_{TF} = k \cdot A_{th} \quad [\text{m}^2], \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 205}$$

$$k = 0,18 = \text{konstant}^{159}$$

• Plan- u. Oberfläche

Die Werte für die Gesamtplan- u. -oberfläche des Fahrzeugs ergeben sich wie folgt [Wolf]:

$$A_{PlanGes} = A_f + B_R \cdot L_{ZR} + \frac{\pi}{4} \cdot B_R \cdot L_{VR} \quad [\text{m}^2] \quad \text{Gleichung 206}$$

$$A_{Ges} = O_R + 2,08 \cdot (A_f + A_{TF}) \quad [\text{m}^2] \quad \text{Gleichung 207}$$

¹⁵⁹ In [Fellenz] ist 0,16 vorgeschlagen; dieser Faktor scheint jedoch zu optimistisch, nach Verifikation der Ergebnisdaten

9.6.4 Massenmodell

Der Kern des hier verwendeten Massenmodells basiert auf der Arbeit von WOLF [Wolf]. Es untergliedert sich in drei Untermodelle: Treibstoffmassenmodell, Hauptsystem- u. Untersystemmassenmodell (vergleiche Abbildung 117).

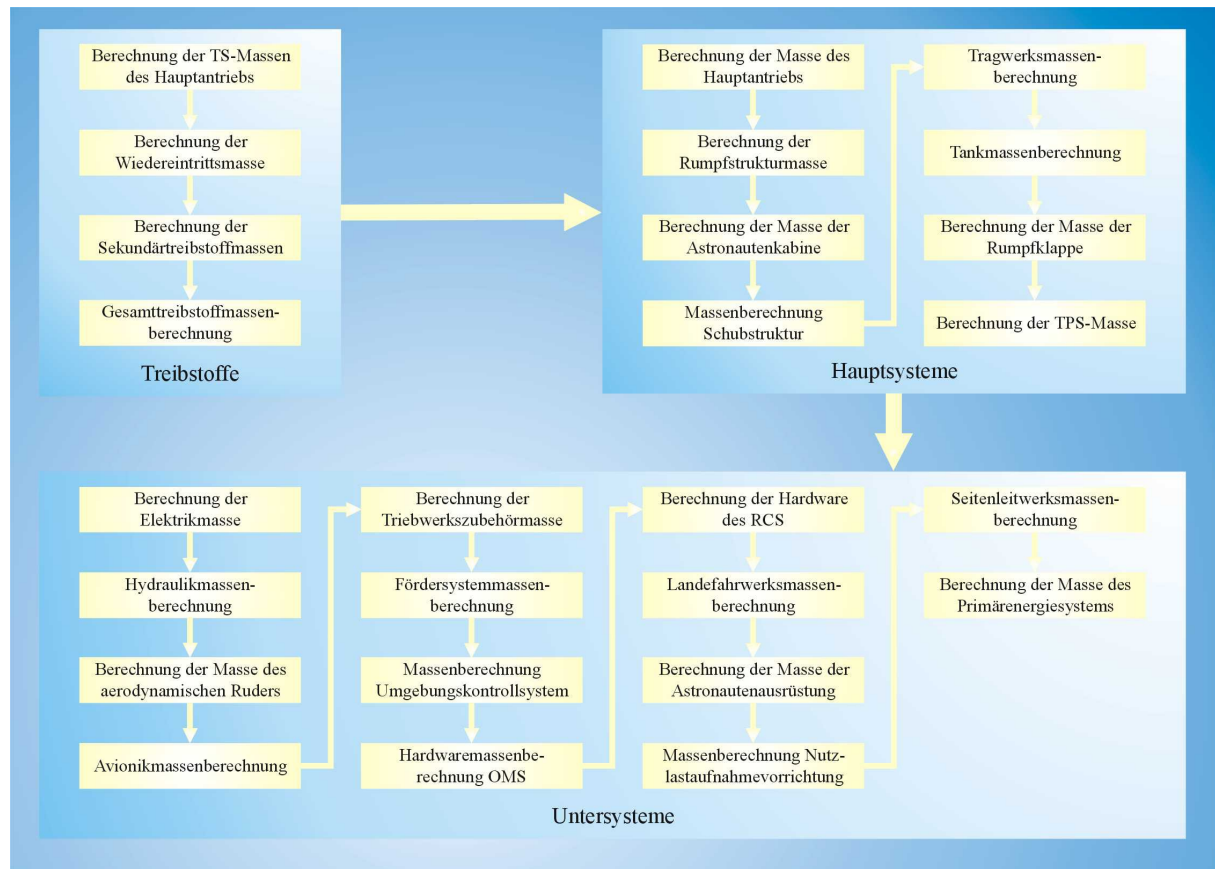


Abbildung 117: Aufbau des Massenmodells

Prinzipiell basieren die Massenschätzungen auf Exponentialausdrücken der in Gleichung 208 dargestellten Form. Sie werden für die Einzelmassen in den nachfolgenden Kapiteln beschrieben.

$$m_j = (TC_j \cdot X_j^{B_j} + FM_j) \cdot KF \quad [\text{kg}], \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 208}$$

- m_j : Komponentenmasse
- TC_j, B_j : Empirische Koeffizienten
- X_j : Physikalische Einflussgröße
- FM_j : Additionsfaktor
- KF : Faktor zur linearen Veränderung

9.6.4.1 Treibstoffmassenberechnung

Basierend auf einer Schätzung (siehe Gleichung 158) werden die Treibstoffmassen berechnet. Die Mission des Trägers besteht aus dem Aufstieg, dem eigentlichen Flug im Orbit und dem Wiedereintritt in die Erdatmosphäre. Ersterer terminiert die Treibstoffe des Hauptantriebs, die anschließend im Rahmen des Aufstiegsbahnmodells genauer ermittelt werden. Die für die Manöver im Orbit und zum Wiedereintritt erforderlichen Treibstoffmassen sind unter dem Begriff "Sekundärtreibstoffe" zusammengefasst. Neben der Brennschlussmasse (m_{MECO} – vergleiche Abschnitt 9.6.4.4) sind für die Berechnung der Sekundärtreibstoffe Kenntnisse über die Größe der Wiedereintrittsmasse (m_{RE} – wird in

diesem Untermodell bestimmt) und der spezifischen Impulse (I_{spOMS} und I_{spRCS}) sowie des Antriebsbedarfs ($\Delta v_{OMSH/R}$ und $\Delta v_{RCSH/R}$)¹⁶⁰ erforderlich.

Zusätzlich zu den tatsächlich verbrauchten Haupttreibstoffen (m_{PA}) müssen noch Reserven (m_{RP}), Flugverluste (m_{IL}), Rückstände und Gase (m_{RG}) sowie ungenutzte TS (m_{RD}) berücksichtigt werden, so dass sich die Hauptantriebtreibstoffmasse wie folgt ergibt:

$$m_{PHA} = m_{PA} + m_{RP} + m_{IL} + m_{RG} + m_{RD} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 209}$$

wobei

$$m_{RP} = 2,955 \cdot 10^{-3} \cdot m_{PA} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 210}$$

$$m_{IL} = 9,2135 \cdot 10^{-4} \cdot m_{PA} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 211}$$

$$m_{RG} = 2,2 \cdot 10^{-3} \cdot m_{PA} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 212}$$

$$m_{RD} = 7,28 \cdot 10^{-2} \cdot m_{PA}^{0,79} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 213}$$

Für OMS und RCS berechnet sich der Treibstoffbedarf nach Gleichung 214 (mit m_{RE} als Wiedereintrittsmasse) bis Gleichung 216:

$$m_{RE} = \frac{m_{MECO} \cdot \left(1 - 1,05 \cdot \left(1 - e^{-\frac{\Delta v_{OMSH}}{I_{spOMS}}} \right) - 1,2 \cdot \left(1 - e^{-\frac{\Delta v_{RCSH}}{I_{spRCS}}} \right) - m_{LR} + m_{RG} \right)}{\left(1 + 1,05 \cdot \left(1 - e^{-\frac{\Delta v_{OMSR}}{I_{spOMS}}} \right) \right)} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 214}$$

$$m_{POMS,H/R} = 1,05 \cdot \left(\left(1 - e^{-\frac{\Delta v_{OMSH}}{I_{spOMS}}} \right) \cdot m_{MECO} + \left(1 - e^{-\frac{\Delta v_{OMSR}}{I_{spOMS}}} \right) \cdot m_{RE} \right) \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 215}$$

$$m_{PRCS,H/R} = 1,2 \cdot \left(\left(1 - e^{-\frac{\Delta v_{RCSH}}{I_{spRCS}}} \right) \cdot m_{MECO} + \left(1 - e^{-\frac{\Delta v_{RCSR}}{I_{spRCS}}} \right) \cdot m_{RE} \right) \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 216}$$

Die Sekundärtreibstoffmasse (m_{PS}):

$$m_{PS} = m_{POMS} + m_{PRCS} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 217}$$

fließt schliesslich in die Gesamtreibstoffmasse ein:

$$m_p = m_{PHA} + m_{PS} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 218}$$

9.6.4.2 Berechnung der Hauptsystemmassen

Die Gesamtmasse der Hauptsysteme (m_{MS}) berechnet sich aus der Summe der in der Gleichung 219 bis Gleichung 226 ermittelten Werte. Bezüglich der Variablenbezeichnung sei u.a. auf das Geometriemodell verwiesen.

Die Masse des Haupttriebwerks (m_{ME}) ist eine Funktion des Gesamtschubes. In dem Modell von [Wolf] wird mit zwei verschiedenen Triebwerkstypen gerechnet. Zur Verifikation dieses Modells ist diese Annahme übernommen worden.

¹⁶⁰ Bei diesen handelt es sich um Eingabewerte; auf eine Berechnung im Rahmen eines Modells wird verzichtet; der Index H steht für Hin- und R für Rückflug

$$m_{ME} = (1,45 + 1,15) \cdot \left(\frac{F_{0Ges}}{n_{TWK} \cdot 1000} \right)^{0,8694} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 219}$$

Entsprechend einer durch [Wolf] durchgeführten Analyse bezüglich des erforderlichen Lastvielfachen zur Gewährleistung eines 2,5 g Abfangmanövers, wird bei der Auslegung der Rumpfstruktur (m_R) mit einem Wert $n_Z=3,75$ gerechnet. Dieser beinhaltet eine Sicherheit von 1,5. Neben diesem berücksichtigt Gleichung 220 noch den maximalen Staudruck q sowie bereits im Rahmen des Geometriemodells berechnete Variablen. Auch für die Auslegung des Tragwerks (m_{TW}) sind die genannten Parameter erforderlich. Die Hauptsystemmassen beinhalten darüber hinaus die Massen der Astronautenkabine (m_{CC}), der Schubstruktur (m_{ME-TW}), der Tanks (m_T)¹⁶¹, der Rumpflappe (m_{BF}) und des thermischen Schutzsystems (m_{TPS}).

$$m_R = 0,523 \cdot \left(\frac{L_R \cdot n_Z}{H_R} \right)^{0,15} \cdot O_R^{1,05} \cdot q^{0,16} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 220}$$

$$m_{TW} = 0,044 \cdot \left(\frac{L_R \cdot n_Z \cdot b_s \cdot A_f}{t_{cZUCr} \cdot c_R} \right)^{0,584} \quad [\text{kg}], \text{ mit} \quad \text{Gleichung 221}$$

$t_{cZUCr} := 0,1$: Verhältnis von Profildicke zu Profiltiefe

$$m_{CC} = 926,7 \cdot \sqrt{n_A} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 222}$$

$$m_{ME-TW} = 2,04 \cdot 10^{-5} \cdot F_{0Ges}^{1,15} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 223}$$

$$m_T = \eta_{TK} \cdot V_{MT-TK} \quad [\text{kg}], \text{ mit:} \quad \text{Gleichung 224}$$

$\eta_{TK} := 6,01$ für LH₂, bzw. 8,09 für LOX

$$m_{BF} = 15,9 \cdot A_{BF} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 225}$$

$$m_{TPS} = 0,1621 \cdot A_{Ges} \cdot \left(\frac{m_{RE}}{A_{PlanGes}} \right)^{0,8} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 226}$$

9.6.4.3 Berechnung der Untersystemmassen

In diesem Abschnitt werden die Komponenten, die keine Berücksichtigung in einem der anderen Massenmodelle finden, zusammengefasst (vergl. Abbildung 117). Im Einzelnen sind das:

- Elektriksystem

$$m_{ES} = 8,431 \cdot 10^{-2} \cdot \left(\sqrt{m_{RE}} \cdot \sqrt[4]{L_R} \right)^{1,4425} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 227}$$

- Hydrauliksystem

$$m_{HS} = 0,0119 \cdot m_{RE} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 228}$$

- Aerodynamisches Ruder

$$m_{SC} = 0,4687 \cdot \left(m_{RE}^{0,6667} \cdot \sqrt[4]{L_R + b_s} \right)^{0,903} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 229}$$

- Avionik

$$m_{AS} = 11,19 \cdot (m_{Start})^{0,361} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 230}$$

- Triebwerkszubehör

$$m_{EA} = 9,05 \cdot 10^{-5} \cdot F_0 \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 231}$$

¹⁶¹ Die Tankmassen ergeben sich aus dem Tankmodulvolumen der einzelnen Komponenten unter Berücksichtigung eines konstanten Faktors (η_{TK})

- Fördersysteme für Oxidator und Brennstoffe

$$m_{PSOX} = 1,2244 \cdot 10^{-4} \cdot F_{0Ges} + 0,2078 \cdot L_R \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 232}$$

$$m_{PSFuel} = 6,2646 \cdot 10^{-5} \cdot F_{0Ges} + 0,2078 \cdot L_R \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 233}$$

- Umgebungskontrollsystem

$$m_{EC} = 0,44 \cdot m_{AS} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 234}$$

Für das OMS (m_{OMS}) und das RCS (m_{RCS}) ergibt sich nach [Caluori] eine lineare Abhängigkeit von den jeweiligen Treibstoffmassen. Die konstanten Faktoren beruhen auf Angaben aus [Wolf].

- Hardware OMS

$$m_{OMS} = 0,14 \cdot m_{POMS} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 235}$$

- Hardware RCS

$$m_{RCS} = 0,73 \cdot m_{PRCS} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 236}$$

Da es sich um einen VTO-HL-Träger handelt, ist für die Auslegung des Fahrwerks (m_{LG}) das Landegewicht des Fahrzeugs (m_L) relevant

- Landefahrwerk

$$m_{LG} = 1,34 \cdot 10^{-3} \cdot m_L^{1,25} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 237}$$

- Astronautenausrüstung

$$m_{PEP} = 124,75 \cdot n_A \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 238}$$

- Nutzlastaufnahmeverrichtung

$$m_{PAP} = 9,16 \cdot 10^{-3} \cdot m_{PL} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 239}$$

- Seitenleitwerk

$$m_{TF} = 14,05 \cdot A_{TF}^{1,113} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 240}$$

- Primärenergiesystem

$$m_{PP} = 1674 \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 241}$$

Wie bereits bei den Hauptsystemen ergibt sich die Gesamtmasse der Untersysteme (m_{SS}) aus der Summe der gelisteten Einzelmassen.

9.6.4.4 Massenbilanzen

- Trockenmasse

$$m_{Trocken} = m_{MS} + m_{SS} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 242}$$

- Entwurfsreserve (10 %)

$$m_{ER} = 1,1 \cdot (m_{MS} + m_{SS} - m_{ME}) \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 243}$$

- Gesamttrockenmasse

$$m_{GesTrocken} = m_{Trocken} + m_{ER} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 244}$$

- Brennschlussmasse

$$m_{MECO} = m_{GesTrocken} + m_P - m_{PA} + m_{PL} + m_{BS} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 245}$$

mit $m_{BS} = 300 \cdot n_A$ [kg] (Masse der Besatzung)

- In-Orbit-Masse

$$m_{mOrbit} = m_{MECO} - (m_{POMSH} + m_{PRCSH} + m_{PLR} - m_{RG}) \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 246}$$

- Wiedereintrittsmasse

$$m_{RE} = m_{InOrbit} - m_{POMSR} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 247}$$

- Landemasse

$$m_{RE} = m_{RE} - m_{PRCSR} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 248}$$

- Startmasse

$$m_{Start} = m_{GesTrocken} + m_P + m_{BS} \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 249}$$

9.6.5 Bahnaufstiegsmodell

Die Ermittlung des Antriebsbedarfs erfolgt mit Hilfe eines vereinfachten Bahnaufstiegsmodells. Die Differentialgleichungen für die Änderung der Geschwindigkeit, Änderung des Bahnwinkels, Änderung des Winkels zwischen Bahn- u. Geschwindigkeitsvektor und Änderung des Radius vom Erdmittelpunkt werden numerisch nach dem Verfahren von Runge-Kutta [Bronstein] integriert. Es handelt sich um ein zweidimensionales Verfahren, wobei mit einer Schrittweite von 0,1 Sekunden gerechnet wurde. Im Einzelnen stellen sich die Bewegungsgleichungen wie folgt dar:

$$\dot{v} = \frac{F_{Eff} \cdot \cos(\alpha) - D}{m_{Ges}} - g \cdot \cos(\vartheta) \quad [\text{m/s}^2] \quad \text{Gleichung 250}$$

$$\dot{\vartheta} = \frac{F_{Eff} \cdot \sin(\alpha)}{v \cdot m_{Ges}} + \frac{g \cdot \sin(\vartheta)}{v} \quad [1/\text{s}] \quad \text{Gleichung 251}$$

$$\dot{\varphi} = \frac{v \cdot \sin(\vartheta)}{r} \quad [1/\text{s}] \quad \text{Gleichung 252}$$

$$\dot{r} = v \cdot \cos(\vartheta) \quad [1/\text{s}] \quad \text{Gleichung 253}$$

Um die Bewegungsgleichungen berechnen zu können, sind Kenntnisse über die augenblickliche Systemmasse, den effektiven Schub, die Schwerebeschleunigung und den in Abhängigkeit zur Höhe und Geschwindigkeit stehenden Luftwiderstand erforderlich:

$$m_{Ges} = m_{Ges} - \dot{m}_{Ges} \cdot \Delta t \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 254}$$

$$F_{Eff} = \dot{m}_{Ges} \cdot c_e + A_e \cdot (p_e - p_a) \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 255}$$

$$g = \frac{K_E}{r^2} \quad [\text{m/s}^2] \quad \text{Gleichung 256}$$

$$D = \frac{1}{2} \cdot c_D \cdot A_{Aero} \cdot \rho_{Atm} \cdot v^2 \quad [\text{kg}] \quad \text{Gleichung 257}$$

Der c_D -Wert ist, da der Anstellwinkel α Null beträgt, ausschließlich eine Funktion der Machzahl und ist den Angaben aus [Wolf] entnommen. Weitere Annahmen für das Bahnmodell sind:

- Gravity Turn durch Bahnwinkeländerung nach 12 s
- Widerstandsbeiwerte: gemäss Funktion für Anstellwinkel $\alpha=0^\circ$ aus Bild 14 in [Wolf]
- ATM-Modell: basierend auf US-Standard Atmosphäre 1962
- Keine Windeinflüsse
- Trägerfahrzeug als Massenpunkt idealisiert
- Es werden nur die translatorischen Anteile der Bewegung berücksichtigt.
- Erde kugelförmig mit homogener Massenverteilung
- Einhaltung der Maximalbeschleunigung durch Massenstromregelung

Der Träger wird zu keinem Zeitpunkt des Aufstiegs angestellt und startet mit einem Winkel von 0°. Lediglich bei der Einleitung des Gravity Turns findet eine aktive Steuerung des Bahnwinkels ϑ statt, d.h. dieser wird kurzzeitig auf einen Wert geringfügig größer als Null gesetzt.

Das Bahnmodell wird solange durchlaufen, bis die gewünschte Orbithöhe bei einem Bahnwinkel von 90° erreicht ist. Steuerparameter ist hierbei der Umlenkwinkel. Die erlaubte Abweichung des Bahnwinkels beträgt $\pm 1/1.000$ Grad, die der Orbithöhe $\pm 1/1.000$ von Zielbahnhöhe, und die der Bahngeschwindigkeit $2/10.000$ von Orbitalgeschwindigkeit der Zielbahn.