

René Rumold Rueß

## **Herstellung von Protium-Deuterium-Pellets für die Injektion in thermonukleare Tokamak-Fusionsanlagen**

**IPP 2017-07  
Oktober 2017**

# Master-Thesis über das Thema Herstellung von Protium-Deuterium-Pellets für die Injektion in thermonukleare Tokamak-Fusionsanlagen

zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Master of Engineering

Ausgabetermin:	01.04.2017
Abgabetermin:	22.09.2017
Autor:	René Rumold Rueß
Hochschule:	Hochschule für angewandte Wissenschaften Coburg Studiengang Simulation und Test Friedrich-Streib-Str. 2 96450 Coburg
Durchgeführt bei:	Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
Betreuer:	Dr. Peter Lang
Erstprüfer:	Prof. Dr. Martin Prechtel

## Erklärung zur eigenständigen Bearbeitung der Thesis

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und mit Hilfe keiner anderen als den angegebenen Hilfsmitteln verfasst habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Textstellen, Bilder, Tabellen u. a. sind als solche gekennzeichnet.

Weiterhin versichere ich, dass diese Arbeit noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt wurde.

Garching, den 22.09.2017



---

René Rumold Rueß

## Danksagung

Diese Arbeit stellt den Abschluss meines Master Studiums an der Hochschule für angewandte Wissenschaften Coburg dar. In diesem Rahmen möchte ich mich zuerst bei allen bedanken die mich während dieser Zeit begleitet und unterstützt haben. Besondere Achtung gilt hierbei Herrn Dr. Peter Lang, da er mir diese sehr interessante Thematik als Abschlussarbeit ermöglicht hat. Für das mir entgegengebrachte Vertrauen und die stets vorhandene Hilfsbereitschaft, möchte ich mich an dieser Stelle herzlichst bedanken.

Speziell möchte ich mich auch bei Herrn Professor Dr. Martin Prechtel bedanken, der diese Arbeit hochschulseitig betreut hat. Er stand mir zu jeder Zeit mit konstruktivem Rat, hilfsbereit für alle Fragen und Probleme zur Seite.

Weiterhin möchte ich mich bei allen weiteren beteiligten Kollegen im Bereich Tokamak Szenario Entwicklung für ihre stets vorhandene Hilfsbereitschaft bedanken, da sie mir jederzeit mit Ihrem Erfahrungsschatz zur Seite standen. Hierbei möchte ich Herrn Dipl. Ing. Bernhard Plöckl, Herrn Dr. Alexander Drenik, Herrn Dr. Philip Schneider, Herrn Dr. Otto Kardaun, Herrn Dr. Alexander Mlynek, Herrn M.Eng. Matthias Dibon und Herrn Michael Beck besonders erwähnen.

## **Abstract**

This Master Thesis presents the feasibility of hydrogen deuterium pellets on the ASDEX Upgrade pellet system. These pellets are intended to simulate the reactor-relevant isotope behavior of deuterium and tritium.

To explore the production and performance of mixed-pellet fueling, the topics are presented from the theoretical background to the injection into the plasma.

In order to understand the results, some basics must be acquired first. Therefore, experiments will be examined which go back to the year 2011. ASDEX Upgrade off-line test setups are also required. For example to investigate the exact way of the HD molecule formation, because this molecule can have an influence on the pellet production and the measurements.

The composition, the quality and the influence on the plasma of these pellets are composed in this report.







## Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis.....	1
1 Einleitung in die Fusionsforschung.....	3
2 Motivation und Zielsetzung.....	4
3 Theoretische Grundlagen .....	5
3.1 Chemische Reaktionen von Wasserstoffisotopen .....	5
3.1.1 Reaktionsverhalten .....	5
3.1.2 Quanteneffekte.....	8
3.2 Moleküleinschluss beim Ausfrieren .....	10
3.3 Empirische Bayes-Methode .....	11
4 ASDEX Upgrade Experiment .....	12
4.1 Funktionsprinzip ASDEX Upgrade .....	12
4.2 Pelletinjektor .....	15
4.2.1 Extrusions- und Vorratskryostat .....	15
4.2.2 Zentrifuge.....	18
4.2.3 Looping.....	20
5 Messprinzipien und Methoden .....	22
5.1 Diagnostiken an ASDEX Upgrade .....	22
5.1.1 Heißkathoden-Ionisationsmanometer .....	22
5.1.2 Volumenmessung .....	24
5.1.3 Interferometer .....	25
5.1.4 Czerny-Turner-Spektrometer.....	28
5.1.5 Bremsstrahlung.....	31
5.2 Diagnostiken am Pelletinjektor .....	33
5.2.1 Temperaturmessung.....	33
5.2.2 Kaltkathoden-Ionisationsmanometer.....	34
5.3 Quadrupol-Massenspektrometer .....	35



6	Vorüberlegungen .....	38
6.1	Theoretische Untersuchungen des Pelletinjektors .....	38
6.1.1	Gastransport zum Extrusionskryostat.....	38
6.1.2	Einfrieren der gasführenden Leitungssysteme .....	40
6.1.3	Temperatur-Druck-Verläufe der Gase im System.....	41
6.1.4	Optimieren der Vermischung mittels Abkühldauer.....	44
6.2	Systemübergreifende Überlegungen .....	48
6.2.1	Simulation der Ionen-Molekül-Reaktionen .....	48
6.2.2	Dauerstrich-Extruder.....	50
6.2.3	Polarisierte Kernfusion.....	53
7	Voruntersuchungen .....	56
7.1	Abdampfraten beim Extrudieren .....	56
7.2	Stabilität von Deuterium- und Mischpellets .....	65
7.3	Effizienzen des Pelletinjektors .....	69
7.4	Massenverluste der Pellets .....	73
8	Untersuchungen der Massenstöchiometrie.....	81
8.1	Analyse des Ausgangsgases.....	81
8.2	Analyse der Gase im Injektionssystem.....	84
8.3	Analyse der Pellets im ASDEX Upgrade Vakuumgefäß .....	86
9	Untersuchung der Stöchiometrieregung im Plasma .....	91
10	Zusammenfassung und Ausblick .....	103
	Literaturverzeichnis .....	105
	Abbildungsverzeichnis .....	112
	Tabellenverzeichnis.....	114
	Formelverzeichnis .....	115

## 1 Einleitung in die Fusionsforschung

Eine garantierte Energieversorgung ist für die Menschheit mit ihren steigenden technologischen Ansprüchen essentiell. Aufgrund der engen Relation zwischen der Energieversorgung und dem Technologiestandard, präsentiert der russische Astrophysiker Nikolai Kardaschew einen Entwurf eines Schemas zur Klassifizierung technischer Zivilisationen. Hier steht die Menschheit, mit Ihrer primären Energiegewinnung aus fossiler Biomasse auf der untersten Stufe. Der Meinung von Prof. Dr. Michio Kaku nach, befindet sich die Menschheit am Übergang von Stufe 0 zu Stufe I. Kriterien für diese Stufe sind die Globalisierung, als auch die Möglichkeit, die Energie der Sterne zu nutzen. [1] [2]

Da die Fusionsforschung der Vision folgt, durch technische Realisierung des Sonnenfeuers auf der Erde eine sichere und nahezu unerschöpfliche Energiequelle zu erschließen, kann der Betrieb von Fusionskraftwerken ein Schritt in ein neues Technologielevel sein. [3]

Neben der theoretisch möglichen Bereitstellung von ausreichend Energie, ermöglicht die saubere Arbeitsweise dieser Kraftwerke einen umweltfreundlichen Betrieb. Ein weiterer umweltfreundlicher Ansatz das globale Energieproblem zu lösen ist die Nutzung erneuerbarer Energien. Diese haben den Vorteil unbegrenzt verfügbar zu sein, jedoch ist deren Energiedichte im Vergleich zu fossilen Brennstoffen bzw. der Kernkraft deutlich geringer. Mit dem hohen Platzbedarf ist ein hoher Einsatz an Material und Finanzmitteln verbunden. Außerdem ist eine effektive Nutzung regional begrenzt. [4]

Ein weiterer Vorteil für die Fusionsenergie, im Vergleich zu erneuerbaren Energien, ist deren möglicher Einsatz als Grundlastkraftwerk. Dies ist aufgrund der schwankenden Nutzlast der Stromverbraucher unerlässlich für eine zukünftig garantierte Stromversorgung. Die gewichtigen Vorteile dieser Energieform, verführt Science-Fiction-Autor Benjamin William Bova sogar zu seiner Aussage „Meiner Ansicht nach hat die Kernfusion den gleichen Stellenwert wie das ursprüngliche Geschenk des Feuers, damals in grauer Vorzeit“. Auch im Vergleich zu Kohle- und Kernkraftwerken, ist die Energiedichte eines Kernfusionskraftwerkes, nach heutigem Kenntnisstand höher. Bei Betrachtung der Umweltbelastung wird der größte Vorteil gegenüber den aktuellen Technologien deutlich. Eine professionelle Abschätzung der Zukunft zeigt, das bestehende Energieträger abgelöst werden. Oder wie es Dr. James Canton - Vorstand des Institute for Global Futures – formuliert: „Das Steinzeitalter endete nicht, weil es keine Steine mehr gab. Und das Ölzeitalter wird enden, lange bevor der Welt das Öl ausgeht.“ [3] [5] [6]

In den letzten Jahrzehnten konnten einige Probleme in der Fusionsforschung wie die Heizung, Wärmeisolation und Reinhaltung des Plasmas, sowie die Energieauskopplung gelöst werden. Trotz allem ist die Forschung im vollen Gange. Derzeitige Ziele sind insbesondere ein verbesserter Plasmaeinschluss und die Dauerbetriebsfähigkeit der Anlagen. Der Erfolg der Fusionsforscher führte um die Jahrtausendwende dazu, dass die Steigerung des Fusionsproduktes schneller vorangetrieben werden konnte, als die Entwicklung von Prozessoren. [3]

## 2 Motivation und Zielsetzung

Je höher der Energieinhalt des Plasmas und damit die Fusionsausbeute ist, desto kleiner und damit kostengünstiger wird ein späteres Kraftwerk. Da die Pelletinjektion als Teil des Szenarios zur Fusionskraftwerksentwicklung dient und dort verschiedene Aufgaben übernimmt, muss auch sie weiter optimiert werden. [3]

Mit Pellets sind im Rahmen dieser Arbeit gefrorene Wasserstoffwürfel im kryogenen Temperaturbereich gemeint. Diese gefrorenen Projektile können in das Fusionsplasma eingeschossen werden und dort relativ weit eindringen. Da die Pellets die Materie tief im Plasma deportieren, kann so auch das Dichteprofil des Plasmas gezielt verändert und hohe Dichten im Zentrum der Plasmaentladung erreicht werden. Somit kann eine hohe Gesamtplasmadichte erreicht werden. Aus diesem Verhalten wird ersichtlich, dass Pellets bei der Brennstoffnachfüllung eine wichtige Rolle spielen, da z.B. durch Gaseinblasen nur die Randschicht beeinflusst werden kann. Einen weiteren Nutzen haben Pellets bei der Regulierung von Edge Localized Modes (=ELMs). Diese spontanen Plasmainstabilitäten der Randschicht können die Reaktorwand beschädigen. Durch den Beschuss kleiner Pellets mit hoher Frequenz können ELMs gezielt getriggert werden. Durch die somit provozierte höhere ELM-Frequenz sind die einzelnen Energieausbrüche des Plasmas schwächer. Einschränkungen gibt es bei wolframbeschichteten Generatorwänden. Der Grund dafür ist allerdings noch nicht vollständig verstanden. [7] [8]

Für den kraftwerksfähigen Betrieb eines Fusionsreaktors ist, wie im Abschnitt 4.1 beschrieben, kryogenes Deuterium und Tritium nötig. Eine Konkurrenzidee ist es zwei separate Pelletinjektoren für je ein Wasserstoffisotop zu verwenden. Da diese Anlagen für einen kraftwerksbetrieb redundant ausgelegt werden müssen, kann es zu hohen Kosten und Bauraumbedarf kommen. Schon aus diesem Grund kann ein funktionierender Mischpellet-injektor einen konzeptionellen Vorteil aufweisen. Eine weitere Aufgabe die über Mischpellets in Kraftwerken geregelt werden kann, ist das kontrollierte Auslösen von Plasmen. Dies kann vor einer drohenden Disruption nützlich sein um die Reaktorwand zu schützen. Für diesen Zweck sind sogenannte Shattered-Pellets geplant. Diese enthalten Deuterium und Argon um das Plasma auszukühlen und bewusst zu verunreinigen. [9]

Die Optimierung der Pelletproduktion für den Kraftwerksbetrieb bedeutet, eine Wasserstoffisotopenzusammensetzung von je gleichen Anteilen zu erzielen. Im Rahmen dieser Arbeit wird dies experimentell mit Protium und Deuterium untersucht. Auf Tritium wird bewusst verzichtet, da es radioaktiv ist und die Anlage nicht darauf ausgelegt ist. Die Eisqualität der Pellets spielt dabei auch eine entscheidende Rolle. Da die Einschussgeschwindigkeiten von Pellets sehr hoch sind und die Einschussvorrichtungen aus bauraumtechnischen Gründen meist nicht gerade verlaufen, müssen die Pellets stabil genug sein um Kontakte mit der Wand zu überstehen. Die Optimierung der Pellets, als Teil eines so weitreichenden Forschungsauftrages, stellt somit ein schwieriges aber auch spannendes Themenfeld dar. [10]

### 3 Theoretische Grundlagen

#### 3.1 Chemische Reaktionen von Wasserstoffisotopen

##### 3.1.1 Reaktionsverhalten

In diesem Abschnitt werden speziell die Reaktionsfähigkeiten von Protium und Deuterium untersucht. Dies ist für das Verständnis, was für eine Gaszusammensetzung ausgefroren wird, entscheidend. Außerdem zeigt sich, dass sich die Messung der Stöchiometrie nur mit den Grundlagen der chemischen Reaktionen verstehen lässt.

Die folgende Tabelle 1 gibt einen Überblick über die für diese Thesis relevanten Wasserstoffisotope, deren Bezeichnungen und charakteristische Eigenschaften.

Tabelle 1: Wasserisotope und deren Eigenschaften [11] [12] [13]

Isotop	Chem. Symbol	Atommasse	Molekulare Form	Atomkern	Kernzusammensetzung	Radioaktivität
Protium	H	1,00794 u	H <sub>2</sub>	Proton	1 Proton	stabil
Deuterium	<sup>2</sup> H oder D	2,01410 u	D <sub>2</sub>	Deuteron	1 Proton 1 Neutron	stabil
Tritium	<sup>3</sup> H oder T	3,01605 u	T <sub>2</sub>	Triton	1 Proton 2 Neutron	t <sub>1/2</sub> = 12,33 a ZE = 19 keV

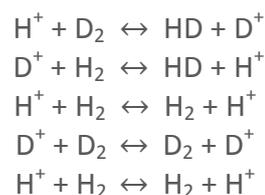
Die unterschiedlichen Atommassen der Isotope sind auf die Anzahl der Neutronen im Atomkern zurückzuführen. Da alle Atome bestrebt sind, voll besetzte Elektronenschalen zu erhalten, befinden sich die Wasserstoffisotope in Reingasen im molekularen Zustand. In dieser Konfiguration sind die Teilchen stabil. Chemische Reaktionen zwischen Protium- (=H<sub>2</sub>) und Deuterium-Molekülen (=D<sub>2</sub>) finden somit bei Zimmertemperatur fast nur mithilfe eines Katalysators oder durch Ionisation der Teilchen statt. Da folgender Zusammenhang gilt: [14] [15] [16]



Formel 1: Reaktionsgleichung atomares Protium [11]

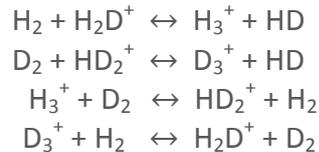
müsste die Gastemperatur für atomaren Protium soweit ansteigen, dass die schnellsten Teilchen der Maxwell-Boltzmann-Verteilung eine Geschwindigkeit aufweisen, die der Temperatur von rund 52000 K entspricht. Die atomaren Wasserstoffisotope selbst sind sehr reaktiv und verbinden sich neu. [17]

Grundsätzlich sind neben hoher Temperatur noch 2 weitere Wege denkbar um Reaktionen zwischen Gasmolekülen zu ermöglichen. So werden zum einen die Reaktionsraten durch die Ionisation der Teilchen stark angeregt. Dabei können folgende Reaktionen ablaufen:



Formel 2: Ionen-Molekül-Reaktionsgleichungen von H und D [15]

Folgende Reaktionen kommen nur bei hohen Temperaturen unter Laborbedingungen vor:



Formel 3: Seltene Ionen-Molekül Reaktionsgleichungen von H und D [15] [18] [19]

In Abschnitt 6.2.1 ist die Zeit berechnet, die die Ionen-Molekülbindungen benötigen um ein chemisches Gleichgewicht vollständig auszubilden. Die Bedeutung des chemischen Gleichgewichts wird auf den folgenden Seiten in diesem Abschnitt erläutert.

Ein anderer Weg chemische Reaktionen zu beschleunigen ist mittels Katalysator. Dieser Effekt spielt in dieser Thesis, bei der Bildung von HD-Molekülen eine wichtige Rolle, da die Deuterium-kontaminierte Wand im Fusionsreaktor ein besonders guter Katalysator ist. An dieser Wand greift der Langmiur-Hinshelwood-Mechanismus. Dieser Mechanismus beschreibt eine dissoziative Adsorption des Moleküls durch den Wandkontakt, was dazu führt das sich die Teilchen aufspalten. Im atomaren Zustand können sie sich mit dem nächsten freien Reaktionspartner neu verbinden. In dieser atomaren Teilchenansammlung nahe der Toruswand, bildet sich sehr schnell ein chemisches Gleichgewicht aus. Die Geschwindigkeit dieser Reaktionen kann mithilfe des folgenden Ansatzes berechnet werden. [20] [21]

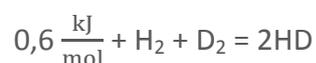
$$\begin{aligned} A_g + B_g &\xrightleftharpoons{Kat} (A,B)_{ads} \xrightleftharpoons{Kat} P_g \\ \frac{dP}{dt} &= k\theta_A\theta_B = k \frac{K_A p_A K_B p_B}{(1 + K_A p_A + K_B p_B)^2} \end{aligned}$$

$\frac{dP}{dt}$  = Reaktionsgeschwindigkeit  
 $k$  = Reaktionsgeschwindigkeitskonstante  
 $\theta_A$  = Bedeckungsgrad von A  
 $\theta_B$  = Bedeckungsgrad von B  
 $p_A$  = Partialdruck von A  
 $p_B$  = Partialdruck von B  
 $K_A$  = Gleichgewichtskonstante der Adsorption von A  
 $K_B$  = Gleichgewichtskonstante der Adsorption von B

Formel 4: Langmiur-Hinshelwood-Mechanismus [22]

Leider sind für diese Modellvorstellung zu wenige Konstanten bekannt. Die Reaktionsgeschwindigkeit über die Toruswand kann somit nicht seriös abgeschätzt werden. Durch Messungen des HD-Anteils in den verschiedenen Bereichen, vom Injektor bis hin zum Torus, zeigt sich allerdings, dass dieser Effekt innerhalb von Bruchteilen einer Sekunde stattfinden kann.

Die Vermischung von H<sub>2</sub>- und D<sub>2</sub>-Gasen führt zwangsläufig zu einem chemischen Gleichgewicht. Die Zeitdauer kann je nach Art und Höhe der zugeführten Energie stark variieren. Wie die folgende Gleichung zeigt, ist die HD-Dissipationsenergie kleiner als die mittlere Dissipationsenergie von H<sub>2</sub> und D<sub>2</sub>. Somit muss zur Überführung Energie aufgewendet werden. [23]



Formel 5: Reaktionsgleichung zur HD Molekülbildung [23]



Entsprechend dieser Formel ist das Gleichgewicht temperaturabhängig und verschiebt sich mit fallender Temperatur zugunsten der linken Seite. Dabei bildet sich eine Vermischung aller 3 Molekulararten aus. In Abbildung 1 wird ersichtlich, dass sich bei Raumtemperatur immer ein Verhältnis von circa 25 % H<sub>2</sub>, 50 % HD und 25 % D<sub>2</sub> einstellen wird. Die dafür nötigen Reaktionen finden allerdings ohne Fremdeinwirkung, in einem nicht messbar geringen Ausmaß statt, weshalb der Vorgang sehr lange andauert. In diesen Punkten ist das Verhalten von H<sub>2</sub>-HD-D<sub>2</sub> mit dem reaktorrelevanten D<sub>2</sub>-DT-T<sub>2</sub> stark vergleichbar. [15] [23] [16]

Temp. (K)	D <sub>2</sub> + T <sub>2</sub> ⇌ 2DT		H <sub>2</sub> + T <sub>2</sub> ⇌ 2HT		H <sub>2</sub> + D <sub>2</sub> ⇌ 2HD	
	D <sub>2</sub> = T <sub>2</sub>	DT	H <sub>2</sub> = T <sub>2</sub>	HT	H <sub>2</sub> = D <sub>2</sub>	HD
0	50.0	0	50.0	0	50.0	0
4.2	45.1	9.9	50.0	0	50.0	0
6	40.8	18.4	50.0	0	49.9	0.2
8	37.2	25.6	50.0	0	49.5	0.9
10	34.7	30.7	50.0	0	48.8	2.5
12	32.8	34.4	49.9	0.1	47.7	4.7
15	31.2	37.7	49.7	0.5	45.7	8.6
20	30.1	39.8	48.9	2.2	42.3	15.4
25	29.5	41.1	47.5	5.0	39.4	21.3
30	29.0	41.9	45.8	8.4	37.0	26.0
50	27.8	44.5	40.2	19.7	31.7	36.7
77.4	26.7	46.7	35.7	28.6	29.5	41.1
100	26.2	47.6	33.6	32.8	28.5	42.9
200	25.5	49.0	29.4	41.1	27.0	46.0
300	25.3	49.4	27.7	44.5	26.3	47.4
∞	25.0	50.0	25.0	50.0	25.0	50.0

Abbildung 1: Berechnete prozentuale Gasgleichgewichte von 50:50 Mischungen [15]

### 3.1.2 Quanteneffekte

Neben der relativ anwendungsbezogenen Betrachtungsweise mithilfe der Gleichgewichte, weisen die Wasserstoffisotope weitere Feinheiten auf. So kann der Spin der Elementarteilchen energetisch günstiger oder ungünstiger sein. Dies kann sich auf die Reaktionsgeschwindigkeitskonstanten, welche die Reaktionsdauer bestimmen, auswirken. Als grundlegendes Unterscheidungsmerkmal dient, wie in Abbildung 2 zu sehen, der Spin der Gesamtwellenfunktion. Ist dieser zwischen Nukleon und Elektron symmetrisch, hat das Atom den Spin  $= \frac{1}{2}$ , bei Asymmetrie ist die Spin-Zahl = 0. Der Name Triplett-Zustand meint dabei, dass es die 3 Möglichkeiten -1, 0 und 1 für einen Gesamt-Spin des Moleküls gibt. Im Singlett-Zustand ist nur der Spin = 0 möglich. [24] [25] [26]

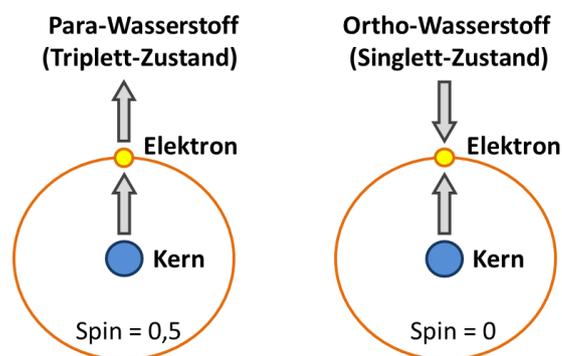


Abbildung 2: Schematische Darstellung von Ortho- und Parawasserstoff [27] [28]

Ortho- und Parawasserstoffisotope bilden sich dabei nach bestimmten temperaturabhängigen Verhältnissen aus, welche aus folgender Tabelle zu entnehmen sind:

Tabelle 2: Temperaturabhängige Ortho- und Parawasserstoffanteile [16] [24]

Molekültyp	Ortho-Anteil	Para-Anteil
H <sub>2</sub> bei >300 K	75 %	25 %
H <sub>2</sub> bei ~0 K	0 %	100 %
D <sub>2</sub> bei >300 K	66,6 %	33,3 %
D <sub>2</sub> bei ~0 K	0 %	100 %
T <sub>2</sub> bei >300 K	75 %	25 %
T <sub>2</sub> bei ~0 K	0 %	100 %

Da die Umwandlung von Ortho- und Parawasserstoff ohne Fremdeinwirkung mehrere Wochen dauert, der Einfrierprozess der Gase allerdings nur wenige Sekunden, kann im Fall der Pelletproduktion von der Zusammensetzung bei 300 K ausgegangen werden. Nicht nur der Quanten-Spin bleibt im gefrorenen Pellet lange erhalten, sondern auch die Molekülzusammensetzung, da sich Festkörperreaktionen normalerweise durch sehr hohe Aktivierungsbarrieren auszeichnen. Für diesen sogenannten Reaktionsmechanismus muss die Kristallstruktur deformiert werden, was diesen hohen Energieaufwand verursacht. [29]



Bei tiefen Temperaturen unter 100 K dominieren schließlich quantenmechanische Effekte. Bei Temperaturen unterhalb von 1 K werden in den meisten Materialien die Vibrationen (=Phononen) vernachlässigbar. Die Eigenschaften der Materie werden dann von den Spin-Spin-Wechselwirkungen bestimmt und bei noch tieferen Temperaturen im mK-Bereich, wird das magnetische Kernmoment bedeutend. Bei sehr leichten Elementen wie Wasserstoff, treten in diesem Temperaturbereich makroskopische Quanteneffekte auf, da der Beitrag der quantenmechanischen Nullpunktsenergie wahrnehmbar wird. In diesem Temperaturbereich können spinpolarisierte Moleküle hergestellt werden. Damit ist gemeint, dass die Moleküle annähernd zu 100 % eine bestimmte Spinrichtung aufweisen. Die ausgerichteten Moleküle können zur experimentellen Untersuchung der polarisierten Kernfusion beitragen. Die Theorie besagt, dass bei der Fusion von Atomen mit ausgerichteten Spins eine Effizienzsteigerung von rund 50 % möglich ist. Das Thema der polarisierten Kernfusion wird in Abschnitt 6.2.3 genauer behandelt. [30] [31] [32] [33]

### 3.2 Moleküleinschluss beim Ausfrieren

Beim Ausfrieren von einem Molekültyp kann es passieren, dass teilweise Moleküle eines anderen Typs mit eingeschlossen werden. Dabei bedeutet Ausfrieren einen Stoff durch Kälteeinwirkung in einen festen Aggregatzustand überführen. Bei der Pelletproduktion ist die Vermischung von Protium- und Deuteriummolekülen gewünscht. Direkte Messungen der Vermischungsgrade sind allerdings nicht möglich. In der Literatur sind ebenfalls keine Werte für die Vermischung von Wasserstoffmolekülen zu finden. Aus diesem Grund wird in diesem Abschnitt mit einem ähnlichen Verfahren verglichen, welches aus vielen empirischen Versuchen bekannt ist. Dieses Verfahren nennt sich Argon-Frosting und ist aus der Vakuumtechnik erprobt. Zum Ausfrieren von einem Heliumatom werden hierbei mindestens 20 Argon-Atome benötigt. Das ergibt ein  $\frac{\text{He}}{\text{He}+\text{Ar}}$ -Verhältnis von 0,05. [34]

Wird das Verfahren mit der Vorstellung verbildlicht, dass die Argon-Atome das einzelne Helium-Atom bedecken, ist das Verhältnis von der Oberfläche bzw. dem Volumen der Teilchen abhängig. Abbildung 3 stellt diese einfache Vorstellung schematisch dar.

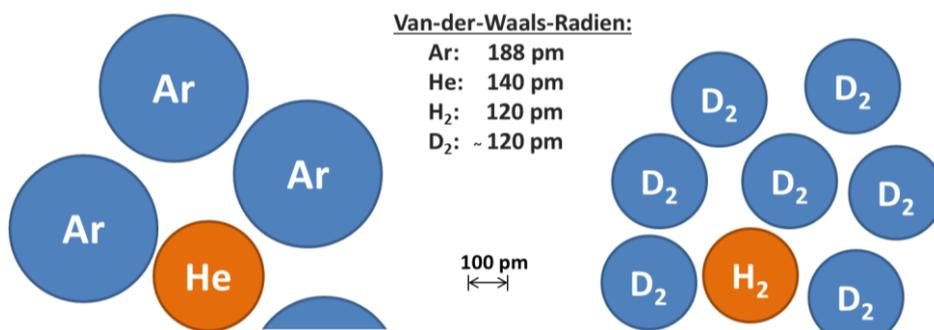


Abbildung 3: Ausfrieren von Teilchen mit Fremdeinschluss [27] [35] [36] [37] [38]

Wird das  $\frac{\text{He}}{\text{He}+\text{Ar}}$ -Verhältnis mithilfe der geometrisch betrachteten Kugeloberflächen auf die Moleküle skaliert, ergibt sich ein Verhältnis von  $\frac{\text{H}_2}{\text{H}_2+\text{D}_2} = 0,02$ . Wird diese Skalierung mittels der Kugelvolumina vollzogen, resultiert ein Verhältnis von  $\frac{\text{H}_2}{\text{H}_2+\text{D}_2} = 0,013$ . Anhand dieser Zahlen kann vermutet werden, dass dieser Effekt einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Pelletproduktion hat, da ein Verhältnis von  $\frac{\text{H}_2}{\text{H}_2+\text{D}_2} = 0,5$  angestrebt wird.

### 3.3 Empirische Bayes-Methode

Die Empirische Bayes- oder Beta-Verteilung wurde mathematisch entwickelt, um ein statistisches Werkzeug zu haben, mit dem die Sterberaten von Fliegen bei verschiedenen Giftmengen im Honig bestimmt werden können. Da die Sterberaten von Fliegen als auch die Zerstörungswahrscheinlichkeit der Pellets nicht größer 1 sein kann, eignet sich diese Methode um die Effizienz des Pelletinjektors und die Restmasse der Pellets statistisch abzuschätzen. Diese Methode kann nach folgendem Prinzip angewandt werden: [39]

Um die Parameter  $f$  und  $g$  zu ermitteln, muss der Erwartungswert  $E$  und die Varianz  $Var$  des Datensatzes bekannt sein. Mithilfe dieser Werte kann das folgende Gleichungssystem gelöst werden:

$$E(X) = \frac{f}{f + g}$$

$$Var(X) = \frac{f \cdot g}{(f + g)^2 \cdot (1 + f + g)}$$

Formel 6: Gleichungssystem basierend auf Erwartungswert und Varianz [39]

Mithilfe der aus Formel 6 bekannten Parameter  $f$  und  $g$ , kann das bestimmte Integral in Formel 7 gelöst werden:

$$B(f, g) = \int_0^1 u^{f-1} \cdot (1 - u)^{g-1} du$$

Formel 7: Integral zur Bestimmung der Beta-Verteilung [39]

Die Integralgrenzen 0 bis 1 stehen dabei für den möglichen Wahrscheinlichkeitsbereich, dass ein Fall eintritt. Das Ergebnis dieser Integralrechnung ist ebenfalls ein skalarer Wert, welcher in folgende Funktion eingesetzt werden kann:

$$h(\theta) = \frac{1}{B(f, g)} \theta^{f-1} \cdot (1 - \theta)^{g-1}$$

Formel 8: Funktion der Beta-Verteilung [39]

Diese Funktion stellt die Wahrscheinlichkeit  $h$  über die jeweilige Erfolgswahrscheinlichkeit  $\theta$  dar. Eine Erfolgswahrscheinlichkeit kann z.B. der anteilige Massenerhalt der Pellets sein.

## 4 ASDEX Upgrade Experiment

### 4.1 Funktionsprinzip ASDEX Upgrade

Die Großanlage ASDEX Upgrade (=AUG) ging 1991 als Nachfolgeexperiment von ASDEX in Garching in Betrieb. Der Name der Anlage steht für "Axialsymmetrisches Divertor-Experiment Upgrade". Mit dieser Anlage werden Kernfragen der Fusionsforschung unter kraftwerksähnlichen Bedingungen untersucht und die physikalischen Grundlagen für zukünftige Anlagen erarbeitet. Dazu sind wesentliche Plasmaeigenschaften, vor allem die Plasmadichte, der Plasmadruck und die Belastung der Wände, den Verhältnissen in einem späteren Fusionskraftwerk angepasst. [40]

ASDEX Upgrade beruht auf dem Tokamakprinzip. Ein Tokamak ist ein Typ eines Fusionsreaktors, der genau wie der Stellarator, auf dem Konzept der Fusion mittels magnetischen Einschlusses beruht. Beim Tokamakprinzip ist der Fusionsreaktor Torusförmig. Wie in Abbildung 4 zu sehen, überlagert sich das durch die Spulen erzeugte toroidale und poloidale Magnetfeld und schließt so das Plasma ringförmig ein. Zusätzlich wird im Plasma selbst ein elektrischer Strom entlang des Ringes induziert. Dieser Strom erzeugt ein Magnetfeld mit poloidal verlaufenden Feldlinien. Dieses überlagert sich mit dem durch die Spulen erzeugten Feld, so dass sich der gewünschte spiralförmige Feldverlauf ergibt. Die Feldlinien schließen sich dabei nicht nach einem Umlauf um den Ring, sondern bilden konzentrische und somit stabilere Schichten. Die Elektronen und Ionen bewegen sich unter der Lorentzkraft auf engen, schraubenartigen Bahnen um je eine Feldlinie. [41]

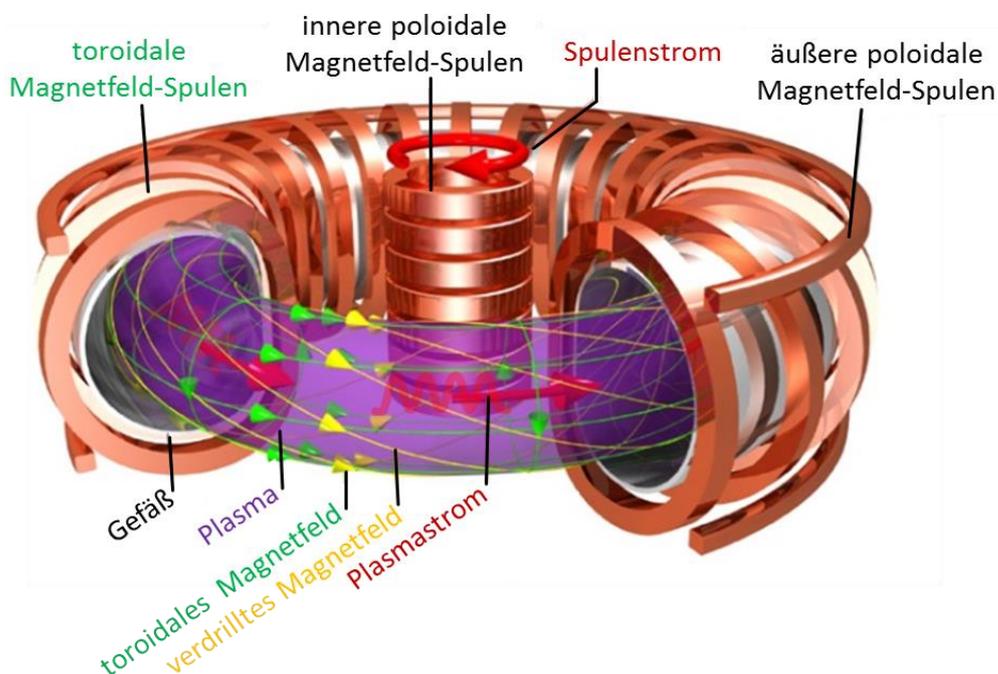


Abbildung 4: Tokamak-Magnetfeldspulen und deren Auswirkungen [42] [43]

An ASDEX Upgrade werden überwiegend Experimente mit Deuteriumplasmen untersucht. In einem reaktorrelevanten Fusionsplasma hingegen, fusionieren unter ausreichend Druck und Temperatur, Deuterium- und Tritiumkerne miteinander und es entsteht ein Heliumkern. Bei Betrachtung der Bindungsenergie pro Nukleon aus Abbildung 5 wird ersichtlich, dass die Nutzung der Kernfusion deutlich effektiver, als die der Kernspaltung ist.

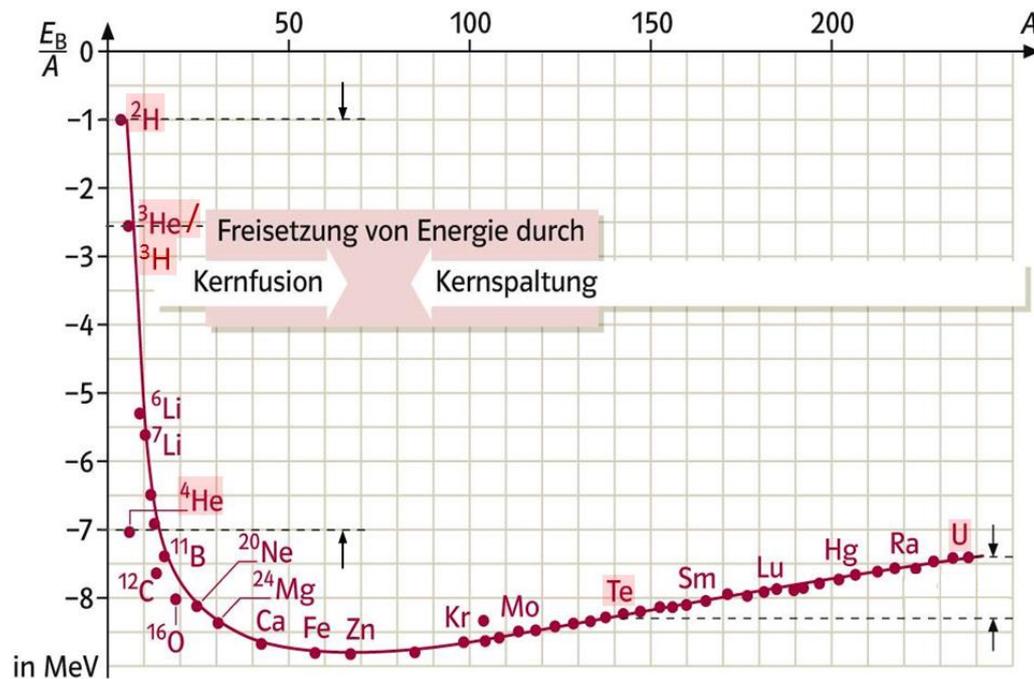


Abbildung 5: Energiefreisetzung von Kernfusion und Kernspaltung [42] [44]

Bei dieser Fusion entsteht wie in Abbildung 6 zu sehen, kurzzeitig ein Helium<sup>5</sup>-Kern. Dieser zerfällt nach einer durchschnittlichen Lebensdauer von  $1,1 \cdot 10^{-21}$  s zu einem Helium<sup>4</sup>-Kern und einem Neutron. [45]

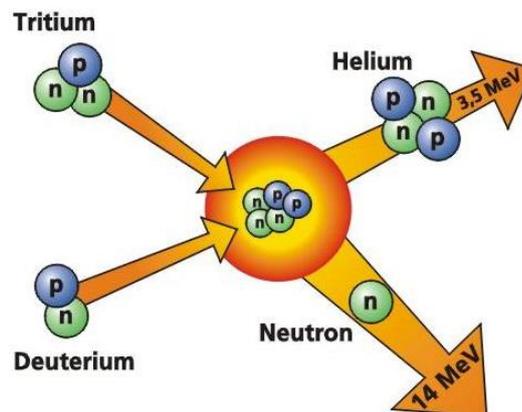


Abbildung 6: Tritium-Deuterium Fusion [46]



Bei Betrachtung der Werte in unten stehender Fusionsgleichung, fällt ein Massenverlust von  $3,13 \cdot 10^{-29}$  kg auf.

$$\begin{aligned} T + D &= \text{He}^4 + n + \Delta m \\ 3,0160 \text{ u} + 2,0141 \text{ u} &= 4,0026 \text{ u} + 1,0087 \text{ u} + \Delta m \\ \Delta m &= 18,884 \cdot 10^{-3} \text{ u} \triangleq 3,13 \cdot 10^{-29} \text{ kg} \end{aligned}$$

Formel 9: Berechnung des Massenverlustes bei der DT-Fusion [36] [13] [12] [47]

Der Massenverlust ist dadurch zu erklären, dass sich  $\Delta m$  vollständig in Energie umgewandelt hat. Die spezielle Relativitätstheorie beschreibt diesen Zusammenhang folgendermaßen:

$$\begin{aligned} E &= \Delta m \cdot c^2 \\ E &= 3,13 \cdot 10^{-29} \text{ kg} \cdot \left(29979245 \frac{\text{m}}{\text{s}}\right)^2 = 2,818 \cdot 10^{-9} \text{ J} \triangleq 17,5 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Formel 10: Spezielle Relativitätstheorie [48] [49]

Somit wird bei jeder D-T-Fusion eine Energie von 17,5 MeV freigesetzt.

## 4.2 Pelletinjektor

### 4.2.1 Extrusions- und Vorratskryostat

Als Kryostat wird ein Kühlgerät bezeichnet, mit dem sehr tiefe Temperaturen erreicht und konstant gehalten werden können. Für die Pelletproduktion sind 2 Kryostaten vorgesehen die beide mit flüssigem Helium kühlen. Wie in Abbildung 7 zu sehen, gibt es den Extrusionskryostaten, welcher durch die Extrusionsdüse vom Vorratskryostaten getrennt ist. [50]

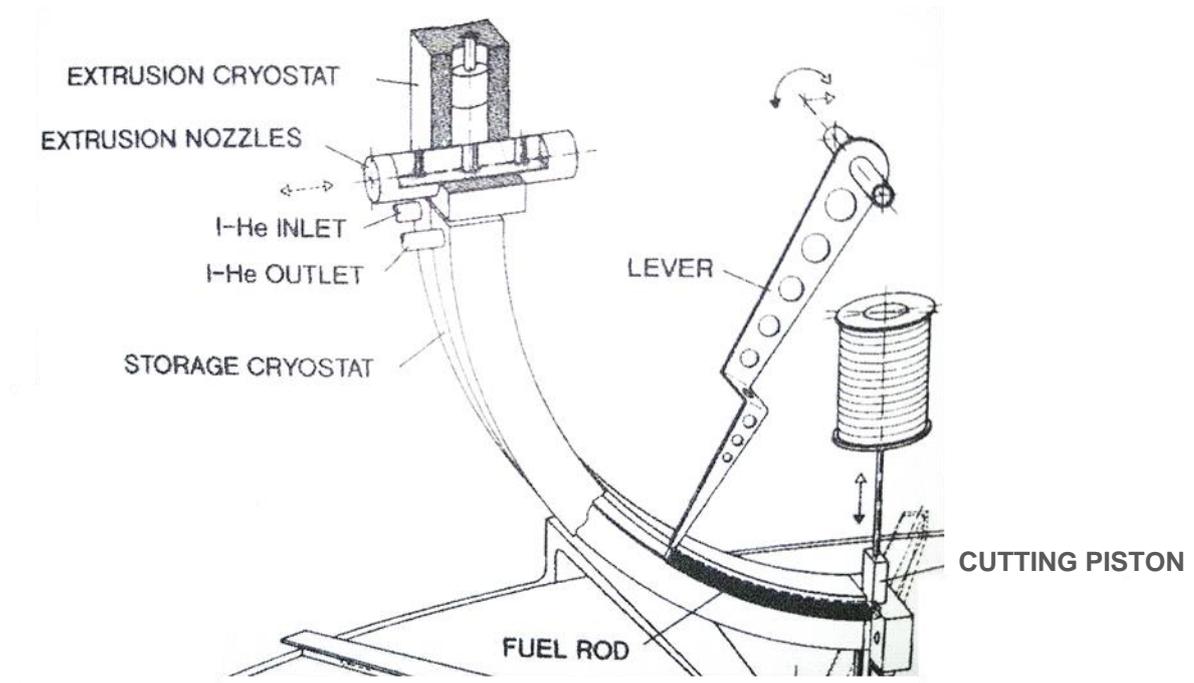


Abbildung 7: Extrusions- und Vorratskryostat [51]

Der Extrusionskryostat weist ein Volumen von  $3,785 \cdot 10^{-3} \text{m}^3$  auf. In ihm wird das eingelassene Wasserstoffgas unter einem Druck von circa 500 mbar abgekühlt. Dabei dichtet das gefrorene Eis die Verbindung vom Kryostaten zur Extrusionsdüse ab. Das kryogene Protium wird mithilfe des Extrusionszylinders unter 7 bar Druck durch die Extrusionsdüse gepresst. Dafür muss das System auf circa 15 K erwärmt werden, was zu signifikanten Abdampfraten führt. Für die Extrusion gibt es rechteckige Düsen in den Abmaßen 1,4 mm, 1,65 mm und 1,9 mm, welche die Größe der produzierten Pellets bestimmen. Die bis zu 196 mm lange Eisstange wird mithilfe des Extrusionszylinders in den Vorratskryostaten gedrückt und kann dort problemlos bei 5 - 7 Kelvin, circa 45 min gelagert werden. Bei Bedarf wird die Eisstange mithilfe des Hebels geschoben und durch den Schneidkolben in 1,5 mm bis 2,0 mm lange Pellets zerschneitten. Diese Pellets fallen in die Zentrifuge, in der sie wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, beschleunigt werden. [52]

Für einige Untersuchungen ist es entscheidend die Anzahl an Atomen pro Pellet zu kennen. Da die verwendete Menge an Gas pro Pellet bekannt ist, kann mithilfe allgemeinen Gasgleichung auf die Atomanzahl pro Deuterium-Pellet geschlossen werden. Diese Gleichung kann folgendermaßen dargestellt werden: [53]

$$N_{\text{Pellet}} = \frac{p \cdot V_{\text{Pellet}}}{k_B \cdot T}$$

Formel 11: Allgemeine Gasgleichung [54]

Die Pelletvolumina betragen dabei je nach Größe:

$$\begin{aligned} V_{\text{Pellet}_{\text{gro\ss}}} &= 1,9 \text{ mm} \cdot 1,9 \text{ mm} \cdot 2,0 \text{ mm} = 7,22 \text{ mm}^3 \\ V_{\text{Pellet}_{\text{klein}}} &= 1,4 \text{ mm} \cdot 1,4 \text{ mm} \cdot 1,5 \text{ mm} = 2,94 \text{ mm}^3 \end{aligned}$$

Formel 12: Volumen der Pellets [52]

Mit der Boltzmannkonstante  $k_B$ , der Gastemperatur  $T$  und den folgenden ermittelten Werten

$$\begin{aligned} p \cdot V_{\text{Pellet}_{\text{gro\ss}}} &= 1,78 \frac{\text{Pa} \cdot \text{m}^3}{\text{Pellet}} \\ p \cdot V_{\text{Pellet}_{\text{klein}}} &= 0,66 \frac{\text{Pa} \cdot \text{m}^3}{\text{Pellet}} \end{aligned}$$

Formel 13: Deuteriumgasmenge pro Pellet [52]

ergibt die Gasgleichung folgende Ergebnisse:  $N_{\text{Pellet}_{\text{gro\ss}}} = 4,3 \cdot 10^{20} \frac{\text{D}}{\text{Pellet}}$   
 $N_{\text{Pellet}_{\text{klein}}} = 1,6 \cdot 10^{20} \frac{\text{D}}{\text{Pellet}}$

Formel 14: Anzahl an D-Atomen pro Pellet

Mithilfe der Dichteverhältnisse von Protium und Deuterium, kann auf die Atomanzahl im Protium-Pellet geschlossen werden. Dabei beziehen sich die folgenden prozentualen Werte auf die Dichte von Deuterium-Molekülen  $\hat{=} 100\%$ :

$$\begin{aligned} \text{D}_2(\text{bei } 4 \text{ K}) &= 19,931 \left[ \frac{(\mu\text{m}^3)}{\text{mol}} \right] \hat{=} 100 \% \quad ; \quad \text{D}_2(\text{bei } 13 \text{ K}) = 20,047 \left[ \frac{(\mu\text{m}^3)}{\text{mol}} \right] \hat{=} 100 \% \\ \text{H}_2(\text{bei } 4 \text{ K}) &= 23,064 \left[ \frac{(\mu\text{m}^3)}{\text{mol}} \right] \hat{=} 86,41 \% \quad ; \quad \text{H}_2(\text{bei } 13 \text{ K}) = 23,253 \left[ \frac{(\mu\text{m}^3)}{\text{mol}} \right] \hat{=} 86,21 \% \end{aligned}$$

Formel 15: Dichte von kryogenen Protium und Deuterium [15]

Dadurch ergeben sich folgende Werte:  $N_{\text{Pellet}_{\text{gro\ss}}} = 3,71 \cdot 10^{20} \frac{\text{H}}{\text{Pellet}}$   
 $N_{\text{Pellet}_{\text{klein}}} = 1,37 \cdot 10^{20} \frac{\text{H}}{\text{Pellet}}$

Formel 16: Anzahl an H-Atomen pro Pellet

Aufgrund der langen Aufenthaltsdauer, in der Nähe des betriebenen Fusionsstromgenerators, soll die Strahlenbelastung des Eises abgeschätzt werden. Immerhin kann Radioaktivität weitere chemische Reaktionen verursachen, die in Abschnitt 3.1.1 nicht erwähnt werden. Die maßgebliche Größe für die radioaktive Wechselwirkung ist der Adsorptionsquerschnitt. In Abbildung 8 wird dieser Querschnitt von Protium und Deuterium, umgerechnet über die kinetische Energie von  $\sim 10^2 \text{ K}$  bis  $\sim 10^{11} \text{ K}$ , dargestellt. Bei Deuterium-Tritium-Pellets ist die Situation eine andere, da die radioaktive Strahlung auch vom verwendeten Gas selbst entsteht.

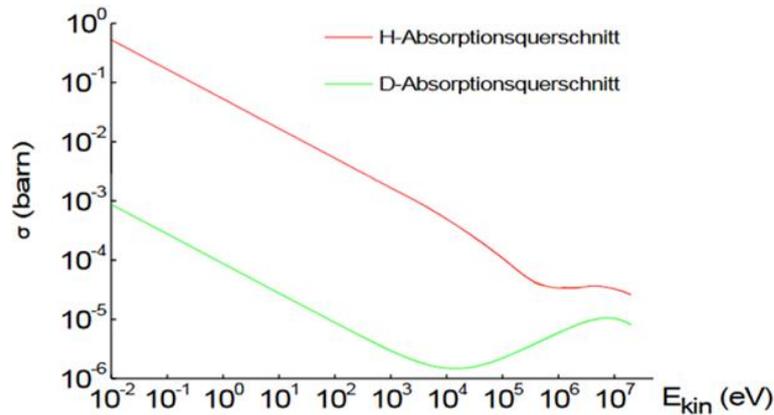


Abbildung 8: Neutronenabsorptionsquerschnitte von Protium und Deuterium [42] [55]

Die Wahrscheinlichkeit  $P$ , dass ein einfallendes Neutron mit einem Teilchen wechselwirkt, errechnet sich aus dem Neutronenabsorptionsquerschnitt  $\sigma$ , der Targetfläche  $F$  und der Anzahl der enthaltenen Teilchen  $N_T$ .

$$\omega = \sigma \cdot \frac{N_T}{F}$$

Formel 17: Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Neutronen [56]

Da der Kryostat circa 5 m vom Toruszentrum entfernt ist, wird wie in Abbildung 9 zu sehen, der Einfachheit halber eine kugelförmige Neutronenabstrahlung angenommen.

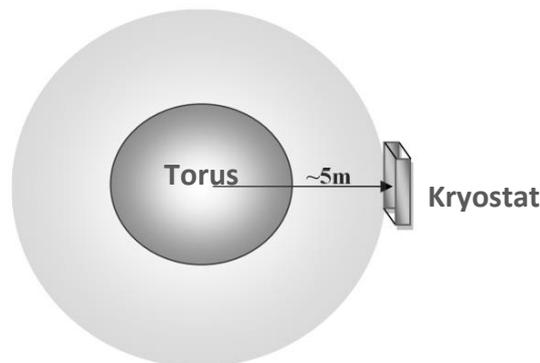


Abbildung 9: Stark vereinfachte Neutronenabstrahlung

Da während einer Entladung eine durchschnittliche Neutronenbelastung von  $5 \cdot 10^{15}$  Neutronen herrscht, ergibt dies eine Neutronendichte am Kryostaten von  $16 \cdot 10^6 \frac{\text{Neutronen}}{\text{mm}^2}$ . [57]

$$\rho_n = \frac{O_{\text{Kugel}}}{O_{\text{Kugel}}} = 16 \cdot 10^6 \frac{\text{Neutronen}}{\text{mm}^2}$$

Formel 18: Berechnung der Neutronendichte

Ein Barn entspricht  $10^{-22} \text{ mm}^2$ . Damit ergibt sich eine Neutronenabsorptionswahrscheinlichkeit von  $4 \cdot 10^{-17}$  pro Pellet und der radioaktive Einfluss kann somit vernachlässigt werden.

$$\sim 1 \text{ Barn} \cdot \frac{16 \cdot 10^6 \frac{\text{Neutronen}}{\text{mm}^2}}{4 \text{ mm}^2} = 4 \cdot 10^{-16} \frac{P_{\text{Absorption}}}{\text{Pellet}}$$

Formel 19: Berechnung der radioaktiven Wechselwirkungswahrscheinlichkeit

## 4.2.2 Zentrifuge

Die vom Vorratskryostaten abgeschnittenen Pellets fallen in die Zentrifuge, wo sie vom Zentrifugenarm erfasst und wie in Abbildung 10 zu sehen, radial beschleunigt werden.

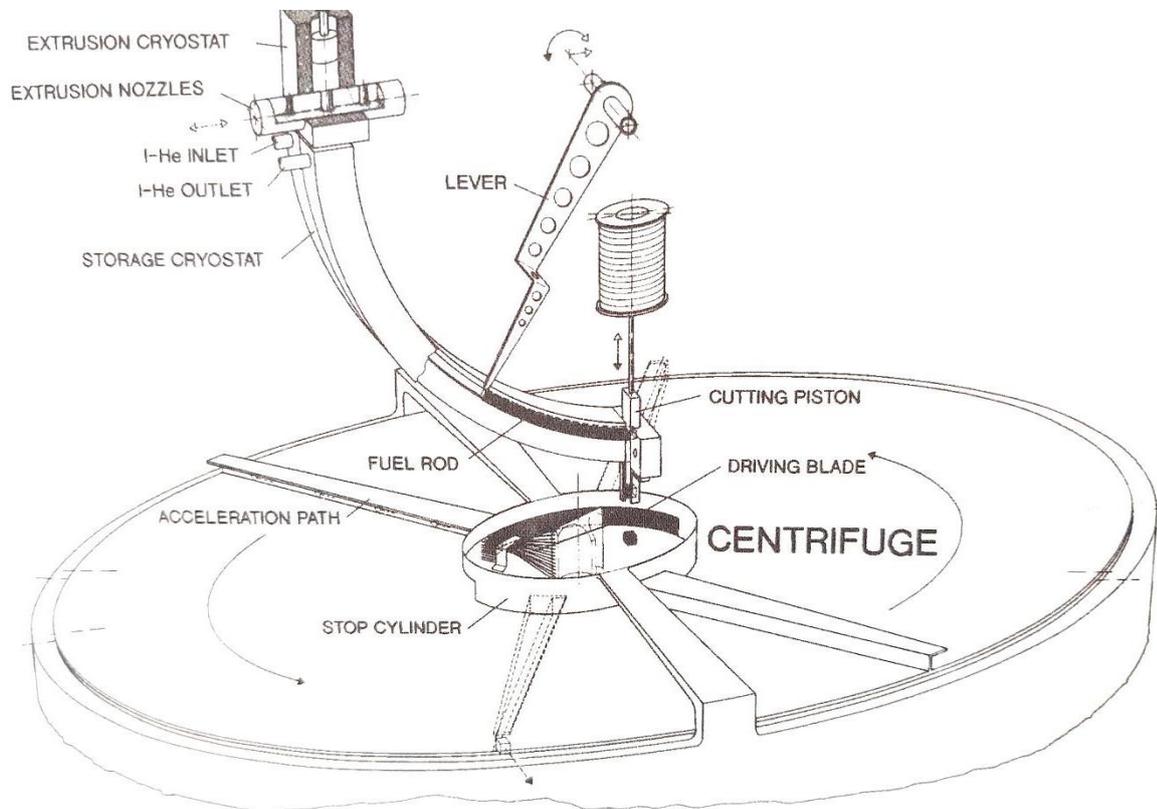


Abbildung 10: Zentrifuge in Verbindung mit den Kryostaten [51]

Der Zentrifugenarm ist direkt mit der Pumpenwelle verbunden, was dazu führt, dass eine höhere Drehzahl, eine höhere Pellet-Geschwindigkeit und ein besseres Vakuum in der gesamten Zentrifuge als auch im Vorratskryostat zur Folge hat. Dieses Vakuum hat ein Gesamtvolumen von 10 L. Durch die Zentrifugalkraft wird das Pellet auf die Zielgeschwindigkeit beschleunigt. Diese Methode hat den Vorteil hohe Repetitionsraten und Pelletgeschwindigkeiten erreichen zu können. Jedoch sind die Pelletfrequenz  $f_p$  und die Geschwindigkeit  $u_p$  an die Winkelgeschwindigkeit des Schleuderarms gebunden. So können nur ganzzahlige Bruchteile  $n$  der Rotationsfrequenz erreicht werden. [4] [53]

$$f_p = \frac{\omega}{2 \cdot \pi \cdot n}$$

$$u_p(t) = \omega \cdot r_0 \cdot \sinh(\omega \cdot t)$$

Formel 20: Repetitionsrate und Pelletgeschwindigkeit [4]

Es wurde gezeigt, dass die Beschleunigung praktisch verlustfrei abläuft und das Pellet bei dem Radius  $r_0$  auf den Schleuderarm gesetzt wird. [53]

Der Stoppzylinder hat dabei die Aufgabe die Pellets in einen bestimmten Austrittswinkel aus der Zentrifuge zu befördern. Der Stoppzylinder selbst ist wie in Abbildung 11 zu sehen, eine Wand mit einer Austrittsöffnung, an dem sich die Pellets radial entlang bewegen können. Der gesamte Stoppzylinder lässt sich verdrehen, um die Flugbahn der Pellets auf den optimierten Trichter einzustellen, welcher in Abschnitt 4.2.3 genauer erläutert wird.

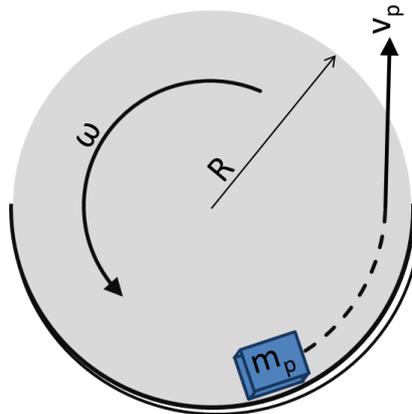


Abbildung 11: Funktionsweise des Stoppzylinders

Die Lagrange-Funktion für das System aus Abbildung 11 lautet:

$$L = T - V = E_{\text{kin}} - E_{\text{pot}}$$
$$L = \frac{1}{2} \cdot m_p (\dot{r}^2 + r^2 \cdot \omega^2)$$

Formel 21: Lagrange-Funktion zur Beschreibung der Pelletbahn [58]

In die Lagrange-Gleichung 2. Art eingesetzt ergibt:

$$\frac{d}{dt} \frac{\delta L}{\delta \dot{r}} - \frac{\delta L}{\delta r} = 0$$
$$\frac{d}{dt} (m_p \cdot \dot{r}) - m_p \cdot r \cdot \omega^2 = 0$$
$$m_p \cdot \ddot{r} - m_p \cdot r \cdot \omega^2 = 0$$
$$r \cdot \omega^2 = \ddot{r}$$

Formel 22: Lagrange-Gleichung 2. Art zur Beschreibung der Pelletbahn [58]

Die mathematische Beschreibung der Bewegung durch Formel 22 zeigt, dass die durch den Stoppzylinder einstellbare Flugbahn der Pellets massenunabhängig und somit bei allen Pelletgrößen gleich ist. [58]

### 4.2.3 Looping

Der Looping hat die Aufgabe, die beschleunigten Pellets auf die magnetische Hochfeldseite des Plasmas zu lenken. Die magnetische Hochfeldseite hat den Vorteil, dass die ionisierten Moleküle der Pellets in das Plasma hineingezogen werden und somit das Eindringen der Materie deutlich leichter ist. Bei der toroidalen Anordnung in ASDEX Upgrade stehen die Spulen notwendigerweise auf der Innenseite dichter beisammen, somit ist die Magnetfeldstärke innen höher als auf der Außenseite. Das Abfallen der Magnetfeldstärke geschieht dabei über den Radius im Verhältnis  $\frac{1}{r}$ . [53]

Das Pelletleitsystem mit Looping ist in folgender Abbildung 12 zu sehen. Der Looping bestehend aus einer Kupferröhre, lenkt die Pellets zum Toruseinlass. Die Pellets treffen anschließend unter einem Winkel von  $44^\circ$  in die Hochfeldseite des Plasmas. Wie in der CAD-Zeichnung zu sehen wird im kompletten Looping, mithilfe eines Pumpsystems aus verschiedenen Pumpen, ein Vakuum aufrechterhalten. Entlang des Loopings messen Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeter, welche in Abschnitt 5.2.2 beschrieben werden, den Druck. Wird ein Pellet im Looping zerstört, z.B. wenn aus Testzwecken absichtlich der Schieber zum Toruseinlass geschlossen wird, kann der verursachte Druckanstieg gemessen werden. [59]

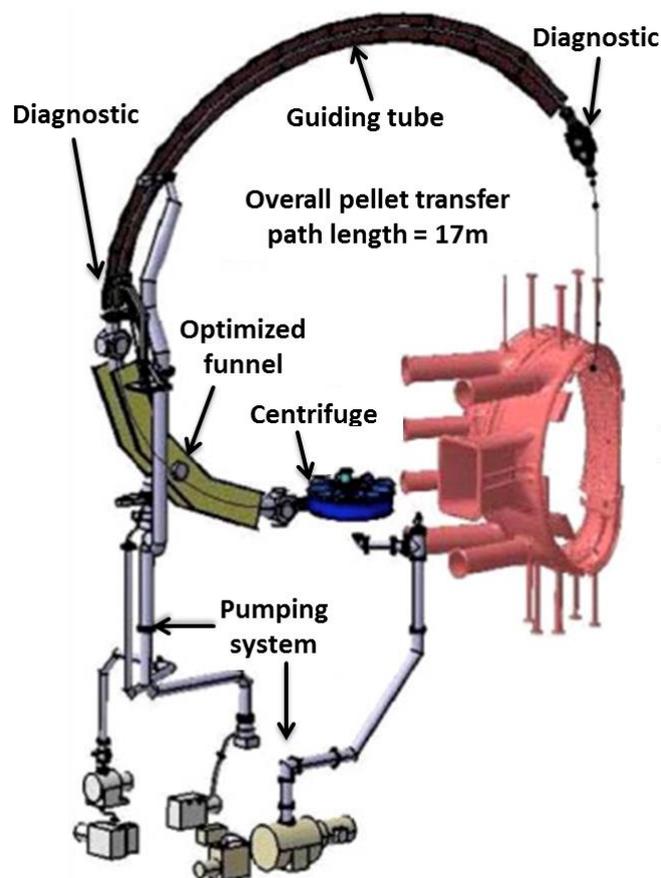


Abbildung 12: CAD-Zeichnung des Pelletinjektors [60]

Obwohl das kryogene Pellet sowohl in der Zentrifuge, als auch im Looping mit warmen Oberflächen in Kontakt kommt, ist der Materialverlust aufgrund von Verdampfung dank des Leidenfrost-Effekts sehr gering. Der Leidenfrost-Effekt beschreibt das Phänomen, dass eine Flüssigkeit oder ein Festkörper auf einer Oberfläche mit sehr hoher Temperatur langsamer verdampft, als auf einer Oberfläche mit geringerer Temperatur. Dieser Effekt ist darauf zurückzuführen, dass sich beim Kontakt mit der Oberfläche sofort ein Dampffilm ausbildet, der das Objekt von der heißen Oberfläche abschirmt. Die geringe Wärmeleitfähigkeit des Dampfes lässt nur einen kleinen Wärmestrom zu und verzögert somit das Abdampfen. Die Dampfschicht fällt bei höherer Oberflächentemperatur dicker aus, weshalb die Verdampfungszeit mit der Oberflächentemperatur bis zu dem sogenannten Leidenfrost-Punkt steigt. [4]

Das ganze Pelletleitsystem ist in 3 elliptische Segmente unterteilt. Am geometrisch aufwendigsten ist der optimierte Trichter, da er die aus der Zentrifuge beschleunigten und trotz Stoppzylinder leicht streuenden Pellets sammeln und in die Bahn des Loopings lenken muss. Dabei werden typische Streuwinkel angenommen. Bei Geschwindigkeiten von  $240 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  beträgt der Winkel  $\varphi = \pm 3^\circ$ , bei Geschwindigkeiten von  $1200 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  nur noch  $\pm 1^\circ$ . Um die Trichterkontur in unten stehender Abbildung 13 zu verstehen, muss der Startwinkel  $\alpha$  auf  $1,7^\circ$ , welcher aus vorangegangenen Aufpralltests für den Winkel  $\theta$  ermittelt wurde, gesetzt werden. [61]

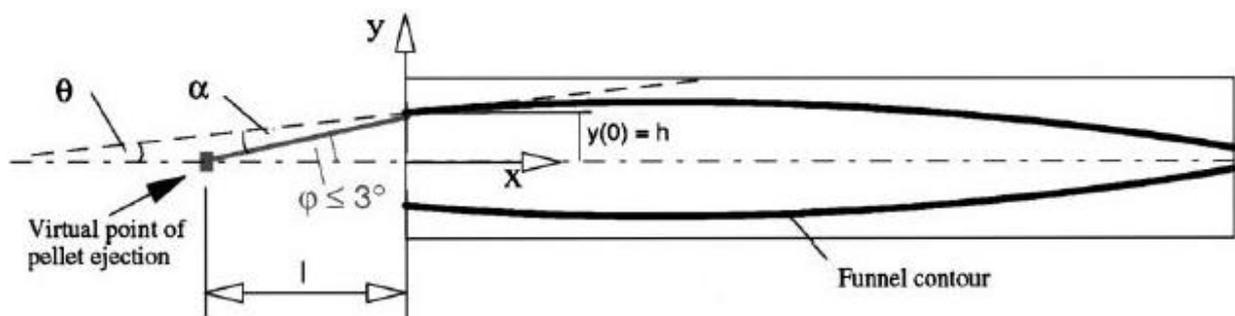


Abbildung 13: Optimierter Trichter [61]

Die eigentliche Trichter-Kontur wird mittels folgender Gleichung, zumindest für eine Hälfte der Längssymmetrischen Anordnung, beschrieben.

$$\frac{dy}{dx} = \frac{2 \cdot \pi (\varphi - \alpha)}{360} \quad \text{mit } \varphi = \frac{y \cdot 360}{2 \cdot \pi (x + l)}$$

$$\text{ergibt: } y = 0,01745 \cdot \theta (x + l) \ln\left(\frac{x + l}{l}\right) + \frac{(x + l)h}{l}$$

Formel 23: Funktion der Trichter-Kontur [61]

Mit  $y(0) = h = 21 \text{ mm}$  und einer Auslasshöhe von  $3 \text{ mm}$  für die angrenzende Führungsröhre, ergibt sich eine Länge von  $l = 4,7 \text{ m}$ . Diese Funktion ergibt eine elliptische Krümmung mit einer maximalen Tailenbreite von  $100 \text{ mm}$ . [61]

## 5 Messprinzipien und Methoden

### 5.1 Diagnostiken an ASDEX Upgrade

#### 5.1.1 Heißkathoden-Ionisationsmanometer

Für die Messung der Neutralgasdichten im Torus werden Heißkathoden-Ionisationsmanometer, auch Neutralgasmanometer genannt, verwendet. Diese Manometer sind notwendig, da sie auch bei hohen Magnetfeldstärken bis zu 3,9 T Neutralgasdrücken von  $10^{-4}$  - 20 Pa und elektromagnetischen Störeinflüssen wie sie im Fusionsexperiment vorkommen, funktionieren. [62] [63]

Ein wichtiger Parameter zur Ermittlung der Gasdichte ist die Flussdichte der Neutralteilchen, die z.B. auf die Plasmaoberfläche oder Pumpöffnungen trifft. Um eine ausreichende Zeit- und Ortsauflösung dieser Messgröße zu erreichen, muss direkt im Plasmagefäß gemessen werden. Bei diesen Geräten handelt es sich um spezielle Heißkathoden-Ionisationsmanometer. Dieses sogenannte ASDEX Pressure Gauge ist in Abbildung 14 dargestellt. [62]

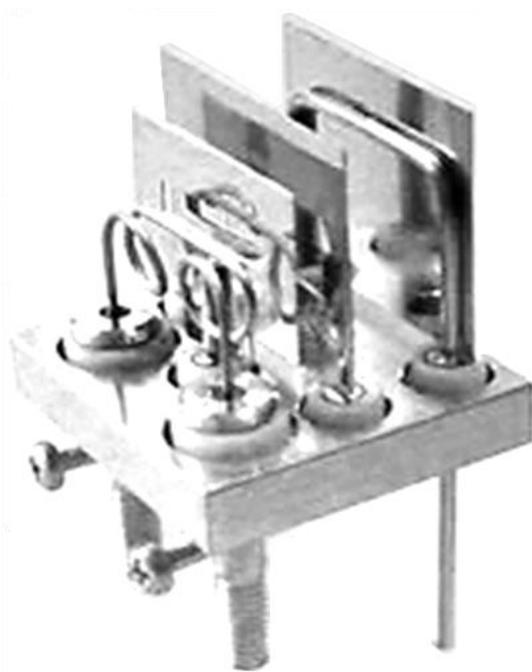


Abbildung 14 links: Foto ASDEX Pressure Gauge [42] [62]

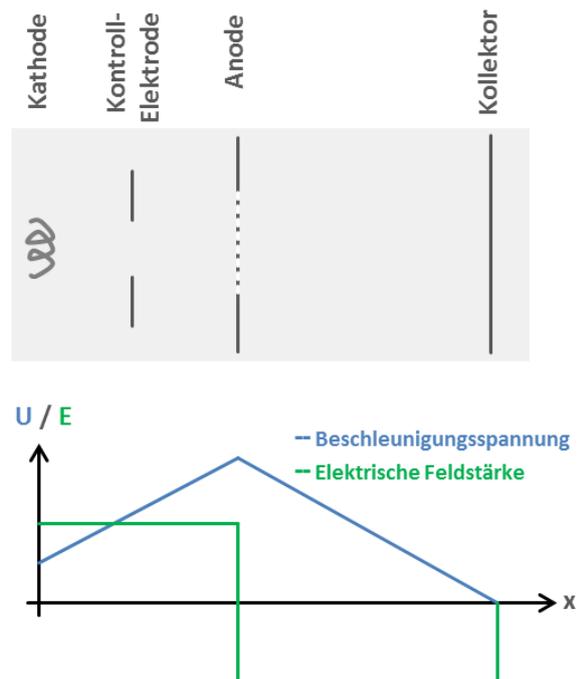


Abbildung 15 rechts: E-Feld eines Ionisationsmanometers [27] [64]

Für die indirekte Druckmessung wird eine Kathode (Filament) durch einen konstant geregelten elektrischen Strom zum Glühen gebracht. Durch die erhöhte Temperatur können die Elektronen aufgrund ihrer thermischen Bewegung, die charakteristische Austrittsarbeit überwinden. Die dadurch entstandenen Ionen werden in einem elektrischen Feld beschleunigt und bilden den Entladungsstrom. Die drahtförmige Kathode und die gitterförmigen Anode liegen auf unterschiedlichen positiven Potenzialen, wie quantitativ in Abbildung 15 dargestellt. Lediglich der plattenförmige Kollektor liegt auf Masse. [64]

Die Messgröße eines Heißkathodensensors ist der Entladungsstrom, der durch das Auftreffen der positiv geladenen Ionen am Kollektor entsteht. Durch den Entladungsstrom der Ionen kann auf den Ionenstrom geschlossen werden. Sofern die Eigenschaften des untersuchten Gases bekannt sind, kann vom Ionenstrom der Gasdruck wie in Abschnitt 9 zu sehen, berechnet werden. [64]

Für die Messung des Gasdrucks nahe der Kryopumpe, werden die Werte von Manometer 16 verwendet. Abbildung 16 zeigt die Position in poloidaler, Abbildung 17 in toroidaler Ebene an.

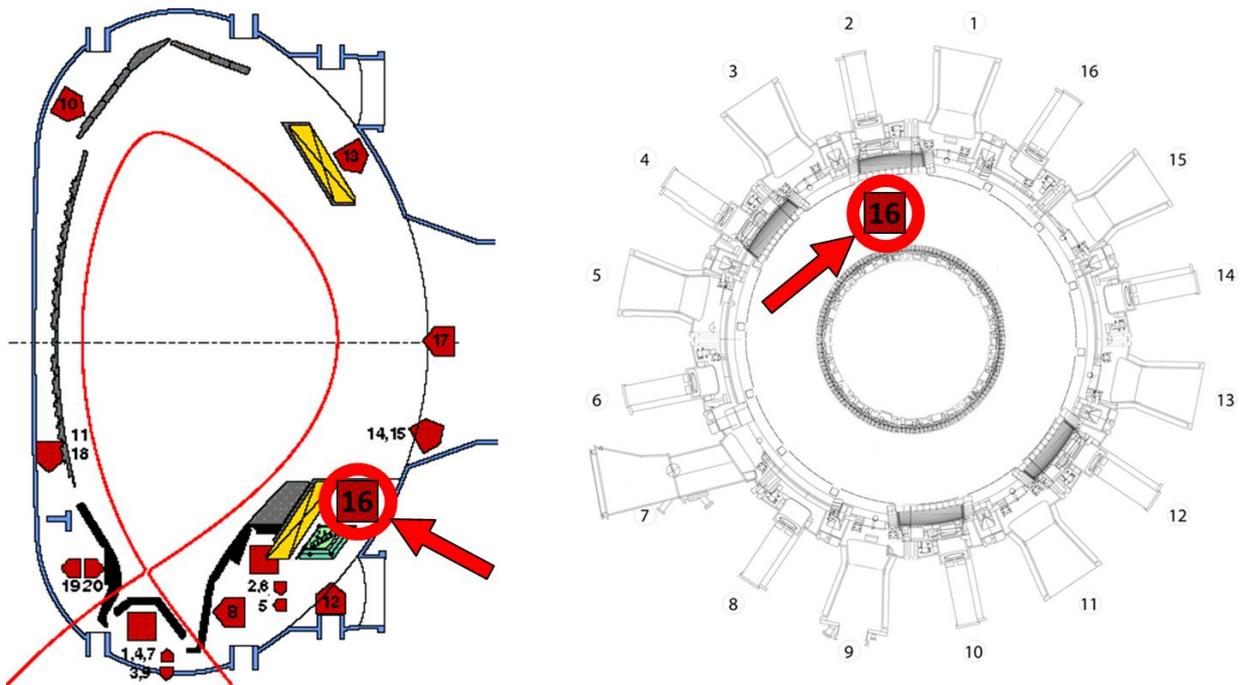


Abbildung 16 links: Manometer in poloidaler Ebene 2 [42] [65]  
Abbildung 17 rechts: Manometer 16 in toroidaler Ebene [42] [66]

## 5.1.2 Volumenmessung

Um von der in Abschnitt 5.1.3 beschriebenen liniengemittelten Dichte, auf die im Plasma eingeschlossene Gesamt-Teilchenanzahl zu schließen, muss das Plasmavolumen bekannt sein.

Das Plasmavolumen wird dabei über die Form der Separatrix bestimmt. Die Separatrix wie sie beispielhaft in unten stehender Abbildung 18 in blau zu sehen ist, wird wiederum über die Grad-Shafranov-Schlüter-Gleichung bestimmt. Die Separatrix beschreibt die Form der äußersten geschlossenen magnetischen Flussflächen des Plasmas. [67] [68]

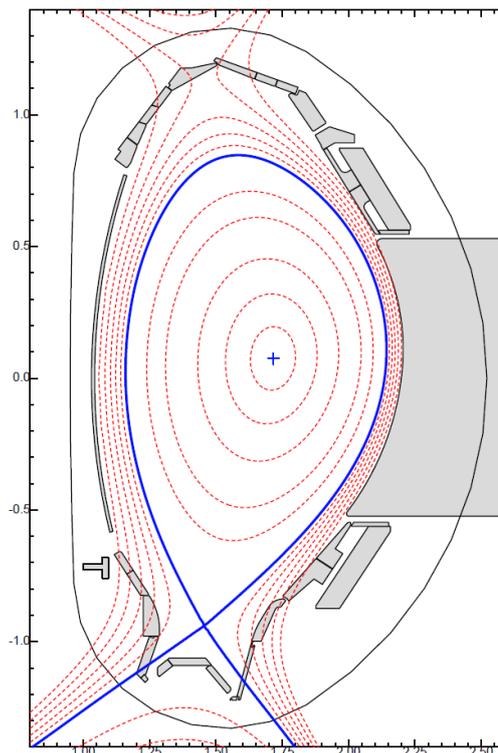


Abbildung 18: Separatrix und Isolinien der magnetischen Flussdichte [69]

Die partielle Differentialgleichung, die das axialsymmetrische magnetohydrodynamische Gleichgewicht in Tokamaks beschreibt, ist im Folgenden zu sehen: [70]

$$\Delta^* \cdot \psi = -\mu_0 \cdot R^2 \frac{dp}{d\psi} - \mu_0^2 \cdot F(\psi) \frac{dF}{d\psi} \quad \text{mit } \Delta^* = \frac{\delta^2 \psi}{\delta R^2} - \frac{1}{R} \cdot \frac{\delta \psi}{\delta R} + \frac{\delta^2 \psi}{\delta z^2}$$

Formel 24: Grad-Shafranov-Schlüter-Gleichung [70]

Dabei steht  $p$  für den Plasmadruck,  $\psi$  für die poloidale Flussfunktion,  $R$  für den Abstand zur Symmetrieachse,  $F$  für die Kraft die auf allen magnetischen Flächen konstant ist und  $z$  für die Koordinate in Richtung der Symmetrieachse. Die dadurch bekannte Fläche, die von der Separatrix eingeschlossen wird, kann über die toroidalform des Tokamaks integriert werden um das Plasmavolumen zu erhalten. [67] [70]

### 5.1.3 Interferometer

Mittels der Interferometrie kann die linienintegrierte Elektronendichte entlang einer sogenannten Sichtlinie durch das Plasma gemessen werden. Diese Messung ist dabei von anderen Plasmaeigenschaften unabhängig. Wie in Abschnitt 5.1.2 beschrieben, trägt diese Messung dazu bei, die Gesamt-Teilchenanzahl zu bestimmen. Mit dieser Information kann der Teilchenanstieg durch die Pellets und somit deren Massenverlust in Abschnitt 7.4 abgeschätzt werden. [71] [72]

Die Elektronendichte, die bei Wasserstoffisotopen gleichbedeutend mit der Anzahl an Atomkernen ist, wird über den Brechungsindex  $n$  gemessen. Der Brechungsindex steht mit der Elektronendichte in folgendem Zusammenhang:

$$n = \sqrt{1 - \frac{e^2 \cdot n_e}{\epsilon_0 \cdot m_e \cdot \omega^2}}$$

Formel 25: Brechungsindex von Plasma [67]

Dabei ist  $e$  die Elementarladung,  $n_e$  die lokale Elektronendichte,  $m_e$  die Elektronenmasse,  $\omega$  die Kreisfrequenz des Laserlichts und  $\epsilon_0$  die Permittivität des Vakuums. Da im Plasma der Brechungsindex kleiner 1 ist, wird die Wellenlänge des Laserlichts größer. Dies führt dazu, dass die Gruppengeschwindigkeit abnimmt, weshalb die ursprüngliche Frequenz erhalten bleibt. Abbildung 19 zeigt die 5 Sichtlinien des sogenannten DCN-Interferometers. [67]

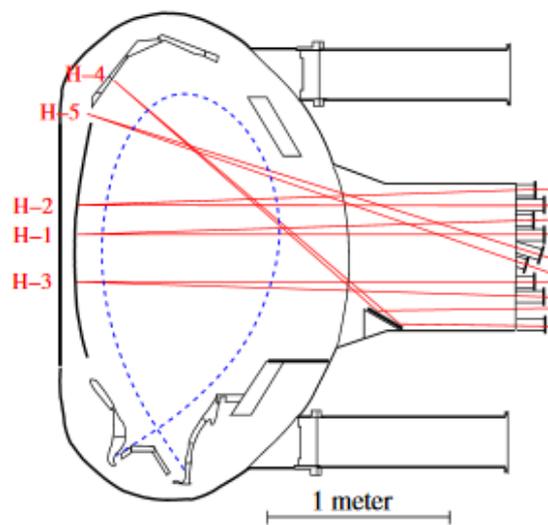


Abbildung 19: Sichtlinien des Interferometers stand 2008 [73]

Um den durchs Plasma veränderten Lichtstrahl mit einem Referenzstrahl zu vergleichen, werden die hier abgebildeten Messlinien durch eine Weitere, die ausschließlich durchs Vakuum verläuft, ergänzt. Dieses Messprinzip wird in Abbildung 20 dargestellt. [67]

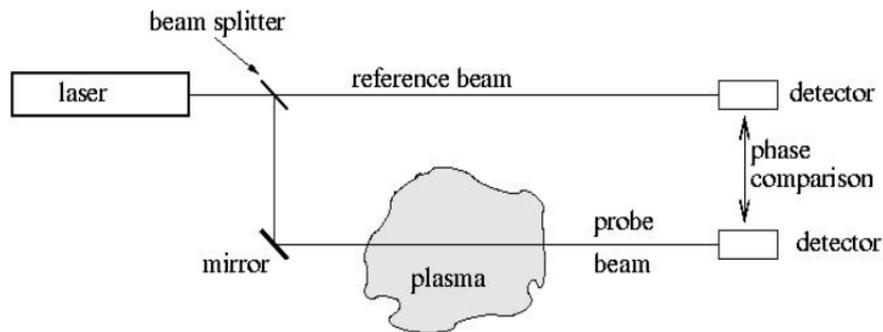


Abbildung 20: Messprinzip des Interferometers [71]

Der in Abbildung 21 skizzierte, sich dadurch einstellende Phasenversatz  $\varphi$ , kann folgendermaßen mathematisch beschrieben werden:

$$\varphi = \lambda_0 \cdot r_e \int n_e(x) dx$$

Formel 26: Phasenversatz des Laserlichts [71]

Dabei ist  $r_e$  der klassische Elektronenradius,  $\lambda_0$  die Vakuumwellenlänge und  $x$  die Koordinate entlang des Laserstrahls. [71]

Ein plötzlicher Dichteanstieg, der einen Phasenversatz von mehr als  $2 \cdot \pi$  zur Folge hat, lässt sich mittels Phasenerkennung nicht wahrnehmen. Der Phasenversatz in Abbildung 21 beträgt circa  $\pi$ . Bei einem doppelt so großen  $\varphi$ , ist der auf dem Detektor auftreffende Phasenwinkel gleich dem des Referenzstrahls und die Information der Dichteänderung ist verloren. Im Falle von ASDEX Upgrade wird ein Deuterium-Cyanid-Laser mit einer Wellenlänge von  $195 \mu\text{m}$  verwendet. Damit ergibt sich eine maximale Phasenversatzänderung  $\Delta\varphi_{\text{max}} = 2,86 \cdot 10^{18} \frac{e^-}{\text{m}}$  pro Messschritt. Diese Limitierung zeigt sich vor allem bei der Dichtemessung von großen Pellets als Problem, weshalb hier mehrere Dichtelinien und Auswertungsalgorithmen auf ihre Sinnhaftigkeit verglichen werden müssen. Maximal lässt sich mit diesem System eine Dichte von  $40 \cdot \pi$  also  $2,29 \cdot 10^{20} \frac{e^-}{\text{m}}$  messen. [67] [71]

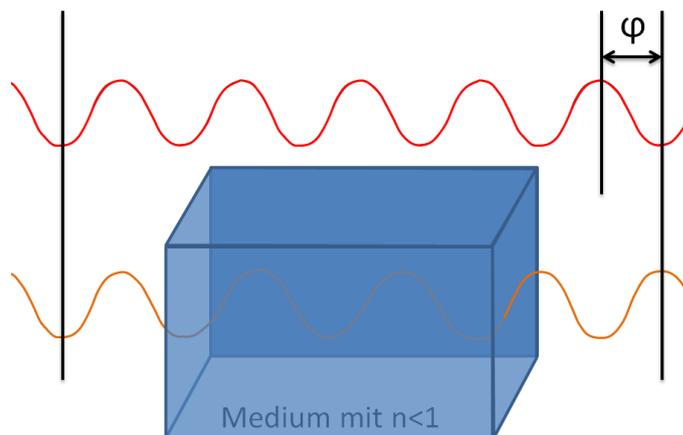


Abbildung 21: Phasenversatz aufgrund von Plasma

Da die liniengemittelte Dichtemessung keine Absolutwerte, sondern nur die Änderungen des Phasenwinkels misst und außerdem zu große Dichteanstiege pro Messschritt nicht detektieren kann, sind Zählfehler wie in unten stehender Abbildung 22 zu sehen, möglich. Im Plot erfolgt kurz vor  $t = 4$  s ein sehr starker Dichteanstieg. Nach  $t = 4$  s existiert kein Plasma im Torus. Da keine der 3 Messungen in diesem Bereich auf 0 zurückgeht, sind hier ein bzw. mehrere Phasensprünge mit dem Ausmaß  $\Delta\varphi > \Delta\varphi_{max}$  aufgetreten. [67]

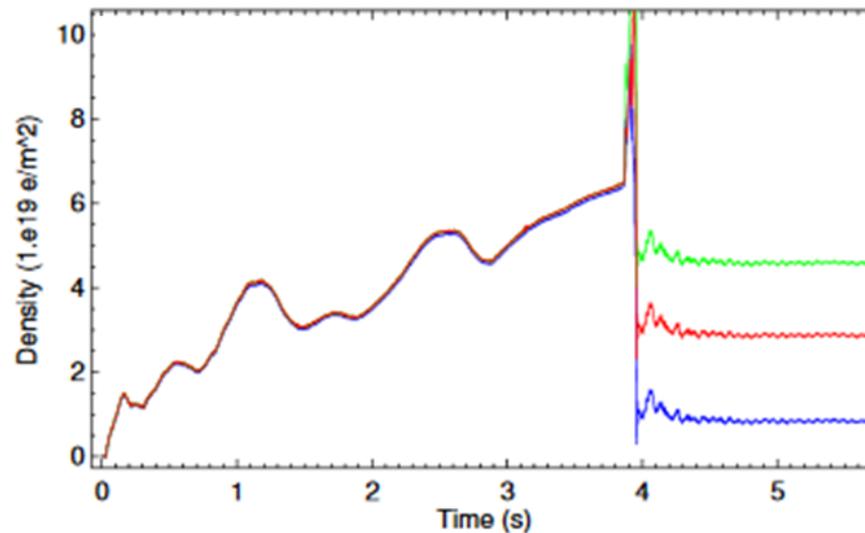


Abbildung 22: Liniengemittelte Dichtemessungen [71]

### 5.1.4 Czerny-Turner-Spektrometer

Das Czerny-Turner-Spektrometer untersucht die vom Plasma ausgesandte Strahlung im sichtbaren Bereich. Einerseits ist die Strahlung ein wichtiger Kanal für den Energieverlust des Plasmas, andererseits können viele wichtige Kenngrößen des Plasmas aus der spektroskopischen Analyse von Linienemissionen bestimmt werden. Für diese Thesis, wird mithilfe dieser Diagnostik, die Protium-Deuterium-Zusammensetzung des Plasmas gemessen. [74] [75]

Nach der Quantentheorie besteht die Strahlung aus einem Strom kleinster Teilchen. Die Strahlungsenergie kann somit nicht kontinuierlich erfolgen, sondern muss in Form von Quanten emittiert oder absorbiert werden. Bei Atomen überführt eine Energiezufuhr die äußeren Elektronen in bestimmte angeregte Energiezustände. Dabei können die Atome aus dem breiten Energieangebot nur die Energiebeträge aufnehmen, die den Differenzen zwischen verschiedenen Energieniveaus der Elektronen entsprechen. Bei der Rückkehr der Elektronen auf energieärmere Niveaus werden diese Energiebeträge in Form von Licht bestimmter Wellenlänge emittiert. Dabei stehen die Energiebeträge mit den resultierenden Wellenlängen in folgenden Zusammenhang: [76]

$$E = h \cdot f$$

Formel 27: Verhältnis von Energie zu Lichtfrequenz [76]

Dabei ist E die abgegebene Energie, h das plancksche Wirkungsquantum und f die Frequenz des emittierten Lichts. [76]

Die gemessenen Wellenlängen sind ein eindeutiger Hinweis auf bestimmte Atome. Die folgende Abbildung 23 zeigt die Energieniveaus des Protiumatoms. Dabei steht die Hauptquantenzahl n für die jeweilige Ausgangs- und m für die Ziel-Elektronenschale. Die Länge der Pfeile, die für die jeweiligen Übergänge stehen, ist repräsentativ für die emittierten Energiebeträge. Für die Messungen an ASDEX Upgrade werden die Übergänge  $\delta$  und  $\epsilon$  der Balmer-Serie gemessen, da diese in einem engen Frequenzband liegen. [74] [77]

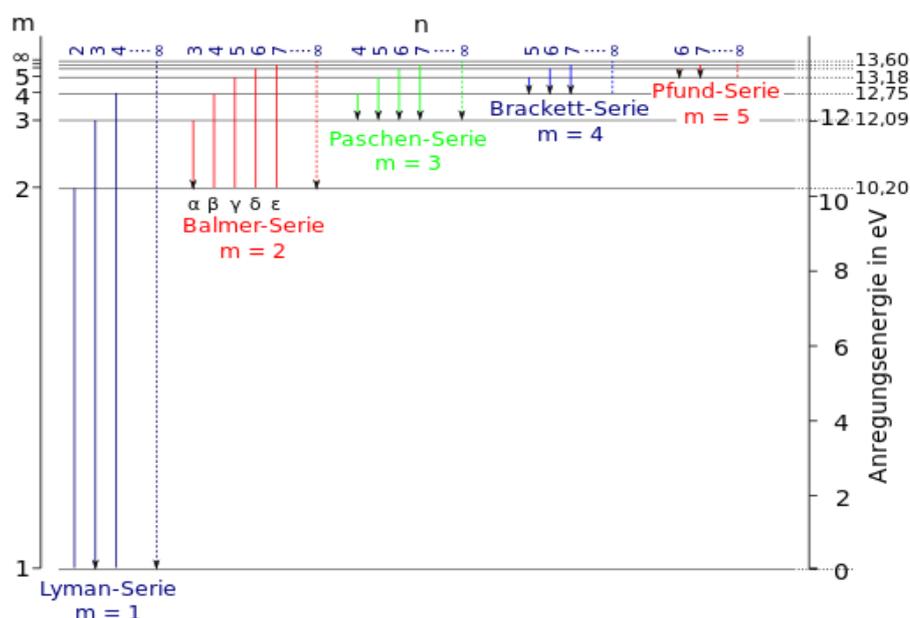


Abbildung 23: Energieniveaus des Protiumatoms [77]

Die folgende Tabelle 3 beinhaltet die emittierten Wellenlängen der Balmer-Serie und dessen Farben. Dabei werden Protium- und Deuteriumatome direkt miteinander verglichen. Der Übergang  $\alpha$  verursacht das typische rote Plasmaleuchten welches in Abbildung 24 zu sehen ist. Der grüne Schweif wird durch das Ablatieren injizierter Lithium-Pellets verursacht. Dank der unterschiedlichen Emissionseigenschaften von Lithium, lässt sich dessen Ausbreitung im Deuterium-Plasma entlang der Feldlinien beobachten.

Tabelle 3: Emittierte Wellenlängen der Balmer-Serie [27] [78] [79]

Bezeichnung	Farbe	Protium	Deuterium	$\Delta\lambda / \text{nm}$
		$\lambda / \text{nm}$	$\lambda / \text{nm}$	
$\alpha$	rot	656,28	656,11	0,179
$\beta$	türkis	486,13	486,01	0,132
$\gamma$	blau	434,05	4,33,93	0,118
$\delta$	violett	410,28	410,17	0,112
$\epsilon$	ultraviolett	397,1	~ 397	~ 0,11

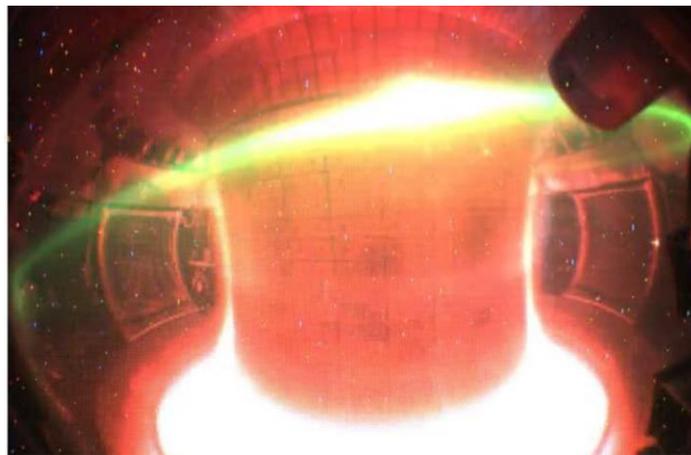


Abbildung 24: Lithium-Pellet Ablation im Fusionsplasma [80]

Die verwendeten Diagnostiken basieren auf einem durch Linsen modifizierten Czerny-Turner-Prinzip. Dabei wird das durch Lichtwellenleiter geführte Licht, durch Linsen in seine Spektrallinien aufgebrochen und in einem Detektor gebündelt. Die verschiedenen Sichtlinien werden dabei übereinander auf verschiedenen Positionen erfasst. Abbildung 25 stellt dieses Prinzip vereinfacht dar.

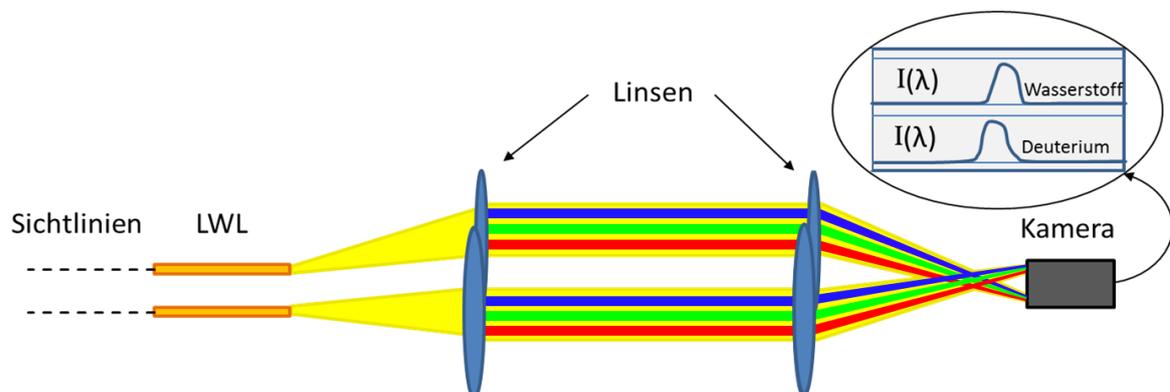


Abbildung 25: Modifiziertes Czerny-Turner-Prinzip [27] [74]

Die dadurch gewonnenen Daten sind beispielhaft für den  $\delta$ -Übergang in Abbildung 26 zu sehen. Dabei ist der Protiumanteil als roter, Deuterium als weißer Peak zu sehen. Die Summe aus beiden Anteilen ist gepunktet dargestellt.

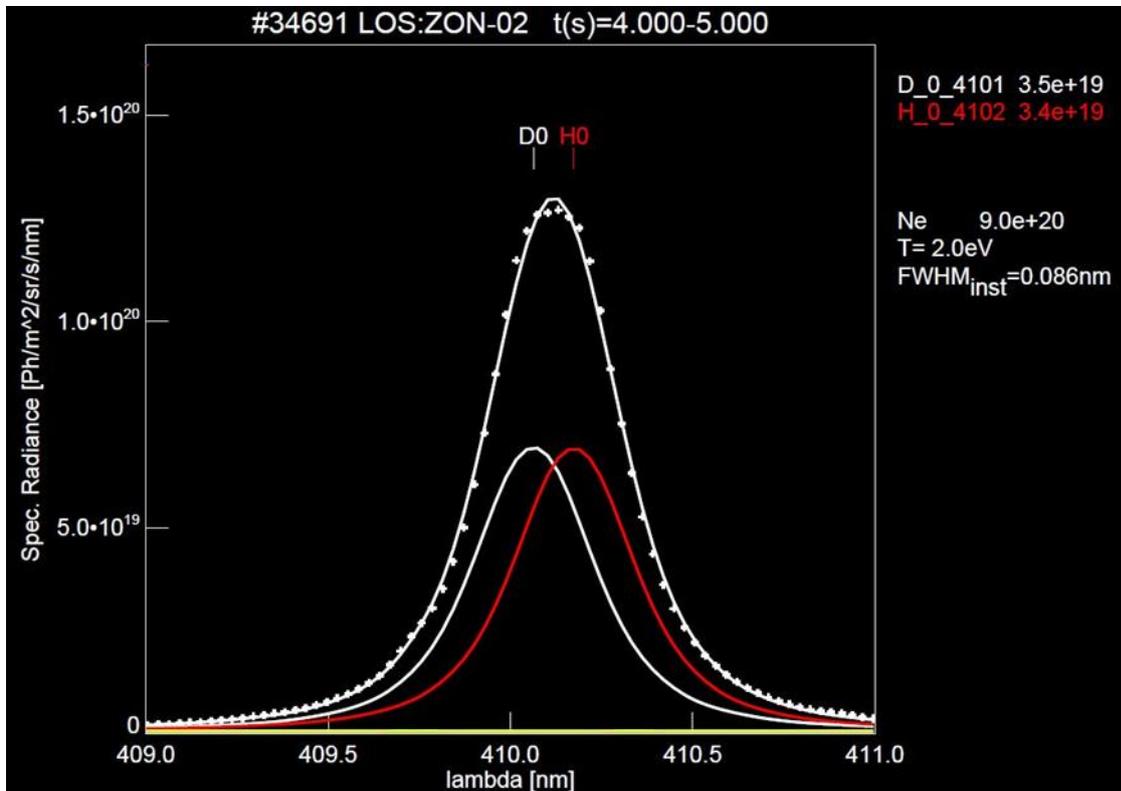


Abbildung 26: Vorausgreifende spektroskopische Messung zu Abschnitt 9 [42] [81]

Die in dieser Thesis verwendeten Diagnostiken EVL und FVL unterscheiden sich lediglich in den betrachteten Sichtlinien. In Abbildung 27 sind diese Sichtlinien im Bereich des Divertors als dünne graue Linien dargestellt.

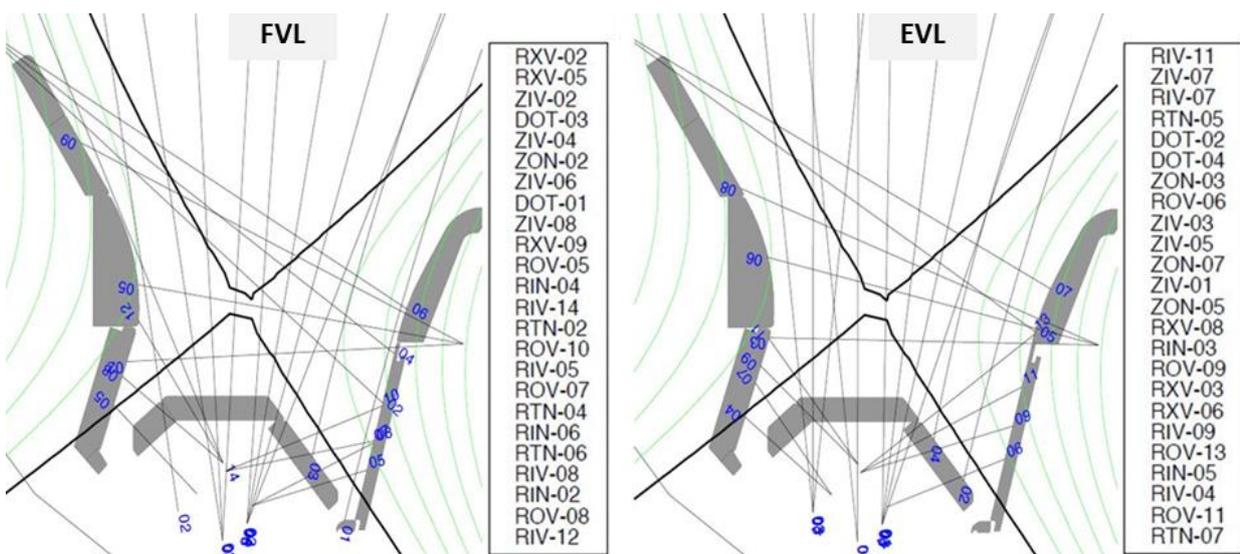


Abbildung 27: Sichtlinien der EVL und FVL Diagnostiken im Divertor [42] [81]

### 5.1.5 Bremsstrahlung

Bremsstrahlung ist die elektromagnetische Strahlung die entsteht, wenn der Impuls eines geladenen Teilchens, z. B. eines Elektrons, geändert wird. Jede Geschwindigkeitsänderung eines geladenen Teilchens ist mit der Absorption oder Emission von elektromagnetischer Strahlung verbunden. Es ist dabei unerheblich wie und wodurch die Geschwindigkeitsänderung hervorgerufen wird. Im Idealfall wird die gesamte kinetische Energie vollständig in ein Photon umgewandelt. [82]

Der im Plasma wahrscheinlichste Fall, der zur Emissionen von Bremsstrahlung führt, ist in Abbildung 28 dargestellt. Je näher ein Elektron an einem Atomkern vorbeifliegt, desto größer ist die Coulombkraft und damit der Impulsübertrag. Was dazu führt, dass auch die Frequenz der Bremsstrahlung, welche sich nach der Formel 27 einstellt, höher ist. In der Plasmaphysik sind die Energien so hoch, dass die Wellenlängen bis in den Bereich der UV-Strahlung reichen. Das Spektrum der Bremsstrahlung ist ein breites Kontinuum. [67] [76]

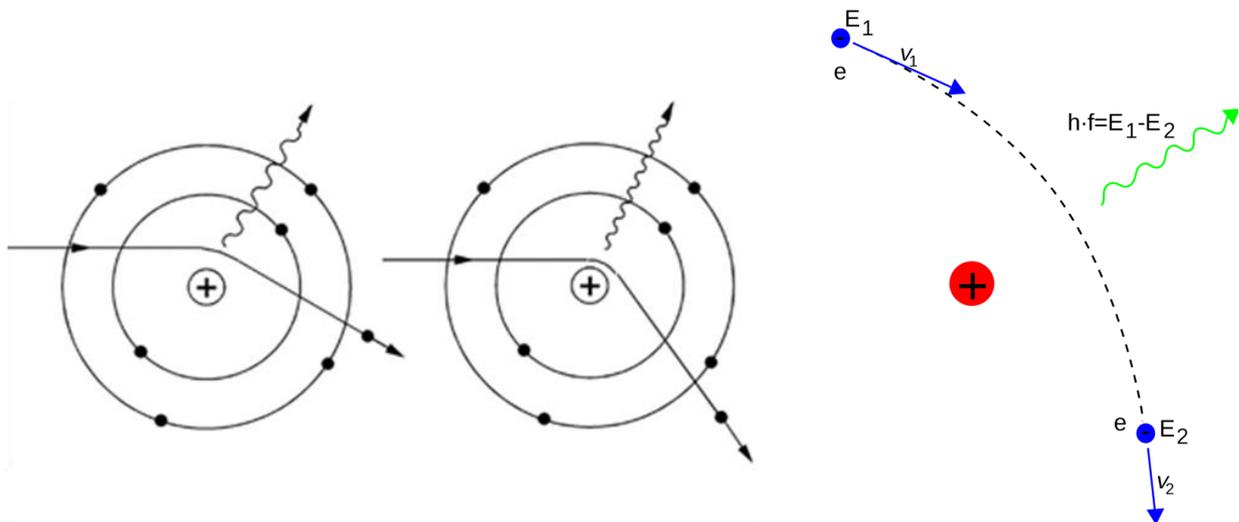


Abbildung 28: Lichtemission aufgrund von Elektronenabbremsung [42] [83] [84]

Da die Spektrallinien der Wasserstoffisotope wie in Abschnitt 5.4.1 beschrieben, als auch die Verunreinigungen im Plasma die Messungen nicht verfälschen dürfen, wird ein schmales spektrales Fenster zur Detektion gewählt. So wird sichergestellt, dass nur Bereiche der Bremsstrahlung erfasst werden. Der Plot aus Abbildung 29 zeigt die Transmissionskurve des verwendeten spektralen Filters. Gut zu erkennen ist der Peak bei circa 980 nm, welcher den detektierten Wellenbereich darstellt. [67]

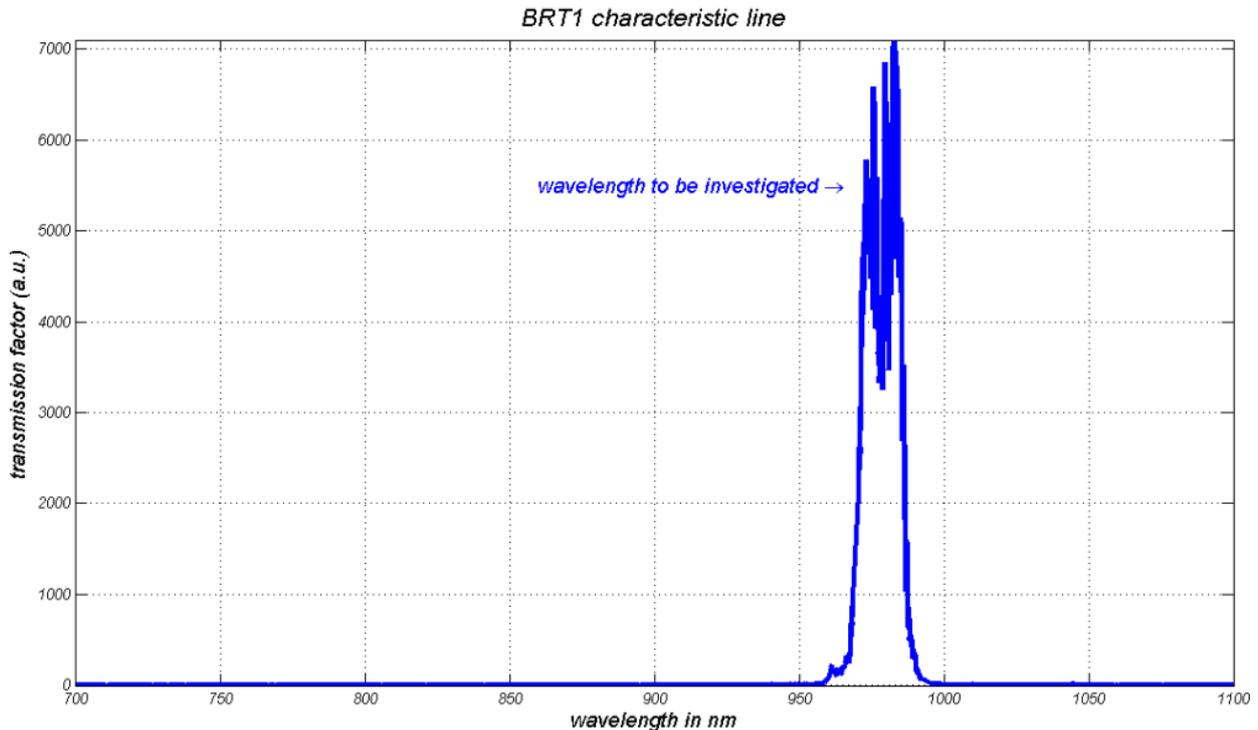


Abbildung 29: Transmissionskurve des Spektralfilters [27] [67]

Die Bremsstrahlung wird in dieser Arbeit mittels der Sichtlinie BRT1 gemessen, welche in der untenstehenden Abbildung 31, rot eingezeichnet ist. In Abbildung 30 ist der Detektor mit Avalanche-Photodiode, den 2 Spektralfilterrahmen und den 2 konvexen Linsen zu erkennen. Dabei ist zum Zeitpunkt der Messungen nur ein Spektralfilter in der Diagnostik verbaut.

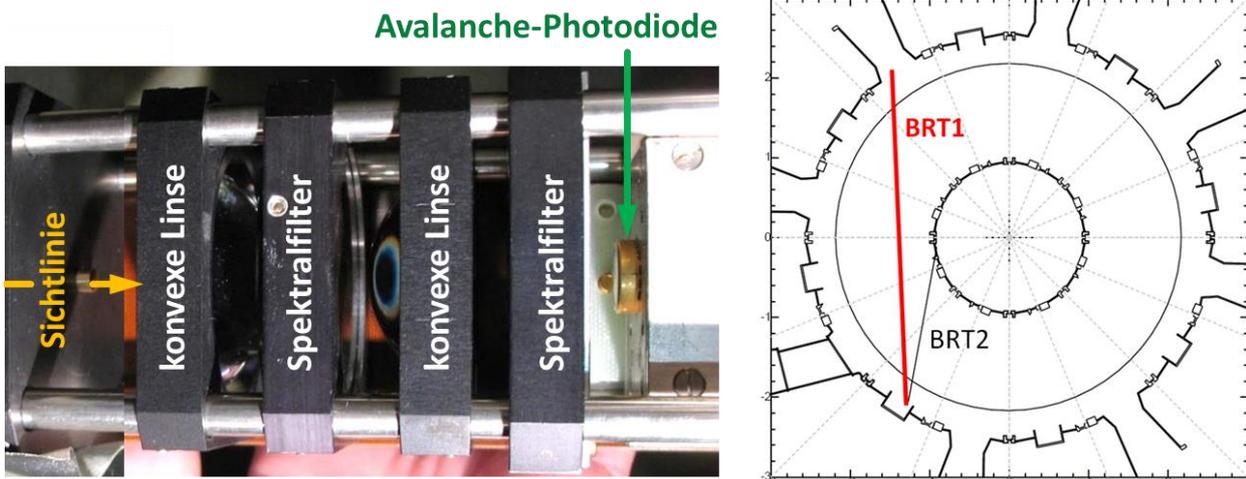


Abbildung 30 links: Foto des optischen Aufbaus [42] [67]

Abbildung 31 rechts: Sichtlinien der Bremsstrahlungsdiagnostik [69]

Die gemessene Bremsstrahlung, wird aufgrund der Diagnoseelektronik in Volt angegeben. Da für diese Arbeit die Bremsstrahlung nur als quantitative Messgröße für das Eindringen von Pellets in das Plasma dient, ist eine Umrechnung nicht nötig. Die Pellets sind durch den plötzlichen und starken Strahlungsanstieg im Plasma als deutliche Peaks im Signal zu erkennen. [67]

## 5.2 Diagnostiken am Pelletinjektor

### 5.2.1 Temperaturmessung

Um den Abkühlprozess bei der Pelletproduktion zu regeln, muss die Temperatur in den Kryostaten bekannt sein. Die Messungen der Temperaturen finden mithilfe von je 2 in Reihe geschalteten NTC-Widerständen vom Typ BB 110 Ohm 125 W statt. Diese Widerstände weisen laut Datenblatt einen stark nichtlinearen negativen Temperaturkoeffizienten auf. Für die Auswertungen in dieser Thesis ist es wichtig, den aufgezeichneten Widerstandswerten die richtige Temperatur zuzuweisen. Aus diesem Grund werden mithilfe von Polynomfunktionen die spezifizierten Werte aus dem Datenblatt approximiert. Diese Werte sind in Abbildung 32 blau gekennzeichnet. Die rote bzw. magentafarbene Linie stellt die verwendete abschnittsweise definierte Polynomfunktion 3.Grades aus Formel 28 dar, welche die Werte aus dem Datenblatt annähert. [52] [85]

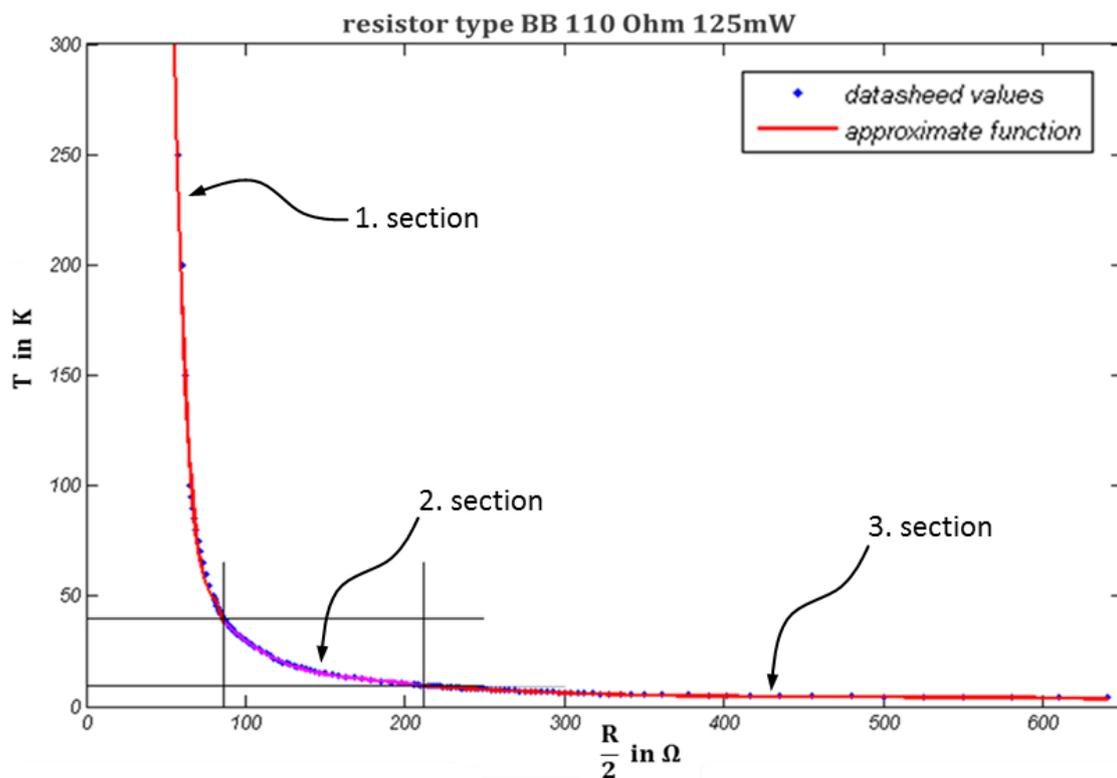


Abbildung 32: Approximierte temperaturabhängige Widerstandsfunktion [27] [52]

$$T(R) = C_1 \cdot R^3 + C_2 \cdot R^2 + C_3 \cdot R + C_4$$

$$\text{für } T = \begin{cases} ]4,0 \text{ K} - 9,6 \text{ K}] & C_1 = -1,993921 \cdot 10^{-7} & C_2 = 2,970943 \cdot 10^{-4} \\ & C_3 = -1,993921 \cdot 10^{-7} & C_4 = 1,993921 \cdot 10^{-7} \\ [9,6 \text{ K} - 40 \text{ K}] & C_1 = -2,627193 \cdot 10^{-5} & C_2 = 1,407950 \cdot 10^{-2} \\ & C_3 = -2,579760 \cdot 10^0 & C_4 = 1,736002 \cdot 10^{+2} \\ ] 40 \text{ K} - 300 \text{ K}] & C_1 = -1,596253 \cdot 10^{-2} & C_2 = 3,801557 \cdot 10^0 \\ & C_3 = -3,028999 \cdot 10^{+2} & C_4 = 8,124325 \cdot 10^{+3} \end{cases}$$

Formel 28: Abschnittsweise definierte Polynomfunktion 3.Grades

## 5.2.2 Kaltkathoden-Ionisationsmanometer

Die Druckmessungen im Pelletinjektor finden mittels Kaltkathoden-Ionisationsmanometer bzw. Penning-Vakuummeter statt. Es handelt sich hierbei um ein Messgerät zur Druckbestimmung im Hoch- und Ultrahochvakuum, also in Bereichen von etwa  $10^{-3}$  bis  $10^{-12}$  mbar. Das Prinzip basiert auf einer indirekten Druckmessung mittels elektrischer Größe, die ähnlich dem Messprinzip aus Kapitel 5.1.1, mit der Teilchenzahldichte proportional ist. [86]

Bei diesen Druckmessgeräten wird ein Teil des Restgases im Messraum durch Elektronenstoß ionisiert. Die Bildung der Ionen erfolgt somit durch die kalte Entladung. Die erzeugten Spezies geben ihre Ladung an eine Messelektrode des Systems ab. Der so erzeugte Ionenstrom ist ein Maß für den Druck. Da diese Geräte den Druck über die Teilchenanzahldichte bestimmen, erhält man eine gasartabhängige Druckanzeige. Der Teilchendichte- und somit angezeigte Druckunterschied zwischen Protium- und Deuteriumgasen beträgt circa 6 %.

Eine Penning-Messzelle, wie beispielhaft in Abbildung 33 skizziert, besteht aus 2 nicht beheizten Elektroden. Einer zylinderförmigen Kathode und einer stabförmigen Anode. Zwischen den Elektroden wird ein Potenzial angelegt. In diesem starken elektrischen Feld wird eine kalte Entladung gezündet und aufrechterhalten. Dabei entstehen aus dem Restgas Elektronen und Ionen. Diese Ladungsträger wandern zu den entsprechenden Elektroden und bilden den druckabhängigen Entladungsstrom. Zusätzlich wird um die Kathode ein Magnetfeld angeordnet, sodass die magnetischen Kraftlinien den elektrischen Kraftlinien überlagert sind. Dadurch werden die Elektronen auf ihrem Weg zur Kathode auf eine schraubenförmige Bahn gezwungen. So wird erreicht, dass die Wahrscheinlichkeit des Zusammenstoßes mit den Gasmolekülen erhöht wird. [11] [13] [87]

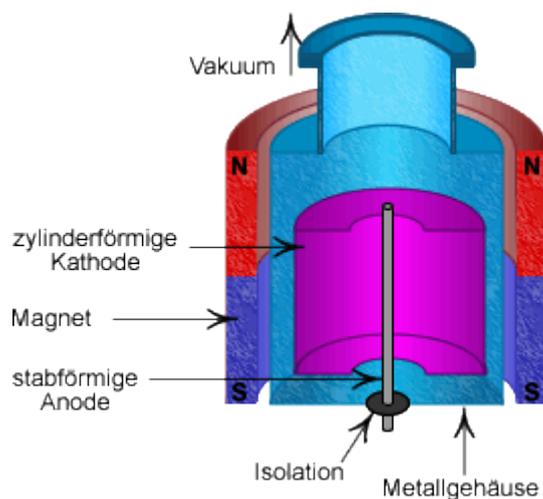


Abbildung 33: Penning-Messzelle [87]

### 5.3 Quadrupol-Massenspektrometer

Ein Quadrupol-Massenspektrometer (=QMS) ist ein Gerät zur Analyse der Zusammensetzung von Gasen mithilfe eines elektrischen Quadrupolfeldes. Dabei wird das Masse- zu Ladungs-Verhältnis  $\frac{m}{z}$  der Gasteilchen gemessen. Die im Rahmen dieser Thesis verwendeten Massenspektrometer befinden sich sowohl im Labor, am Pelletinjektor, als auch im Torus. Dabei benötigen die Geräte ein Vakuum mit einem maximal erlaubten Druck von  $1 \cdot 10^{-3}$  mbar. Die Messungen konzentrieren sich dabei auf die leichten Wasserstoffisotope. [88] [89]

Ein vereinfachter Aufbau ist in der Abbildung 34 skizziert und soll das Funktionsprinzip verdeutlichen. Neutrale Atome eines Gases werden durch Elektronenbeschuss ionisiert und treten als geladene Teilchen in das Quadrupolfeld ein, das durch 4 parallele Metallstäbe als Elektroden erzeugt wird. Die jeweils gegenüberliegenden Elektroden weisen die gleiche Polarität auf. An den Elektroden liegt eine Überlagerung aus Gleichspannung und hochfrequenter Wechselspannung an. Bei gegebener Geometrie der Anordnung und Frequenz der Wechselspannung gelangen nur Teilchen bestimmter Energie und eines bestimmten  $\frac{m}{z}$ -Verhältnisses durch die Anordnung. Teilchen, die diese Bedingung nicht erfüllen, führen eine oszillierende Bewegung mit rasch anwachsender Amplitude aus und gelangen nicht ans andere Ende der Elektrodenanordnung. Die Ionen, die das Feld passieren, werden mit einer Elektrode oder einem Elektronenvervielfacher nachgewiesen. Durch die Veränderung der Frequenz über einen bestimmten Bereich, lässt sich ein Massenspektrum des Gases aufnehmen. [88]

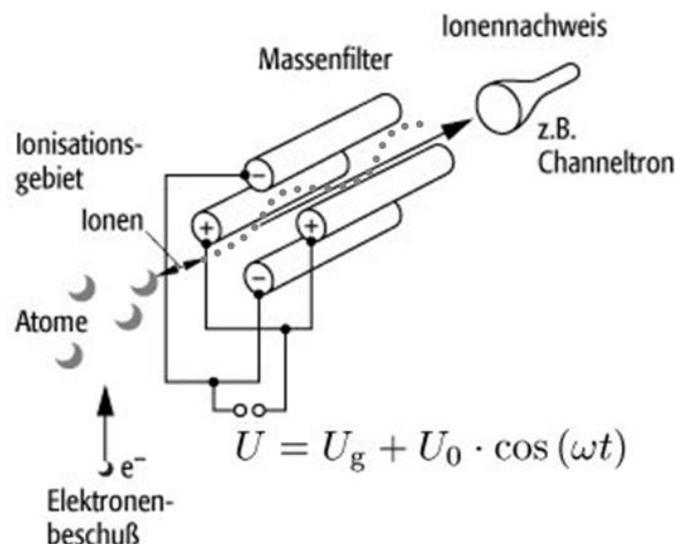


Abbildung 34: Funktionsprinzip eines Quadrupol-Massenspektrometers [42] [88]

Im Rahmen dieser Thesis sind Auswertungen von QMS an verschiedenen Positionen nötig. So werden die Gaszusammensetzungen aus Abschnitt 8.1 am Thermal Effusion Spectroscopy Setup (=TESS) gemessen. TESS ist ein von ASDEX Upgrade unabhängiger Teststand und ist in Abbildung 35 zu sehen. [90]



Abbildung 35: Foto vom Thermal Effusion Spectroscopy Setup (=TESS)

TESS ist ein Aufbau mit dem es möglich ist thermische Effusionsuntersuchungen von Oberflächenschichten zu untersuchen. Für die Untersuchung der Molekül-Zusammensetzungen in den Gasflaschen werden nur die Vakuumkammer und das Massenspektrometer verwendet. In Abbildung 36 ist der Aufbau von TESS skizziert. Die rot markierte Fläche beschreibt dabei den für diese Thesis verwendeten Bereich. [20] [91]

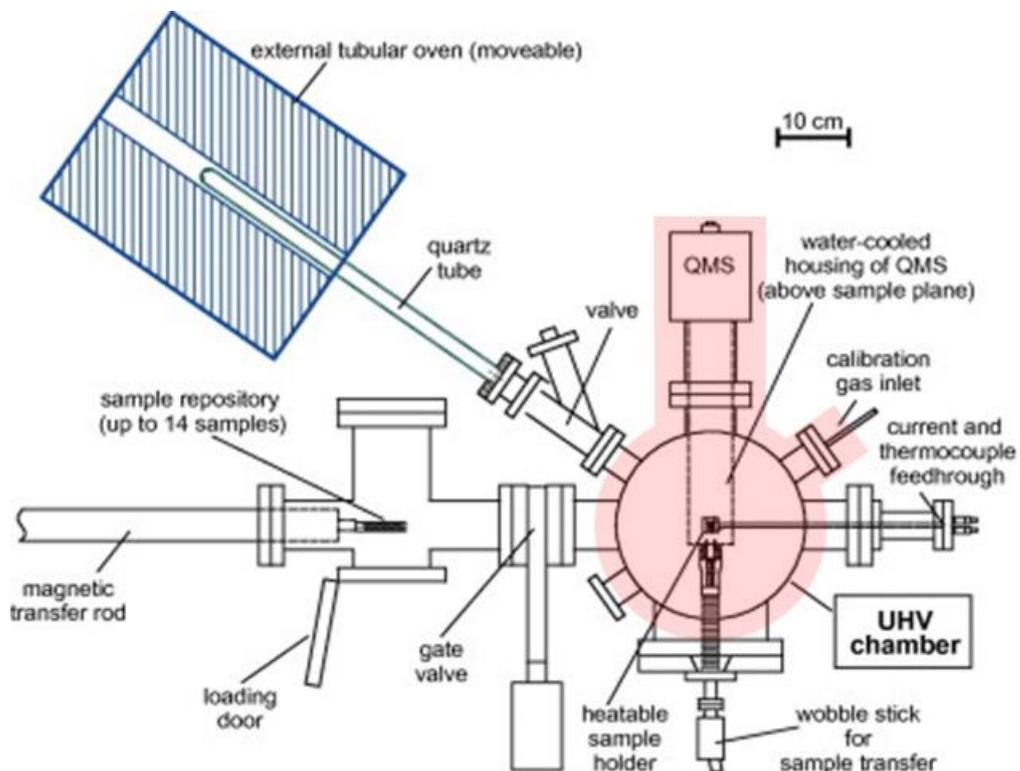


Abbildung 36: Aufbau vom Thermal Effusion Spectroscopy Setup (=TESS) [91]

In Abbildung 37 ist eine Messung von Verunreinigungen in TESS zu sehen. Die Darstellung von Partialdruck bzw. Konzentration über das Masse-zu-Ladungsverhältnis ist typisch für die Massenspektroskopie.

Partialdruck in Pa / Konzentration in cps

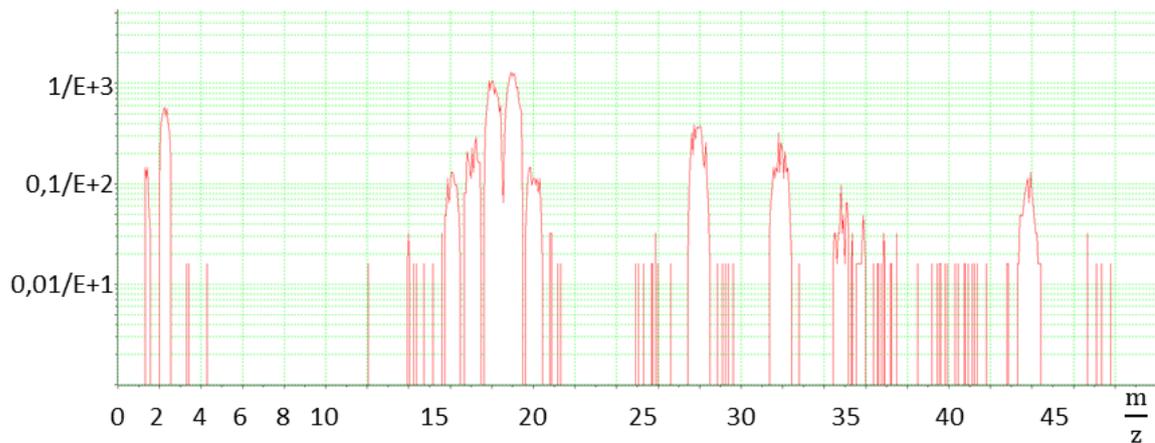


Abbildung 37: Konzentration der Verunreinigungen in der Testkammer [42] [90] [92]

Des Weiteren kommt ein Quadrupol für die Massenspektroskopie in der Pellet-Zentrifuge in Abschnitt 8.2 zum Einsatz.

Auch für die sogenannte Restgas Analyse (=RGA), die im Abschnitt 8.3 zur Messung der Pellet-Zusammensetzung verwendet wird, sind Quadrupol-Massenspektrometer im Divertor und in der Mittelebene von ASDEX Upgrade verbaut. [93]

In Abschnitt 9 wird die RGA zur Messung des  $\frac{H}{H+D}$ -Plasmaverhältnisses im Divertor verwendet. In diesem Abschnitt wird das Verhältnis nicht direkt betrachtet, sondern mithilfe von Methan-Isotopen darauf geschlossen. Im Gegenzug dazu werden die Quadrupole der Neutral Particle Analysis (=NPA) verwendet, um Neutralteilchen die mit einer Energie von 1keV aus dem Plasma fliegen, zu messen. Dadurch ist das  $\frac{H}{H+D}$ -Verhältnis im Plasmakern messbar. [94]

## 6 Vorüberlegungen

### 6.1 Theoretische Untersuchungen des Pelletinjektors

#### 6.1.1 Gastransport zum Extrusionskryostat

Die Strömungsgeschwindigkeiten von Protium und Deuterium, können aufgrund der unterschiedlichen Molekülmassen differieren. Somit kann sich ein H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub>-Mischgas in den Leitungssystemen separieren. In diesem Abschnitt soll dieser Effekt theoretisch untersucht werden um eine Abschätzung zu treffen. Für die Pelletproduktion werden die jeweiligen Gase aus den Gasflaschen mit einem Druck von etwa 2000 mbar in den Füllzylinder befördert. Dieser Behälter füllt sich bis zu einem Druck von 500 mbar. Ein höherer Druck hätte eine zu große Wasserstoffmenge zur Folge. Beträgt das anteilige Wasserstoffvolumen  $\geq 4\%$  des Gesamtvolumens, kann eine gefährliche explosionsfähige Atmosphäre (=g.e.A.) entstehen. Wie in Abbildung 38 zu sehen, strömt das Gas aufgrund der Druckdifferenz in den Extrusionskryostaten. Das 4 m lange Rohr wird in dieser theoretischen Untersuchung als kritische Stelle der Separation betrachtet. [85] [95]

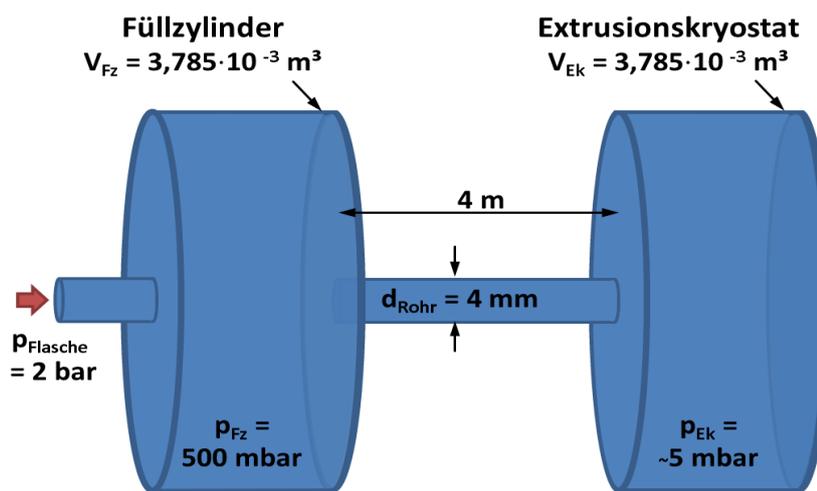


Abbildung 38: Gasleitsystem zum Extrusionskryostat [27] [52] [85]

Bei geringen Drücken und großen Volumina wird die Teilchengeschwindigkeit durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben, da sich die Teilchen laut dieser Modellvorstellung fast ungehindert bewegen können. Aufgrund folgender Berechnung zeigt sich allerdings, dass die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  deutlich größer als der Rohrdurchmesser  $d_{\text{Rohr}}$  ist.

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot d^2 \cdot n} \quad \text{mit } n = \frac{N}{V} = \frac{p \cdot N_A}{R \cdot T}$$

$$\lambda = 4,76 \cdot 10^{-9} \text{ m}$$

$$\lambda \ll d_{\text{Rohr}}$$

Formel 29: Mittlere freie Weglänge [11] [54] [96] [97]

Dabei ist  $d$  der Moleküldurchmesser,  $n$  die Teilchendichte,  $N$  die Teilchenanzahl,  $V$  das Rohrvolume,  $p$  der Gasdruck,  $N_A$  die Avogadro-Konstante,  $R$  universelle Gaskonstante und  $T$  die Gas-temperatur.

Da die Annahme  $\lambda \ll d_{\text{Rohr}}$  gilt, ist bei der Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit, das Gas als Kontinuum anzusehen. Aus dieser Betrachtungsweise ergeben sich die folgenden Gasgeschwindigkeiten. [98]

$$v_{\text{H}_2} = \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta\rho}{\sigma_{\text{H}_2}}} = 1049 \frac{\text{m}}{\text{s}} ; \quad v_{\text{D}_2} = \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta\rho}{\sigma_{\text{D}_2}}} = 768 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Formel 30: Gasgeschwindigkeiten nach der Bernoulli-Gleichung [99]

Aus diesen Geschwindigkeiten ergibt sich eine Zeitdifferenz für die Durchströmung des 4 m langen Rohres von 1,5 ms. Entscheidender ist allerdings die Betrachtung der Reynolds-Zahl, da diese eine Kennzahl für das Turbulenzverhalten einer Strömung ist und ein hoher Turbulenzgrad einer Separation entgegenwirkt. [100]

$$\text{Re} = \frac{\Delta\rho \cdot v_{\text{H}_2} \cdot d_{\text{Rohr}}}{\eta_{\text{H}_2}} \quad \text{mit } \eta = f(T, \rho)$$
$$\text{Re}_{\text{H}_2\text{-}300\text{K}} = 1494259 ; \quad \text{Re}_{\text{D}_2\text{-}300\text{K}} \approx 1056000$$
$$\text{Re}_{\text{H}_2\text{-}170\text{K}} = 3383320$$

Formel 31: Reynolds-Gleichung [100] [101] [102]

Dabei ist  $\eta$  die Temperatur- und Druckabhängige dynamische Viskosität. Da der Umschlagspunkt von laminarer zu turbulenter Rohrströmung typischerweise bei  $\text{Re} = 2300$  liegt, kann davon ausgegangen werden, dass sich die Protium- und Deuteriummoleküle aufgrund des hohen Turbulenzgrades weiter vermischen. Eine Separation wird somit nicht vermutet. [103]

Bei Reingasen die sich erst im Füllzylinder vermengen, wäre somit eine Vermischung ebenfalls sehr wahrscheinlich. Da aber ein gleichmäßiges Verhältnis beider Moleküle dennoch schwer einzustellen ist, ist die Verwendung eines vorgemischten Gases vorzuziehen.

### 6.1.2 Einfrieren der gasführenden Leitungssysteme

Da die Leitungen keine Heizung besitzen, kann das in Abschnitt 6.1.1 beschriebene Rohr zufrieren. Aus diesem Grund wird in diesem Abschnitt der Wärmestrom  $\dot{Q}$  abgeschätzt, um das Risiko für Änderungen im Ablauf der Pelletproduktion besser zu verstehen. Die Energiemenge wird folgendermaßen berechnet: [85]

$$Q = \alpha \cdot A_{\text{Innenrohr}}(T_{\text{Rohr}} - T_{\text{Gas}})$$
$$\dot{Q} = \alpha \cdot A_{\text{Innenrohr}}(T_{\text{Rohr}} - T_{\text{Gas}}) \cdot \Delta t$$

Formel 32: Grundgleichung der Kalorik [104]

Dabei ist  $\alpha$  der Wärmeübergangskoeffizient, welcher sich folgendermaßen berechnet:

$$\alpha = \frac{N_u \cdot \lambda}{L}$$

Formel 33: Wärmeübergangskoeffizient [105]

Die kennzeichnende Länge  $L$  beträgt 4 m. Die Wärmeleitfähigkeit der Fluide beträgt für Protium  $\lambda_{\text{H}_2} = 0,171 \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}$  und Deuterium  $\lambda_{\text{D}_2} = 0,136 \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}$ . Die Nusselt-Zahl  $N_u$  beschreibt den konvektiven Wärmeübergang zwischen einer festen Oberfläche und einem strömenden Fluid. Diese dimensionslose Kennzahl berechnet sich wiederum folgendermaßen: [106] [107] [108]

$$N_u = 0,0235 \cdot \text{Re}^{0,8} \cdot \text{Pr}^{0,48}$$

Formel 34: Nusselt-Zahl für turbulente Rohrströmungen [109]

Die Reynolds-Zahl  $\text{Re}$  berechnet sich wie in Formel 35 dargestellt. Die Prandtl-Zahl  $\text{Pr}$  definiert das Verhältnis zwischen kinematischer Viskosität und Temperaturleitfähigkeit und wird mit folgender Gleichung berechnet: [110]

$$\text{Pr} = \frac{v \cdot \eta \cdot c_p}{\lambda}$$

Formel 35: Prandtl-Zahl [109]

Dabei beträgt die spezifische Wärmekapazität für Protium  $c_{\text{pH}_2} = 14304 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$  und für Deuterium  $c_{\text{pD}_2} = 7249 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$ . Dadurch ergeben sich die folgenden gasartabhängigen Wärmeströme für das Leitungssystem: [106] [107]

$$\dot{Q}_{\text{H}_2} \approx 24,9 \text{ Ws}$$
$$\dot{Q}_{\text{D}_2} \approx 17,3 \text{ Ws}$$

Formel 36: Ergebnisse der Kalorik-Gleichung

Obwohl für beide Gase eine Temperatur von  $T_{\text{Gas}} = 20 \text{ K}$  angenommen wird, zeigt sich das eine Protiumgaszufuhr kritischer ist, da mehr Wärmeenergie von der Leitung abgezogen wird. Erschwerend kommt hinzu, dass für eine Produktion mit Protium der Kryostat kälter als bei Deuterium sein muss. [85]

Aus den Formeln 30 bis 36 wird ersichtlich, dass die Stellgrößen für die Wärmeenergie, die Druckdifferenz und die damit resultierende Gasgeschwindigkeit, als auch die Kryostat-Temperatur ist.

### 6.1.3 Temperatur-Druck-Verläufe der Gase im System

Grundsätzlich ist aus der Literatur bekannt, je niedriger die Temperatur ist, desto besser ist die Eisqualität. Je schneller abgekühlt wird, desto schlechter ist die Eisqualität. Allerdings ist ein beliebig langsames abkühlen systembedingt, wie Abschnitt 4.2.1 beschreibt, nicht möglich und wie Abschnitt 6.1.4 beschreibt, auch nicht erwünscht. Für die Pellets hat nämlich neben der guten Eisqualität, auch ein guter Mischungsgrad der Wasserstoffisotope Priorität. [15]

Für den Druck gilt, je stärker er auf das Fluid einwirken kann, desto besser wird das Eis. Allerdings ist der maximale Druck mit dem der Extrusionszylinder auf das Eis drücken kann, laut Abschnitt 4.2.1 begrenzt. [15]

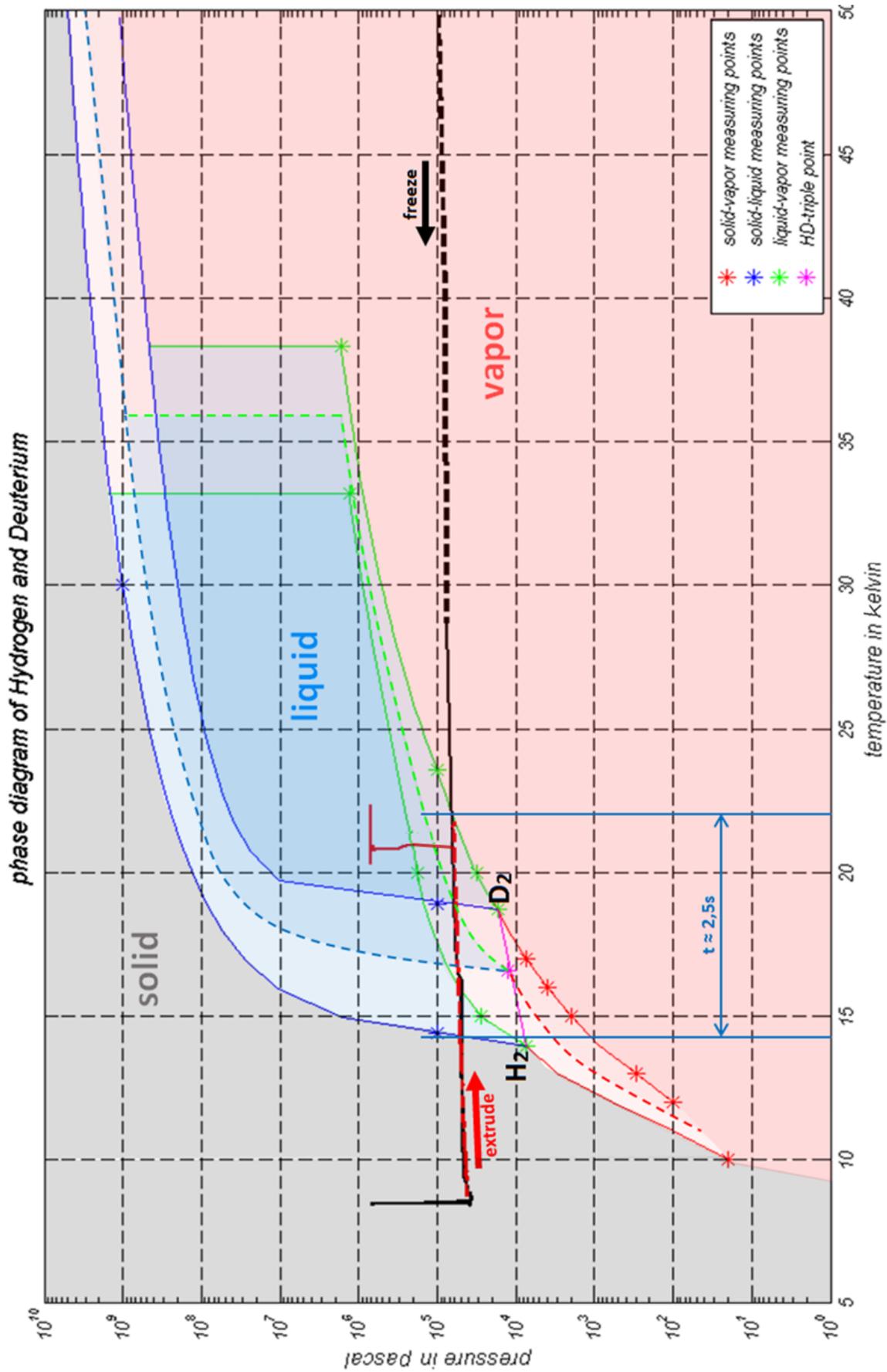
Da dieses System wie Abschnitt 6.1.2 beschreibt, empfindlich ist, die Produktion der Mischpellets allerdings eine Veränderung des Ablaufs erfordert, ist es sinnvoll sich an den aktuellen Prozess zu orientieren. In Abbildung 39 ist daher der Druck-Temperatur-Verlauf der Deuterium-Pelletproduktion zu sehen. Dabei stehen die farbigen Bereiche für die Aggregatzustände der Wasserstoffmoleküle. Der Abkühlprozess ist durch die dicke schwarze Linie gekennzeichnet, der Extrusionprozess hingegen durch die rote Linie. Der gestrichelte Linienstil deutet an, dass die Druck- und Temperaturwerte nicht direkt gemessen, sondern über andere Parameter berechnet sind.

Beim Abkühlen nimmt der Druck im System hauptsächlich aufgrund der abnehmenden Dichte der Gase ab. Ist das Eis hergestellt, fährt der Extrusionszylinder auf Anschlag, was einen Druckanstieg bei circa 8 K zur Folge hat. Zum Extrudieren muss das Eis erwärmt werden. Ist eine Temperatur von etwa 20 K erreicht, drückt der Extrusionskryostat das Eis durch die Extrusionsdüse in den Vorratskryostat.

Die eingezeichnete Zeitspanne beschreibt den für die Separation eines Mischgases kritischen Bereich. Die Separation der Moleküle beginnt, sobald die Kryostatkammer den Bereich von flüssigem Deuterium erreicht und die Sublimationsenthalpie abgebaut hat. Diese Abspaltung endet erst wieder, sobald der Bereich von festen Protium erreicht ist. Die Überwindung dieses Temperaturbereichs von 8 K dauert im Falle der Deuterium-Pelletproduktion in etwa 2,5 s.

In Abbildung 40 ist zusätzlich der Verlauf der bei der Protium-Pelletproduktion entsteht aufgetragen. Dabei ist der Abkühlprozess als durchgezogene Linie und der Extrusionprozess als gestrichelte Linie dargestellt. Die verschiedenen Farben stehen dabei für die verschiedenen Gassorten. Dabei sind die Werte des  $H_2/D_2$ -Mischgas-Verlaufs, die aus einer Messung in Abschnitt 8.3 ermittelt wurden, ebenfalls eingetragen.

Beim Ausfrierprozess fällt auf, dass sich die Verläufe stark ähneln. Nur die Mindesttemperatur ist je nach Protiumgehalt etwas geringer. Deutlichere Unterschiede ergeben sich bei der Extrusionstemperatur. Hier lässt sich das Protiumeis schon bei deutlich kühleren Temperaturen durch die Düse drücken. Auffällig ist, dass die Extrusionstemperatur immer im Bereich oder Nahe der jeweiligen flüssigen Aggregatzustände liegt. Dies ist allerdings wenig verwunderlich, da das Eis leicht angeschmolzen werden muss bevor es durch die Extrusionsdüse gedrückt werden kann.

Abbildung 39: Temperatur-Druck-Verlauf der D<sub>2</sub>-Pelletproduktion [15] [27] [111] [112]

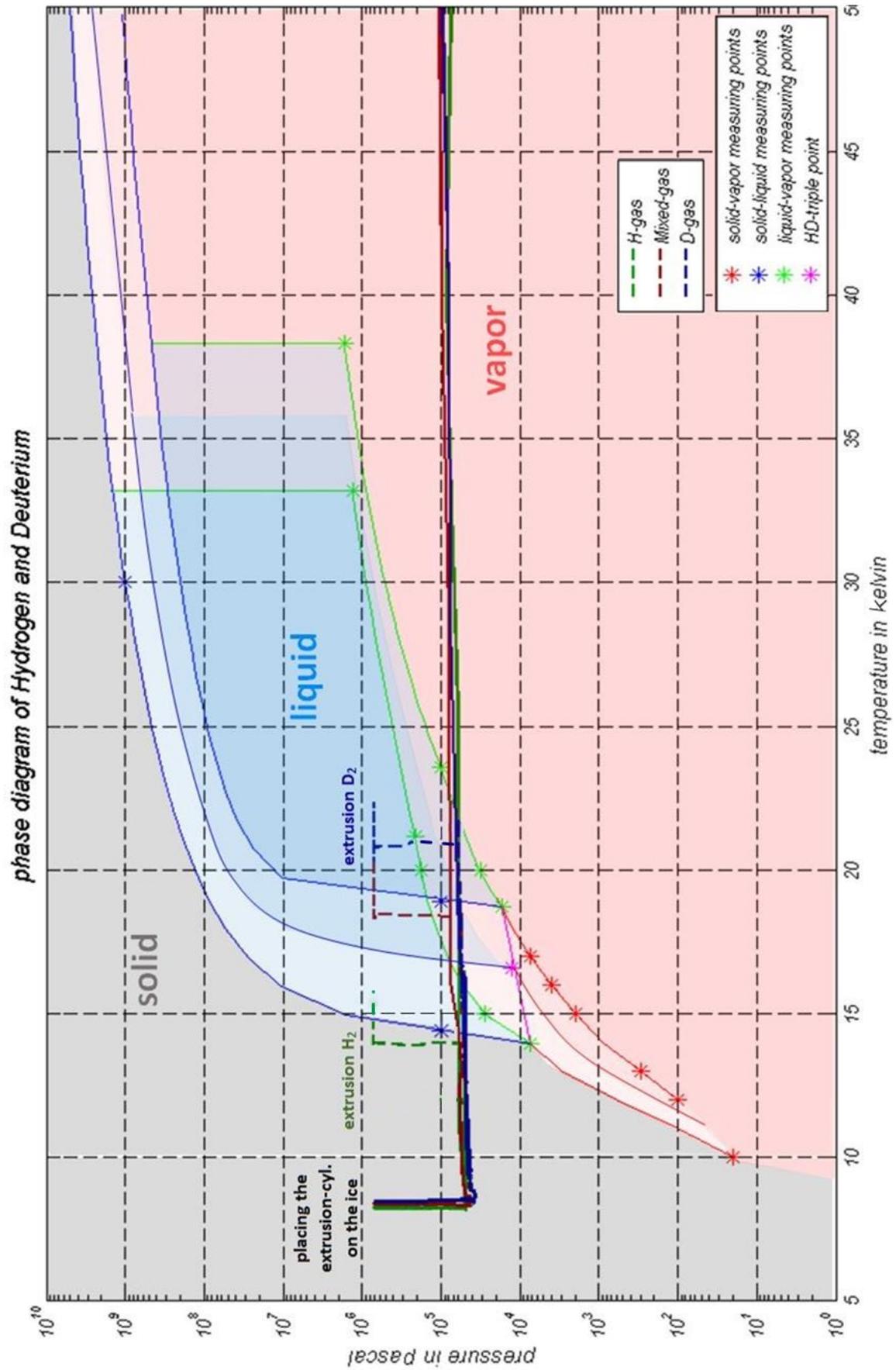


Abbildung 40: Temperatur-Druck-Verläufe im Vergleich [15] [27] [92] [111] [112]

### 6.1.4 Optimieren der Vermischung mittels Abkühldauer

Beim Abkühlen der Gase zu Eis sind 2 wesentliche Schwellen zu überwinden. Zum einen müssen Siede- und Schmelztemperaturen überwunden werden, wie in Abschnitt 6.1.3 zu sehen, zum anderen Verdampfungs- und Schmelzenthalpien. Dabei bezeichnet die Schmelzenthalpie die benötigte Energiemenge um einen Stoff an seinem Schmelzpunkt isobar zu schmelzen. Die Verdampfungsenthalpie beschreibt simultan dazu die Energiemenge, die für das Sieden des Stoffes nötig ist. Die Summe aus beiden ist die Sublimationsenthalpie. [113]

Bei der spezifischen Wärmeübertragung der Gase spielt nur die Wärmeleitfähigkeit eine Rolle. Die Wärmestrahlung ist keine Funktion der Moleküleigenschaften, sondern der Temperatur und ist damit für Protium und Deuterium im Kryostat gleich. Die Wärmekapazität  $c_V$  wie in Formel 37 beschrieben ist eine Funktion der Molekülfreiheitsgrade. Da aber zweiatomige Moleküle bei unter 1000 K immer  $f = 5$  Freiheitsgrade aufweisen, besteht auch hier kein Unterschied zwischen  $H_2$  und  $D_2$ . [98] [114]

$$c_V = \frac{1}{2} \cdot f \cdot R \quad \text{mit } f = f_{\text{vib}} + f_{\text{rot}} + f_{\text{trans}}$$
$$\text{und } f = \begin{cases} \text{einatomig:} & f_{\text{vib}} = 3 & f_{\text{rot}} = 0 & f_{\text{trans}} = 0 \\ \text{zweiatomig:} & f_{\text{vib}} = 3 & f_{\text{rot}} = 2 & f_{\text{trans}} = 1 \end{cases}$$

Formel 37: Wärmekapazität [114] [115]

Die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  ist wie in Formel 38 zu sehen, von der mittleren Teilchengeschwindigkeit  $\bar{v}$  abhängig. Da das Deuteriummolekül die doppelte Masse von molekularem Protium hat, stellt sich ein Verhältnis von  $\lambda_{H_2} = \sqrt{2} \cdot \lambda_{D_2}$  ein. Der Unterschied des Stoßquerschnittes  $\sigma$  hingegen, ist zwischen  $H_2$  und  $D_2$  vernachlässigbar klein.

$$\lambda = \frac{1}{12} \cdot \frac{f \cdot k_B \cdot \bar{v}}{\sigma} \quad \text{mit } \bar{v} = \sqrt{\frac{8 \cdot k_B \cdot T}{\pi \cdot m}}$$

Formel 38: Wärmeleitfähigkeit [116] [117]

Dabei ist  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $m$  die jeweilige Molekülmasse. Da allerdings wie in Abschnitt 6.1.1 vermutet, die Gase im Kryostaten durchmischt sind, kann eine durchschnittliche Wärmeleitfähigkeit angenommen werden. Da dessen Wert endlich ist, frieren die Moleküle an den Kryostatwänden schneller ab. Der Effekt der Wärmeleitfähigkeit und somit die gesamte Wärmeübertragung tragen vermutlich nicht zur Separation bei.

Bei Betrachtung der physikalischen Eigenschaften in Tabelle 4 fällt auf, dass Deuterium zwar schon bei höheren Temperaturen ausfriert, allerdings muss auch eine höhere Sublimationsenthalpie überwunden werden.

Tabelle 4: Eigenschaften der Gase [15] [118] [119]

	Schmelzenthalpie	Verdampfungsenthalpie	Schmelzpunkt	Siedepunkt
H <sub>2</sub>	558 $\frac{\text{J}}{\text{mol}}$	904 $\frac{\text{J}}{\text{mol}}$	14,02 K	21,15 K
HD	737 $\frac{\text{J}}{\text{mol}}$	1060 $\frac{\text{J}}{\text{mol}}$	16,62 K	22,64 K
D <sub>2</sub>	937 $\frac{\text{J}}{\text{mol}}$	1227 $\frac{\text{J}}{\text{mol}}$	18,72 K	23,57 K

Durch dieses Verhalten lassen sich 2 Grenzfälle formulieren. Im ersten Fall, wie auch untenstehend verbildlicht, ist die Abkühlzeit im Kryostat  $t_{\text{Kryo}} = 0$ . In diesem imaginären Fall ist die Schmelztemperatur von Protium und Deuterium plötzlich unterschritten und nur die Enthalpie kommt zum Tragen. Somit friert Protium, dessen Sublimationsenthalpie kleiner ist, früher ab. Wäre durch eine weitere gedankliche Vereinfachung der Radius des Kryostaten unendlich, würde sich das Protium unten absetzen. Nach dem Extrudieren bestünde somit wie in Abbildung 42 zu sehen, der erste Teil der Eisstange aus Protium. Der zweite Grenzfall beschreibt eine unendlich langsame Abkühlzeit  $t_{\text{Kryo}} = \infty$ . Hier würden die Temperaturlevel lange bei den einzelnen Siedepunkten verweilen, weshalb die Zeit zur Überwindung der Enthalpie vernachlässigbar ist. Unter denselben geometrischen Voraussetzungen wie im ersten Fall, bestünde hier der erste Teil der Eisstange aus Deuterium. Da beide Grenzfälle niemals die Realität beschreiben, ist die Situation eines dritten Falls, mit einer endlichen Abkühldauer  $t_{\text{Kryo}} = X$  interessant. Durch die Bestimmung der optimalen Zeit  $X$ , kann ein Prozess ablaufen, bei dem sich die Enthalpien, als auch die Schmelz- und Siedetemperaturen, bei ihrem Effekt auf die Separation der Moleküle aufheben.

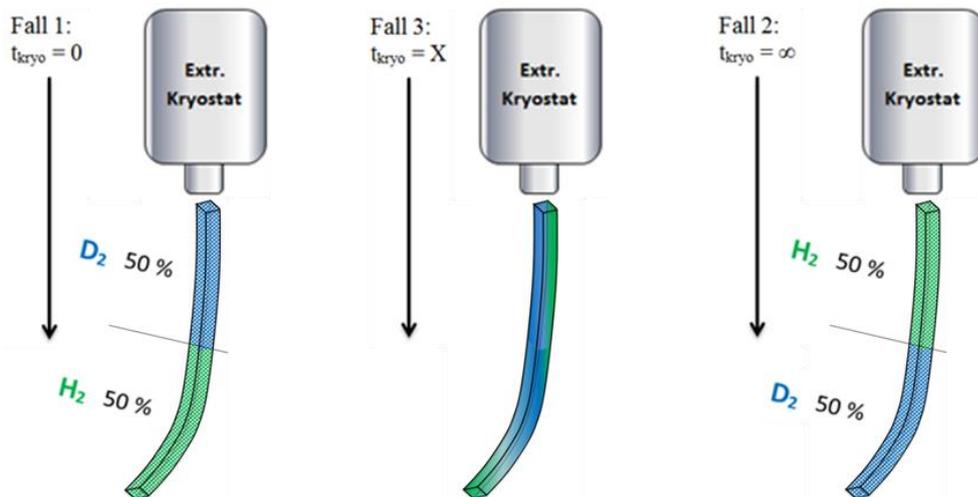


Abbildung 41: 3 Fälle unterschiedlicher Abkühlzeiten

Um diesen optimalen Betriebspunkt zu bestimmen, werden folgende Gleichungen, mithilfe von Matlab numerisch berechnet:

$$t_H = H \cdot V_{\text{Kryostat}} \cdot \frac{R_{\text{Kryostat}}}{\Delta T \cdot A_{\text{Kryostat}}}$$

mit  $\Delta T = (T_{n-1} - T_{\text{Helium}}) \cdot \left( \frac{\Delta t \cdot P_{\text{Kühl}}}{V_{\text{Kryostat}} \cdot m_{\text{Gas}} \cdot c_V} \right) - T_{\text{Helium}}$

Formel 39: Explizite DGL zur Bestimmung der Kryostat-Temperatur [120] [121]

Dabei ist  $T_{\text{Helium}}$  die Heliumtemperatur,  $\Delta T$  die Temperaturänderung innerhalb eines Iterationsschrittes,  $T_{n-1}$  die Gastemperatur des vorherigen Rechenschrittes,  $\Delta t$  die Schrittweite der numerischen Berechnung,  $P_{\text{Kühl}}$  die Kühlleistung des Kryostaten,  $V_{\text{Kryostat}}$  das Volumen des Kryostaten,  $R_{\text{Kryostat}}$  der Radius des Kryostaten,  $A_{\text{Kryostat}}$  die Fläche des Kryostaten,  $H$  die jeweilig zu überwindende Enthalpie und  $t_H$  = die Zeitdauer zur Überwindung der Enthalpie.

In den untenstehenden Plots sind die Ergebnisse der Simulation für  $P_{\text{Kühl}} = 129 \text{ W}$  und  $148 \text{ W}$  zu sehen. Die Kühlleistung ist dabei an die gemessenen Abkühlkurven aus Abschnitt 8.3 angeglichen. Die berechneten Plateaus, verursacht durch die Enthalpien, sind im gemessenen schwarz-gestrichelten Verlauf nicht zu sehen.

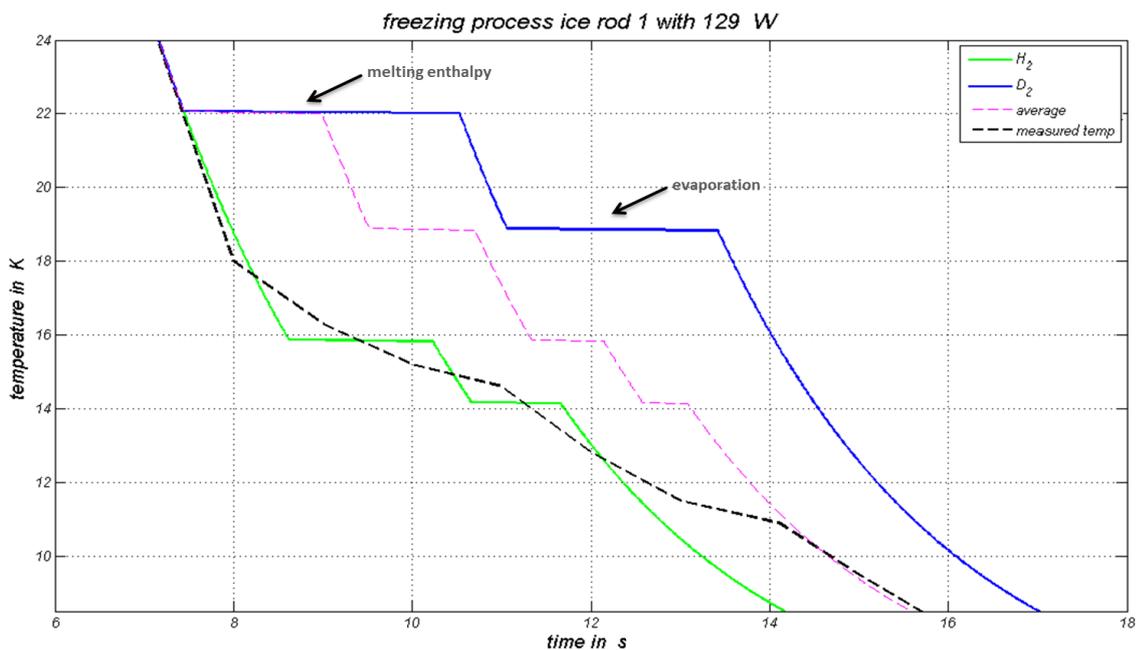


Abbildung 42: Simulation und Messung des Abrierungsverlaufs von Eisstange 1

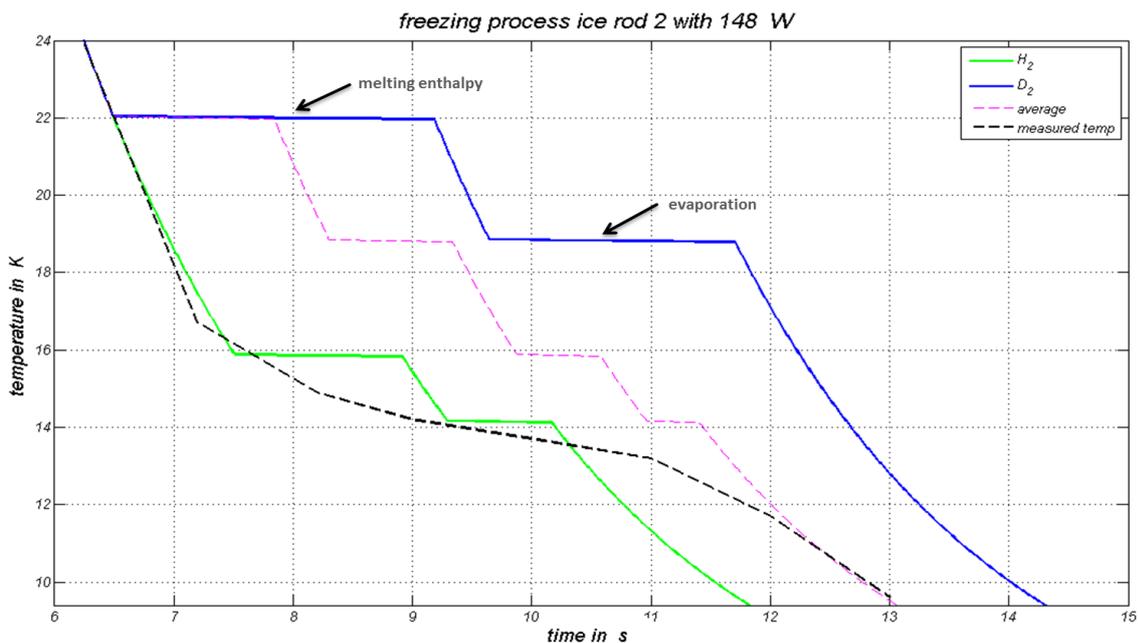


Abbildung 43: Simulation und Messung des Abrierungsverlaufs von Eisstange 2

Wird im Modell die Kühlleistung variiert, kann das stöchiometrische Verhältnis von Protium und Deutium, über die Variable  $P_{\text{Kühl}}$  geplottet werden. In der untenstehenden Grafik ist dafür ausschließlich das Verhältnis zu Beginn der Eisbildung aufgetragen. Dies spiegelt sozusagen das  $\frac{H}{H+D}$ -Verhältnis der ersten Pellets pro Eisstange wieder. Wie auch Abschnitt 6.2.2 zeigt, ist die Mischeis-Herstellung nämlich ein Problem zu Beginn und Ende jeder Eisstange. Die Simulation zeigt, dass bei einer Kühlleistung von etwa 160 W die  $H_2$ - und  $D_2$ -Moleküle im gleichen Verhältnis ausfrieren. Somit ergibt sich die Idee die Kühlleistung bzw. die entsprechende Abkühlgeschwindigkeit auf diesen Wert einzustellen. Die in Abbildung 43 und 44 an der Simulation angeglichenen Kühlleistungen, liegen dabei nahe an dem Optimalwert. In der Realität kommen weitere Effekte z.B aufgrund Kryostatgeometrie hinzu. Das ausfrierende Eis setzt sich nicht nur am Boden, sondern auch an den Wänden des Kryostaten ab. Da dieser Effekt die Vermischung unterstützt kann davon ausgegangen werden, dass die produzierten Pellets ein besseres Verhältnis als die Simulation zeigt, aufweisen. Diese Vermutung wird durch die Messungen in Abschnitt 8.3 gestützt.

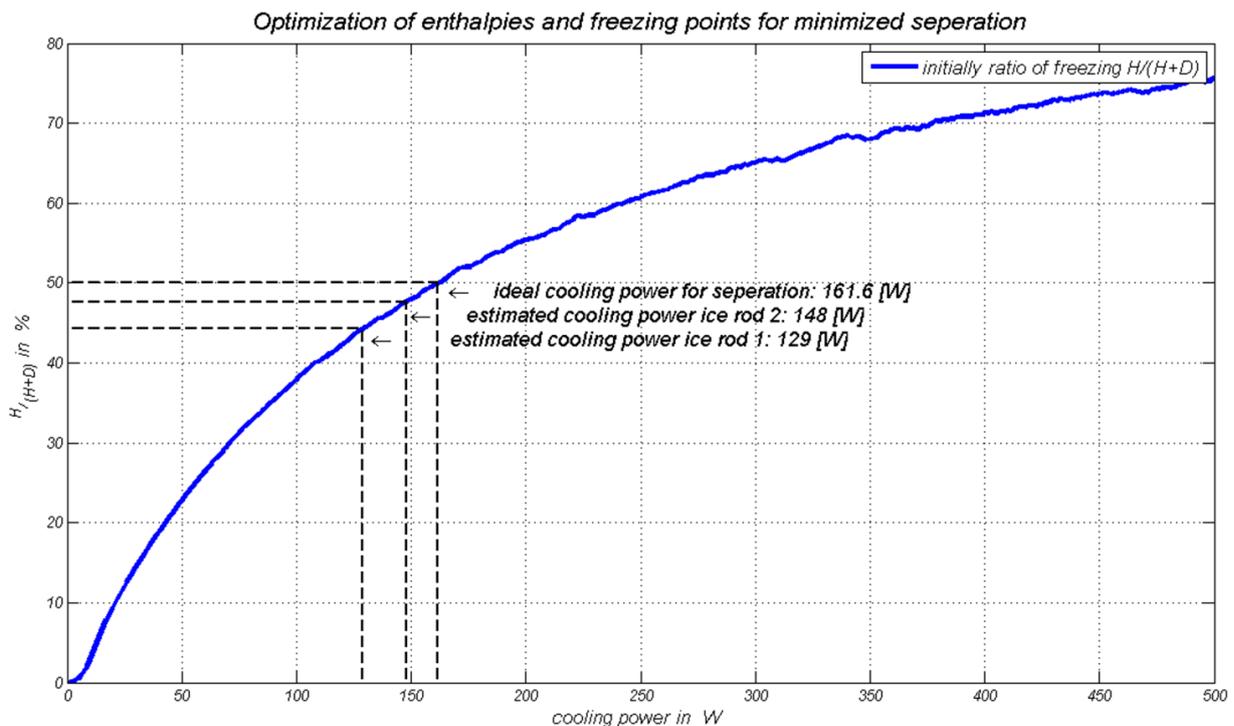


Abbildung 44:  $H/(H+D)$ -Verhältnis in Abhängigkeit Kühlleistung

## 6.2 Systemübergreifende Überlegungen

### 6.2.1 Simulation der Ionen-Molekül-Reaktionen

Überlegungen sind grundsätzlich nicht an Systemeigenschaften gebunden und somit auch nicht an den Pelletinjektor von ASDEX Upgrade. In diesen und in den folgenden Abschnitten werden deshalb systemübergreifende Ideen vorgestellt.

Sollte ein gutes Mischverhältnis mithilfe von gekauftem  $H_2/D_2$ -Gas nicht produzierbar sein, kann als sehr teure alternative auf HD-Reingas zurückgegriffen werden. Das HD-Molekül hat die Eigenschaft, Protium und Deuterium im selben Verhältnis zu beinhalten. Aus diesem Grund kann sich ein hoher HD-Anteil positiv auf die Pelletproduktion auswirken. Eine günstigere Kompromisslösung kann die Erhöhung des HD-Anteils, durch das Ionisieren der Moleküle darstellen. Für diese Lösung wird das deutlich günstigere  $H_2/D_2$ -Gas durch eine zusätzliche Apparatur eine gewisse Zeit ionisiert und kann anschließend für die Pelletproduktion verwendet werden. Die Idee dabei ist, dass die folgenden Ionen-Molekül-Reaktionen deutlich höhere Reaktionsraten aufweisen und sich schneller ein Gleichgewicht, wie Abschnitt 3.1.1 zeigt, einstellt.



Formel 40: Ionen-Molekül-Reaktionsgleichungen [122]

Die aus der Theorie bekannten Werte sind mithilfe von Polynomfunktionen wie in Abbildung 46 zu sehen, nachgebildet. Durch die stetigen Funktionswerte, sind die Reaktionskonstanten  $k$  für jeden relevanten Temperaturbereich angenähert. Mit der Einschränkung, dass diese Grundlagen ausschließlich bei gasförmigen Stoffmengen funktionieren. [122]

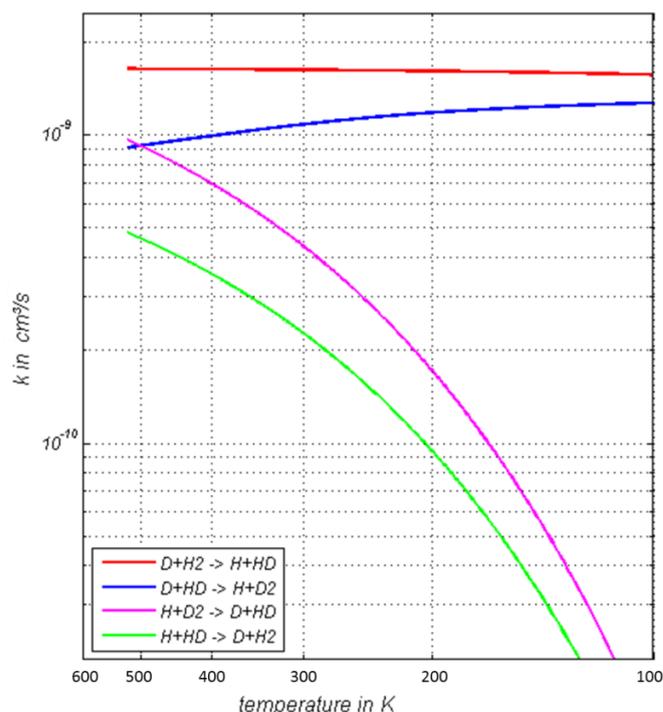


Abbildung 45: Temperaturabhängige Reaktionsraten [122]

Mit Hilfe der Temperatur und der resultierenden Reaktionskonstanten kann nach Formel 41, schrittweise die neue Gaszusammensetzung berechnet werden. Dabei ist C die jeweilige Anzahl der Moleküle A und B.

$$-\frac{C_A}{dt} = k(T) \cdot C_A \cdot C_B$$

Formel 41: DGL zur Berechnung der Molekülanteile [123]

Abbildung 47 zeigt das Ergebnis der Simulation bei 300 K, Abbildung 48 bei 10 K. Die sternförmigen Marker dienen als Abgleich mit den Literaturwerten aus Abschnitt 3.1.1. Die Nähe zu den Graphen zeigt, dass die Polynomfunktionen aus Abbildung 46 gut gewählt sind.

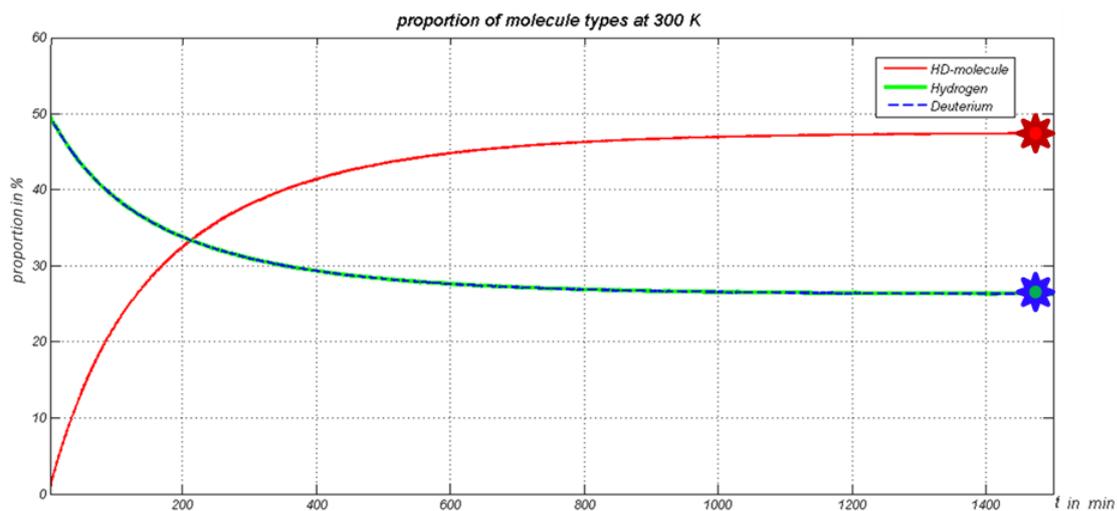


Abbildung 46: Simulierte Gaszusammensetzung bei 300K [15] [27]

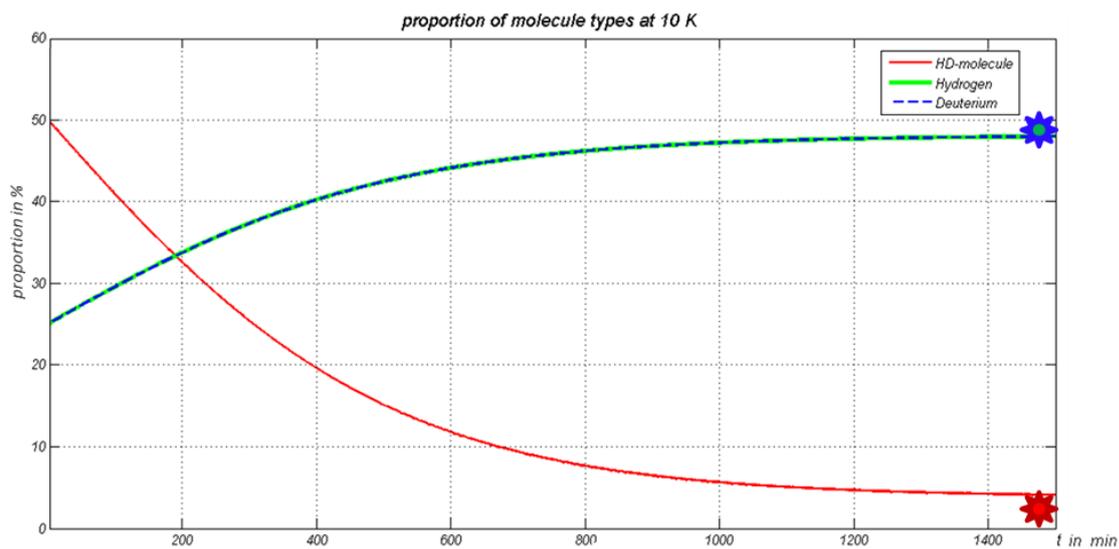


Abbildung 47: Simulierte Gaszusammensetzung bei 10K [15] [27]

Bei Betrachtung der Abszissen fällt auf, dass sich bei höheren Temperaturen das Gleichgewicht schneller einstellt. Dennoch scheint eine Ionisationsdauer von einem halben Tag ein zu langwieriger Prozess zu sein. Wie allerdings Abschnitt 8 zu entnehmen ist, funktioniert die Pelletproduktion an ASDEX Upgrade auch ohne nennenswerten HD-Anteil sehr gut. Aus diesem Grund kann auf eine solche Erweiterung verzichtet werden.

## 6.2.2 Dauerstrich-Extruder

Um die Nachfüllung durch Pellets in einem Fusionsreaktor zu ermöglichen, sind sogenannte Dauerstrich-Extruder nötig. Die Besonderheit dieser Anlagen liegt darin stetig Eis zu produzieren und zu Pellets zu verarbeiten. Somit ist die Füllmenge nicht wie bei ASDEX Upgrade auf eine Eisstange begrenzt, sondern kann stetig fortgesetzt werden. [53]

Nach derzeitigem Kenntnisstand wird vermutet, dass die Separation von Deuterium- und Tritium-Molekülen beim stetigen ausfrieren identischer Gasmengen, keine Auswirkung auf die Stöchiometrie der Pellets hat. Die unterschiedliche Vermischung der Moleküle wäre demnach ein Effekt, der nur beim Anlaufen und Ausschalten dieser stetig ausfrierenden und extrudierenden Maschinen auftritt. [24]

Um zu verstehen warum das hier beschriebene Verhalten für Dauerstrich-Extruder vermutet wird, muss die Funktionsweise dieser Anlagen nachvollzogen werden können. Aus diesem Grund ist in Abbildung 49 beispielhaft der Twin-Screw D2 Extruder vom ITER pellet injection system zu sehen. [124]

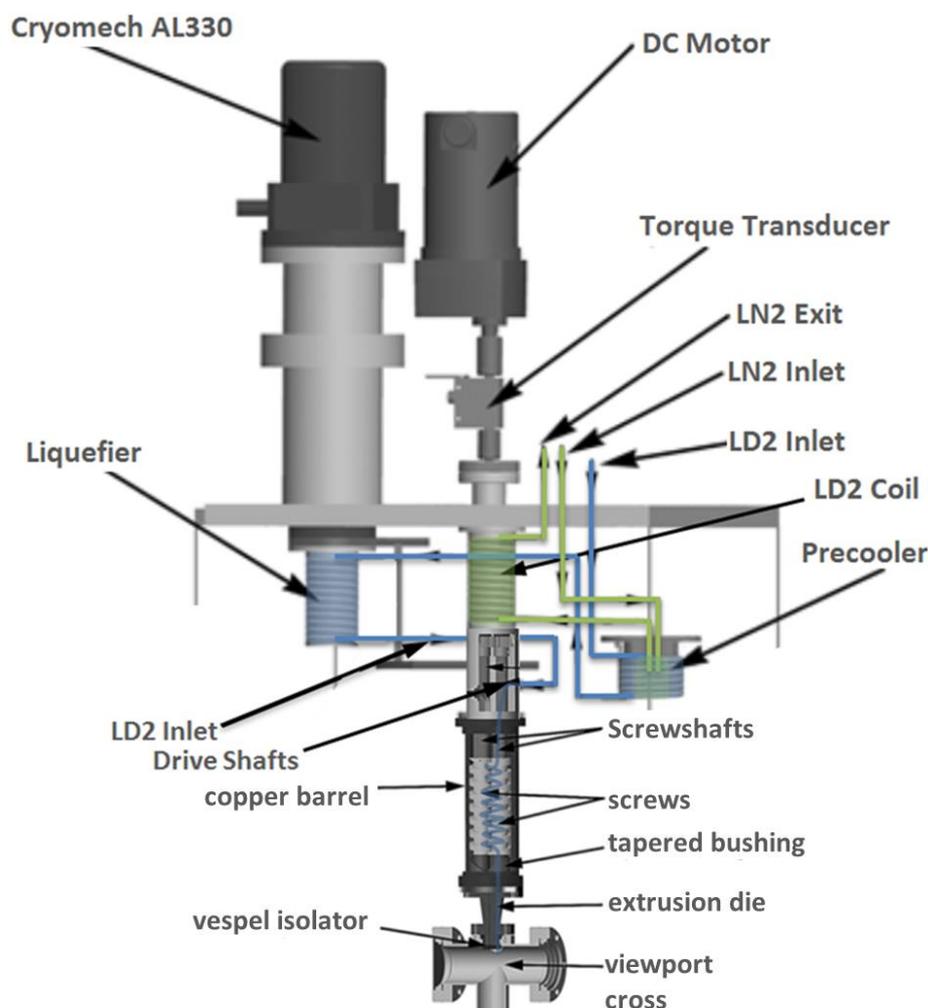


Abbildung 48: Twin-Screw D2 Extruder [42] [124]

Mithilfe des in grün dargestellten flüssigen Stickstoffs, wird im Precooler das eingelassene Deuteriumgas vorgekühlt. Das blau dargestellte Deuterium wird im Liquifier verflüssigt, dieser arbeitet mit dem vom Cryomech AL330 verflüssigten Helium. Das flüssige Deuterium wird zwischen dem Doppel-Schrauben-System unter Druck und mithilfe des GB-37-Cryocooler zu Eis abgefroren. Der GB-37 selbst ist nicht in Abbildung 49 zu sehen. Die 2 Schrauben befördern das Deuteriumeis durch ihre Drehbewegung zum konischen Düsenende. Die Drehbewegung selbst wird vom DC-Motor erzeugt und mittels Antriebswellen übertragen. Die Leitungsrohre am Precooler und Liquefier sind aus Kupfer und spulenförmig geformt. [124]

Der ITER-Extruder ist speziell für die Produktion von Deuterium-Pellets konzipiert worden. Es ist davon auszugehen, dass ein solcher Extruder speziell auf Mischgas ausgelegt werden muss. Ansonsten könnte es aufgrund des Isotopeneffekts passieren, dass dieser zufriert oder nicht kalt genug wird. Das ITER-Konzept sieht für Deuterium als auch für Tritium einen separaten Extruder vor. Da die Anlagen redundant ausgelegt werden müssen, wären für einen Fusionsreaktor 4 Pelletinjektoren nötig. Dies hätte hohe Kosten und einen enormen Platzbedarf nahe der Anlage zur Folge. [53]

In Abbildung 50 wird deshalb der Vorgang der Eisproduktion für weitere Überlegungen zur Mischpelletproduktion stark vereinfacht. Dabei fallen 2 Hauptbestandteile des Extruders auf, der Verflüssiger und das Schraubensystem. Im Verflüssiger ist eine farblich dargestellte Gaszusammensetzung zu sehen. Die Farben selbst, stehen für die voneinander separierbaren Deuterium-Tritium-Gasanteile. Die verflüssigte Mischung wird im zweiten Bereich, zwischen den parallel verlaufenden Doppelschrauben, zu Eis geformt.

Wenn es in einem solchen System zu einer Separation, aufgrund von unterschiedlichen Gasströmungsgeschwindigkeiten oder Abkühlprozessen kommt, werden zu Beginn unterschiedliche Gasmengen abgefroren. Dies wird in Abbildung 51 beispielhaft, durch Deuterium- und Tritium-Gassäulen verdeutlicht. Da allerdings über den kompletten Prozess die gleiche Menge an Gasen zugeführt wird, vermischt sich das hier später ausfrierende  $T_2$ -Gas mit dem stetig nachgeführten  $D_2$ -Gas. Ab diesem Zeitpunkt frieren die Gasmengen zu gleichen Verhältnissen ab. Wird das System nach einer gewissen Zeit abgeschaltet, kann es wieder zu einer Separation kommen. Jetzt wird das im Beispiel schneller extrudierende  $D_2$ -Gas zügiger zu Eis verarbeitet, weshalb kurzzeitig mehr  $T_2$ -Gas übrig bleibt. Somit sind in diesem Gedankenexperiment, die Pellets zu Beginn Deuterium und zum Schluss Tritium reicher. Systembedingte Stöchiometrieschwankungen können durch diese Betrachtung allerdings nicht ausgeschlossen werden. Durch anteilige Verwendung der HD-Moleküle kann dieser Effekt, sofern nötig, abgeschwächt werden. Im Diagramm aus Abbildung 51 ist das dabei entstehende Molekülverhältnis der Pellets qualitativ über die Zeit aufgetragen. Da die Randeffekte bei permanent laufenden Maschinen nur einen kleinen Teil der produzierten Pellets ausmachen, ist die Separation der Moleküle unkritisch für den Fusionsbetrieb.

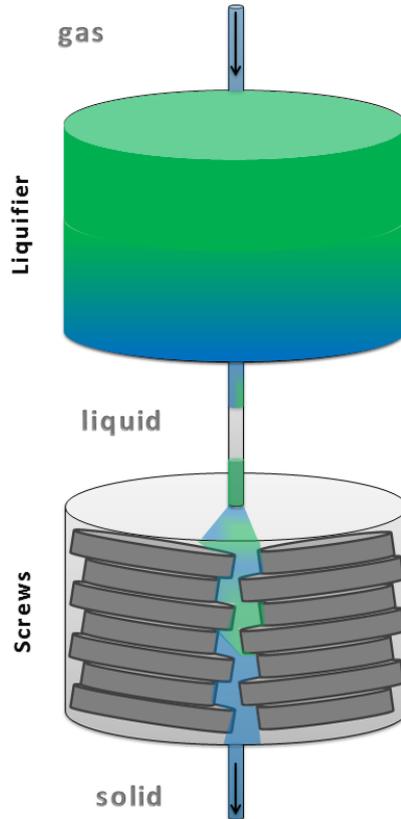


Abbildung 49: Vereinfachte Darstellung des Twin-Screw Extruders

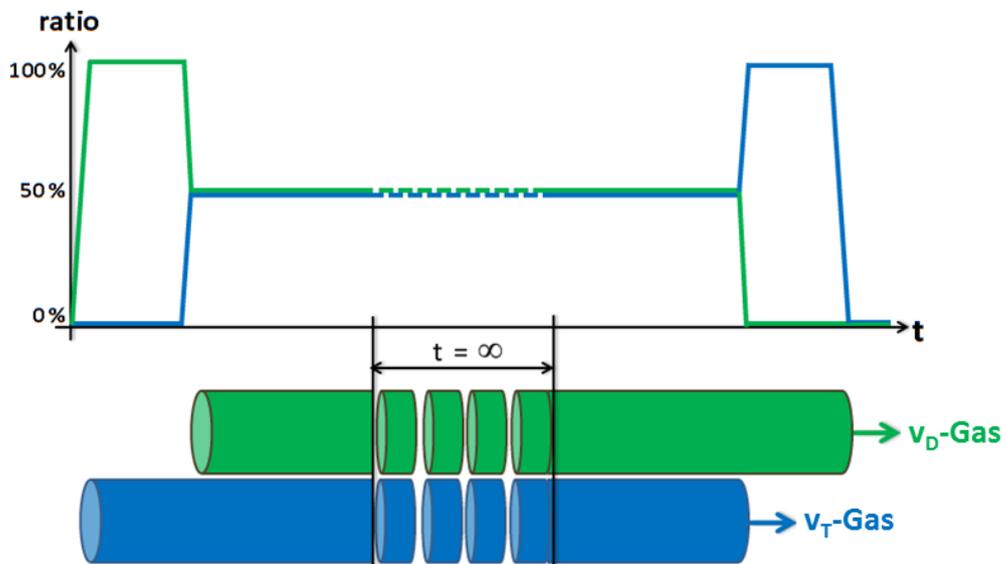


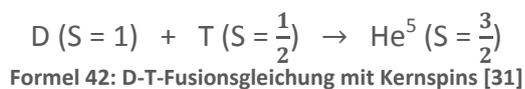
Abbildung 50: Vereinfachte Darstellung des Gasverbrauchs

Das Ausfrieren zweier gleicher Gasmengen passiert auch beim AUG-Extruder. Somit liegt die Vermutung nahe, dass die Separation hier ebenfalls nur ein Problem der zeitlichen Grenzen ist. Die Separation zeigt sich allerdings über eine Eisstange dessen Länge stark begrenzt und somit das Randwertproblem stärker ausgeprägt ist.

### 6.2.3 Polarisierte Kernfusion

Die polarisierte Kernfusion beschäftigt sich mit der von Prof. Dr. Russell M. Kulsrud in 70er Jahren veröffentlichten Theorie. Diese Theorie besagt, dass die Energieausbeute eines Fusionsreaktors für die D-T- und D-He<sup>3</sup>-Reaktionen um das 1,5 fache erhöht werden kann, wenn der Treibstoff zuvor polarisiert wurde. Mit dieser erhöhten Fusionsrate erhöht sich zudem die Plasmatemperatur, weshalb sich die Energieausbeute weiter erhöht. Hochrechnungen für ITER ergeben somit einen Faktor von ~1,75. [31] [125]

Die Überlegung dabei ist, den Spin der aus Formel 9 bekannten Reaktionsgleichung genauer zu betrachten. Um deren Reaktionswahrscheinlichkeit zu verstehen muss die Zwischenreaktion, wie in Formel 42 zu sehen, untersucht werden. [31]



Fusionieren ein Deuteron und ein Triton, entsteht für einen kurzen Augenblick ein He<sup>5</sup>-Kern, der schnell wieder zerfällt. Dieser instabile He<sup>5</sup>-Kern weist zu 96 % einen Kernspin von  $S = \frac{3}{2}$  auf. Aus diesem Grund kann eine Kernfusion fast nur dann ablaufen, wenn die Spins der beteiligten Fusionspartner in der Summe  $\frac{3}{2}$  aufweisen. Die dafür einzig mögliche Konstellation ist dabei in Formel 42 zu sehen. Da sich die Teilchenspins im Normalfall nach gewissen stöchiometrischen Verhältnissen verteilen, ist die Fusionsausbeute bei nicht spinpolarisierten Kernen um  $\frac{1}{3}$  geringer. [125]

Doch nicht nur die Energieausbeute eines Fusionskraftwerks kann durch die Polarisierung der Teilchen gesteigert werden. Des Weiteren kann dadurch auch der differentielle Wirkungsquerschnitt beeinflusst werden, also die Flugrichtung der produzierten Teilchen, was zusätzlich den Bau eines Fusionskraftwerkes kostengünstiger gestalten würde. Abbildung 53 zeigt dabei die relative Veränderung zu unpolarisiertem Material über den Abstrahlwinkel. Die jeweiligen Farben stehen dabei für die Spinausrichtung der beiden Fusionspartner. Bei Betrachtung der effektivsten Konfiguration (Faktor = 1,5), stellt sich hauptsächlich ein Abstrahlwinkel wie in Abbildung 52 schematisiert ein. [125] [126]

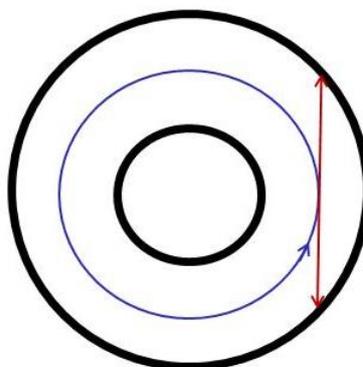


Abbildung 51: Einfache Darstellung des Abstrahlwinkels [126]

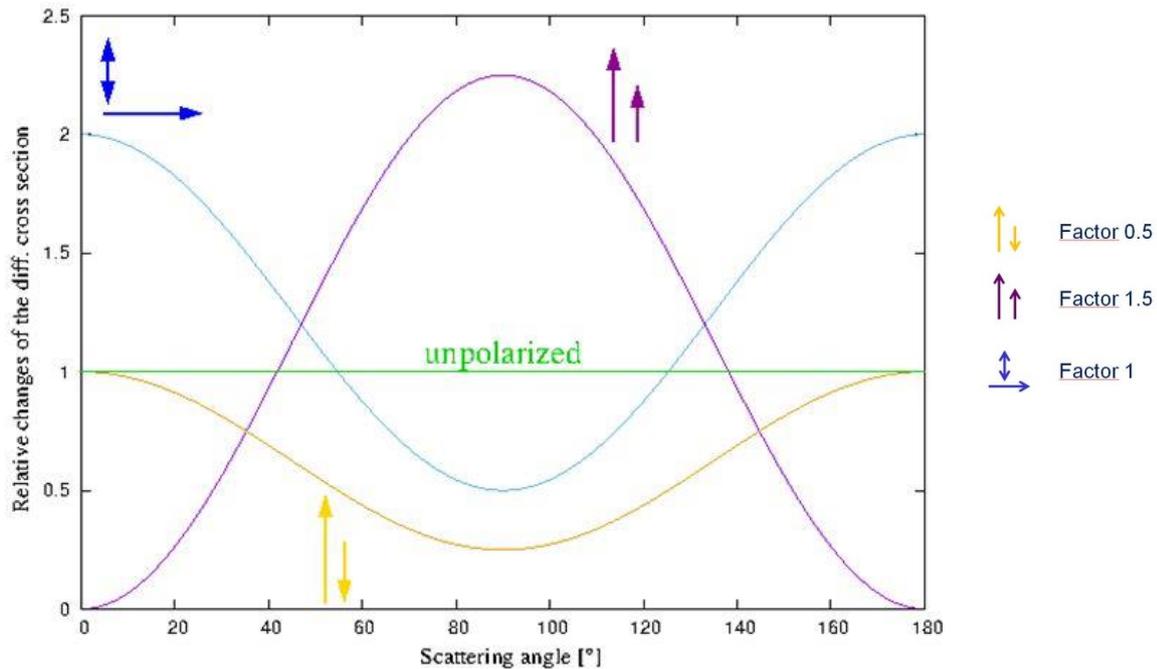


Abbildung 52: Abstrahlwinkel der Fusionen [126]

Derzeit gibt es allerdings noch Probleme die eine praktische Umsetzung verhindern. So ist im ersten Schritt die Herstellung von ausreichend spinpolarisierten Wasserstoffisotopen ein ungelöstes Problem. Derzeit betragen die Produktionsraten gerade einmal  $8,2 \cdot 10^{16} \frac{\text{Atome}}{\text{s}}$ . Auch der damit zusammenhängende Transport zu den Fusionsanlagen und die eventuelle Umpolarisierung sind noch nicht ausreichend untersucht. Abbildung 54 zeigt, dass die Lagerung von Molekülen in einer magnetischen Vorratszelle, für den Erhalt des Polarisationsgrades von Vorteil ist. Es sind somit bei Raumtemperatur Lagerzeiten bis zu einigen wenigen Wochen möglich, was zumindest eine Teillösung des Problems darstellt. [125] [126]

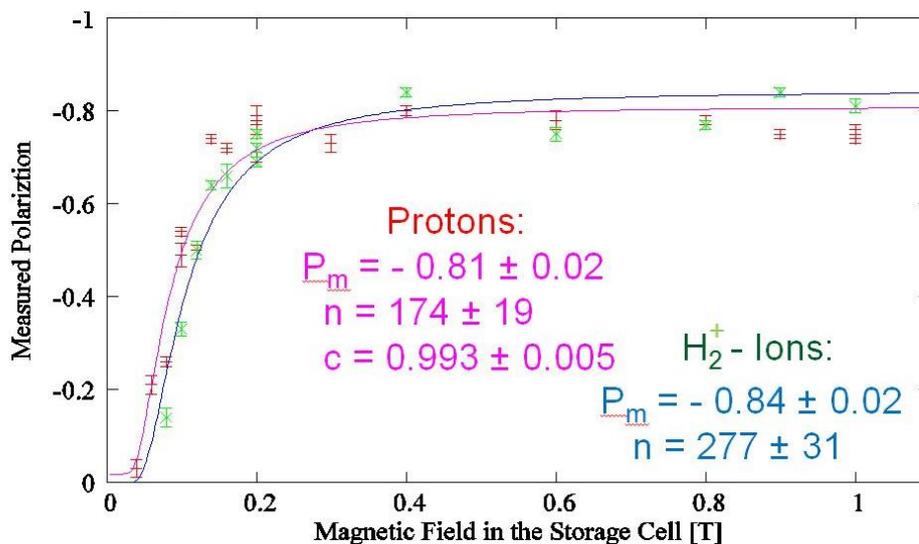


Abbildung 53: Polarisation in Vorratszellen bei 100 K [126]

Eine weitere ungelöste Frage ist die nach der Lebensdauer der Kernspinpolarisation im Fusionsplasma. Sollte diese Zeitdauer kürzer sein als die Zeit die ein Kern durchschnittlich bis zur Fusion braucht, hätte der polarisierte Treibstoff keinen nennenswerten Effekt auf die Fusionsrate und damit auf die Energieausbeute. Um dieser Frage nachzugehen, finden deshalb weltweit einige wenige Untersuchungen an Fusionsanlagen statt. Die bisherigen Erkenntnisse aus Grundlagenuntersuchungen sind in Tabelle 5 zusammengefasst. [31] [125] [126]

Tabelle 5: Depolarisierungsraten in Fusionsanlagen [126]

Depolarisierungs-Mechanismus	Raten in $\frac{1}{s}$
Ionen - Elektronen Rekombination	$10^{-6}$
Binäre Kollision / Spin-Orbit Kopplung	für D: $8 \cdot 10^{-6}$ für T: $3 \cdot 10^{-7}$
Magnetische Feld Inhomogenitäten	$4,7 \cdot 10^{-5}$
Resonante Plasmawellen / Spin-Flip Matrix Element	$27 \cdot 10^{-3}$
Wandstöße: Schätzung für nicht metallischen Materialien	$\leq 1$

Da die meisten der derzeitigen Fusionsanlagen mit reinen Deuterium-Plasmen arbeiten, können die Tests nur mit spinpolarisierten Deuteriumkernen durchgeführt werden. Dies führt zur nächsten ungelösten Frage. Was passiert wenn nur polarisiertes Deuterium zur Fusion verwendet wird? Es ist bei den in Formel 43 abgebildeten Fusionsgleichungen bisher nicht bekannt, wie der Kernspin die Reaktionsraten beeinflusst. [31] [32] [125]



Formel 43: D-D-Fusionsgleichungen [125]

Die theoretischen Vorhersagen für den Fall, dass beide Spins parallel ausgerichtet sind, decken einen Bereich einer Fusionsausbeute vom 0,1 fachen bis zum 2,5 fachen ab. Eventuell ist durch die Herstellung von Mischpellets auf diesem Forschungsgebiet eine neue Möglichkeit entstanden, da dadurch auch H-D-Reaktionen im Plasma untersucht werden können. Eine weitere Möglichkeit könnten spinpolarisierte HD-Moleküle darstellen. Diese haben den Vorteil, dass sie relativ leicht herzustellen und zu lagern sind. Allerdings entsteht auch hier wieder eine neue Frage. Denn es ist derzeit nicht bekannt, ob die Ausrichtung der Spinpolarisation während der Pelletproduktion erhalten bleibt. [32] [125]

## 7 Voruntersuchungen

### 7.1 Abdampfraten beim Extrudieren

Da das Eis im Extrusionskryostat wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben, konstruktionsbedingt erwärmt werden muss, dampfen Teilchen von der Eisstange ab und erzeugen einen Dampfdruck. Dabei erzeugt Protium der bei gleicher Temperatur einen höheren Dampfdruck. Da sich durch das Abdampfen das Verhältnis im  $H_2/D_2$ -Eis ändert, wird die Abdampfrate beim extrudieren in diesem Abschnitt untersucht.

Für die Versuche werden die Eisstangen im Vorratskryostat gelagert und dort auf verschiedene Temperaturniveaus gebracht. Dabei entsprechen die Temperaturen, Werten von der normalen Vorratstemperatur bis hin zur Extrusionstemperatur von Deuterium. Dabei interessiert für diese Untersuchungen vor allem die abgedampfte Teilchenanzahl. Da aus Abschnitt 4.2.1 bekannt ist, dass ein kleines Deuterium-Pellet aus  $1,6 \cdot 10^{20}$  Atomen besteht, kann somit auf den anteiligen Einfluss der Abdampfraten auf die Pellets geschlossen werden. Um von den in Abbildung 55 gemessenen Temperatur- und Druckwerten auf die jeweilige Teilchenzahl zu schließen, muss der in Formel 12 gezeigte Zusammenhang bekannt sein. Dabei ist für das Volumen, dass der Zentrifuge einzusetzen, welches  $0,1 \text{ m}^3$  beträgt. [52]

Untersuchungen des Systems ohne Gaseinlass haben gezeigt, dass der Untergrunddruck aufgrund von Verschmutzung und Undichtigkeit im System, bei 7 K nur  $4,3 \cdot 10^{-8}$  mbar und bei 21 K nur  $5,3 \cdot 10^{-8}$  mbar beträgt. Somit sind die im Folgenden gemessenen Dampfdrücke, die um das rund 100 fache höher sind, praktisch auf das abzdampfende Gas zurückzuführen.

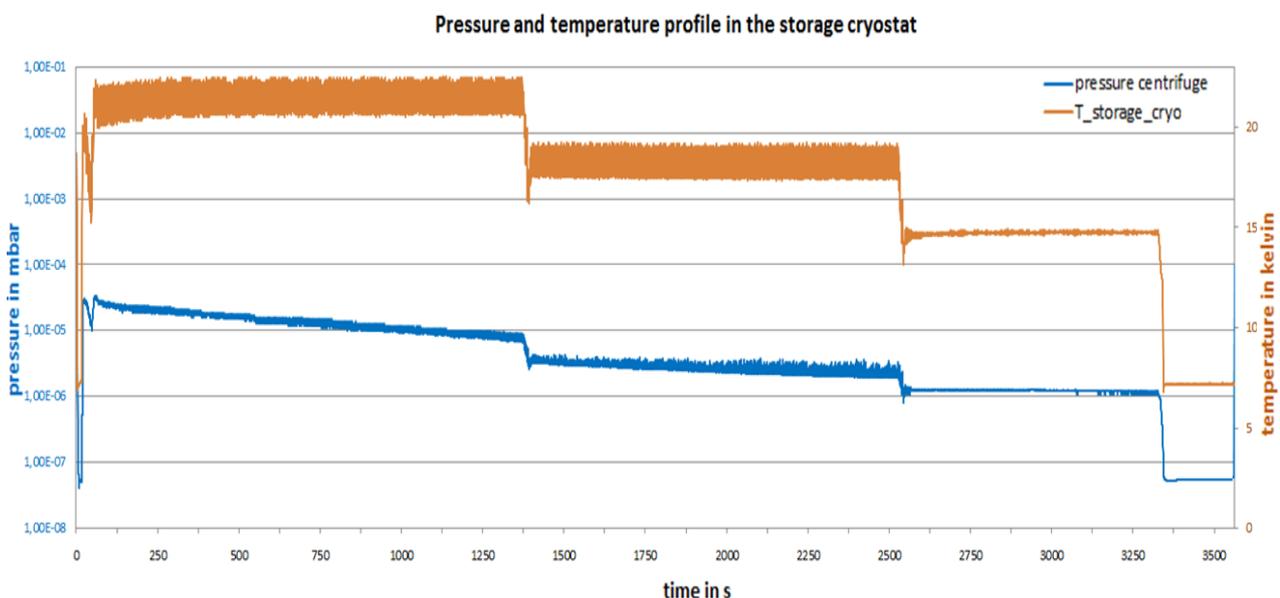


Abbildung 54: Druck- und Temperaturmessung im Vorratskryostat

In Abbildung 56 sind zu jedem Temperaturlevel, die berechneten Abdampfraten in  $\frac{D}{s}$  und die kumulierte Anzahl an abgedampfter Deuteriumatome zu sehen.

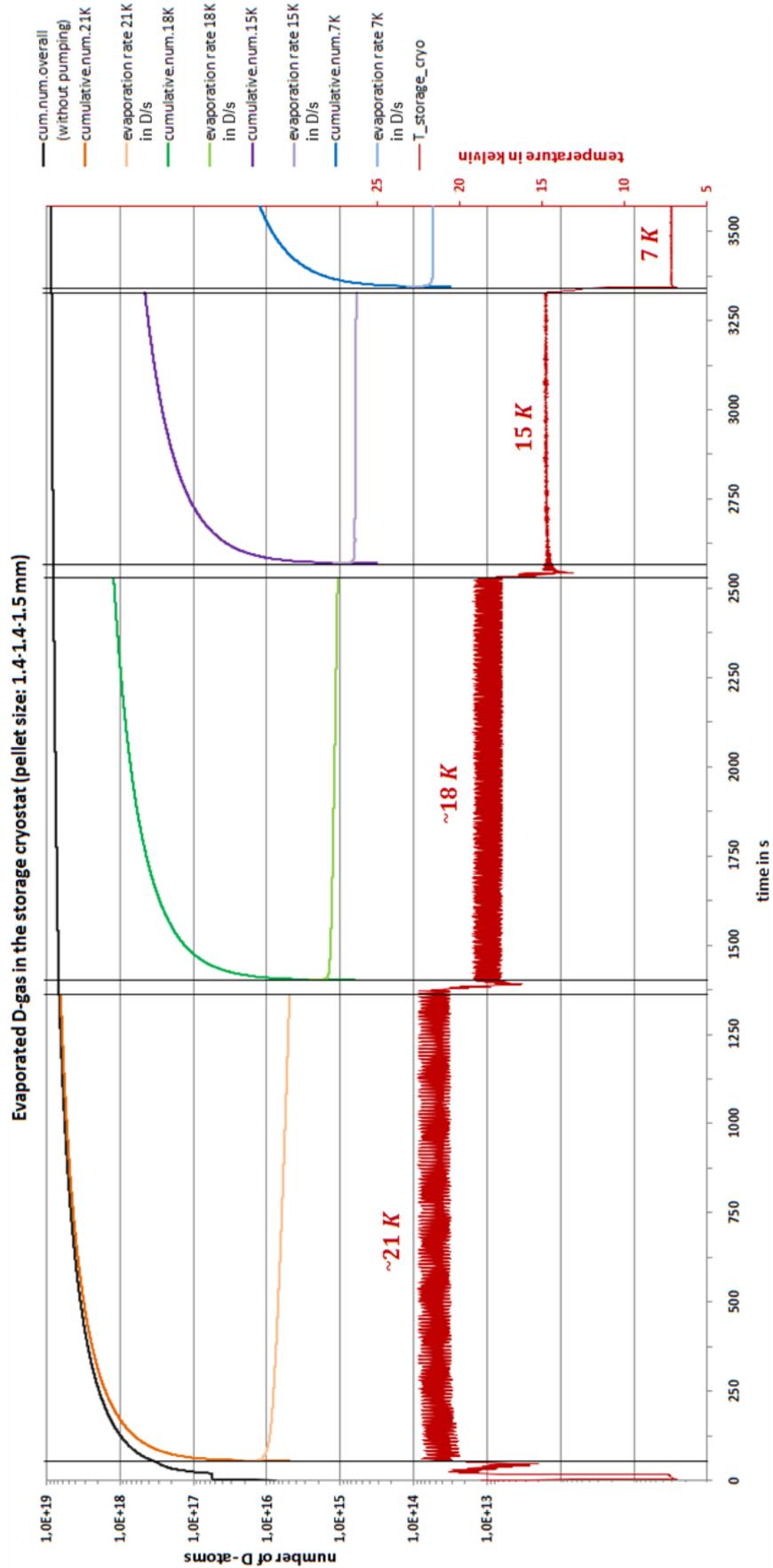


Abbildung 55: Abdampfraten nicht gepumpter Teilchen

Selbst bei Betrachtung der maximalen Abdampftrate bei 21 K fällt auf, dass die abgedampften Atome pro Sekunde, um den Faktor  $2 \cdot 10^6$  unter der Atomanzahl der Eisstange liegen. Demnach müsste der Extrusionsprozess über 5 h anhalten, damit sich eine Änderung im Prozentbereich ergibt. Bei der typischen Vorratstemperatur von 7 K beträgt die dafür nötige Dauer sogar 23 d. Nach dieser Einschätzung hat der Extrusionsprozess, als auch die Lagerung, keinerlei merkliche Auswirkung auf die Stöchiometrie der Pellets.

Der gemessene Druckanstieg wird allerdings nur durch die Teilchen erzeugt, die vom Ionisationsmanometer erfasst werden. Die Teilchen die von den Vakuumpumpen aus dem System gezogen wurden, bevor Sie einen Druck in der Ionisationskammer erzeugen konnten, werden somit nicht erfasst. Aus diesem Grund muss diese Menge an Atomen abgeschätzt werden, um vernünftige Aussagen über den Einfluss des Extrudierens treffen zu können.

Eine erste Schätzung dieser Pumpleistung, kann mithilfe des in Abbildung 56 gezeigten Übergangs von 15 K auf 7 K geschehen. Der im Temperaturübergang entstehende Druckabfall ist in Abbildung 57 vergrößert dargestellt. Da dieser Übergang fast ohne Druck-Fluktuationen stattfindet und am Ende nur noch ein Dampfdruck von  $\frac{1}{20}$  herrscht, kann die Pumpleistung für diesen Arbeitsbereich näherungsweise abgeschätzt werden.

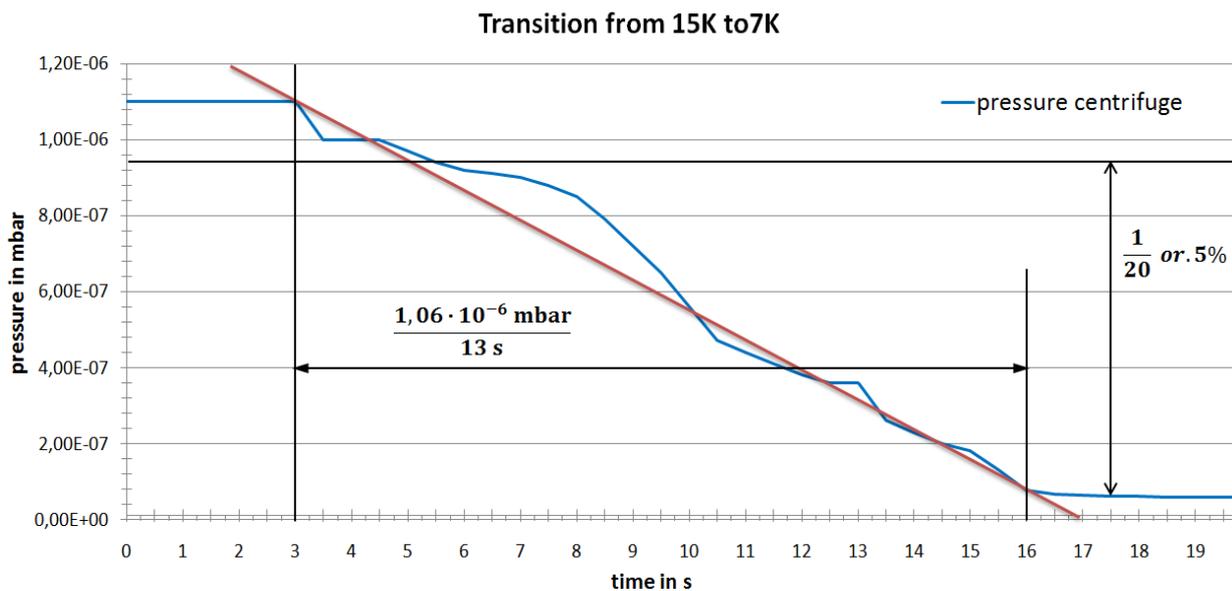


Abbildung 56: Druckabfall beim Temperaturübergang

Der roten Linie ist zu entnehmen, dass circa  $8,15 \cdot 10^{-8} \frac{\text{mbar}}{\text{s}}$  abgepumpt werden. Dies entspricht der idealen Gasgleichung nach umgerechnet  $1,65 \cdot 10^{14} \frac{\text{D}}{\text{s}}$ . Diese Pumpleistung und die daraus errechnete Teilchenmenge gilt allerdings nur näherungsweise in diesen Temperatur- und Druckbereich. Um die abgepumpte Atommenge über den gesamten Messbereich abzuschätzen empfiehlt sich ein anderer Lösungsweg.

Für diesen Lösungsweg wird die Gleichung aus Formel 12 folgendermaßen umgestellt:

$$\frac{p \cdot V}{T} = k_B \cdot N$$

Formel 44: Allgemeine Gasgleichung II [54]

Da für adiabatische Prozesse der Zusammenhang  $\frac{p \cdot V}{T} = \text{konst.}$  gilt, gilt dies auch für  $k_B \cdot N$ . Mit der Annahme, dass die Gasteilchen bei der Messung im Manometer alle die selbe Temperatur  $T_{D_2\text{Mess}}$  aufweisen gilt: [127]

$$\frac{V_{\text{Zentrifuge}}}{T_{D_2\text{Mess}}} = C = \frac{0,1 \text{ m}^3}{300 \text{ K}}$$

Formel 45: Berechnung von Konstante C

Da nun der Zusammenhang aus Formel 45 gilt, ist die abgedampfte Teilchenanzahl nur noch eine Funktion des gemessenen Drucks.

$$N(p) = \frac{p}{k_B} \cdot C$$

Formel 46: Vereinfachter Zusammenhang

Mit der Annahme, dass die abgepumpten Teilchen dabei proportional zum Druckunterschied  $\Delta p$  sind, lassen sich die Werte iterativ berechnen. Um die Pumpleistung zu erhalten, muss die abgepumpte Atommenge wie in Formel 47 zu sehen, durch die Zeit geteilt werden.

$$N_{\text{pump}} = \frac{p_n - p_{n-1}}{k_B} \cdot C$$
$$P_{\text{pump}} = \frac{p_n - p_{n-1}}{k_B} \cdot C \cdot \frac{1}{t}$$

Formel 47: Berechnung der Abdampfraten bzw. absoluten Menge

Diese schrittweise Berechnung der Abdampfraten ist allerdings nur als Annäherung zu sehen, wenn die Gasteilchen bei der Messung im Manometer alle die selbe Temperatur aufweisen. Somit wird im Folgenden die Konstante C aus Formel 45 überprüft.

Die mittlere freie Weglänge ist die durchschnittliche Weglänge, die ein Teilchen ohne Zusammenstoß mit einem anderen Teilchen zurücklegt. Der Rechenweg zu dieser Größe ist in Formel 29 beschrieben. Im ungünstigsten Falle, bei der Extrusionstemperatur von 21 K und einem Systemdruck von  $1 \cdot 10^{-5}$  mbar beträgt die mittlere freie Weglänge  $\lambda = 0,83$  m. Da dieser Wert dennoch die Höhe der Zentrifuge von circa 15 cm überschreitet, ist davon auszugehen, dass die Gasteilchen hauptsächlich mit der Zentrifugenwand kollidieren. Mithilfe der Formel 48 kann die durchschnittliche Anzahl an Wandstößen berechnet werden. [52]

$$\bar{N}_{\text{Stoß}} = \frac{\bar{v}_{D_2} \cdot t_{\text{mess}}}{d_{\text{Zentrifuge}}} \quad \text{mit} \quad \bar{v}_{D_2} = \sqrt{\frac{8 \cdot R \cdot T}{\pi \cdot M}}$$

Formel 48: Mittlere Anzahl der Wandstöße [128]

Dabei beträgt die Messzeit  $t_{\text{mess}} = 0,5 \text{ s}$ , der Durchmesser der Zentrifuge  $d_{\text{Zentrifuge}} = 1 \text{ m}$  und die Teilchentemperatur  $T = 21 \text{ K}$ . Aus den Werten ergibt sich eine mittlere Geschwindigkeit von  $\bar{v}_{\text{D}_2} = 332 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  und eine mittlere Stoßzahl von  $\bar{N}_{\text{Stoß}} = 166$ .

Nun muss überprüft werden, ob durchschnittlich 166 Wandstöße für die Gasmoleküle reichen um die Wandtemperatur anzunehmen. Dafür wird für den Wandstoß wie in Formel 49 zu sehen, ein ideal elastischer Stoß angenommen.

$$\begin{aligned} \sum E_{\text{kin}} &= \sum E_{\text{kin}}^* \\ \frac{1}{2} \cdot m_1 \cdot v_1^2 + \frac{1}{2} \cdot m_2 \cdot v_2^2 &= \frac{1}{2} \cdot m_1 \cdot v_1^{*2} + \frac{1}{2} \cdot m_2 \cdot v_2^{*2} \\ \sum \vec{p} &= \sum \vec{p}^* \\ m_1 \cdot \vec{v}_1 + m_2 \cdot \vec{v}_2 &= m_1 \cdot \vec{v}_1^* + m_2 \cdot \vec{v}_2^* \end{aligned}$$

Formel 49: Energie- und Impulserhaltung [129]

Unter der Annahme, dass die Wandatome eine feste Position im Raum haben, da sie über die Gitterstruktur der Nachbaratome gehalten werden, können die Gleichungen wie in Formel 50 zu sehen, umgestellt werden. [129] [130]

$$\begin{aligned} v_1^* &= 2 \cdot \frac{m_1 \cdot (v_1 + v_2) + m_2 \cdot v_2}{m_1 + m_2} \cdot \sqrt{2} \\ v_2^* &= 2 \cdot \frac{m_2 \cdot (v_1 + v_2) + m_1 \cdot v_1}{m_1 + m_2} \cdot \sqrt{2} \end{aligned}$$

Formel 50: Voll elastischer Stoß mit festem Stoßpartner [130]

Mit der Geschwindigkeit  $v_1^*$  des Gasmoleküls nach dem Stoß, fliegt es an einer anderen Stelle gegen die Kryostatwand, die wieder rund 300 K aufweist. Weshalb sich die Teilchengeschwindigkeit immer weiter der mittleren Teilchengeschwindigkeit von 300 K angleicht.

In Abbildung 58 ist das Ergebnis einer Matlab Simulation zu sehen, die auf der Gleichung von Formel 50 basiert. Dabei stößt ein Deuteriummolekül zehnmal gegen die jeweiligen Bestandteile einer rostfreien Stahlwand, wie sie im Kryostat vorkommt. Die Ordinate zeigt dabei die mittlere Geschwindigkeit und die daraus resultierende Temperatur des Gasmoleküls an. Auffällig ist, dass nach 4 Wandstößen die Temperatur fast vollständig angeglichen ist. Das Ergebnis aus Formel 48 zeigt aber, dass mindestens 166 Wandstöße im Durchschnitt passieren ehe die Druckmessung abgeschlossen ist. Somit kann die Temperatur der Gasteilchen im Ionisationsmanometer  $T_{\text{D}_2\text{Mess}}$  als konstant angesehen und die Formel 47 zur Berechnung der Abpumpraten verwendet werden.

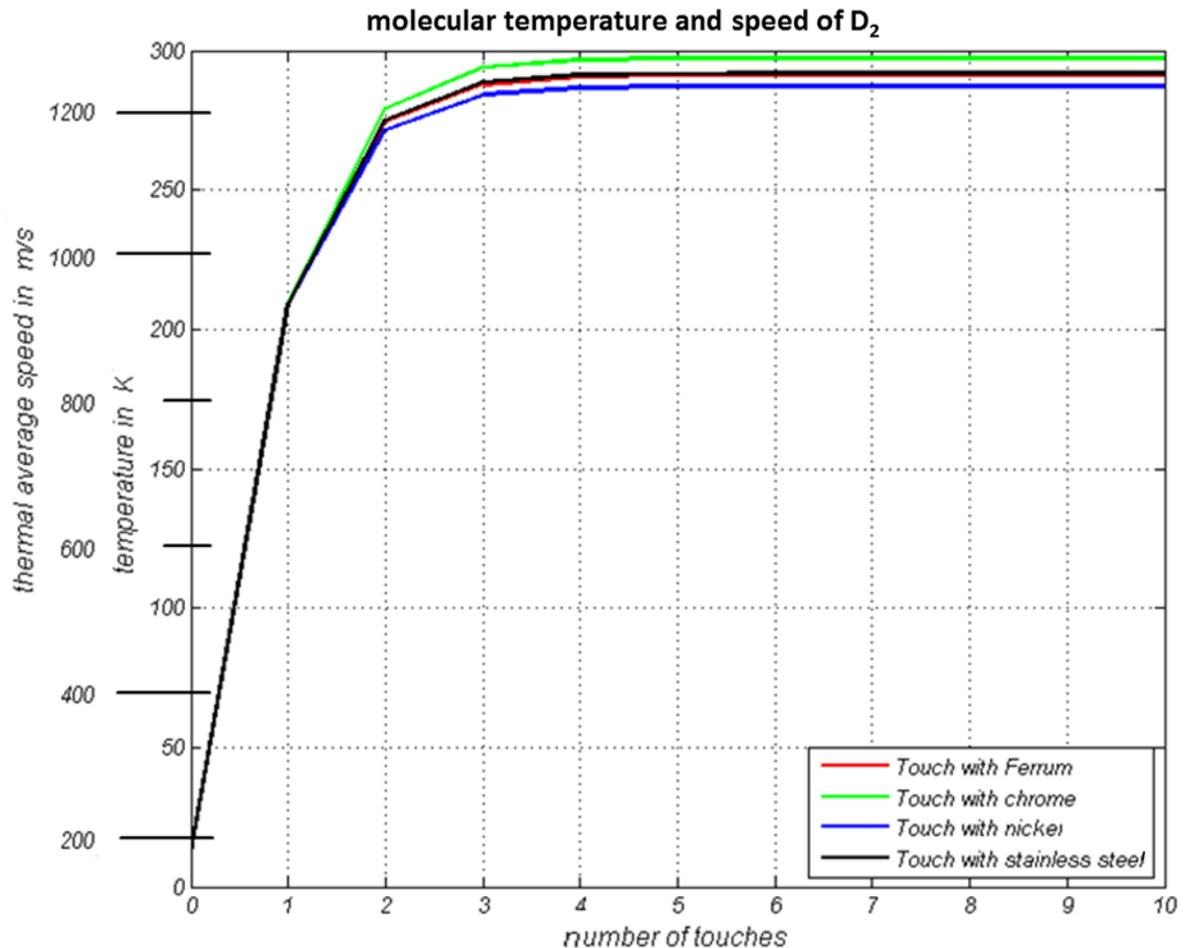


Abbildung 57: Simulation der D<sub>2</sub>-Temperatur

Die nach Formel 47 berechneten druck-fluktuationsabhängigen Abdampfraten sind in Abbildung 59 als schwarze Datenpunkte zu sehen. Um diese Ergebnisse zu überprüfen, ist der nach Formel 47 errechnete durchschnittliche Wert, nebst dem aus Abbildung 57 erhaltene Wert, am Übergang von 15 K zu 7 K abgebildet. Die beiden als grün bzw. braun zu sehenden Querbalken, haben eine Abweichung von gerade einmal 7 % zu einander. Die dazu farblich passend eingekreisten Bereiche markieren jeweils die passende Idee zu den Berechnungen. Diese geringe Abweichung von 7 % schafft ein gewisses Vertrauen in die dargestellten Werte. Die Pumpenleistung selbst ist ebenfalls Temperaturabhängig, was aufgrund der höheren vorhandenen Gasteilchenanzahl nicht verwundert.

Da für die Berechnung nach Formel 47 nur die abfallenden Druckverläufe zu verwenden sind, werden die restlichen Werte, wie in Magenta zu sehen, interpoliert. Von dem interpolierten Verlauf, wird die kumulierte Anzahl an Atomen berechnet, welche in Abbildung 60 zu den Abdampfraten aus Abbildung 56 ergänzend dargestellt ist. Dabei fällt auf, dass der Anteil der Teilchen die nicht im Manometer gemessen, sondern direkt abgepumpt werden, am größten ist. Dennoch besteht die gesamte Eisstange aus circa  $1,5 \cdot 10^{22}$  Deuteriumatomen, weshalb der Gesamtverlust bei 21 K nach 2 Stunden gerade einmal ~1 % beträgt. Der Materialverlust zeigt sich somit bei Deuteriumeis als vernachlässigbar gering, die Stabilität des Eises die im Folgenden Abschnitt 7.2 untersucht wird, kann dennoch darunter leiden.

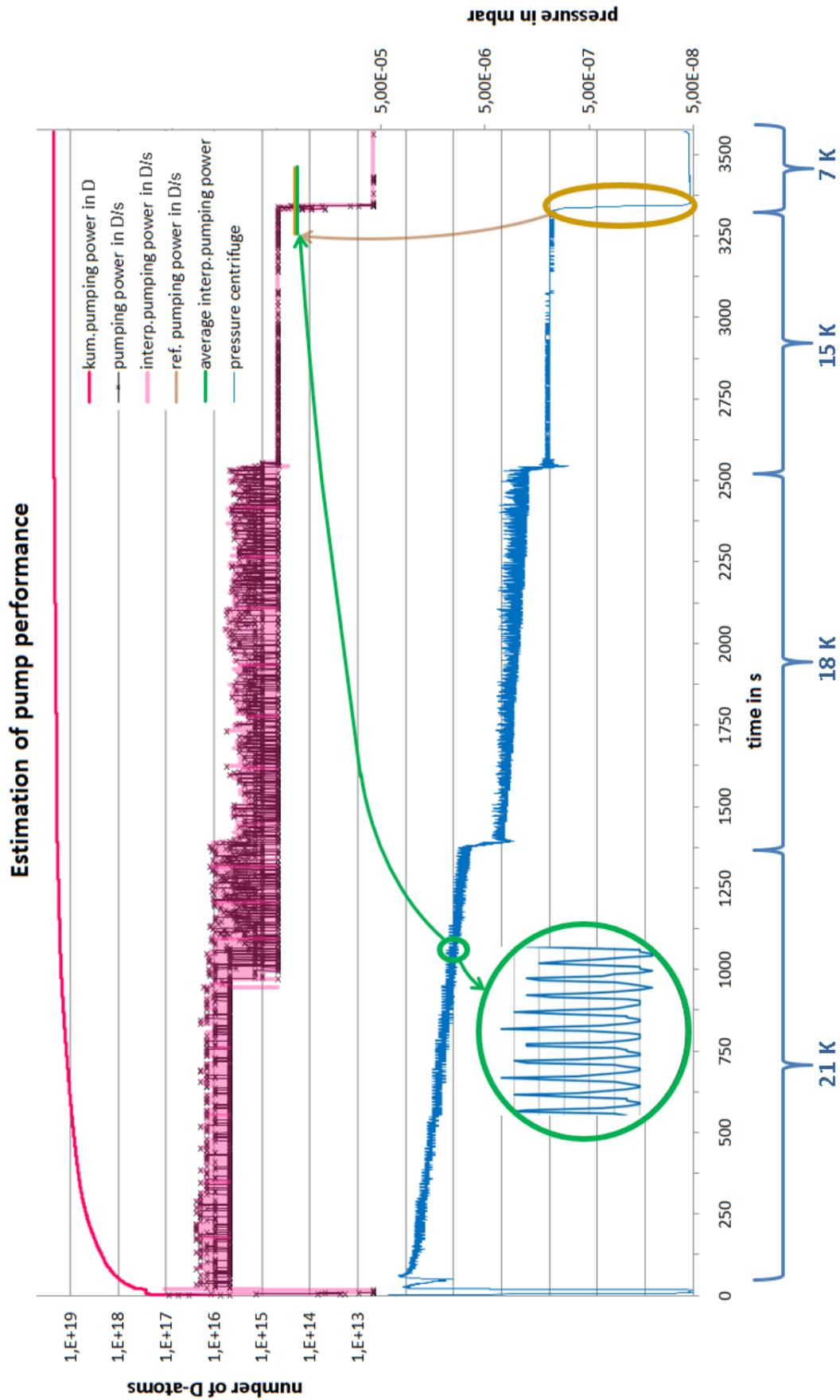


Abbildung 58: Berechnete Pumpleistungen

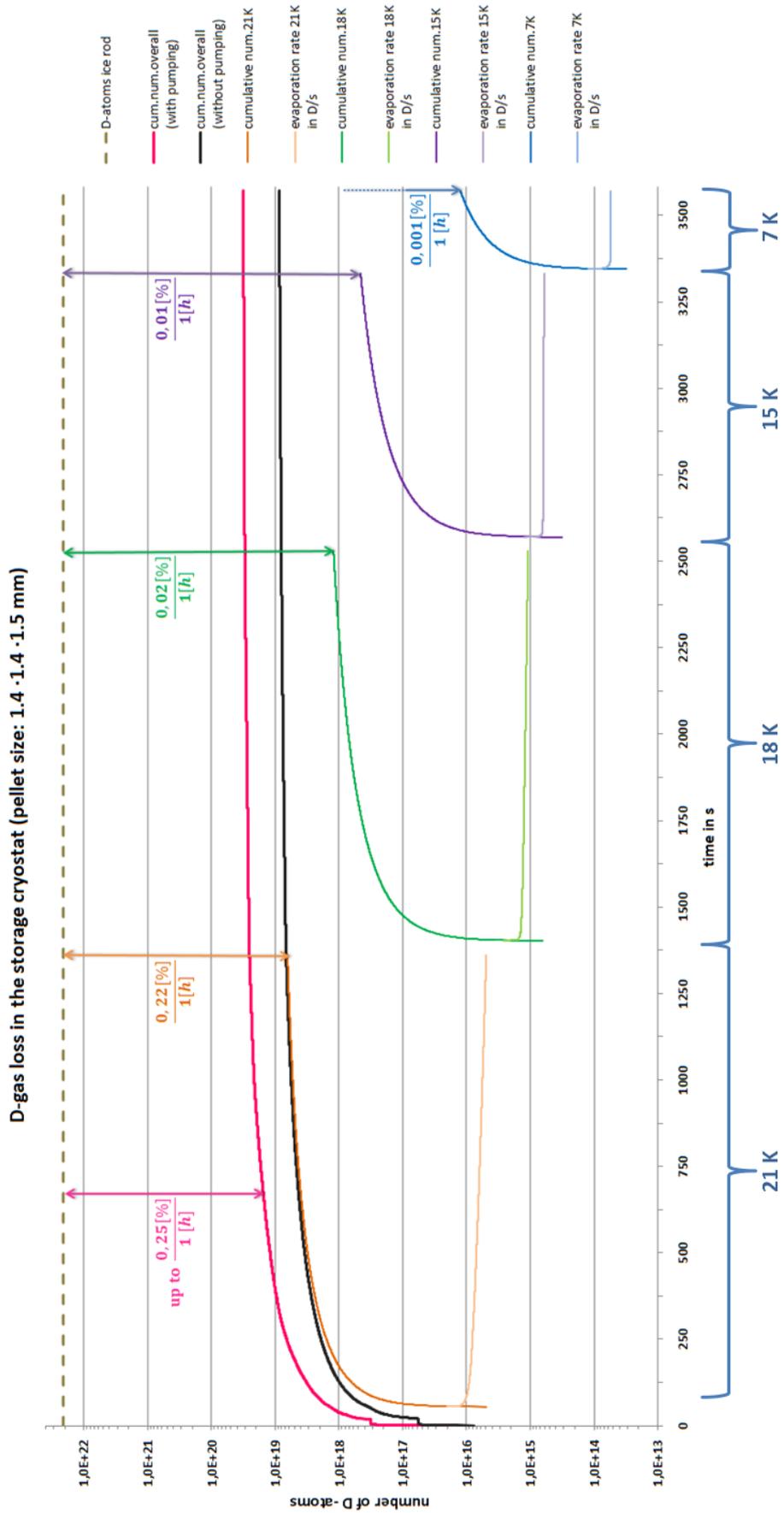


Abbildung 59: D-Abdampfraten inkl. gepumpter Teilchen

Die Messergebnisse in Abbildung 61 sind vergleichbar mit denen aus Abbildung 60. Beim Versuch mit H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub>-Eis wurden allerdings aus technischen Gründen große Pellets verwendet und die Reihenfolge der Temperaturstufen vertauscht. Die Abdampfraten sind aufgrund der 2,5 fachen Eismasse grundsätzlich höher, was die circa doppelt so großen Messwerte relativiert. Der relative Unterschied von D- und H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub>-Eis ist somit gering. Dadurch ist Einfluss der Abdampfraten auf die Stöchiometrie der Pellets ebenfalls vernachlässigbar gering.

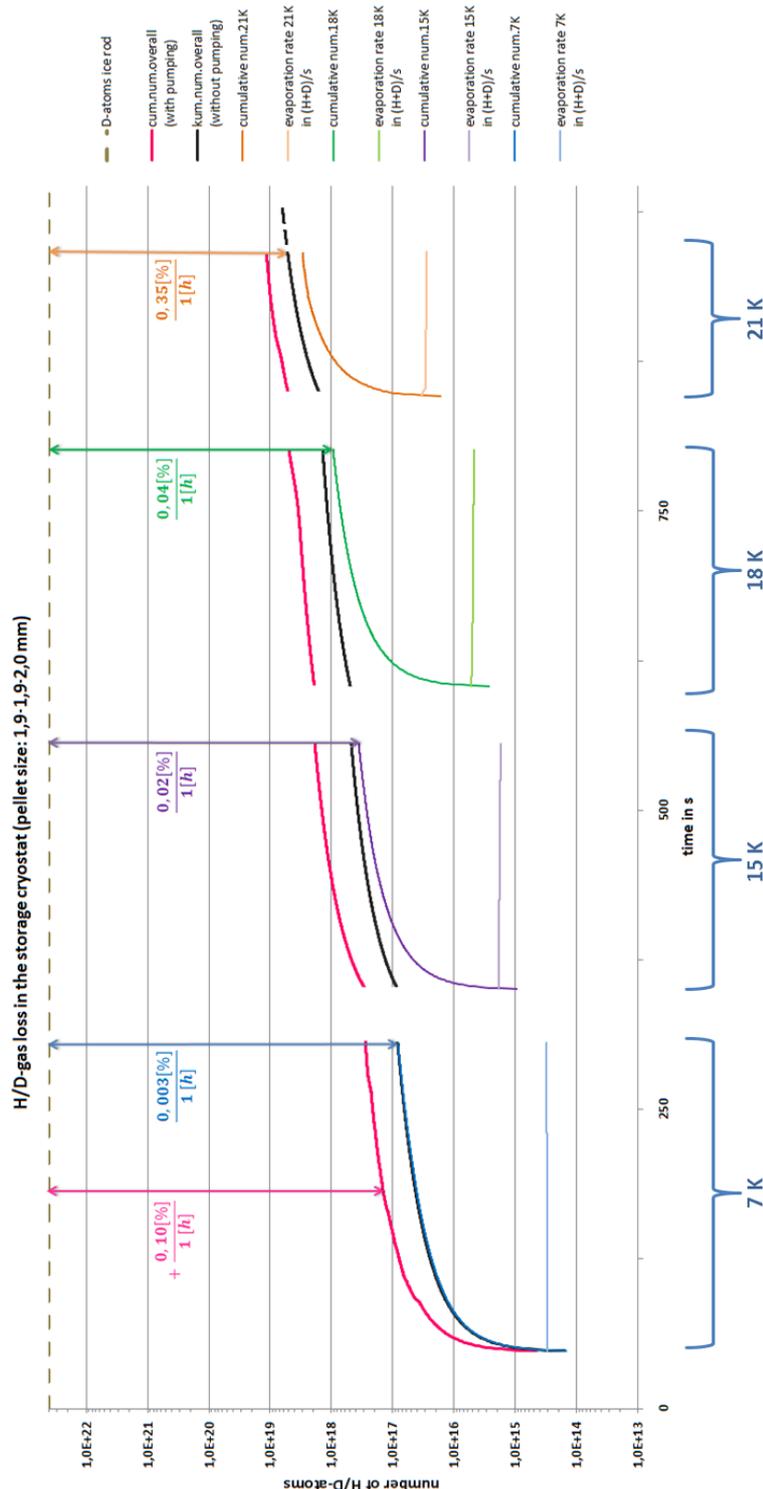


Abbildung 60: H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub>-Abdampfraten inkl. gepumpter Teilchen

## 7.2 Stabilität von Deuterium- und Mischpellets

Die Stabilität ist neben der Zusammensetzung, ein wichtiges Kriterium der Pellets in dieser Thesis. Die Pellets müssen wie in Abschnitt 4.2.2 und 4.2.3 beschrieben, mechanisch einiger Belastung standhalten. Diese Belastung lässt sich mithilfe des Stoppzylinders variieren. Wird der Stoppzylinder von seiner optimalen Position verstellt, prallen die Pellets härter auf die Wand des Trichters und werden im größeren Maße abgenutzt. Über das Ausmaß dieser Abnutzung bei gleicher Belastung, kann auf die Stabilität der Pellets geschlossen werden.

Um die Stabilität der Pellets zu vergleichen, sind Drucksensoren wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben, in der Zentrifuge (=D-centrifuge) und im Looping verbaut (=D-MS). Werden die Pellets aufgrund falscher Einstellungen schon im Trichter zerstört, ist dies durch einen Druckanstieg in der Zentrifuge zu messen. Wenn die Pellets hingegen auf den Schild am Ende des Loopings prallen, wird dies als Druckanstieg der D-MS verzeichnet. Die Höhe und Dauer des Druckanstiegs ist vermutlich proportional zur Pelletmasse. Aus diesem Grund werden, wie in Abbildung 62 schraffiert zu sehen, die Druckverläufe für jedes Pellet über die Zeit integriert.

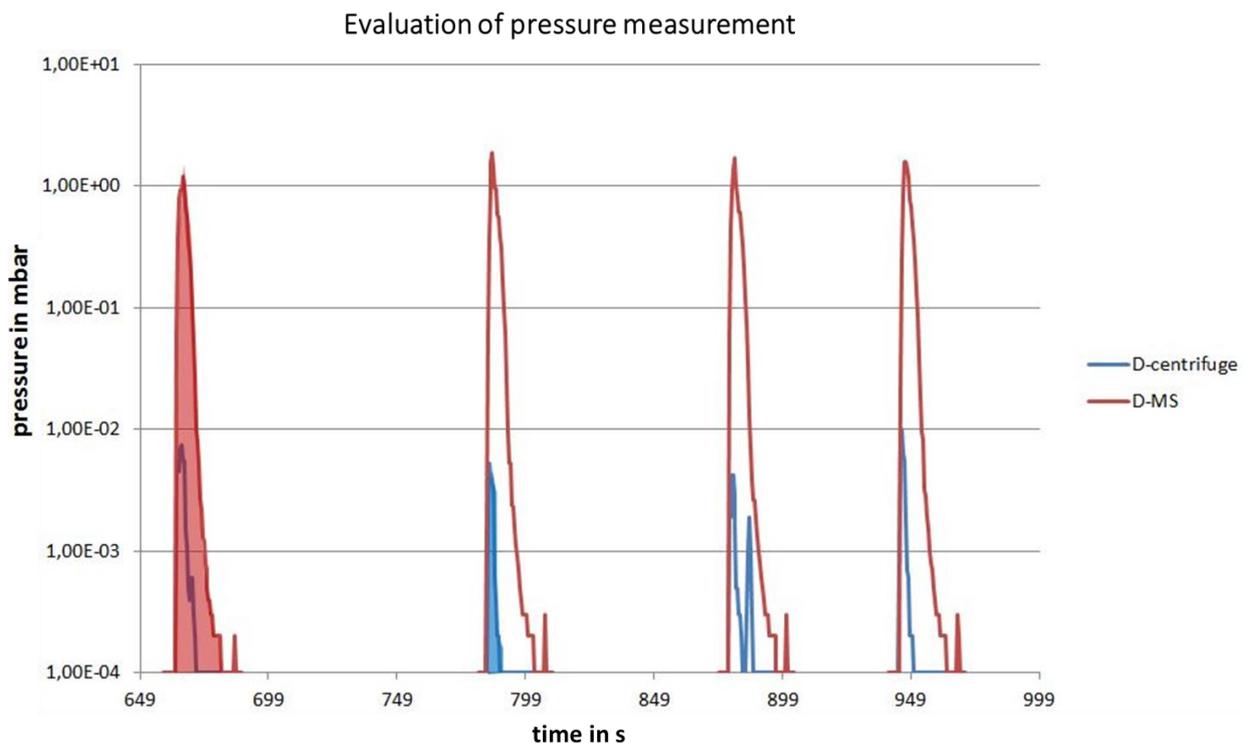


Abbildung 61: Integration der Druckverläufe [27] [112]

Die durch Integration ermittelten Gesamtdrücke, können wie in Abbildung 63 und 64 zu sehen, über den gesamten Stoppzylinder-Positionsbereich aufgetragen werden. Dabei sind die Messergebnisse von Deuterium-Pellets über einen breiten Positionsereich ermittelt worden.  $H_2/D_2$ -Pellets wurden zum Vergleich mit der Stoppzylinder-Position 4710, ebenfalls im System beschleunigt. Die dabei gemessenen Drücke sind in den beiden Abbildungen magentafarben eingetragen.

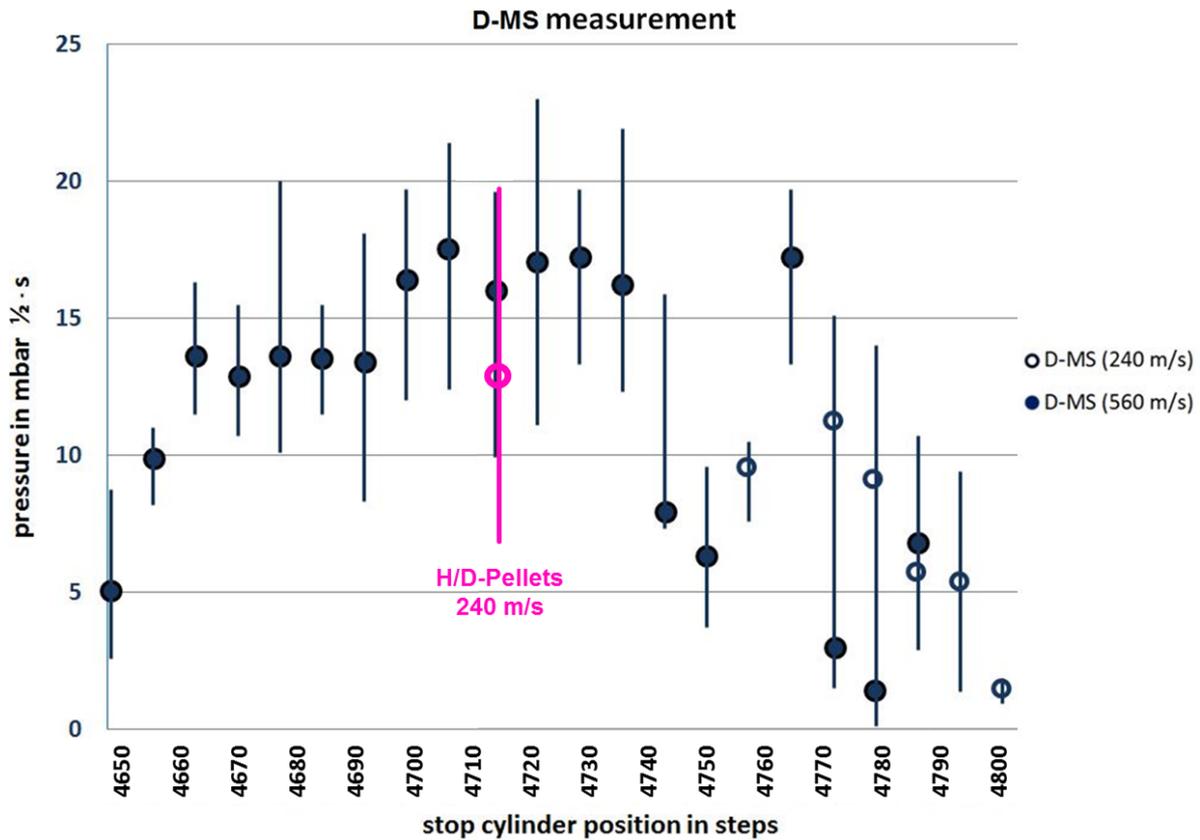


Abbildung 62: Stoppzylinderscan D-MS-Messung [27] [112]

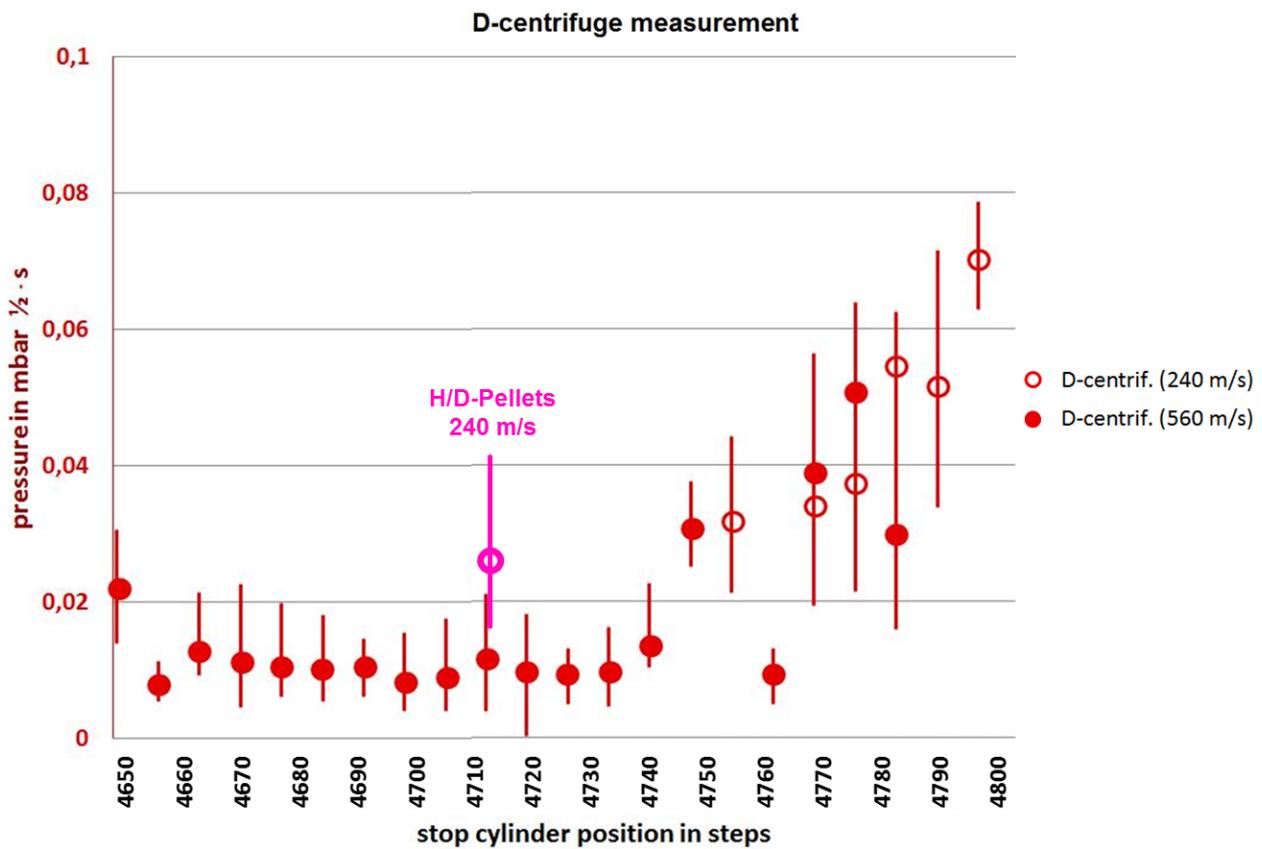


Abbildung 63: Stoppzylinderscan D-centrifuge-Messung [27] [112]

Bei Betrachtung der Drücke von Zentrifuge und Looping fallen Korrelationen auf. Dabei weist der linke Teil des D-MS-Verlaufs aus Abbildung 63 einen geringen Steigungsgradienten auf. Im rechten Teil ist dagegen ein stärkerer Abfall zu sehen. Dieser charakteristische Verlauf ist aufgrund der Geometrie des optimierten Trichters gegeben. Der gemessene Druckverlauf in der Zentrifuge aus Abbildung 64 ist hingegen umgekehrt proportional dazu. In den Grafiken ist erkennbar, dass  $H_2/D_2$ -Pellets einen geringeren Druckanstieg im Looping und einen höheren Druckanstieg in der Zentrifuge bewirken. Dies weist auf einen höheren Masseverlust während der Pelletinjektion hin.

Bei der Betrachtung dieser Ergebnisse muss allerdings die unterschiedliche Dichte der Isotope beachtet werden. Bei einer Temperatur von 8 K enthält Protiumeis  $\sim 13,6\%$  weniger Atome pro Volumen als Deuteriumeis. Aufgrund des gastypenabhängigen Messverfahrens, welches wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben nur Teilchenströme zählt, müssen die Werte um  $\sim \frac{13,6}{2}\%$  angeglichen werden. Somit beträgt der mittels D-MS gemessene Unterschied zwischen reinen Deuterium-Pellets und Mischpellets zwar  $\sim 14\%$ , der korrigierte Unterschied allerdings nur  $\sim 2,5\%$ . Der um  $\sim 50\%$  abweichende Druck der D-centrifuge-Messung ist vermutlich aufgrund der erhöhten Abdampftrate von Protium durch Berührung mit der Zentrifuge zu erklären. [15]

Eine andere Darstellungsmöglichkeit ist in Abbildung 65 zu sehen. Hier wird der Druck im Looping über den Druck in der Zentrifuge aufgetragen. Werden die Geschwindigkeiten einzeln betrachtet, ist eine starke nichtlineare Korrelation zu erkennen. Die Messwerte der Pellets die auf  $560 \frac{m}{s}$  beschleunigt wurden, weisen niedrigere Werte auf der Ordinate auf, als die  $240 \frac{m}{s}$  schnellen Pellets. Dies ist damit zu erklären, dass eine höhere Geschwindigkeit einen höheren Druck beim zerschlagen der Pellets zur Folge hat. Umgekehrt ist es für die höhere Geschwindigkeit nötig, die Zentrifugendrehzahl und damit die Pumpendrehzahl zu erhöhen. Dadurch erhöht sich die Qualität des Vakuums und die Zentrifugendrucke sind geringer. Somit lassen sich für die Geschwindigkeiten typische Verläufe approximieren.

Bei dieser Betrachtung fällt allerdings auf, dass sich die Werte der Mischpellets nicht vollständig mit denen der D-Pellets decken. Die Messpunkte rutschen vermehrt in den Bereich, der auf  $540 \frac{m}{s}$  beschleunigten Pellets. Der Grund dafür ist aber nicht der geringe Zentrifugendruck, sondern der geringere Gasdruck im Looping, aufgrund des vermutlich höheren Massenverlustes. Dies zeigt, dass die approximierten Funktionen als Schwellen zur Qualitätsprüfung angesehen werden können. Somit sind auch bei der Stoppzylinder-positionenunabhängigen Betrachtung, Performanceeinbußen bei den  $H_2/D_2$ -Pellets gegenüber den D-Pellets zu erkennen.

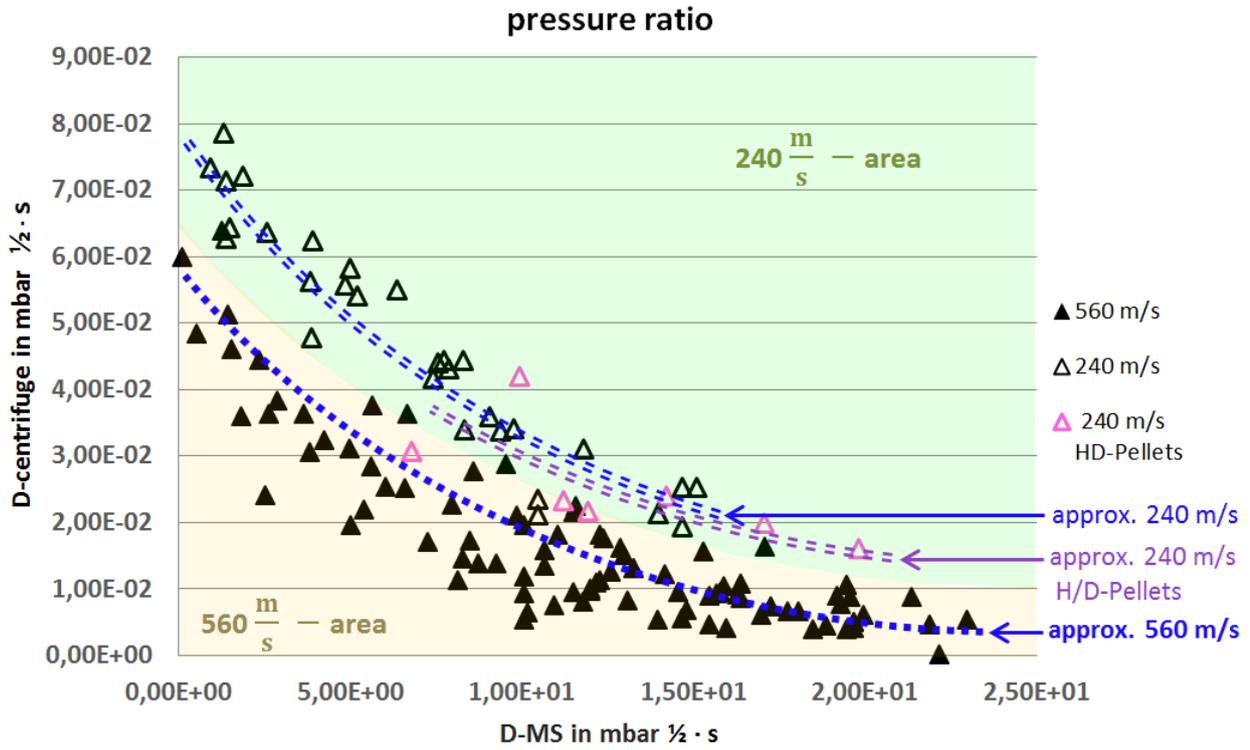


Abbildung 64: Stoppzylinderscan Zentrifugendruck über Loopingdruck [27] [112]

### 7.3 Effizienzen des Pelletinjektors

Als Effizienz wird der Anteil der ins Plasma eindringenden Pellets, zu der gesamt angeforderten Pelletanzahl bezeichnet. Diese Größe kann als Qualitätsmerkmal für den gesamten Pelletaktuator angesehen werden. Da Mischeis laut der Untersuchung in Abschnitt 7.2 eine geringere Stabilität aufweist, kann auch die Effizienz darunter leiden. Um die Effizienz zur ermitteln, muss die Anzahl an angeforderten Pellets abgezählt werden. Dies geschieht wie in Abbildung 66 zu sehen mithilfe eines elektrischen Signals. Dabei steht jeder Spannungsspeak für ein angefordertes Pellet. Die Menge an Pellets die in das Plasma eindringen, kann wie in Abschnitt 5.1.5 beschreiben über die Bremsstrahlung ermittelt werden. Die durch die Pellets verursachten Peaks werden gezählt und ins Verhältnis zur Sollmenge gesetzt.

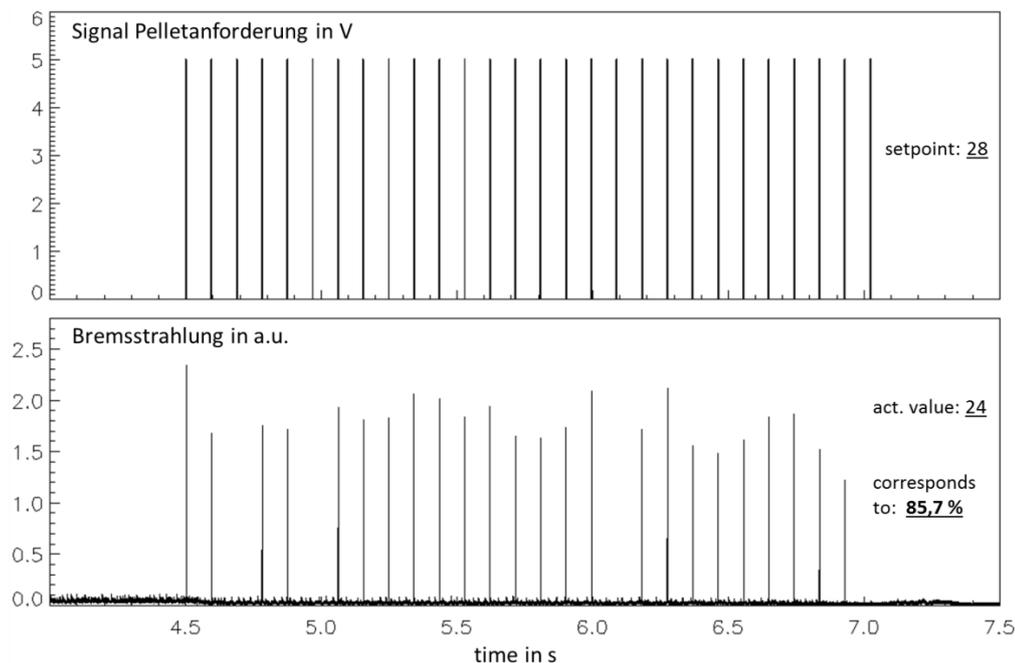


Abbildung 65: Auswertung der Effizienz Schussbsp.: 29178 [27] [112]

In Abbildung 67 sind die Effizienzen nach Experimentdatum, Pellet-Geschwindigkeit und Typ aufbereitet. Die gestrichelten Linien stellen die approximierten Funktionen der jeweilig farblich passenden Punktescharen dar. Dabei ist gut zu erkennen, dass Deuterium-Pellets eine deutlich höhere Effizienz aufweisen als Protium-Pellets. Grundsätzlich sind große Pellets stabiler. Bei der Geschwindigkeit ist die Korrelation nicht ganz so deutlich. Hier fällt auf, dass das System inklusive Stoppzylinder auf Deuterium-Pelletgeschwindigkeiten von  $560 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  optimiert ist. Grundsätzlich lässt sich eine leichte Erhöhung der Effizienz aufgrund stetiger Systempflege und kontinuierlicher Verbesserung bei Deuterium-Pellet-Experimenten feststellen. Zu Beginn des Jahres 2017 zeigte sich der Pelletinjektor bei seiner Wiederinbetriebnahme dekonditioniert. Der Grund für die Dekonditionierung ist auf die Stoppzylindereinstellung zurückzuführen. Der Effizienzverlust der sich dabei einstellt, ist durch die olivgrünen Messpunkte zu erkennen.  $\text{H}_2/\text{D}_2$ -Pellets zeigen sich mit einer Effizienz von durchschnittlich 71 %, als überraschend gut. Erwartet wurde ein Wert von circa 60 %, da dies einer Performance zwischen Protium und Deuterium entspricht. Aufgrund der relativ hohen Effizienz eignen sich Mischpellets vermutlich auch für einen dichteregulierten Betrieb.

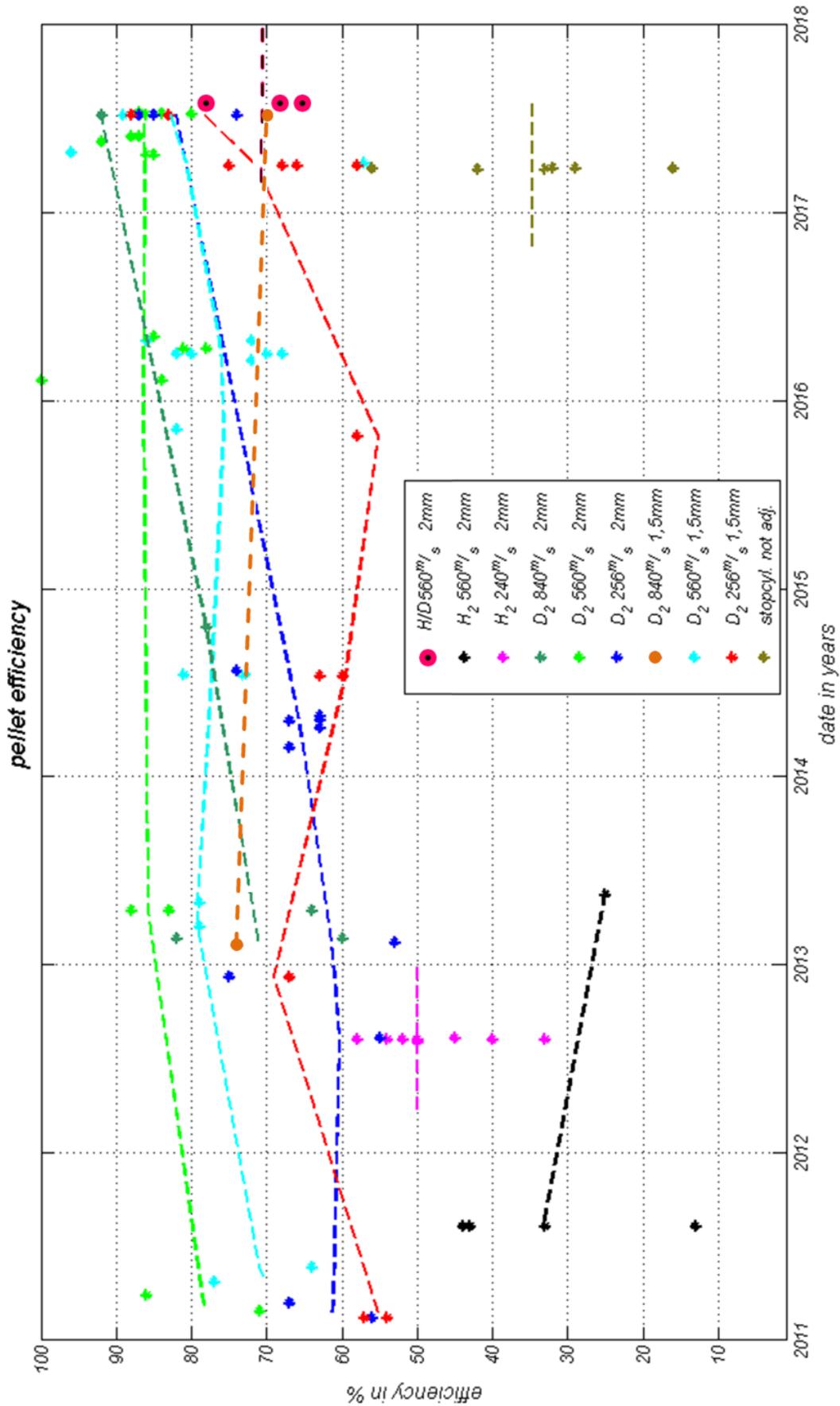


Abbildung 66: Effizienz als zeitl. Entwicklung [27] [112]



Mithilfe der empirischen Bayes-Methode aus Kapitel 3.3 können die Messpunkte der einzelnen Pellettypen zu Wahrscheinlichkeitsverteilungen umgerechnet werden. Abbildung 68 zeigt dies über die Jahre 2011 bis 2017 gemittelt, anhand der orangenen Kurvenverläufe.

Mit den unterschiedlichen Wahrscheinlichkeitsverteilungen lassen sich die zu erwarteten Pellet-Effizienzen abschätzen. Aufgrund der ausgeprägten unterschiedlichen Effizienzen zwischen Protium- und Deuterium-Pellets, ist von der Idee mit 2 Pelletinjektoren zu arbeiten um eine Eismischung zu erhalten, abzuraten. Die unterschiedliche Effizienz der beiden Isotope weist eine Abweichung von ~40 % auf. Das geforderte Ziel Protium und Deuterium in gleichen Mengen in das Plasma zu injizieren, ist hier weit verfehlt. Durch Abschwächung des Deuterium-Pelletinjektors könnte eventuell die Effizienz beider angeglichen werden, allerdings wäre diese dann deutlich unter 70 %. Erschwerend kommt hinzu, dass für einen Fusionsgenerator eine redundante Ausführung der Komponenten nötig wäre. So müssten für dieses Konzept 4 Pelletinjektoren verbaut werden. Für Mischpellets wären insgesamt nur 2 Injektoren nötig, welche auch noch mit höherer Effizienz betrieben werden können.

Pellet losses of shots from the years 2011-2017

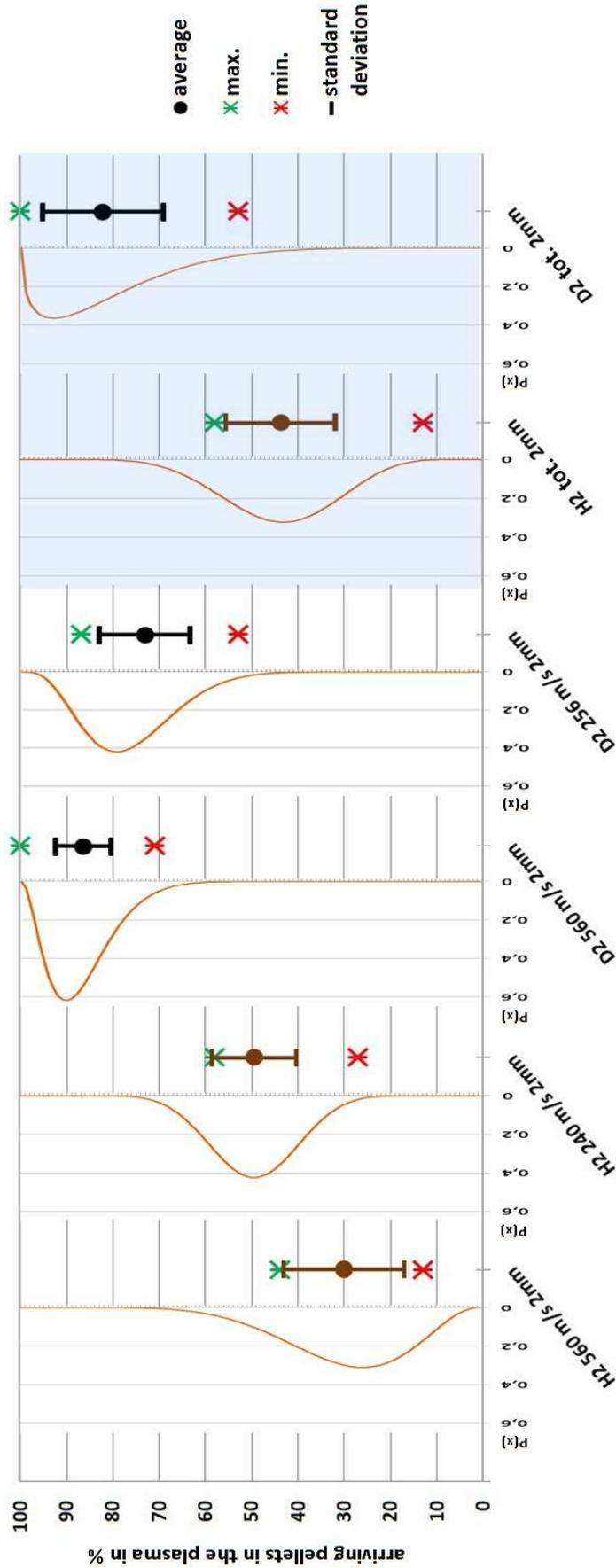


Abbildung 67: Wahrscheinlichkeiten der Effizienzen [27] [112]

## 7.4 Massenverluste der Pellets

Der Massenverlust der Pellets ist zusammen mit der Effizienz für die Dichteregulierung im Plasma entscheidend. Nur wenn beide Größen vernünftig abgeschätzt werden können, ist die Grundlage geschaffen um die injizierte Stoffmenge einstellen zu können.

Eine Möglichkeit die Restmasse der Pellets zu ermitteln, stellt die Berechnung mithilfe der liniengemittelte Dichte aus Abschnitt 5.1.3 dar. Zusammen mit dem Plasmavolumen kann so auf den Gesamt-Dichteanstieg geschlossen werden. In Abbildung 69 ist die automatische Auswertung mithilfe eines selbst geschriebenen Matlab-Programms, am Beispiel von Schussnummer 33131 zu sehen. Das Programm errechnet den liniengemittelten Dichteanstieg, sobald ein deutlicher Signalanstieg der Bremsstrahlung zu verzeichnen ist. Somit sind die Dichteanstiege auf die Pellets selbst zurückzuführen. Für diesen Zeitbereich wird das Signal des Plasmavolumens integriert und gemittelt, um die Fluktuationen zu glätten. Die ermittelte Differenz wird anschließend mit dem geglätteten Volumen multipliziert, um auf den Anstieg der Teilchenanzahl zu schließen, der durch das betrachtete Pellet verursacht wird. Zusammen mit der Ausgangszahl der Teilchen pro Pellet, kann mithilfe der ermittelten Werte auf den Massenverlust geschlossen werden. Dieser Automatismus zeigt sich aufgrund der Menge an ausgewerteten Daten als zeitsparend.

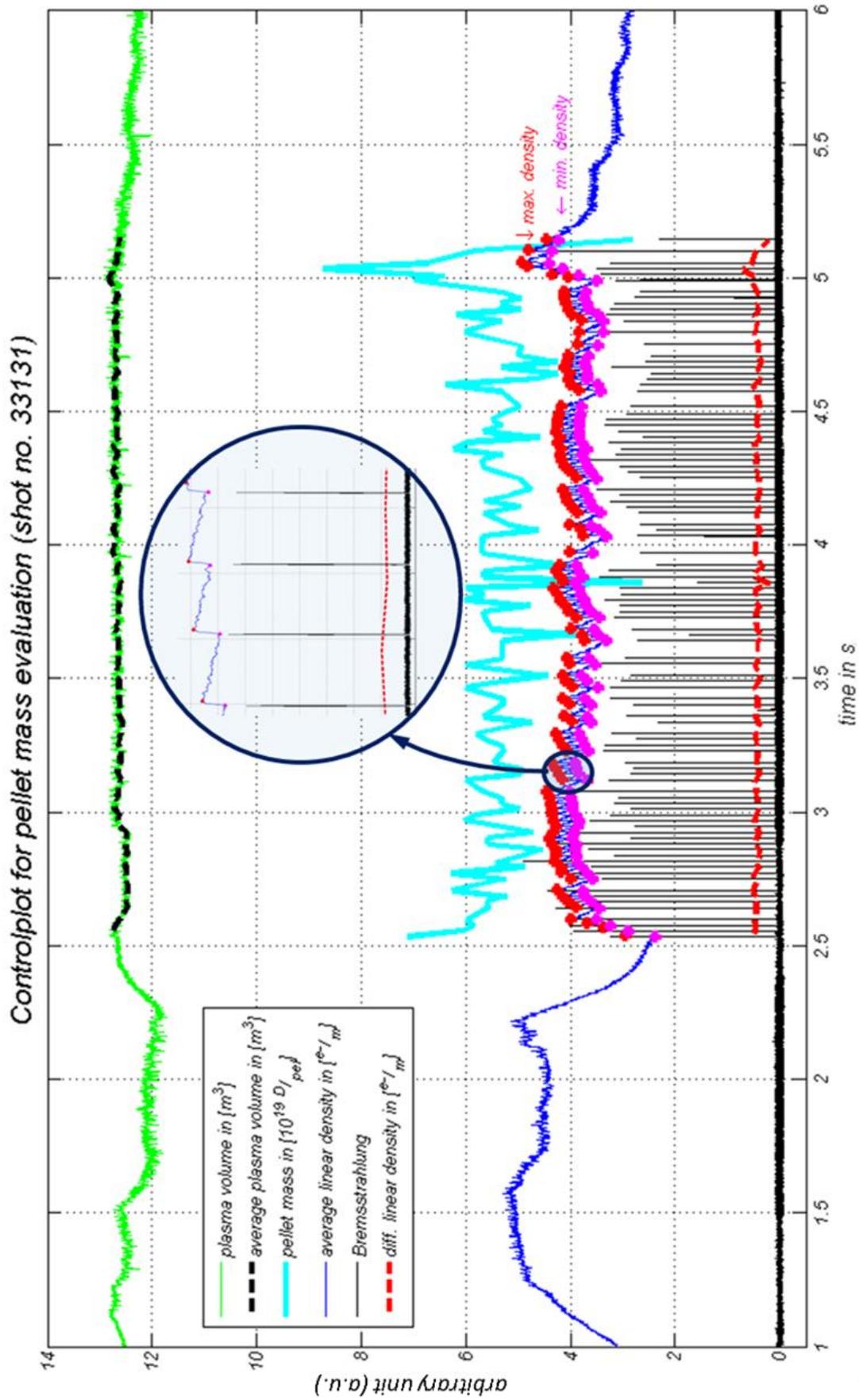


Abbildung 68: Automatische Auswertung der Pelletmasse [27] [112]

Die ermittelten Restmassen lassen sich genau wie die Effizienz in Abschnitt 7.3 über die Zeit auftragen. Abbildung 70 zeigt eben diese Darstellung anhand der absoluten Restmassen pro Pellet. Abbildung 71 stellt die Entwicklung der Restmassen hingegen als relative Größe in % dar. Der Unterschied von H- und D-Pellets ist aufgrund der unterschiedlichen Ausgangszahl an Atomen pro Pellet, in Abbildung 70 sichtbarer als dies wirklich der Fall ist.

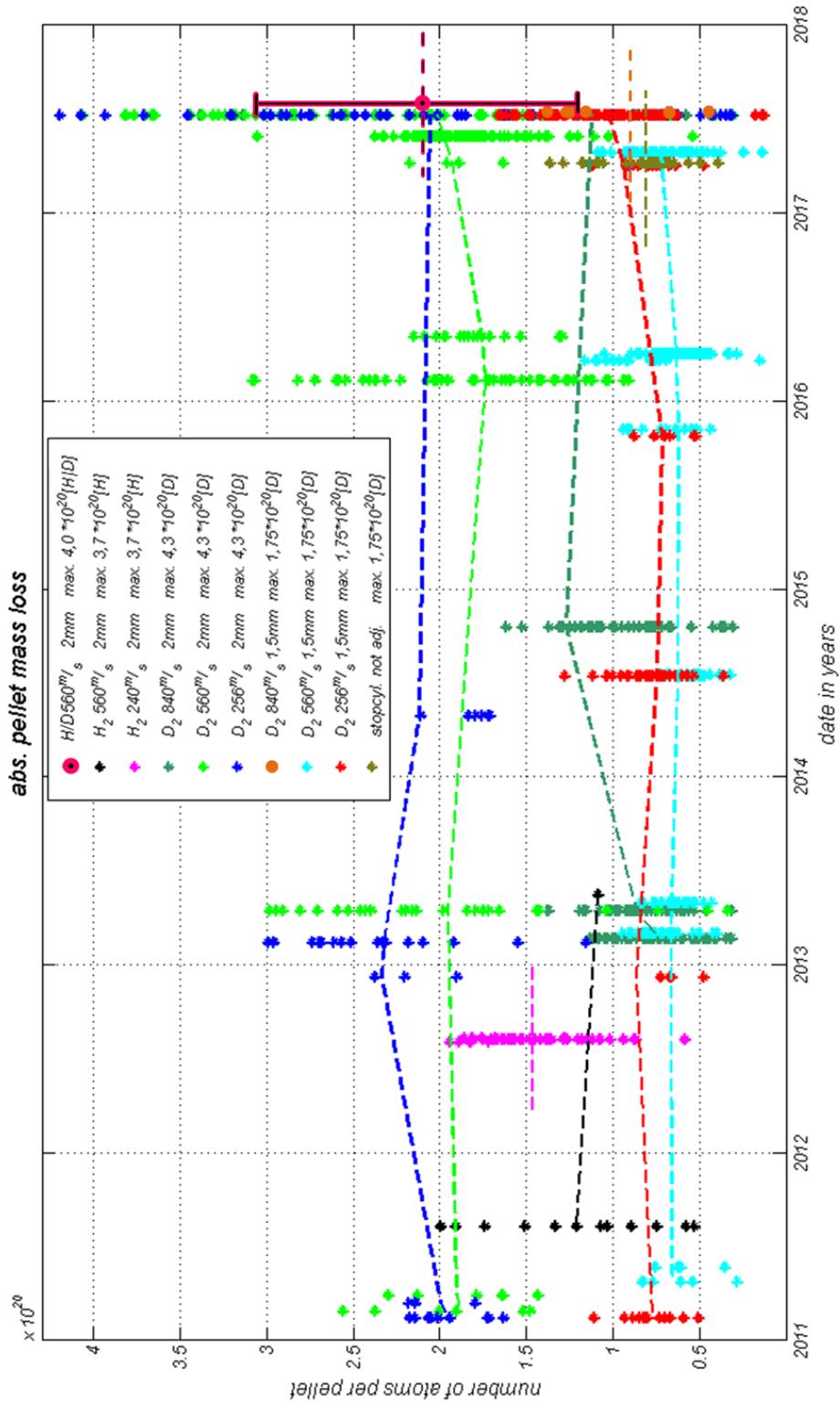


Abbildung 69: Abs. Restmasse als zeitliche Entwicklung [27] [112]

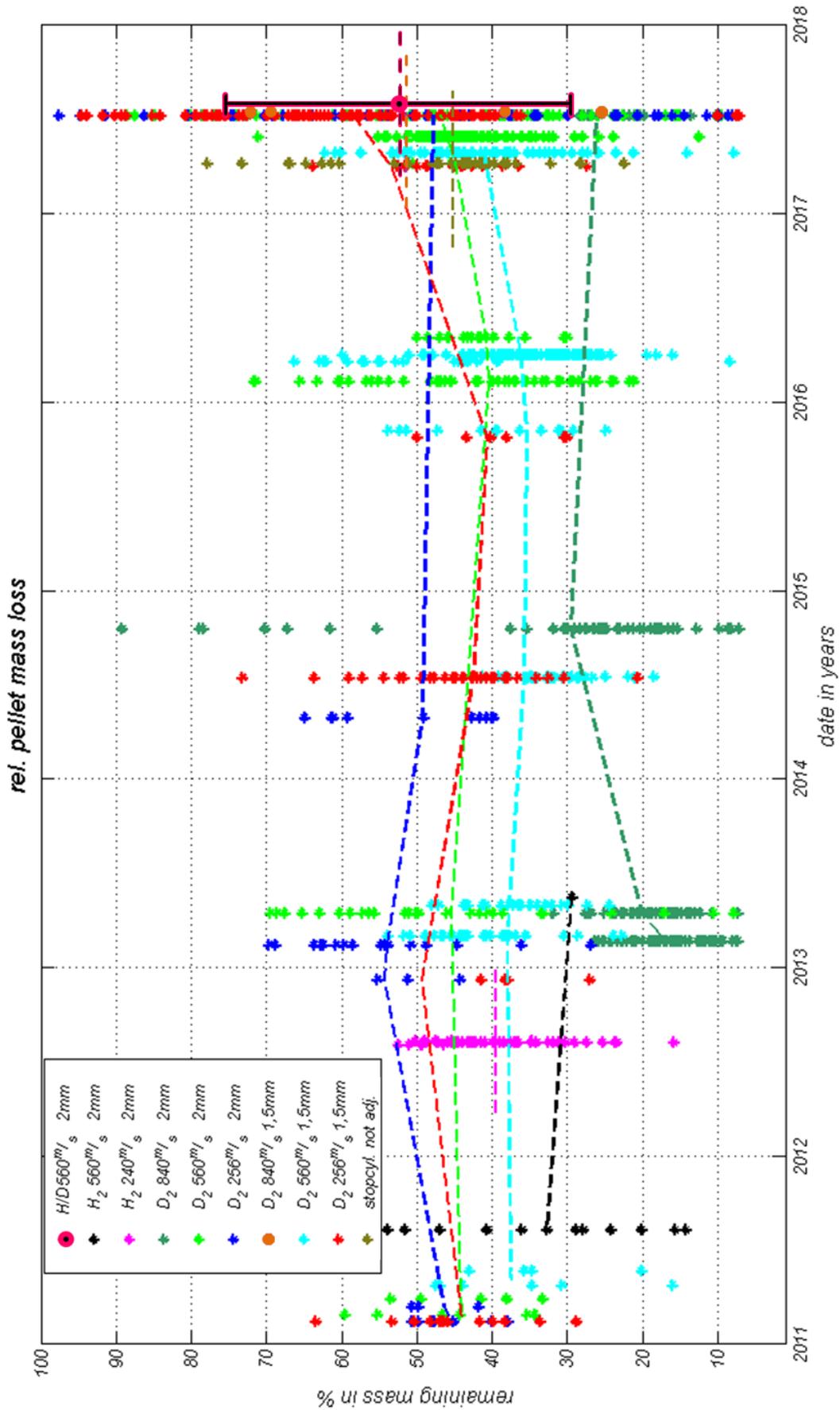


Abbildung 70: Rel. Restmasse als zeitliche Entwicklung [27] [112]

Grundsätzlich lässt sich schlussfolgern, je größer und langsamer die Pellets sind, desto größer sind auch deren Restmassen. Ein Unterschied der Massenverluste der  $H_2/D_2$ -Pellets im Vergleich zu reinen Deuterium-Pellets ist nicht festzustellen, obwohl Protium auch relativ gesehen eine 10 % bis 15 % schlechtere Performance aufweist. Mit einer in Abschnitt 7.3 ermittelten Effizienz von rund 70 % und einem durchschnittlichen Masseverlust von unter 50 %, ist die Performance von Mischpellets annähernd ähnlich zu den bekannten Deuterium-Pellets. Diese Eigenschaften der Pellets sind für eine kontrollierte Dichteregulierung von Vorteil.

Der ausgeprägte Einfluss der Stoppzylindereinstellung auf die Effizienz, ist beim Massenverlust nicht so deutlich ausgeprägt. Während der verstellten Stoppzylindereinstellung wurden kleine D-Pellets, mit einer Geschwindigkeit von  $256 \frac{m}{s}$  verwendet. Diese dienen somit als Referenz und können mit den roten Messpunkten verglichen werden. Auch die stetige Systempflege und kontinuierliche Verbesserung des Injektors hat einen deutlich geringeren Einfluss auf den Massenverlust, als dies bei der Betrachtung der Effizienz der Fall ist.

Mithilfe der empirischen Bayes-Methode aus Kapitel 3.3 können auch die Messpunkte der Restmassen zu Wahrscheinlichkeitsverteilungen umgerechnet werden. Abbildung 72 weist dabei dieselbe Darstellung wie Abbildung 68 auf. Unter Beachtung beider Abbildungen lassen sich mithilfe der Repetitionsrate, typische Injektionsraten zu den einzelnen Pellettypen ableiten.

Von großer Bedeutung ist auch der Vergleich von Protium- und Deuterium-Pellets welcher in Abbildung 72 aufbereitet ist. Die unterschiedlichen Massenverluste der beiden Wasserstoffisotope von ~6 % unterstützen die These, dass ein System mit einem Pelletinjektor im Mischbetrieb sinnvoller ist. Die ermittelte Differenz der Effizienz von ~40 % aus Abschnitt 7.3, in Verbindung mit dem hier ermittelten Ergebnis, ergibt unter Beachtung der Eisdichten eine durchschnittliche Fuelingdifferenz von ~51,5 %. Dieser deutliche Performanceunterschied müsste bei einer separaten Injektion angenähert werden. Im schlechtesten Falle würde dies eine Performance-Drosselung für den Deuterium-Pelletinjektor um rund 50 % bedeuten. Eine deutlich bessere Lösung stellt, wie auch Abschnitt 8.3 beweist, die Injektion mit Mischpellets dar. Ein weiteres Argument für dieses Konzept ergibt sich durch die in Abschnitt 7.3 beschriebene redundante Ausführung, somit würden nur 2 statt 4 Injektoren benötigt.

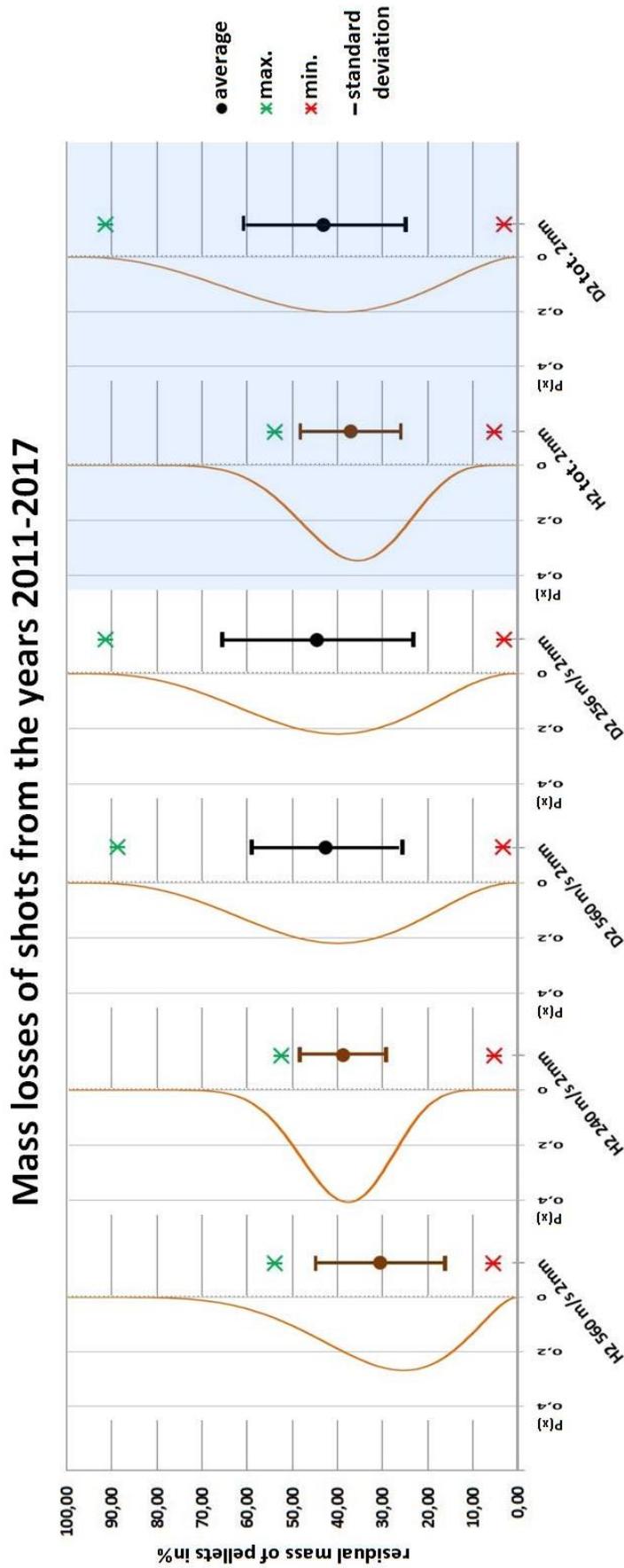


Abbildung 71: Wahrscheinlichkeiten der Restmassen [27] [112]

Abbildung 73 zeigt ein Ergebnis der Untersuchung der transferierten Restmassen in Abhängigkeit der Pelletgeschwindigkeit aus dem Jahr 2003. Dem Plot ist zu entnehmen, dass mit Erhöhung der Geschwindigkeit die Pellets stärker belastet werden, womit die Pelletmasse abnimmt. Laut dieser früheren Untersuchung, lässt sich der durch die Zentrifuge geschuldete relative Massenverlust auf 15 % schätzen. In Abbildung 74 ist ein Ergebnis aus der Auswertung der Restmasse in Abhängigkeit der Pellettemperatur aus dem Jahr 2014 zu sehen. Einen Einfluss der Temperatur, ist zumindest über den Temperaturbereich aus Abbildung 74 nicht zu erkennen, weshalb dies in dieser Thesis nicht weiter untersucht wird. [60] [131]

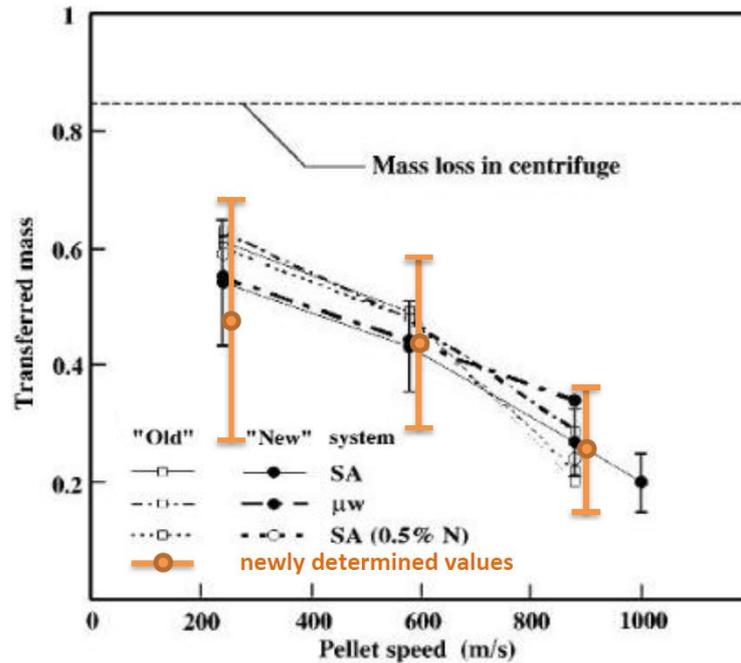


Abbildung 72: Massenverlust in Abhängigkeit der Geschwindigkeit 2003 [42] [131]

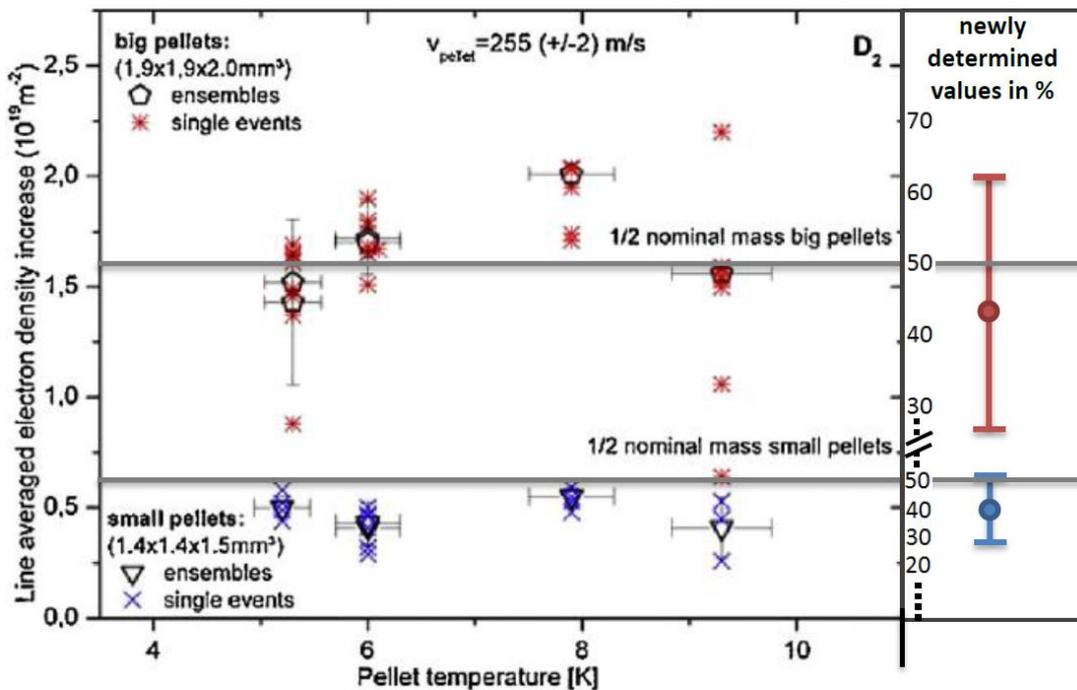


Abbildung 73: Massenverlust in Abhängigkeit der Temperatur 2014 [42] [60]



Auffällig ist, dass sich die für diese Thesis ausgewerteten großen Datenmengen mit den Erkenntnissen früherer Untersuchungen deckt. Die Auswertung aus Abbildung 73 zeigt dies in drei verschiedenen Pellet-Geschwindigkeiten. So decken sich die Ergebnisse der neuen Untersuchung in orange, bei  $256 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ,  $560 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  und  $840 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  ziemlich genau mit den seit 2003 bekannten Werten. Die Injektion mit  $1000 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  wird im Rahmen dieser Thesis nicht untersucht, weshalb es hier keinen Vergleich gibt.

Aber nicht nur der Vergleich über die Pellet-Geschwindigkeiten deckt sich mit den neuen Ergebnissen, sondern auch die Untersuchung der Einflüsse der Pelletmassen. Die Auswertung von 2014 aus Abbildung 74 zeigt eine ähnliche Performance und stützt somit die ermittelten Ergebnisse aus Abbildung 72. So weisen große Deuterium-Pellets ebenfalls eine Restmasse von circa 40 % bis 50 % auf. Auch bei kleinen Deuterium-Pellets deckt sich die frühere Untersuchung. Diese weisen genau wie auch aus Abbildung 71 zu entnehmen, eine Restmasse von circa 30 % bis 50 % auf.

## 8 Untersuchungen der Massenstöchiometrie

### 8.1 Analyse des Ausgangsgases

Die Moleküle aus denen die Pellets produziert werden, sind zu Beginn gasförmig in Flaschen gelagert. Wie in Abschnitt 4 beschrieben, wird dieses Gas gefroren und zu Pellets geformt, um diese anschließend in den Torus zu injizieren. Da das Hauptziel dieser Thesis das Erreichen eines möglichst gleichverteilten  $\frac{H}{H+D}$ -Verhältnisses der Pellets ist, wird eben diese Stöchiometrie zu jedem relevanten Produktionsschritt, angefangen bei dem in Flaschen gelagerten Gas, untersucht.

Nach der aus Abschnitt 3.1.1 bekannten Theorie, soll sich nach einer bestimmten Zeit ein Isotopenverhältnis von 25 % H<sub>2</sub>, 50 % HD und 25 D<sub>2</sub> einstellen. Die dafür nötigen Reaktionen laufen allerdings ohne den Einfluss eines Katalysators z.B. in Form einer Metalloberfläche kaum ab. Da das Gas für die Lagerung unter hohem Druck in Flaschen mit Metallwänden gefüllt wird, kann es eben zu solchen Reaktionen kommen. Trotz vorhandenen Katalysators kann allerdings nur eine geringe Reaktionsrate und deshalb eine geringe Veränderung der Stöchiometrie erwartet werden. Der Grund dafür ist die hohe Teilchendichte aufgrund des hohen Drucks. Die Gasmoleküle stoßen aufgrund der geringen mittleren Weglänge fast ausschließlich mit anderen Gasteilchen zusammen. Der Wandkontakt einiger Gasteilchen, der erforderlich ist um die nötige Gibbsche Energie aufzunehmen, passiert dabei anteilig relativ selten. [20] [24]

Um diese Vermutung bestätigen zu können, werden in diesem Abschnitt Messergebnisse der Gaszusammensetzungen mithilfe des in Abschnitt 5.3 beschriebenen Thermal Effusion Spectroscopy Setups vorgestellt.

Um die Einflüsse der Lagerung zu untersuchen wird ein 4 Jahre lang gelagertes Gas vom Typ Air Liquide CRYSTAL-Gemisch Deuterium N28 Wasserstoff N30 verwendet. Dieses Gas ist laut Spezifikation in einem Verhältnis von  $\frac{D}{H+D} = 49,7 \pm 3$  Vol-% und einem Gasdruck von 150 bar geliefert worden. [52]

In Abbildung 75 ist das Messergebnis des gelagerten Gases dargestellt. Dabei zeigt die Abszisse das Masse-zu-Ladungsverhältnis und somit den Teilchentyp auf. Die Ordinate zeigt die gemessene Teilchenkonzentration. Da diese Messung allerdings nicht kalibriert ist, weichen die Messwerte vermutlich vor allem wegen der Problematik der Massendiskriminierung von der Realität ab. Die gemessene Intensität kann somit von der tatsächlichen abweichen. Das von Air Liquide gelieferte Gas wies im Ausgangszustand Protium und Deuterium zu gleichen Anteilen auf. Die Bildung der HD-Moleküle wiederum benötigt Protium- und Deuteriumatome im gleichen Maße. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass  $H_2$  und  $D_2$  auch während der Annäherung zum Gleichgewichtszustand im selben Verhältnis vorhanden sein müssen. Dank dieses Zusammenhangs lässt sich der Kalibrierfehler annähernd korrigieren.

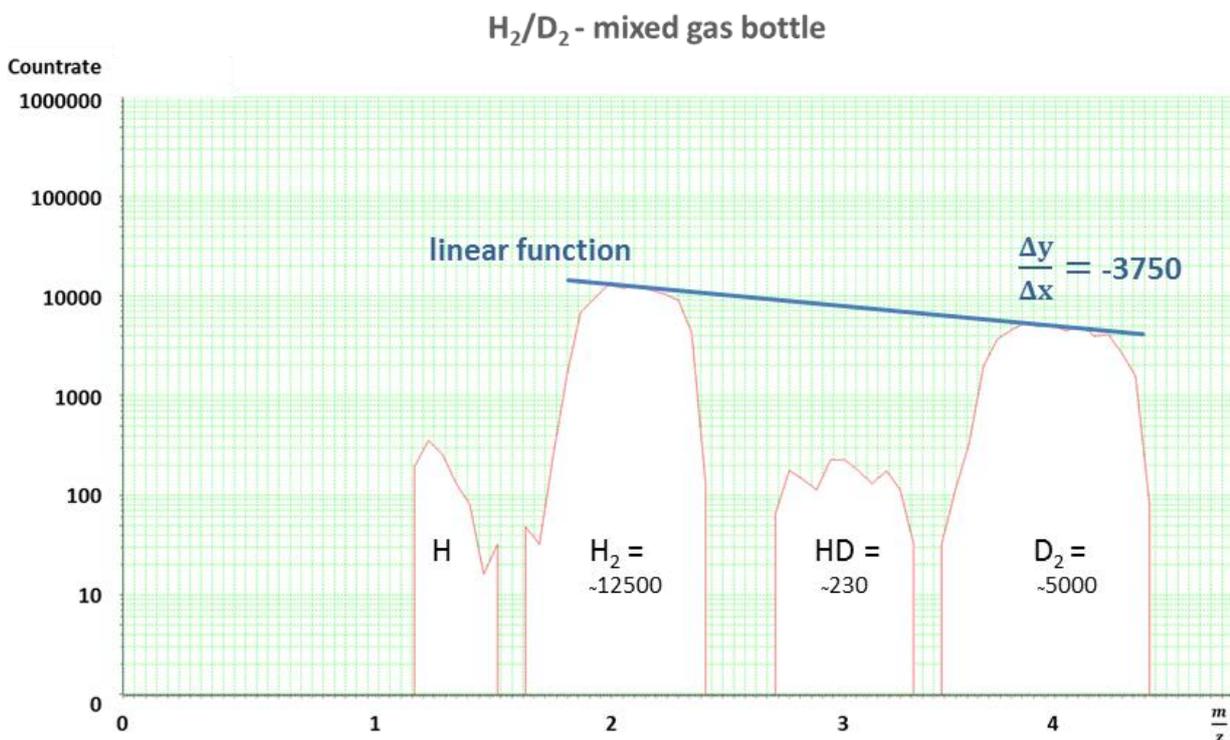


Abbildung 74: Messung vom Air Liquide  $H_2/D_2$ -Gas [42] [90]

Ein interessanter Punkt der somit aus dieser Messung zu entnehmen ist, ist der Anteil an HD-Molekülen im Gas. Mithilfe der gemittelten linearen Funktion aus Abbildung 75 und 76, können die daraus abzuleitenden Korrekturfaktoren, dank des Dreisatzes aus Formel 51 für  $\frac{m}{z} = 3$  berechnet werden. Die Anzahl der HD-Moleküle kann so auf  $N_{HD\_korrr} = \sim 400$  korrigiert werden, was einen Anteil von unter 1,6 % an der Gesamtheit der Wasserstoffmoleküle entspricht.

$$\text{Faktor}_{HD} = 1 + \frac{m_{H_2}}{m_{D_2}} \cdot \frac{(m_{D_2} - m_{H_2}) \cdot \frac{-\Delta y}{\Delta x}}{N_{D_2}} \quad \text{mit } \left\{ \frac{\Delta y}{\Delta x} \in \mathbb{R} \mid -3750 \leq x \leq -4000 \right\}$$

Formel 51: Linear ermittelter Korrekturfaktor

Der in Abschnitt 3.1.1 beschriebene Gleichgewichtszustand stellt sich nur ein, wenn Protium- und Deuteriumatome im gleichen Verhältnis vorhanden sind. Dabei ist es egal, ob die Atome von  $H_2$ - und  $D_2$ -Molekülen oder von HD-Molekülen stammen.

Da sich die Chance bietet ein 6 Jahre lang gelagertes HD-Reingas zu untersuchen, wird das Experiment an TESS wiederholt. Dieses Gas ist vom Typ ALDRICH Deuterium hydride und wurde laut Spezifikationen in einem Verhältnis von  $\frac{HD}{N_{Ges}} = 96 \text{ Vol-}\%$  und einem Gasdruck von 10,34 bar geliefert. Von der gesamten Gasmenge sind 2 % Wasserstoffisotopenfremd. [15] [132]

In Abbildung 55 ist dabei das von TESS gemessene unkalibrierte Ergebnis zu sehen. Die Angleichung der Messergebnisse an das beschriebene Verhältnis  $N_{H_2} = N_{D_2}$  funktioniert auch hier. Da es sich um denselben Versuchsaufbau handelt, sollte die Steigung der Kalibrierfunktion bei beiden Versuchen annähernd gleich sein, was auch im Folgenden gezeigt wird.

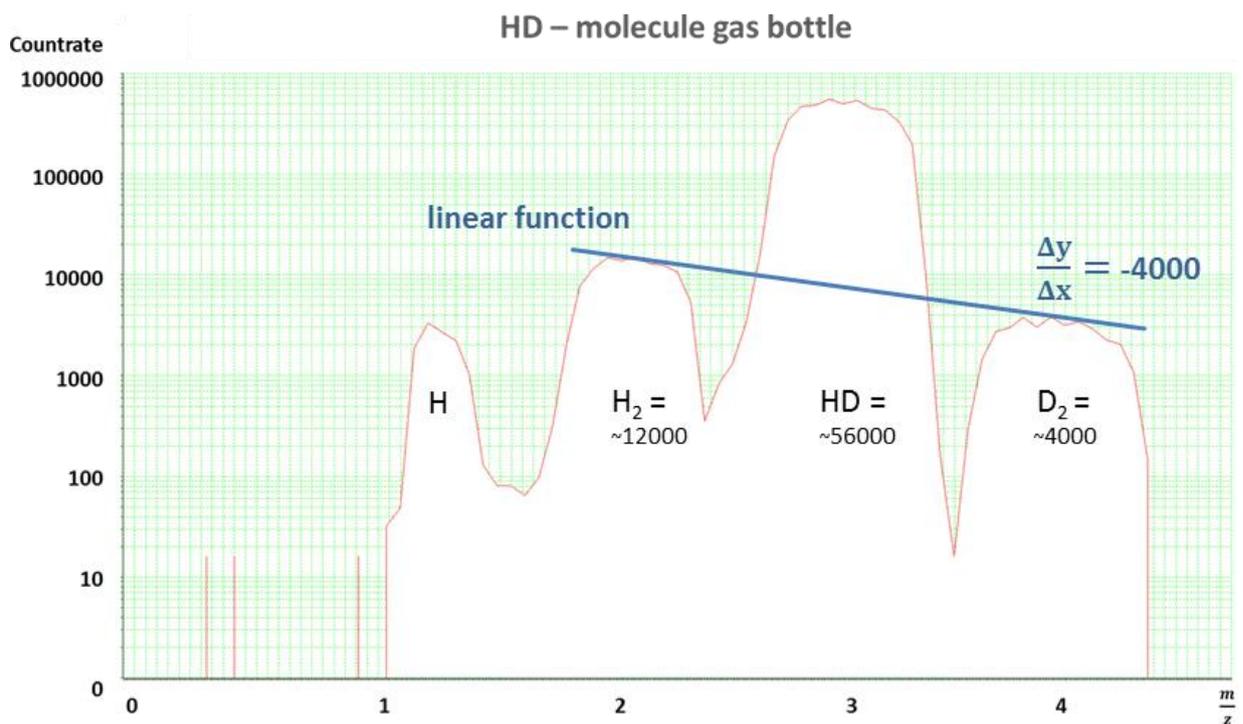


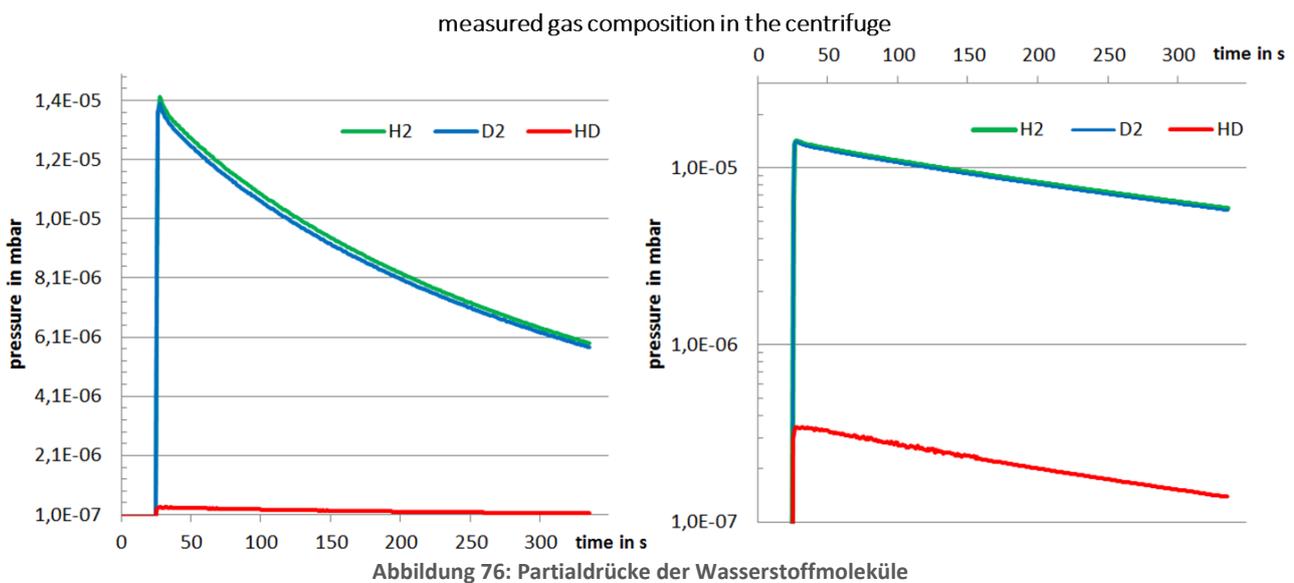
Abbildung 75: Messung vom ALDRICH HD-Reingas [42] [90]

Somit lässt sich dank Formel 51 die korrigierte HD-Konzentration  $N_{HD, \text{korr}} = \sim 112000$  ermitteln. Die Anzahl an HD-Molekülen, verglichen mit der Gesamtheit der Wasserstoffmoleküle, entspricht  $\sim 82 \%$ . Somit hat sich der HD-Molekülanteil in dieser Gasflasche messbar verringert. Dieser niedrige Wert ist ein Hinweis auf Molekül-Molekül-Reaktionen und spricht für eine klare Annäherung zum Gleichgewichtszustand. Im Gegensatz dazu steht die Messung des 4 Jahre lang gelagerten Mischgases, in dessen Flasche sich kaum HD-Moleküle gebildet haben. Die stärkere Annäherung zum Gleichgewichtszustand des HD-Reingases ist allerdings nur bedingt durch die  $\frac{1}{3}$  längere Lagerdauer zu erklären. Vielmehr ist der Effekt der erhöhten Reaktionsraten aufgrund des um den Faktor  $\sim 14,5$  niedrigeren Gasdrucks zu erklären. Bei niedrigeren Drücken ist die mittlere freie Weglänge größer, weshalb anteilmäßig mehr Gasteilchen die metallene Flaschenwand und somit den Katalysator für die Reaktionen berühren. Der Einfluss aufgrund der unterschiedlichen Steigungsgradienten von  $\frac{\Delta y}{\Delta x} = -3750$  bis  $-4000$ , weist einen Einfluss auf den Anteil von  $\frac{HD}{N_{Ges}} = 1,56 \%$  bis  $1,6 \%$  bei der H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub>-Gasflasche auf. Bei der HD-Gasflasche wirkt sich dieser Einfluss auf das Ergebnis von  $\frac{HD}{N_{Ges}} = 81,9 \%$  bis  $82,3 \%$  aus.

## 8.2 Analyse der Gase im Injektionssystem

Da nun die Gaszusammensetzung des  $H_2/D_2$ -Mischgases in der Flasche bekannt ist, wird in diesem Abschnitt das Gas im Pelletinjektor untersucht. In der Zentrifuge ist die metallene Oberfläche größer und der dort herrschende Druck geringer, weshalb sich das Gas an das Isotopenverhältnis von 25 %  $H_2$ , 50 % HD und 25 %  $D_2$  angleichen kann. Aufgrund der kurzen Aufenthaltsdauer im Injektionssystem werden die Auswirkungen des Langmuir-Hinshelwood Mechanismus als gering eingeschätzt.

Für das Experiment wird das aus Abschnitt 8.1 bekannte Gasmisch, ohne dieses auszufrieren, in die Zentrifuge gelassen. Der Grund dafür ist den Pelletinjektor durch das Zerschlagen der Pellets mechanisch nicht zu belasten. Ein weiterer Vorteil der sich daraus ergibt, ist das deutlich wärmere Gasmisch, welches bei den ersten Wandkontakten höhere Reaktionsraten aufweisen kann. Dieses Gas wird mittels eines Quadrupol-Massenspektrometers untersucht. Die dabei gemessenen Partialdrücke sind in Abbildung 78 linear, als auch logarithmisch aufgetragen. Dabei fallen die Ähnlichkeiten zur Messung aus Abschnitt 8.1 auf, da der Anteil der HD-Moleküle im Gas immer noch sehr gering ist. Die Verhältnisse von  $H_2$  und  $D_2$  sind wie auch vom Gas-Lieferant spezifiziert, immer noch annähernd gleich groß. [85]



Da die Graphen der beiden Plots über den zeitlichen Verlauf aufgetragen sind, kann auch der Einfluss der Zeit, zumindest im Rahmen einiger weniger Minuten beobachtet werden. Dabei überschreitet die Dauer von rund 5 min deutlich der zum Ausfrieren des Gases benötigte Zeit. Systembedingt bleibt das Gas nicht vollständig in der Zentrifuge erhalten, weshalb die Drücke geringer werden. Interessanter ist allerdings die Betrachtung der Verhältnisse. Denn auch nach 5 min scheint sich an der Zusammensetzung nichts geändert zu haben. Klarheit schafft hier Abbildung 78, da hier nicht die absoluten Partialdrücke, sondern die Verhältnisse der einzelnen Moleküle über die Zeit geplottet ist. Aufgrund des geringen Systemdrucks von maximal  $P_{\text{Sys}} = \sim 1,5 \cdot 10^{-8}$  mbar, sind die gemessenen Verhältnisse in den ersten 20 s, für die weitere Messdauer nicht entscheidend. Die Anzahl an Molekülen aufgrund der eingelassenen Gasmenge  $P_{\text{Gas}} = \sim 3 \cdot 10^{-5}$  mbar ist um viele Potenzen größer, weshalb der Störeinfluss vernachlässigbar gering ist.

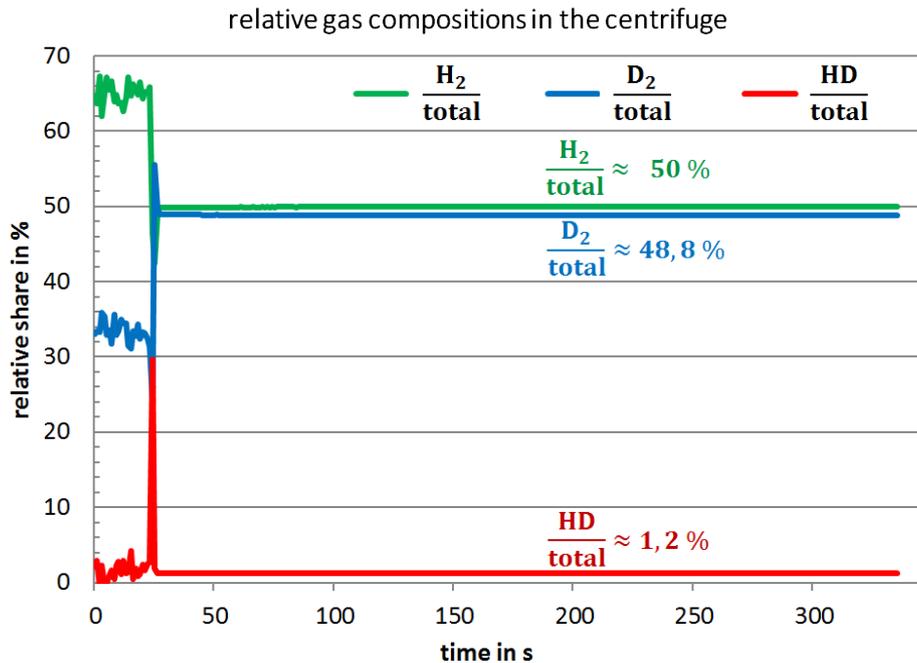


Abbildung 77: Stöchiometrie der Gase im Injektionssystem

Die Verhältnisse von  $H_2$ - und  $D_2$ -Molekülen zeigen sich in der Zentrifuge als annähernd gleichverteilt und weisen Anteile von circa 50 % auf. Dies stellt eine Bestätigung für die korrekte Gaszusammensetzung in der Air Liquide Gasflasche dar. Die gemessenen Anteile an HD-Molekülen, sind auch in der Zentrifuge bei nur knapp über 1 %. Dies zeigt, dass es keine messbare Angleichung auf den Gleichgewichtszustand im Pelletinjektor gibt und dieser somit das verwendete Gasverhältnis nicht beeinflusst. **Damit ergibt sich als Fazit der Untersuchung, dass das verwendete Gas einen Anteil von  $\leq 1,6\%$  an HD-Molekülen im Verhältnis zur gesamten Molekülanzahl aufweist.**

Aus diesem Grund muss bei der Produktion der Pellets mit einem geringen Anteil an HD-Molekülen gerechnet werden. Durch die hohen Anteile an  $H_2$ - und  $D_2$ -Molekülen, ist ein Isotopeneffekt beim ausfrieren, als auch beim extrudieren der Pellets wahrscheinlich. Während des Versuchs ist dem Pellet-Operator beim extrudieren des Mischeises ein abschnittsweise unterschiedliches Extrusionsverhalten aufgefallen, welches dadurch erklärbar ist. Zu Beginn der Extrusion verhielt sich das Eis relativ viskos, zum Ende der Eisstange hin wurde die Extrusionsgeschwindigkeit deutlich schneller. Dieses Verhalten ist dabei deutlich ausgeprägter, als es bei einer reinen Deuterium-Eisstange der Fall gewesen wäre. [85]

Somit ist es im nächsten Schritt wichtig, diesen Isotopeneffekt und die daraus eventuelle Separation von  $H_2$ - und  $D_2$ -Molekülen, entlang der produzierten Eisstange zu untersuchen. Auch die Untersuchung der HD-Molekülbildung ist im weiteren Verlauf zu beachten, da die Systemdrücke im ASDEX Upgrade Vakuumgefäß geringer und die metallenen Oberflächen größer sind als im Pelletinjektor.

### 8.3 Analyse der Pellets im ASDEX Upgrade Vakuumgefäß

Um die genauen Isotopenanteile der produzierten H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub>-Pellets im Torus zu erhalten, werden die Mischpellets in das Vakuum von ASDEX Upgrade geschossen. Somit kann die Veränderung des stöchiometrischen Verhältnisses aufgrund des Ausfriervorganges ermittelt werden. Das Erreichen eines möglichst gleichverteilten Verhältnisses ist das Hauptziel dieser Arbeit, weshalb die Ergebnisse von hoher Relevanz sind.

Das Verhältnis im gasförmigen Ausgangszustand von  $\frac{D}{H+D} = 49,7 \pm 3$  Vol-%, ist dabei aus den vorangegangenen Abschnitten 8.1 und 8.2 bekannt. Um die daraus produzierten Pellets vermessen zu können, muss der Torus selbst abgepumpt werden. Nun werden je 3 Pellets im Abstand von 22 ms in das Vakuum geschossen, solange bis ein Druck von  $1 \cdot 10^{-3}$  mbar erreicht ist. Diese Limitierung ist aufgrund des Arbeitsbereichs der Massenspektrometer gegeben, weshalb der Torus im Anschluss wieder abgepumpt wird. Dieser Ablauf wird so lange wiederholt, bis 2 Eisstangen mit je 96 Pellets injiziert worden sind.

In Abbildung 79, kann dieser Vorgang über die Druckmessungen im Torus nachvollzogen werden. Die Drücke sind durch Absolutdruck-Sensoren ermittelt, somit ist die Messung unabhängig vom gemessenen Gastyp. Diese Darstellung dient vor allem als Kontrolle ob alle Pellets ankommen. Es zeigt sich, dass sowohl bei Eisstange 1, als auch bei Eisstange 2, ein paar wenige Pellets auf den Weg in den Torus verloren gegangen sind.

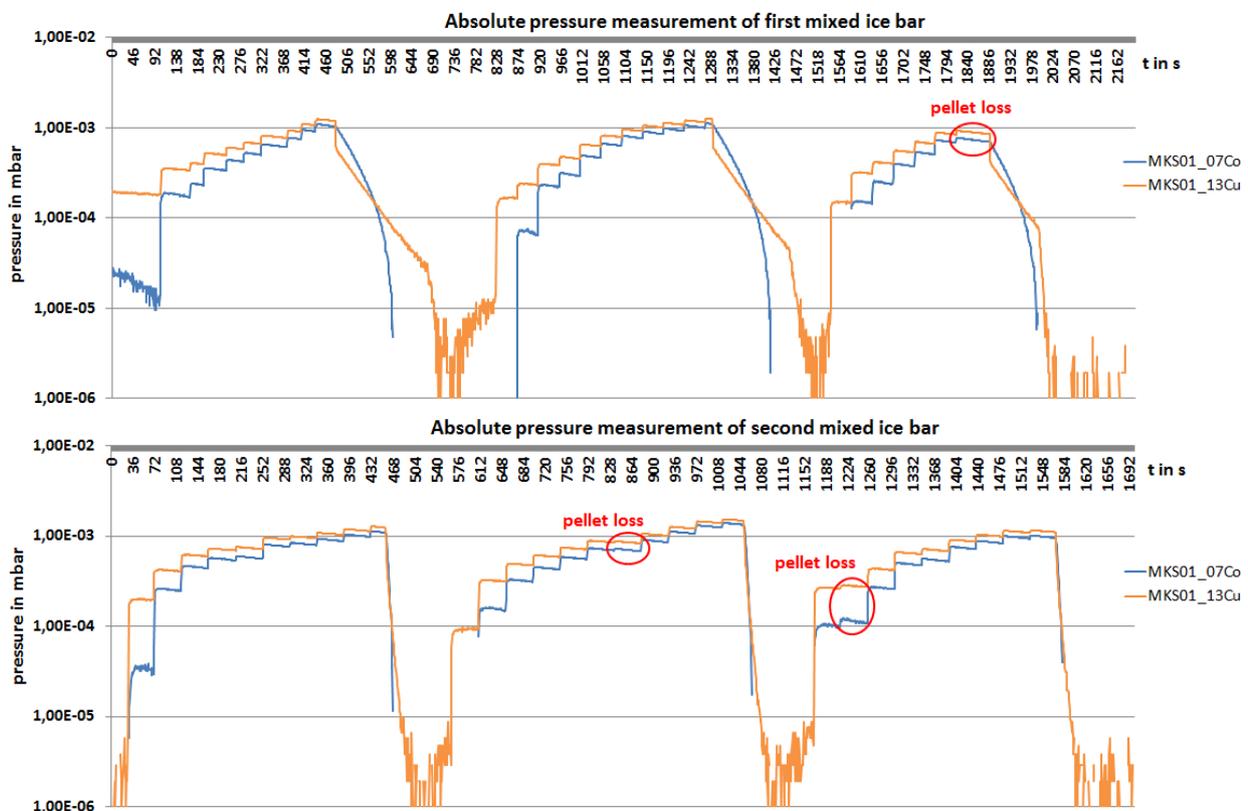


Abbildung 78: Absolutdrücke im Torus

Die jeweiligen Partialdrücke der Wasserstoffmoleküle werden mithilfe von Quadrupol-Massenspektrometern, an verschiedenen Positionen im Torus erfasst. Das Ergebnis zeigt, dass eine große Menge an HD-Molekülen zu messen ist. Die Atome dieser Moleküle waren im Pelletinjektor wie Abschnitt 8.2 beweist, noch als H<sub>2</sub>- und D<sub>2</sub>-Verbindungen vorzufinden. Wie in Abschnitt 3.1.1 erklärt, stellt sich erst durch die Energie der Toruswand, aufgrund des Langmuir-Hinshelwood-Mechanismus ein Gleichgewicht zwischen den atomaren Wasserstoffisotopen ein. Aus diesem Grund kann dieser Anteil an HD-Molekülen, gleichmäßig auf Protium und Deuterium aufgeteilt werden.

In Abbildung 80 sind dabei im oberen Plot die Partialdrücke zu sehen und im unteren Plot die auf Protium und Deuterium heruntergebrochenen Verhältnisse. Nach jeder Eisstange ist ein Kalibriergas eingelassen worden, was in der Grafik als kurze deutliche Peaks zu sehen ist. Da die aus den Messwerten direkt errechneten  $\frac{H}{H+D}$ -Verhältnisse im unteren Plot stark fluktuieren, wird für die weiteren Darstellungen auf die approximierten Funktionen zurückgegriffen. Um Durchschnitts- und Randwerte zu erhalten, wird eine Approximation bei 50 % und je eine quantile Regressionsanalyse bei 20 % und 80 % der Wertemenge vorgenommen. Die dabei entstehenden Funktionen sind mithilfe von Matlab berechnet. [39]

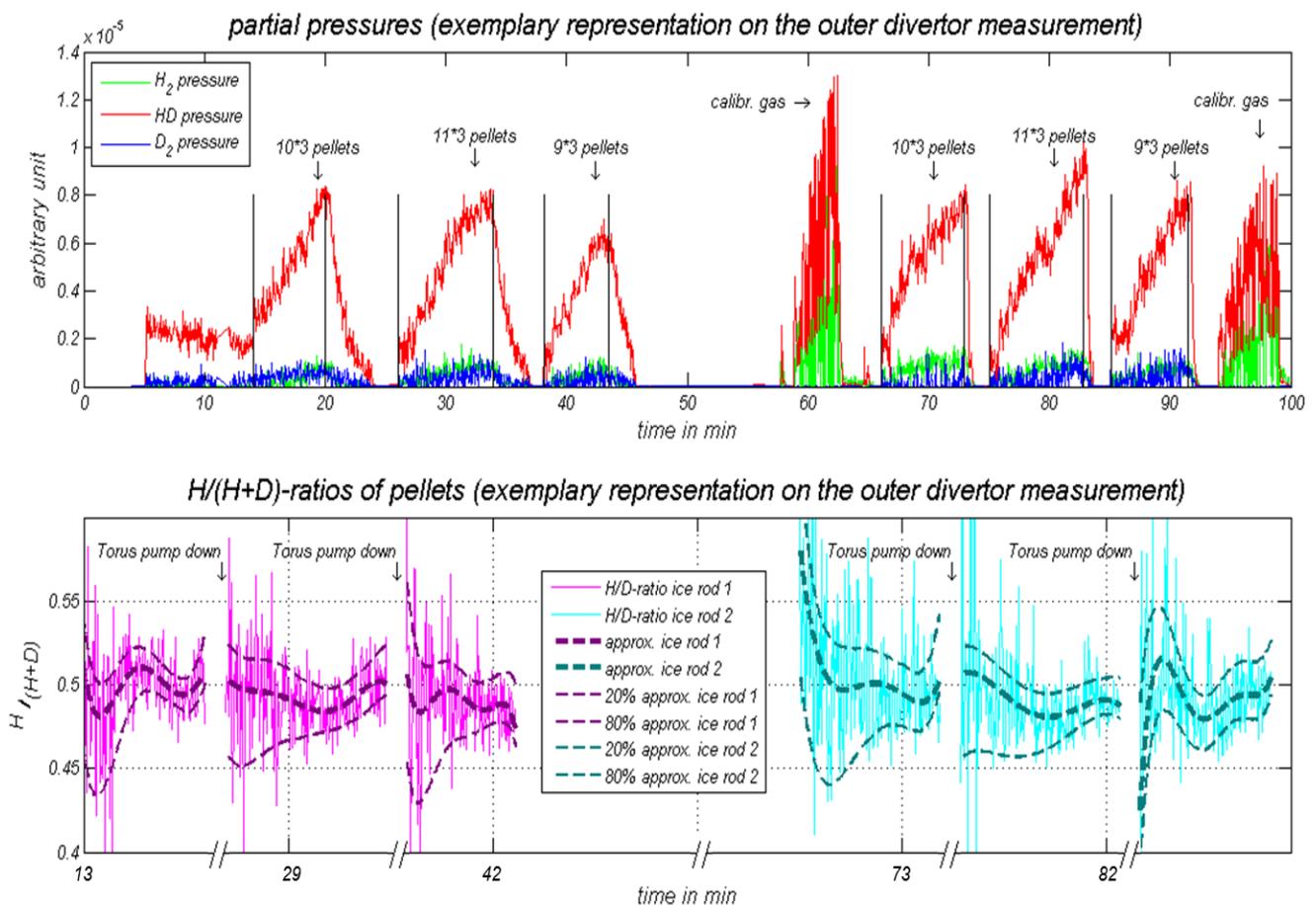


Abbildung 79: Partialdruckmessung mit MV und Umrechnung

Bei dieser Messung besteht eine erhöhte Gefahr von Messfehlern. Zum einen müssen die Massenspektrometer sehr genau kalibriert sein, was durch die bekannte Menge an Kalibriergas, auch während des Experimentes geschehen ist. Zum anderen wird die Toruswand Deuterium-Einlagerungen, aufgrund der vorangegangenen Plasmaentladungen aufweisen. Dies kann beim Auftreffen der  $H_2$ -Gasmoleküle zum ablösen und neukonfigurieren zu HD-Molekülen führen. Dadurch würde ein Deuterium-Überschuss messbar sein. Des Weiteren kann sich die Zusammensetzung in der Wand über das Experiment hin, zu höheren Anteilen von Protium-Einlagerungen verschieben. Der Deuterium-Überschuss würde deshalb geringer werden. Während der Eisproduktion kann sich wie in Abschnitt 7.1 beschrieben, das Protiumeis schneller verflüchtigen, weshalb dies über die gesamte Messung zu einem erhöhten Deuteriumanteil führen würde. Abbildung 80 zeigt allerdings, dass keines dieser Effekte messbar ist. Somit ist anzunehmen, dass das Verhältnis vor allem von den Pellets selbst verursacht wird.

Bei Betrachtung des  $\frac{H}{H+D}$ -Verhältnisses fällt auf, dass nach jedem Abpumpen die Streuung größer ist. Der Grund dafür sind die geringeren Gasmengen im Torus, weshalb sich eine Differenz in der Zusammensetzung gewichtiger auswirkt. Im Mittel zeigt sich im äußeren Divertor ein Verhältnis um  $\frac{H}{H+D} = 0,5$ , was sehr vielversprechend ist.

In Abbildung 81 sind die Messungen aller verwendeter Massenspektrometer und deren Position zu sehen. Die unterschiedlichen Farben stehen stellvertretend für je eine Eisstange. Dabei zeigt der Vergleich der einzelnen Messungen leichte Unterschiede vor allem zu Beginn der Eisstangen. Diese ortsabhängigen Unterschiede in den Zusammensetzungen, sind aufgrund der hohen Molekülgeschwindigkeiten im Vakuum, nicht mithilfe der injizierten Stoffmenge erklärbar. Eventuell sind unterschiedliche Verschmutzungsgrade der Toruswand ein Grund dafür. Auch die Tatsache, dass dieser Effekt vor allem zu Beginn der Messungen wahrzunehmen ist, deutet auf diesen Erklärungsansatz hin.

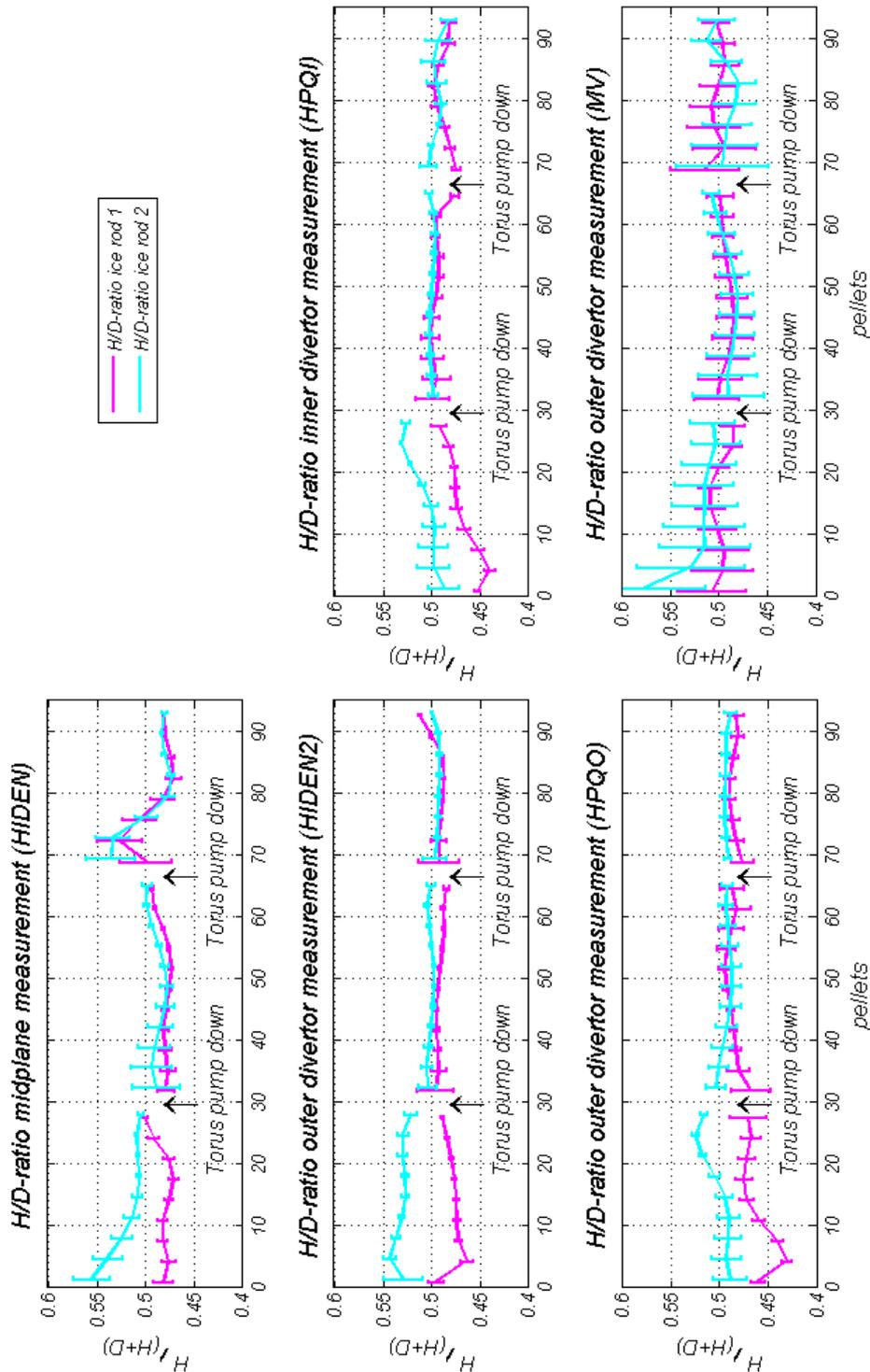


Abbildung 80: Approximierte Partikeldruckmessungen

Abbildung 82 zeigt die gemittelten Verhältnisse der Eisstangen über alle 5 Messgeräte aus Abbildung 81. Dabei wird nach jedem Drittel und über die gesamten Eisstangen ein Durchschnitt gebildet. Der schwarze Graph, zeigt im selben Stile, den Durchschnitt beider Eisstangen an. Erstaunlich ist, dass die Zusammensetzung des verwendeten Gases  $\frac{D}{H+D} = 49,7 \pm 3 \%$ , die Zusammensetzung der Pellets  $\frac{D}{H+D} = 49,6 \pm 3 \%$  ziemlich genau wiedergespiegelt. Dies zeigt, dass die Pellets im gleichen Verhältnis wie das dabei verwendete Gas herstellbar sind.

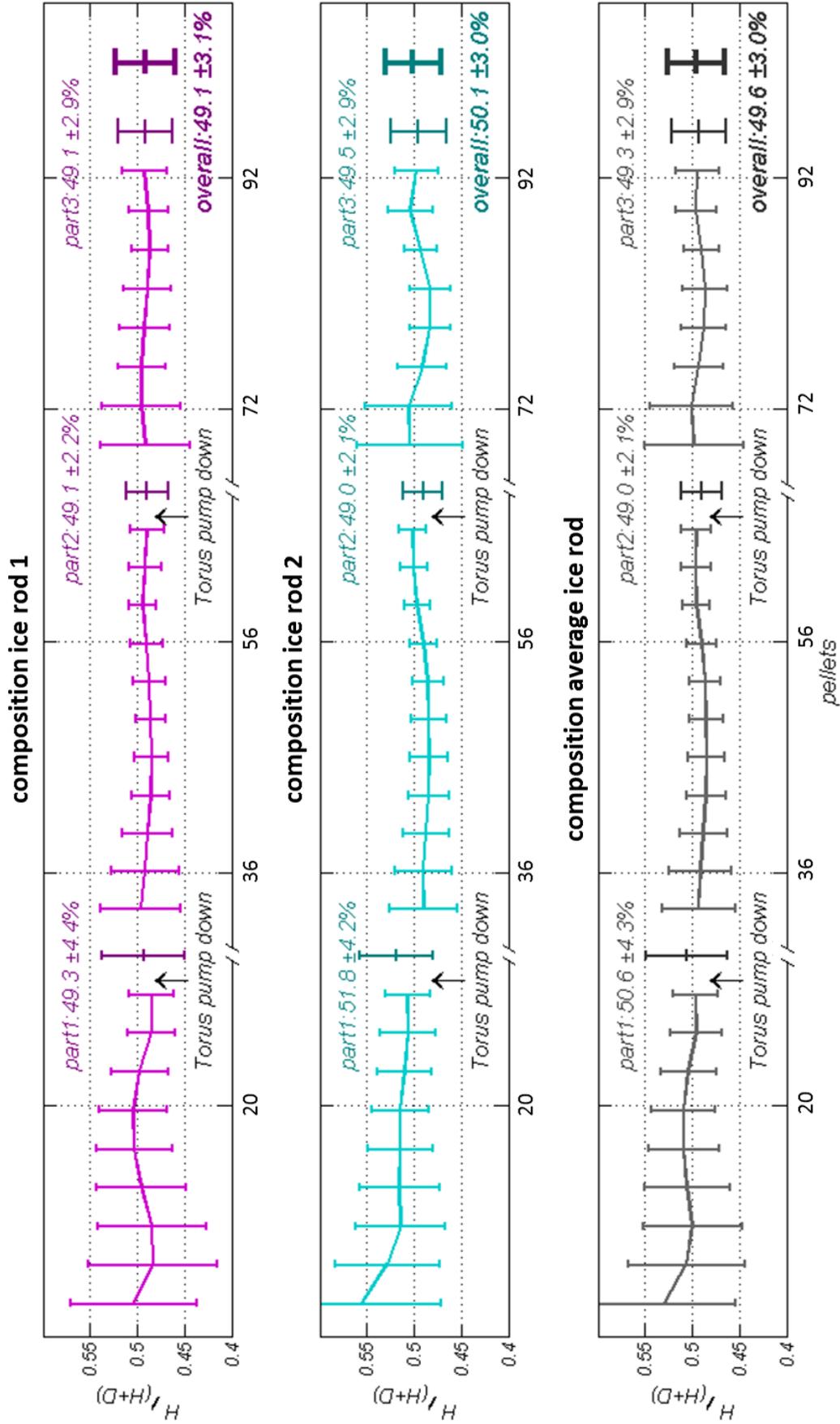


Abbildung 81: Durchschnittliche Verhältnisse der Zusammensetzung

## 9 Untersuchung der Stöchiometrieregung im Plasma

In Abschnitt 8.3 ist die geforderte Stöchiometrie der Pellets nachgewiesen. In den folgenden weiterführenden Untersuchungen kann deshalb das Isotopen-Mischverhältnis im Plasma untersucht werden. Des Weiteren sollen die Experimenten zeigen, ob sich dieses Mischverhältnis durch den Pelletinjektor und den beschriebenen Mischpellets regeln lässt. Mit diesen Plasmaexperimenten soll ein reaktorrelevantes Pelletfueling mittels  $H_2/D_2$ -Pellets nachgeahmt werden. Für einen reaktorrelevanten Betrieb muss neben dem Isotopenverhältnis, die Zentraldichte mithilfe der Pellets geregelt werden können. In den folgenden Tests, wird die für das reaktorrelevante Demonstration Power Plant (=DEMO) geplante Zentraldichte von  $1,3 \frac{n_0}{n_{GW}}$  allerdings nur schwach angenähert.

Die Entwicklung neuer Szenarien an ASEX Upgrade ist sehr komplex, weshalb für die folgenden Experimente der Schuss 34182 als Referenz dient. Dieses Szenario hat sich sogar bei starkem Deuterium-Pelletbeschuss als stabil bewiesen. Da die Untersuchung mit Mischpellets einen erhöhten Protiumanteil zur Folge hat, muss das Referenzszenario angepasst werden. Im Referenzschuss wird unter anderem mit der Ionen Zyklotron Resonanz Heizung (=ICRH) geheizt. Deren Effizienz wird durch einen Protiumanteil im Plasma von über 10 % stark geschwächt. Somit wird für die folgenden 3 Experimente die Elektronen Zyklotron Resonanz Heizung (=ECRH) verwendet, da diese Unabhängig von den Masseunterschieden der Ionen heizt. Aufgrund der Wasserstoffwoche ist im Zeitraum der Experimente die Neutralteilcheninjektion auf Protium-Betrieb eingestellt. [133]

In Abbildung 83 sind die charakteristischsten Messwerte des verwendeten Szenarios beispielhaft anhand des Schusses 34690 dargestellt. Die Umschaltung der ECRH von X2- auf O2-Mode aufgrund der hohen Dichte in der Pelletphase, als auch eine Zentraldichte von bis zu  $0,85 \frac{n_0}{n_{GW}}$ , sind ebenfalls zu erkennen. Die 3 durchgeführten Experimente unterscheiden sich hauptsächlich in den verwendeten Gasen zum Befüllen des Plasmas. Tabelle 6 gibt dabei eine Auflistung gegliedert nach den Schussnummern.

Tabelle 6: Auflistung der Plasmaexperimente

Schussnr.	Pellettyp	Gas
34689	$H_2/D_2$ -Pellet	Deuterium
34690	$H_2/D_2$ -Pellet	Protium
34691	$H_2/D_2$ -Pellet	$H/(H+D) = 0,5$

Während der Pelletphase wird das eingeblasene Gas sukzessiv durch Pellets ersetzt. Das sich einstellende Verhältnis von Protium und Deuterium im Torus wird mithilfe verschiedener Diagnostiken untersucht.

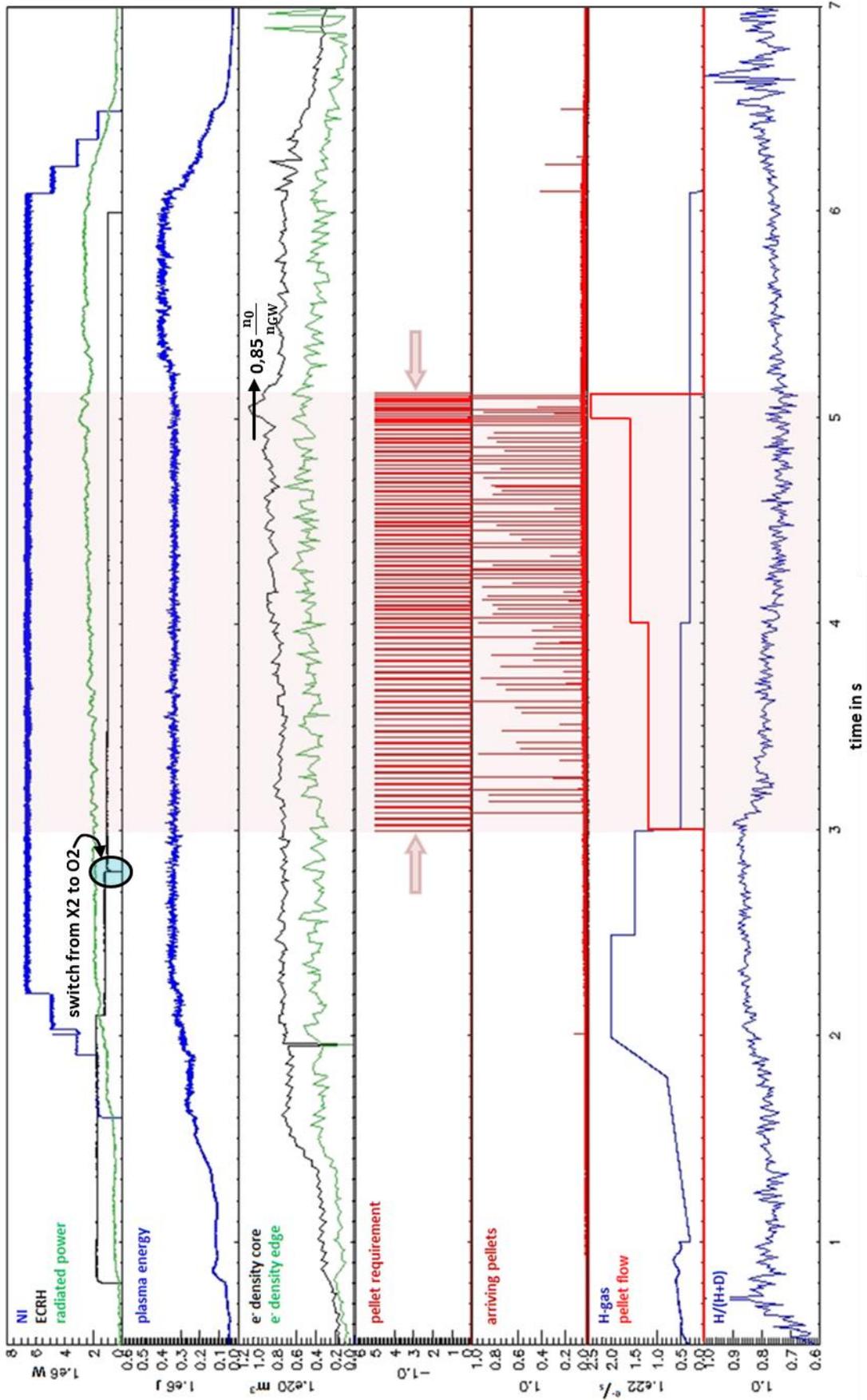


Abbildung 82: Szenario Anhand von Schuss: 34690

Die Plasmazusammensetzung wird während der Versuche von verschiedenen Diagnostiken gemessen. Das Plasmazentrum wird mithilfe der Neutral Particle Analysis untersucht. Die Restgasanalyse die ebenfalls in Abschnitt 5.3 beschrieben ist, misst hingegen die Zusammensetzung im Divertor. Die Spektroskopie hingegen misst mit ihren Sichtlinien wie in Abbildung 28 zu sehen, sowohl die Zusammensetzung im Divertor als auch im Plasma selbst.

In den Abbildungen 84 bis 86 sind die Ergebnisse aller 3 Experimente zu sehen. Dabei ist jeweils der injizierte Teilchenfluss geplottet um die Stellgröße mit den Auswirkungen vergleichen zu können. **Es ist bei allen 3 Messungen eindeutig zu erkennen, dass die Mischpellets die Plasmazusammensetzung in ein Gleichgewicht aus Protium und Deuterium bringt.**

Im Schuss 34691 wird mit geregeltem  $H_2$ - und  $D_2$ -Gas im gleichen Verhältnis eingeblasen, was zur Folge hat, dass die Zusammensetzung über das gesamte Experiment relativ konstant bleibt. Sowohl die Restgasanalyse als auch die Spektroskopie zeigt hier ein Verhältnis von  $\frac{H}{H+D} \approx 0,5$  an. Die Neutral Particle Analysis hingegen, zeigt ein Verhältnis von  $\frac{H}{H+D} \approx 0,7$  an. Der Grund für diese unterschiedlichen Messergebnisse kann daher kommen, dass das Fusionsplasma eine andere Zusammensetzung aufweist, als das Gas im Divertor. Eine alternative Erklärung steht die Vermutung einer Fehlinterpretation der NPA dar. Das betrachtete Energieniveau der NPA Messung beträgt 1 keV, somit kann gelten:  $E_{kin} = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 \equiv 1 \text{ keV}$ . Da Protium und Deuterium unterschiedliche Massen aufweisen, entsteht bei gleicher kinetischer Energie ein Geschwindigkeitsunterschied von  $v_H = v_D \cdot \sqrt{2}$ . Dieses um den Faktor  $\sqrt{2}$  unterschiedliche Verhältnis könnte eventuell die Detektierbarkeit der Diagnostik im gleichen Maße beeinflussen, weshalb die Unterschiede in den Intensitäten entstehen.

Sollten die Massenspektrometer, Teilchen nach folgenden Zusammenhang:  $\frac{E_{kin}}{m} = \frac{v^2}{2} \equiv 1 \text{ keV}$  detektieren, werden die Neutralteilchen mit gleicher Geschwindigkeit gemessen. In diesem Gedankenexperiment besitzen die Deuteriumatome aufgrund ihrer Masse eine höhere kinetische Energie. Somit ist davon auszugehen, dass die gemessenen Deuteriumatome weiter aus dem Plasmazentrum entstanden sein müssen als die Protiumatome. Die Ladungsaustausch-Reaktionskonstante bei 1 keV ist bei beiden Ionen, wie in Abbildung 87 zu sehen vergleichbar, weshalb sich durch den weiteren Weg die Ionisationswahrscheinlichkeit erhöht. Dies kann erklären weshalb es möglich ist, dass mehr Protiumionen detektiert werden als Deuteriumionen. Die Diskussion zur Lösungsfindung dauert an, weshalb zukünftige Experimente Klarheit bringen sollen. [74]

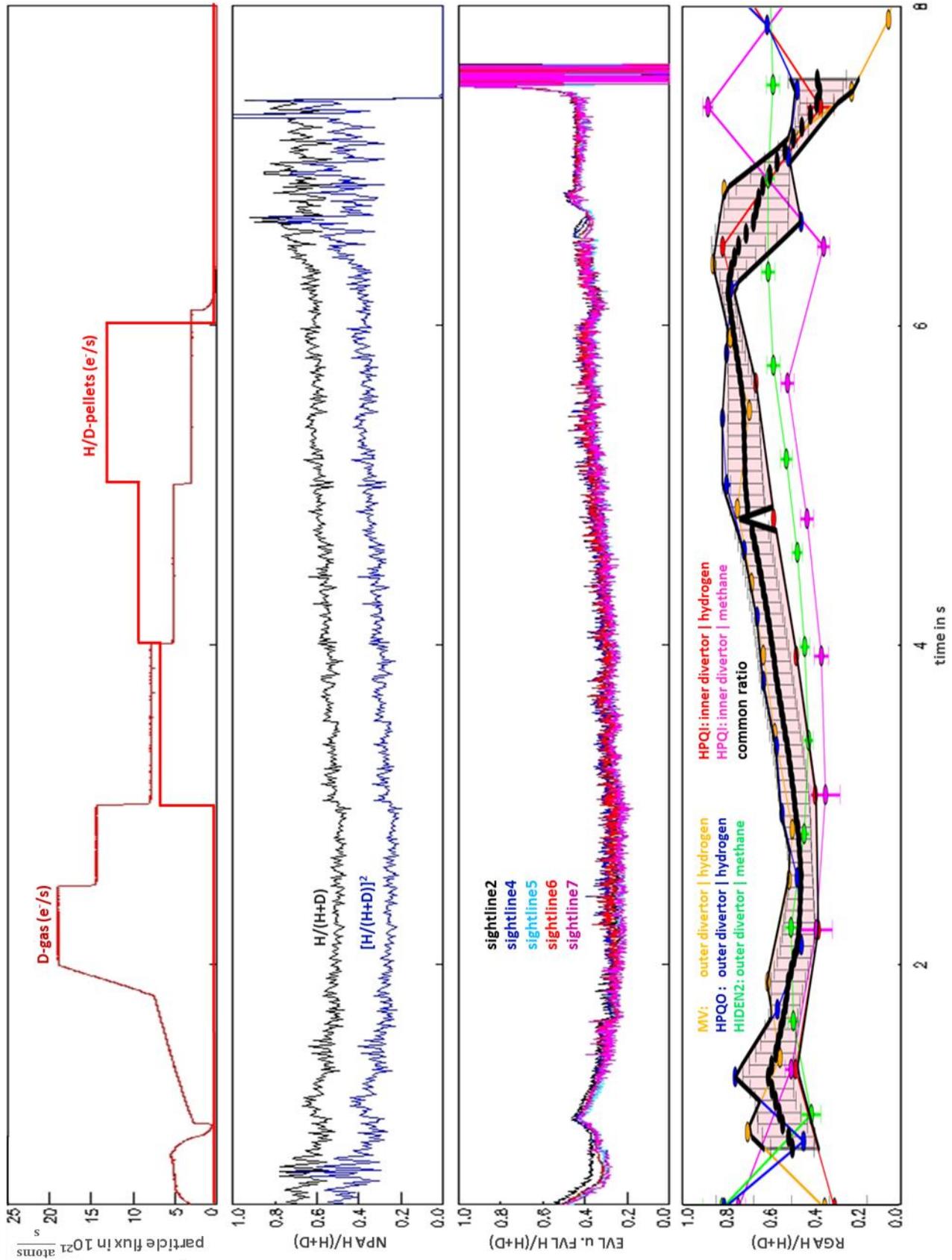


Abbildung 83: H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub>-Pellets und D-Gas (Schuss: 34689)

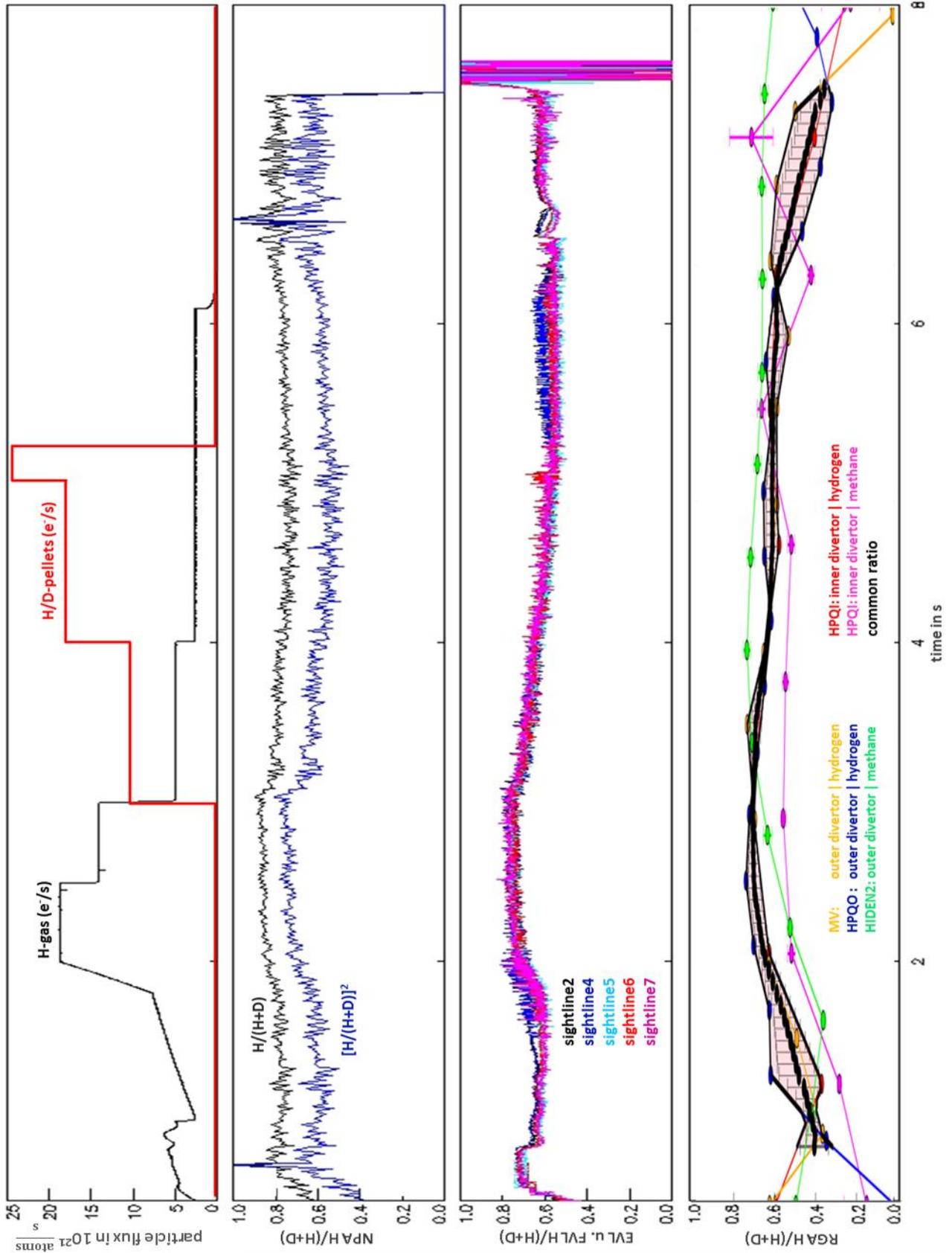


Abbildung 84: H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub>-Pellets und H-Gas (Schuss: 34690)

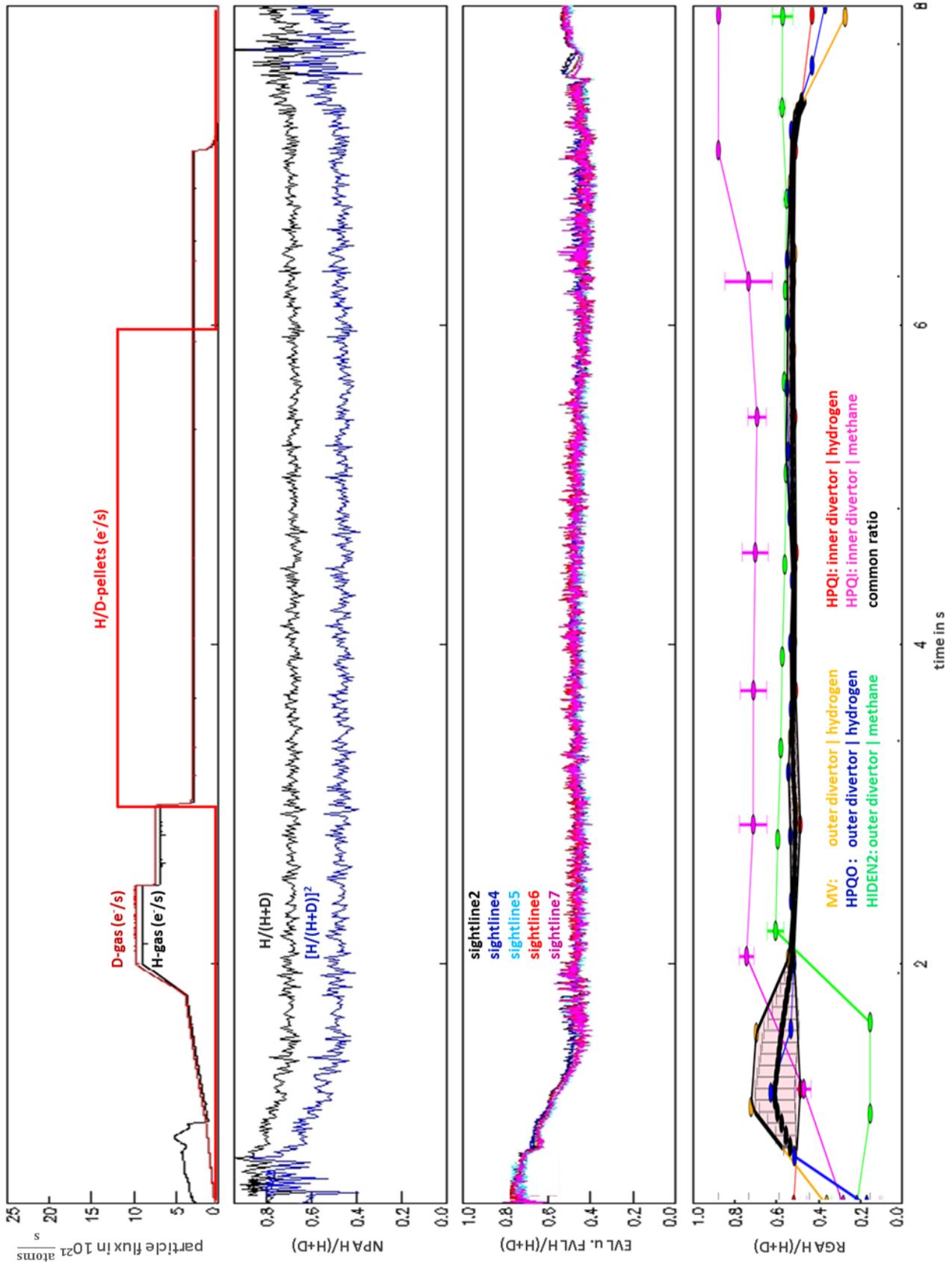


Abbildung 85: H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub>-Pellets und H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub>-Gas (Schuss: 34691)

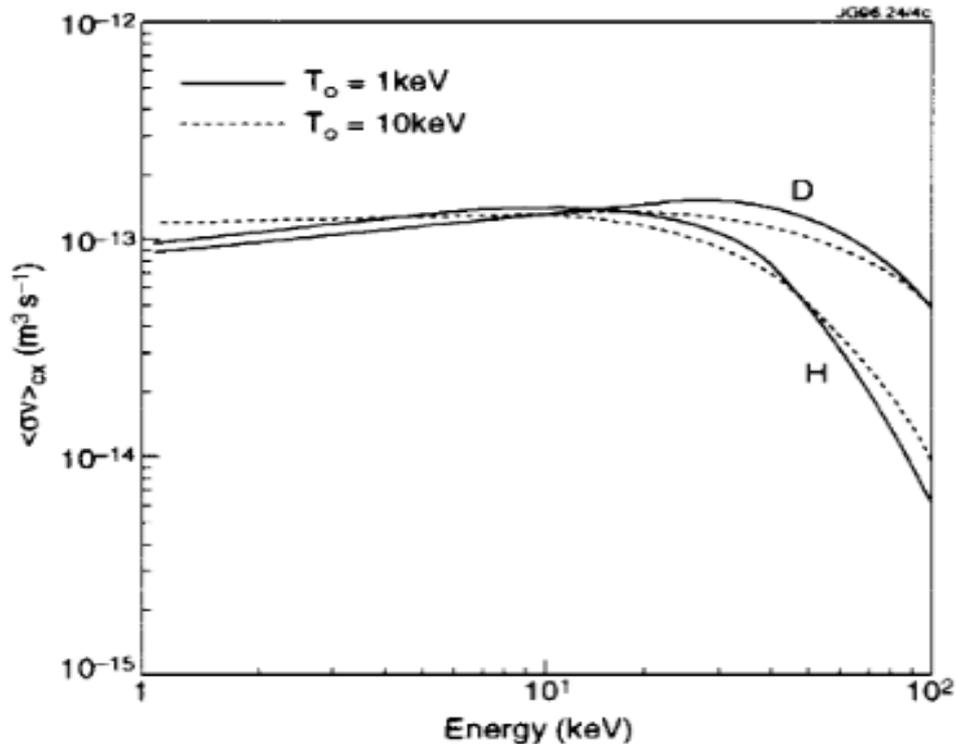


Abbildung 86: Ladungsaustausch-Reaktionskonstanten [94] [134]

Beim Vergleich der Zusammensetzung im Plasmazentrum, mit der Zusammensetzung im Divertor fällt ein Unterschied mit dem Faktor  $\sqrt{x}$  auf. In Abbildung 88 ist dieser Zusammenhang anhand der Messungen an ASDEX Upgrade gut zu sehen. Die Abszisse stellt die Plasma-Zusammensetzung und die Ordinate das zeitlich übereinstimmende Verhältnis im Divertor dar. Da die Korrelation zur schwarz geplotteten Funktion sehr stark ist, sind die Werte der NPA in Abbildung 84 bis 86 zusätzlich quadriert geplottet.

Bei der Analyse der Messungen aus Abbildung 89 fällt allerdings auf, dass das Fusionsexperiment JET bei einem ähnlichen Versuch ein ähnliches Verhältnis aufweist. Die Korrelation der Messwerte ist hier nur annähernd quadratisch ausgeprägt, aber dennoch legt das die Vermutung nahe, dass das ein typisches Verhalten der Fusionsanlagen selbst und weniger eine Fehlinterpretation ist.

Da dieser Zusammenhang zeigt, dass die Zusammensetzungen in im Plasma vermutlich keine Verhältnisse von  $\frac{H}{H+D} = 0,5$  aufweisen, müssen Gründe dafür gefunden werden. Ein Grund dafür können die unterschiedlichen Teilchen-Einschlusszeiten im Plasma sein. Es gibt allerdings bis heute keinen wirklichen Nachweis, ob sich Protonen oder Deuteronen länger im Plasma aufhalten. Um diesen Effekt beachten zu können, wären somit unabhängige Messungen und genauer Modelle nötig. Ein weiterer Grund könnten die unterschiedlichen Pumpleistungen darstellen. Protium lässt sich Grundsätzlich schlechter abpumpen als Deuterium, weshalb dies genauer untersucht werden muss.

**Unter der Annahme, dass sich die Parameter zwischen Deuterium und Protium nicht angleichen lassen, müssten für zukünftige Experimente Pellets produziert werden, die nicht im gleichen Verhältnis gemischt sind, um im Plasma ein gleiches Verhältnis einzustellen.**

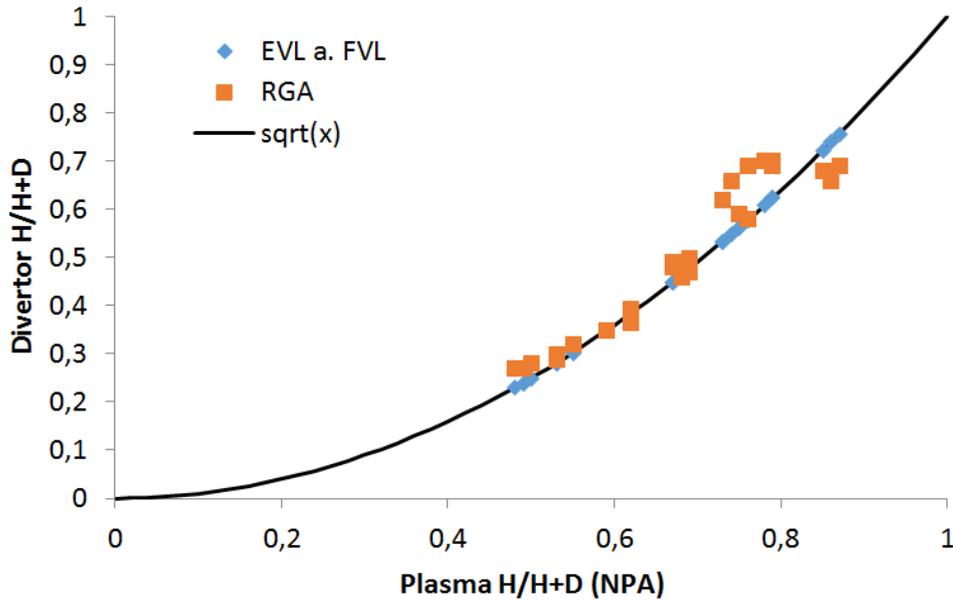


Abbildung 87: ASDEX Upgrade H/(H+D)-Verhältnisse

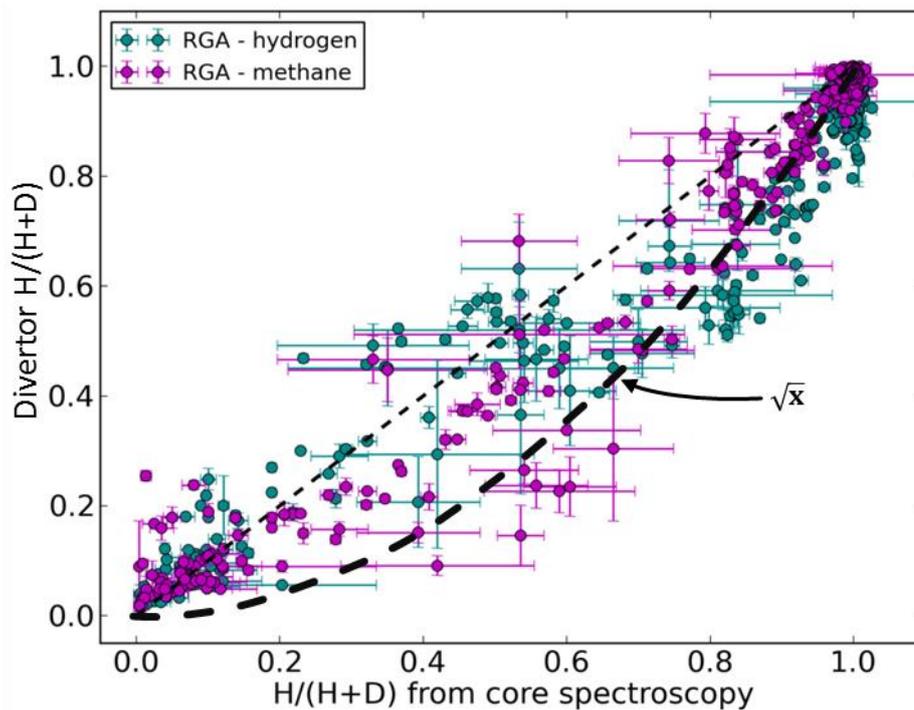


Abbildung 88: JET H/(H+D)-Verhältnisse [42] [135]

Während der 3 Experimente lief die Kryopumpe, die  $\sim \frac{2}{3}$  der Pumpleistung im Torus bewirkt, bei einer Temperatur von 5,5 K. Eine Vielzahl von Turbomolekularpumpen macht das andere Drittel der Pumpleistung aus. Während von den Turbomolekularpumpen auszugehen ist, dass diese näherungsweise Protium und Deuterium in gleichen Mengen abpumpen, muss dies für die Kryopumpe, bei diesem Temperaturbereich erst untersucht werden. Da die Leistung einer Kryopumpe davon abhängt ob das zu pumpende Gas auf deren Oberfläche ausfrieren kann, muss der dort herrschende Druck ermittelt werden.

Dieser Druck kann aufgrund der dort wirkenden thermischen und magnetischen Belastung, nur über Heißkathoden-Ionisationsmanometer errechnet werden. Da diese Manometer, wie in Abschnitt 5.1.1 beschrieben, ausschließlich den Ionenstrom messen können, muss der Teilchenfluss mithilfe der diagnoseeigenen Auswertelogik ermittelt werden. Dank des Zusammenhangs aus Formel 52, kann aus dem gemessenen Teilchenfluss  $\Gamma$ , der herrschende Gasdruck  $p_{\text{Gas}}$  errechnet werden. [66]

$$p_{\text{Gas}} = \Gamma \cdot \sqrt{m_{\text{D}_2}} \cdot \sqrt{2 \cdot \pi \cdot k_B \cdot T_{\text{Gas}}}$$

Formel 52: Druck als Funktion des Teilchenflusses [66]

Mit der Molekülmasse von Deuterium  $m_{\text{D}_2}$  in kg, lassen sich für den Referenzschuss die temperaturabhängigen Drücke errechnen. In Abbildung 90 ist dies über das gesamte Referenzexperiment mit der Schussnummer 34182 geschehen. Während der rot schraffierten Pelletphase ist ein deutlicher Anstieg der Gasdichte nahe der Kryopumpe zu sehen. [66]

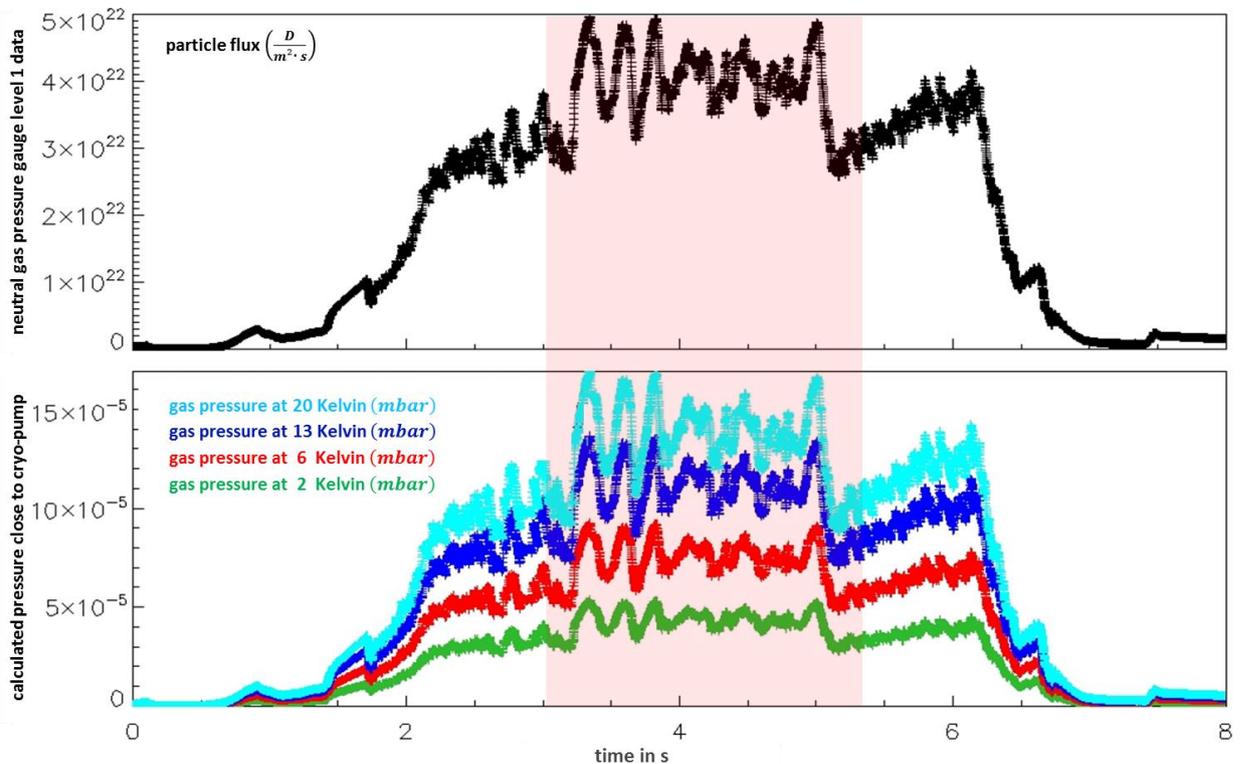


Abbildung 89: Aus Teilchenfluss errechnete temperaturabhängige Drücke

Der temperaturabhängige Druckbereich der während der Pelletphase auftritt, kann in ein Dampfdruckdiagramm wie in Abbildung 91 zu sehen eingetragen werden. So wird deutlich, dass bei der gemessenen Betriebstemperatur der Pumpe von 5,5 K, der ermittelte Druck nicht ausreicht um Protium abzufrieren und somit zu pumpen. Allerdings kann dank der Turbomolekularpumpen und HD-Molekülbildung davon ausgegangen werden, dass ein gewisser Teil an Protium abgepumpt wird. Für ein Experiment indem das Isotopenverhältnis richtig eingestellt werden soll, muss die Pumpleistung des Systems für beide Isotope gleich sein, weshalb diese Experimente bei einer Pumpentemperatur von unter 4 K wiederholt werden sollten. Im Idealfall sollten zudem die Pumpleistungen beider Gase im Vorfeld gemessen werden.

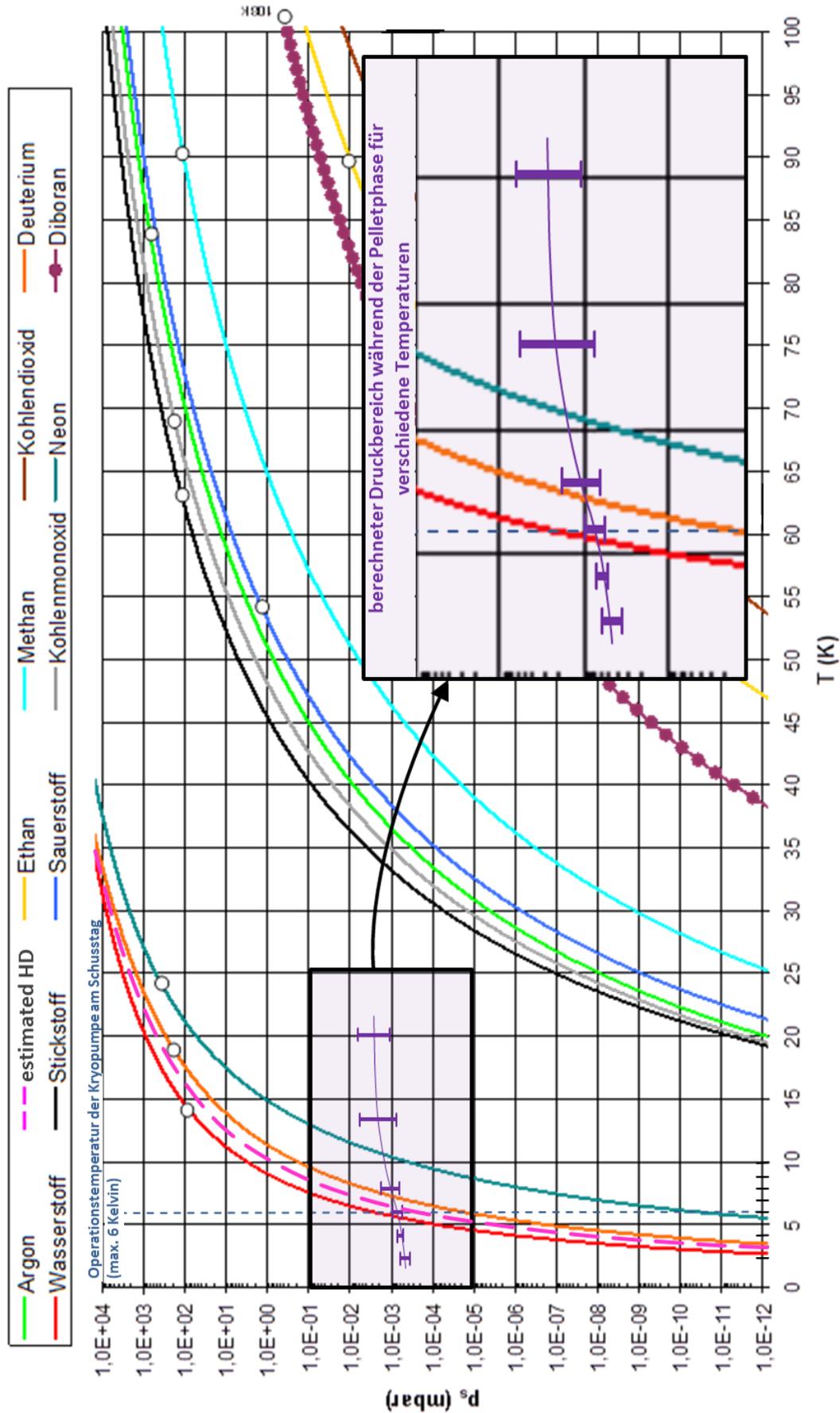


Abbildung 90: Datenblatt Dampfdruckkurven [42] [52] [136]

In den 3 Experimenten in denen das Plasma mit Mischpellets angereichert wird, werden verschiedene Gaszusammensetzungen mit eingeblasen. Um eine Aussage über das Einstellen der Plasmastöchiometrie zu treffen, bietet es sich an die beiden Injektionsarten zu vergleichen. Dieser Vergleich kann mittels Abbildung 92 dargestellt werden.

Auf der Abszisse ist die Gesamtzusammensetzung aus Gas- und Pelletinjektion dargestellt. Außerhalb der Pelletphasen kam es vor, dass ausschließlich Protium- oder Deuteriumgas geblasen wurde, weshalb es zu den Randwerten 0 und 1 kommt. Die Ordinate hingegen zeigt die Skalierung für die zeitgleich dazu gemessenen Verhältnisse im Plasma. Als Datenpunkte dienen die aus der NPA ermittelten Werte. In Farbe ist dazu ein ermitteltes Szenario aus dem Schuss 34690 beschrieben. In diesem Experiment ist zu Beginn Protiumgas eingeblasen worden. Mit steigendem Pelletfueling erhöht sich der injizierte Deuteriumanteil, aber auch der Anteil im Plasma stellt sich dementsprechend ein. Am Ende der Pelletphase entfällt der injizierte Deuteriumanteil und auch im Plasma erhöht sich der Protiumanteil leicht.

Grundsätzlich scheinen alle Messpunkte in einer gewissen Form angeordnet zu sein, weshalb eine Korrelation zu einer unbekanntem Funktion angenommen werden darf. Daraus lässt sich ableiten, dass es für die Plasma-Zusammensetzung keinen Unterschied macht, ob das Plasma mit Pellets oder mit Gas angereichert ist.

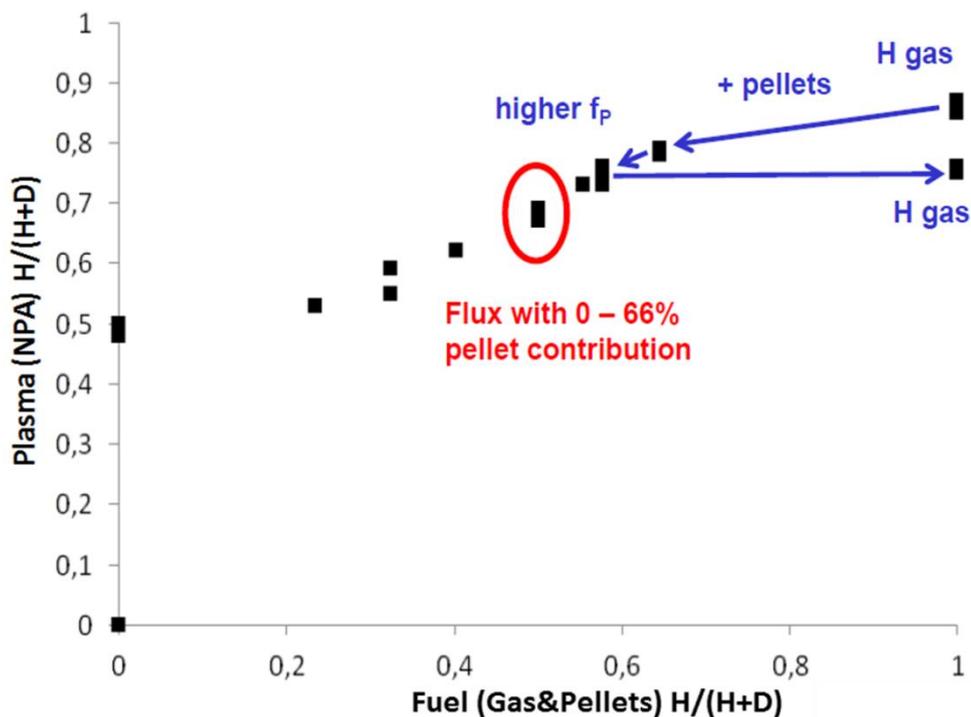


Abbildung 91: Auswirkung von Gas und Pellets auf die Plasmazusammensetzung

Die Zentraldichte des Plasmas lässt sich nur mithilfe von Pellets auf das gewünschte Niveau von  $1,3 \frac{n_0}{n_{GW}}$  anheben. Somit ist die Einstellung der Plasmadichte neben der Isotopenzusammensetzung, die zweite große Aufgabe der Pellets in einem reaktorrelevanten Fusionskraftwerk. Aus diesem Grund wird die sich einstellende Zentraldichte des Protium-Deuterium-Plasmas, mit den Werten aus dem Referenzschuss verglichen.

In Abbildung 93 ist dafür die im Plasma gespeicherte Energie in kJ, über die Zentraldichte in  $\frac{n_0}{n_{GW}}$  aufgetragen. Dem Plot ist zu entnehmen, dass trotz der vergleichbaren Teilchenflüsse der Pellets (Referenzschuss:  $1,2 \cdot 10^{22} \frac{D}{s}$ ), sich mit den Mischpellets im Durchschnitt niedrigere Dichten eingestellt haben. Noch auffälliger ist der Unterschied bei der Betrachtung der im Plasma gespeicherten Energie. Diese wird zwar von der Dichte beeinflusst, ist aber auch wie in Abbildung 94 zu sehen, von der Plasma-Zusammensetzung abhängig. So weist Deuterium-Plasma deutlich höherer Energien auf, als dies mit Protium- Deuterium-Plasmen der Fall ist.

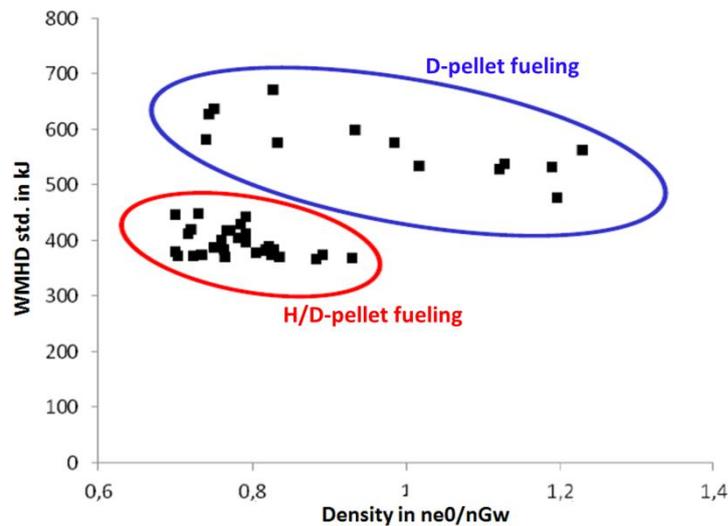


Abbildung 92: Plasma Dichte und Energie

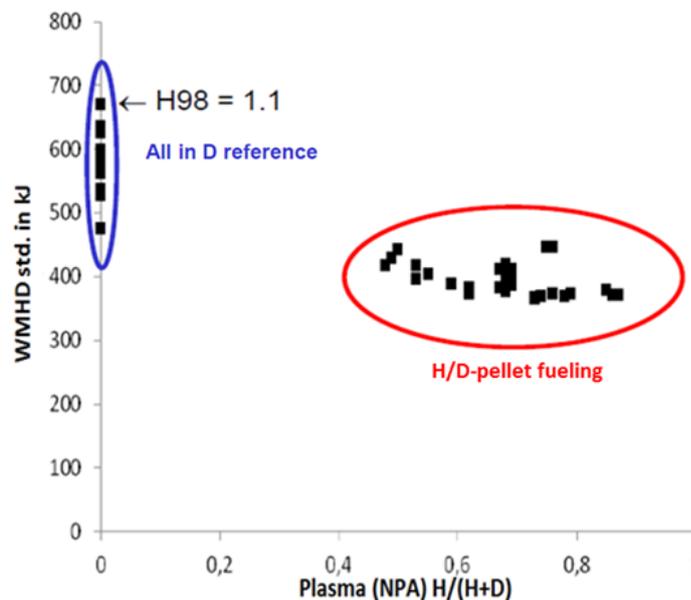


Abbildung 93: Plasma Zusammensetzung und Energie

Die in diesem Abschnitt erarbeiteten Probleme und Ergebnisse sind für zukünftige Experimente, die zur Untersuchung der Isotopeneffekte dienen, wichtig. Entscheidender ist allerdings, dass die hier gezeigten Effekte auch bei dem reaktorrelevanten Deuterium-Tritium-Fueling zu beachten sind.

## 10 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Master-Thesis wird die Machbarkeit von Protium-Deuterium-Pellets am ASDEX Upgrade Pelletsystem bestätigt. Zusätzlich werden von den theoretischen Hintergründen, bis hin zur Injektion ins Plasma, die Eigenschaften der Pellets beleuchtet.

Um dies zu gewährleisten müssen einige Erkenntnisse erlangt werden. So wurde zum Beispiel die genaue Art und Weise der HD-Molekülbildung betrachtet, da dieses Molekül sowohl die Pelletproduktion als auch die Messungen beeinflussen kann. Durch die Simulation der Abkühlvorgänge hingegen, können die gemessenen Stöchiometrien der Pellets verstanden werden. Des Weiteren sind durch die Abschätzung der Pumpleistung beim Extrudieren, genauere Aussagen über die Abdampfraten möglich. Somit kann gezeigt werden, dass die abgedampften Teilchen einen vernachlässigbar kleinen Einfluss auf die Gesamtmenge haben.

Die Kernaussagen dieser Thesis werden durch die Messungen der Pellets im Torus ermöglicht. Es konnte so nachgewiesen werden, dass die Pellets im gleichen Isotopenverhältnis hergestellt werden und die Zusammensetzung im Plasmazentrum beeinflussen können. Außerdem konnten die Mischpellets im Vergleich mit der separaten Protium- und Deuterium-Pelletinjektion zeigen, dass 2 Injektoren für je ein Isotop, eine schlechtere Performance aufweisen würden. Mischpellets haben sowohl in der Fuelingeffizienz als auch im stöchiometrischen Verhältnis einen konzeptionellen Vorteil. Da in einem Fusionskraftwerk wichtige Bauteile redundant ausgelegt werden müssen, ist der Vorteil nur einen Pelletinjektor zu benötigen noch gravierender. Denn nicht nur der Kostenaspekt, sondern auch der verfügbare Bauraum für 4 Pelletinjektoren wird eine Realisierung schwierig gestalten.

Für die Mischpellets sind an ASDEX Upgrade zukünftig noch weitere Untersuchungen geplant. So soll versucht werden, die Zentraldichte mittels dieser Pellets auf  $\frac{n_0}{n_{GW}} = 1,3$  anzuheben. Der Grund dafür ist, dass erst bei solch hohen Dichten ein reaktorrelevanter Betrieb, wie er bei DEMO angestrebt wird, zu realisieren ist. Außerdem wird nicht nur das Erreichen, sondern auch die Regelung einer hohen Dichte angestrebt. Dies soll mittels einer rückgekoppelten Plasmadichte-Messung gesteuert werden, wie sie schon für Deuterium-Pellets zum Einsatz kommt. Für alle folgenden Untersuchungen mit Protium-Deuterium-Plasmen scheint es wichtig, die Pumpleistungen für die beiden Gase im Torussystem anzugleichen. Für ASDEX Upgrade bedeutet das eine Betriebstemperatur der Kryopumpe von  $\leq 4$  K einzustellen. [53]

Die Untersuchungen der Protium-Deuterium-Isotopeneffekte dienen als Simulation der Deuterium-Tritium-Plasmen. Aus diesem Grund sollte auch die Herstellung der Pellets soweit wie möglich mit dem geplanten Fusionsexperiment DEMO vergleichbar sein. Grundsätzlich sind die Gleichgewichtszustände, als auch die Differenzen der Siede- und Schmelztemperaturen zwischen  $H_2/D_2$ - und  $D_2/T_2$ -Gasen stark vergleichbar. Somit wird es, wie in dieser Thesis gezeigt, einen Unterschied machen ob das Gas mit DT-Molekülen, als Mischung oder sogar einzeln in Reinform geliefert wird. Grundsätzlich wird der Isotopeneffekt zwischen Deuterium und Tritium, allein schon bei Betrachtung der Massenverhältnisse, als geringer eingeschätzt. Dennoch wird aufgrund der Radioaktivität von Tritium, die Produktion der Pellets mit Sicherheit nicht leichter werden.



Nicht nur die bisher geplante Forschung an zukünftigen großen Fusionsexperimenten wie DEMO kann mit dieser Arbeit ein kleines Stück weit unterstützt werden, sondern eventuell auch parallel laufende Untersuchungen, wie die der polarisierten Kernfusion. Sollte es in Zukunft möglich sein, genug spinpolarisierte Teilchen zu produzieren und mit angemessenem Aufwand zu transportieren und zu lagern, kann mithilfe der Fusionsexperimente wie ASDEX Upgrade die Lebensdauer der Kernspinpolarisation im Fusionsplasma untersucht werden. Sollte sich diese Forschung positiv entwickeln, könnten in Zukunft die Fusionsstromgeneratoren effektiver betrieben werden, als dies bisher angenommen wird. Bis die sich jetzt zu stellenden Fragen zur Deuterium-Tritium-Injektion, als auch zur polarisierten Kernfusion beantwortet sind, werden allerdings noch viele Abschlussarbeiten geschrieben.

## Literaturverzeichnis

- [1] „focus.de,“ [Online]. Available: [http://www.focus.de/wissen/zukunft-entwicklung/technologie/tid-27824/die-physik-der-zukunft-wie-wir-in-100-jahren-leben-werden-unsere-zivilisation-steht-auf-stufe-null\\_aid\\_845263.html](http://www.focus.de/wissen/zukunft-entwicklung/technologie/tid-27824/die-physik-der-zukunft-wie-wir-in-100-jahren-leben-werden-unsere-zivilisation-steht-auf-stufe-null_aid_845263.html). [Zugriff am 31 08 2017].
- [2] J. Paeger, „oekosystem-erde.de,“ [Online]. Available: <http://www.oekosystem-erde.de/html/energie.html>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [3] IPP, FZJ und FZK, „Kernfusion“.
- [4] M. Dibon, „Entwicklung und Verbesserung eines Blower Gun Pellet Injektors für die Anwendung in thermonuklearen Fusionsanlagen,“ IPP Garching.
- [5] V. Quaschnig, „erneuerbare-energien-und-klimaschutz.de,“ [Online]. Available: <http://www.erneuerbare-energien-und-klimaschutz.de/artikel/grundlast/index.php>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [6] M. Kaku, Die Physik der Zukunft: Unser Leben in 100 Jahren, rowohlt.
- [7] „ipp.mpg.de,“ [Online]. Available: <http://www.ipp.mpg.de/12007/brennstoff>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [8] A. O. Burckhart, „Different ELM regimes at ASDEX Upgrade and their linear stability analysis,“ LMU München, 2013.
- [9] L. R. Baylor, „Pellet Injection Technology and Application to Mitigate Transient Events on ITER - 26th IAEA Fusion Energy Conference,“ 26th IAEA Fusion Energy Conference, 2016.
- [10] M. Keilhacker, „JET Deuterium-Tritium Results and their Implications,“ JET Culham.
- [11] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Wasserstoff>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [12] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Deuterium>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [13] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Tritium>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [14] „chemiezauber.de,“ [Online]. Available: <https://chemiezauber.de/inhalt/basic-1/ein-neues-atommodell-muss-her/atome-bilden-molek%C3%BCle.html>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [15] P. C. Souers, Hydrogen Properties for Fusion Energy, University of California Press, 1986.
- [16] K. Clusius und . E. Bartholomé-Göttingen, „Die rotationswärmen der Moleküle HD und D<sub>2</sub> und der Kernspin des D-Atoms,“ *Elektrochemie*, 1934.
- [17] „calculand.com,“ [Online]. Available: <http://www.calculand.com/einheiten-umrechnen/?gruppe=Energie&einheit=Kelvin+%28Temperatur%29+%5BK%5D>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [18] B. Schaefer, Gase, Nanosysteme, Flüssigkeiten, de Gruyter.
- [19] Qucosa, „Die Austauschreaktionen HD<sub>2</sub> ! D + HD und DH<sub>2</sub> ! H HD“.
- [20] D. T. Schwarz-Sehlinger, Interviewee, [Interview]. 2017.

- [21] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Gibbs-Energie>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [22] U. Nickel, Lehrbuch der Thermodynamik. Eine verständliche Einführung. 2. Auflage, PhysChem-Verlag.
- [23] Grundlagen und Hauptelemente Band 1.
- [24] Y. Hörstensmeyer, Interviewee, [Interview]. 2017.
- [25] „yumpu.com,“ [Online]. Available: <https://www.yumpu.com/de/document/view/11054657/lamb-shift/25>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [26] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: [https://de.wikipedia.org/wiki/Ortho-\\_und\\_Parawasserstoff](https://de.wikipedia.org/wiki/Ortho-_und_Parawasserstoff). [Zugriff am 31 08 2017].
- [27] *Hinweis auf Erstellung von Rene Ruess, IPP, 2017.*
- [28] „slideplayer.org,“ [Online]. Available: <http://slideplayer.org/slide/902128/>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [29] Festkörperchemie bei hohen Drücken Band 10 Nr.6.
- [30] WeltN24 GmbH, „welt.de,“ [Online]. Available: <https://www.welt.de/wissenschaft/article124020214/Wenn-Atome-in-den-Stillstand-gefroren-werden.html>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [31] R. Engels und u. , Springer Proceedings in Physics 187 – Nuclear Fusion with Polarized Fuel, Springer.
- [32] D. R. Engels, Interviewee, [Interview]. 2017.
- [33] R. Michalak, „spektrum.de,“ [Online]. Available: <http://www.spektrum.de/lexikon/physik/tieftemperaturphysik/14559>. [Zugriff am 30 08 2017].
- [34] J. Kim, K. Schaubel und A. Colleraine, „Helium pumping by argon frosting on a 4.5 K surface,“ Journal of Vacuum Science & Technology, 1989.
- [35] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Argon>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [36] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Helium>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [37] „google.de,“ [Online]. Available: [https://www.google.de/search?q=Wasserstoffmolek%C3%BCl+gr%C3%B6%C3%9Fe&ie=utf-8&oe=utf-8&client=firefox-b&gfe\\_rd=cr&ei=ijykWciqKqKk8weqwoOYBA](https://www.google.de/search?q=Wasserstoffmolek%C3%BCl+gr%C3%B6%C3%9Fe&ie=utf-8&oe=utf-8&client=firefox-b&gfe_rd=cr&ei=ijykWciqKqKk8weqwoOYBA). [Zugriff am 31 08 2017].
- [38] J. D. Dunitz und R. M. Ibberson, „Deuterium Isotope Effekte: Is Deuterium Always Smaller than Protium?,“ Wiley-VCH Verlag GmbH&Co.KGAA.
- [39] Kardaun und O. J. , Classical Methods of Statistics with Applications in Fusion-Oriented Plasma Physics, Springer.
- [40] „ipp.mpg.de,“ [Online]. Available: <http://www.ipp.mpg.de/ippcms/de/pr/forschung/asdex/index>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [41] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Tokamak>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [42] *Hinweis auf Abänderung durch Rene Ruess, IPP, 2017.*

- [43] „pinterest.com,“ [Online]. Available: <https://de.pinterest.com/orlesovieneilg/okamak/>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [44] „emaze.com,“ [Online]. Available: <https://www.emaze.com/@AFFCQCCT/Energie-aus-dem-Atomkern>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [45] „periodensystem-online.de,“ [Online]. Available: <http://www.periodensystem-online.de/index.php?id=isotope&el=2&mz=5&show=nuklid>. [Zugriff am 05 09 2017].
- [46] „fz-juelich.de,“ [Online]. Available: [http://www.fz-juelich.de/iek/iek-4/DE/Forschung/01\\_Plasma-Wand-Wechselwirkung/artikel\\_2014.html?nn=921162](http://www.fz-juelich.de/iek/iek-4/DE/Forschung/01_Plasma-Wand-Wechselwirkung/artikel_2014.html?nn=921162). [Zugriff am 31 08 2017].
- [47] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Neutron>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [48] „die-absolute-theorie.de,“ [Online]. Available: [http://www.die-absolute-theorie.de/wiki/Umwandlung\\_von\\_Masse\\_in\\_Energie](http://www.die-absolute-theorie.de/wiki/Umwandlung_von_Masse_in_Energie). [Zugriff am 31 08 2017].
- [49] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Lichtgeschwindigkeit>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [50] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Kryostat>. [Zugriff am 05 09 2017].
- [51] P. Lang, J. Jehl, M. Pechtl und S. Sotier, „Comparison of different pellet injection systems for ELM pacing“.
- [52] *Internes IPP-Dokument*, IPP.
- [53] P. Lang, Interviewee, [Interview].
- [54] „frustfrei-lernen.de,“ [Online]. Available: <http://www.frustfrei-lernen.de/thermodynamik/allgemeine-gasgleichung.html>. [Zugriff am 31 08 2017].
- [55] A. Ganczarczyk, „Kernspaltung,“ Hauptseminar der Experimentalphysik Physikalische Grundlagen der Energieumwandlung .
- [56] W. M. Irvine, „Light Scattering by Spherical Particles: Radiation Pressure, Asymmetry Factor, and Extinction Cross Section,“ *Journal of the Optical Society of America*.
- [57] G. Tardini, C. Höhbauer, R. Fischer und R. Neu, „Simulation of the neutron rate in ASDEX Upgrade H-mode discharges“.
- [58] P. T. Lang, B. Pégourié, B. Ploeckl, T. T. Nakano (R.O.) und S. Sa, „Elaborating the JT-60SA pellet injection system’s conceptual design“.
- [59] A.Lorenz, S.Combs, M.Reich, P.T.Lang, M.Watson, D.Wilson und C.Wittmann, „Mass transfer in long pellet guiding systems at ASDEX Upgrade and JET“.
- [60] B. Ploeckl, C. Day, P. Lamalle, V. Rohde und E. Viezzer, „The enhanced pellet centrifuge launcher at ASDEX Upgrade: Advanced operation and application as technology test facility for ITER and DEMO“.
- [61] A. Lorenz, P. T. Lang und R. S. Lang, „Impact strength of cryogenic deuterium pellets for injection into tokamak plasmas“.
- [62] „ipp.mpg.de,“ [Online]. Available: [http://www.ipp.mpg.de/3668987/pressure\\_gauges](http://www.ipp.mpg.de/3668987/pressure_gauges). [Zugriff am 01 09 2017].

- [63] H. Günther Haas, „In vessel pressure measurements in nuclear fusion experiments with asdex upgrade“.
- [64] „vacom.de,“ [Online]. Available: <https://www.vacom.de/produkte/totaldruckmesstechnik/ionisationsvakuummeter/heisskathoden-ionisationsvakuummeter>. [Zugriff am 01 09 2017].
- [65] A. Scarabosio, „aug.ipp.mpg.de,“ [Online]. Available: [https://www.aug.ipp.mpg.de/aug/local/aug\\_only/manometers/](https://www.aug.ipp.mpg.de/aug/local/aug_only/manometers/). [Zugriff am 01 09 2017].
- [66] M. Dibon, „Dissertation: Fast valves for massive gas injection in tokamaks“.
- [67] A. Mlynek, Interviewee, [Interview].
- [68] „euro-fusion.org,“ [Online]. Available: <https://www.euro-fusion.org/glossary/scrape-off-layer/>. [Zugriff am 01 09 2017].
- [69] IPP, *Programm Diaggeom*.
- [70] „spektrum.de,“ [Online]. Available: <http://www.spektrum.de/lexikon/physik/grad-shafranov-schlueter-gleichung/6055>. [Zugriff am 01 09 2017].
- [71] A. Mlynek, G. Schramm, H. Eixenberger, G. Sips und K. McCormic, „Design of a digital multiradian phase detector and its application in fusion plasma interferometry“.
- [72] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Spektroskopie>. [Zugriff am 01 09 2017].
- [73] „aug.ipp.mpg.de,“ [Online]. Available: [http://www.aug.ipp.mpg.de/E2/Mitarbeiter/Zohm/PhD\\_Network\\_2008/talk\\_amlynek.pdf](http://www.aug.ipp.mpg.de/E2/Mitarbeiter/Zohm/PhD_Network_2008/talk_amlynek.pdf). [Zugriff am 01 09 2017].
- [74] R. Dux, Interviewee, [Interview].
- [75] „ipp.mpg.de,“ [Online]. Available: <http://www.ipp.mpg.de/30465/spec>. [Zugriff am 01 09 2017].
- [76] „klassenarbeiten.de,“ [Online]. Available: <https://www.klassenarbeiten.de/oberstufe/leistungskurs/chemie/analytik/spektroskopie.htm>. [Zugriff am 01 09 2017].
- [77] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Balmer-Serie>. [Zugriff am 01 09 2017].
- [78] „docplayer.org,“ [Online]. Available: <http://docplayer.org/40285091-H-2-der-klang-der-wasserstoffmolekuele.html>. [Zugriff am 01 09 2017].
- [79] *Atomphysik: Balmer-Serie von Wasserstoff und Deuterium*, Universität Ulm.
- [80] P. Lang, „Impact of lithium pellets on plasma performance in the ASDEX Upgrade all-metal-wall tokamak,“ 2017 Nuclear Fusion.
- [81] R. Dux, Autor, *HD-ratios from Divertor Spektroskopie*. [Performance].
- [82] „chemie.de,“ [Online]. Available: <http://www.chemie.de/lexikon/Bremsstrahlung.html>. [Zugriff am 01 09 2017].
- [83] „upload.wikimedia.org,“ [Online]. Available: <https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/1/1e/Bremsstrahlung.svg/1200px-Bremsstrahlung.svg.png>. [Zugriff am 01 09 2017].
- [84] „qph.ec.quoracdn.net,“ [Online]. Available: <https://qph.ec.quoracdn.net/main-qimg-d4d1fd72527292344e4ead0a8d5df680>. [Zugriff am 24 08 2017].
- [85] B. Plöckl, Interviewee, [Interview].

- [86] A. W. Wutz, Theorie und Praxis der Vakuumtechnik, Vieweg-Verlag.
- [87] „chemgapedia.de,“ [Online]. Available: [http://www.chemgapedia.de/vsengine/vlu/vsc/de/ch/3/anc/masse/ms\\_vakuumsystem.vlu/Page/vsc/de/ch/3/anc/masse/2\\_massenspektrometer/2\\_2\\_vakuumsystem/2\\_2\\_4\\_vakuummessg/2\\_2\\_4\\_3\\_kaltkathode/kaltkath\\_ms5ht0202.vscml.html](http://www.chemgapedia.de/vsengine/vlu/vsc/de/ch/3/anc/masse/ms_vakuumsystem.vlu/Page/vsc/de/ch/3/anc/masse/2_massenspektrometer/2_2_vakuumsystem/2_2_4_vakuummessg/2_2_4_3_kaltkathode/kaltkath_ms5ht0202.vscml.html). [Zugriff am 01 09 2017].
- [88] „spektrum.de,“ [Online]. Available: <http://www.spektrum.de/lexikon/physik/quadrupolmassenspektrometer/11827>. [Zugriff am 01 09 2017].
- [89] „Datenblatt MKS HPQ 3“.
- [90] T. Dürbeck, Interviewee, [Interview].
- [91] E.Salançon, T.Dürbeck, T.Schwarz-Selinger, F.Genoese und W.Jacob, „Redeposition of amorphous hydrogenated carbon films during thermal decomposition“.
- [92] *Messungen von Rene Ruess*, IPP, 2017.
- [93] A. Drenik, Interviewee, [Interview].
- [94] P. Schneider, Interviewee, [Interview].
- [95] V. Schröder, Explosionsgrenzen von Wasserstoff und Wasserstoff/Methan-Gemischen.
- [96] „chemie.de,“ [Online]. Available: [http://www.chemie.de/lexikon/Mittlere\\_freie\\_Wegl%C3%A4nge.html](http://www.chemie.de/lexikon/Mittlere_freie_Wegl%C3%A4nge.html). [Zugriff am 04 09 2017].
- [97] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Teilchendichte>. [Zugriff am 04 09 2017].
- [98] M. Prechtl, Interviewee, [Interview]. 2017.
- [99] „people.physik.hu-berlin.de,“ [Online]. Available: <http://people.physik.hu-berlin.de/~mitdank/dist/scriptenm/bernoulli.htm>. [Zugriff am 09 04 2017].
- [100] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Reynolds-Zahl>. [Zugriff am 04 09 2017].
- [101] „cactus2000.de,“ [Online]. Available: <http://www.cactus2000.de/de/unit/massvis.shtml>. [Zugriff am 04 09 2017].
- [102] „unternehmensberatung-babel.de,“ [Online]. Available:<http://www.unternehmensberatung-babel.de/industriegaslexikon/viskositat/dynamische-viskositat-wasserstoff.html>. [Zugriff am 04 09 2017].
- [103] „simulations-plattform.de,“ [Online]. Available: <http://www.simulations-plattform.de/dimensionslose-kennzahlen/reynoldszahl>. [Zugriff am 04 09 2017].
- [104] „Versuch 10: Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit,“ in *Theoretische Grundlagen - Physikalisches Praktikum*, Uni Leipzig .
- [105] „schweizer-fn.de,“ [Online]. Available: [http://www.schweizer-fn.de/waerme/waermeuebergang/waerme\\_uebergang.php](http://www.schweizer-fn.de/waerme/waermeuebergang/waerme_uebergang.php). [Zugriff am 04 09 2017].
- [106] „messer.ch,“ [Online]. Available: [http://www.messer.ch/produkte\\_loesungen/gasedaten/physdatenbl/Wasserstoff\\_phys\\_d.pdf](http://www.messer.ch/produkte_loesungen/gasedaten/physdatenbl/Wasserstoff_phys_d.pdf). [Zugriff am 04 09 2017].
- [107] „messer.ch,“ [Online]. Available: [http://www.messer.ch/produkte\\_loesungen/gasedaten/physdatenbl/Deuterium\\_phys\\_d.pdf](http://www.messer.ch/produkte_loesungen/gasedaten/physdatenbl/Deuterium_phys_d.pdf). [Zugriff am 04 09 2017].
- [108] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Nu%C3%9Felt-Zahl>. [Zugriff am 22 09 2017].

- [109] P. von Böckh und T. Wetzel, Wärmeübertragung, Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2014.
- [110] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Prandtl-Zahl>. [Zugriff am 22 09 2017].
- [111] „feuerbachers-matheseite.de,“ [Online]. Available: <http://www.feuerbachers-matheseite.de/Phasendiagramme.pdf>. [Zugriff am 04 09 2017].
- [112] P.T.Lang und B. Plöckl, *Frühere Messungen*, ASDEX Upgrade.
- [113] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Schmelzenthalpie>. [Zugriff am 05 09 2017].
- [114] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Freiheitsgrad>. [Zugriff am 05 09 2017].
- [115] „chemie.de,“ [Online]. Available: [http://www.chemie.de/lexikon/Spezifische\\_W%C3%A4rmeleitfähigkeit.html#W.C3.A4rmeleitfähigkeit\\_von\\_Gasen](http://www.chemie.de/lexikon/Spezifische_W%C3%A4rmeleitfähigkeit.html#W.C3.A4rmeleitfähigkeit_von_Gasen). [Zugriff am 05 09 2017].
- [116] „physik.uni-jena.de,“ [Online]. Available: [http://www.physik.uni-jena.de/pafmedia/Studium/Grundpraktikum/V\\_201.pdf](http://www.physik.uni-jena.de/pafmedia/Studium/Grundpraktikum/V_201.pdf). [Zugriff am 05 09 2017].
- [117] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Maxwell-Boltzmann-Verteilung>. [Zugriff am 05 09 2017].
- [118] A. Emelius, *Ergebnisse und Probleme der modernen anorganischen Chemie*.
- [119] K. M. Latscha, *Allgemeine Chemie Basiswissen*.
- [120] „wikipedia.org,“ [Online]. Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/W%C3%A4rmeleitfähigkeit>. [Zugriff am 05 09 2017].
- [121] W. Konrad, *Unterrichtsinhalt aus der Computer Based Measurement Theory*, HS Coburg, 2016.
- [122] D.Gerlich und S. S.Schlemmer, Deuterium fractionation in gas-phase reaction measured in the laboratory, *Planetary Space Science* 50.
- [123] W. J.Moore und D. Hummel, *Physikalische Chemie*.
- [124] S.J.Meitner, L.R.Baylor, J.J.Carbajo, S.K.Combs, D.T.Fehling, C.R.Foust, M.T.McFee, J.M.McGill, D.A.Rasmussen, R.G.Sitterson, D.W.Sparks und A.L.Qualls, „Development of a Twin-Screw D2 Extruder for the ITER Pellet Injection System“.
- [125] „fz-juelich.de,“ [Online]. Available: [http://www.fz-juelich.de/ikp/ikp-2/DE/Forschung/PolFusion/\\_node.html](http://www.fz-juelich.de/ikp/ikp-2/DE/Forschung/PolFusion/_node.html). [Zugriff am 06 09 2017].
- [126] R. Engels, „ASDEX Upgrade Seminar Polarisierter Kernfusion,“ IPP, 2017.
- [127] „at-web.physik.uni-wuppertal.de,“ [Online]. Available: <http://at-web.physik.uni-wuppertal.de/~kampert/BI/kap35/Kap35.pdf>. [Zugriff am 08 09 2017].
- [128] „hydrogen.physik.uni-wuppertal.de,“ [Online]. Available: <http://hydrogen.physik.uni-wuppertal.de/hyperphysics/hyperphysics/hbase/kinetic/kintem.html>. [Zugriff am 04 09 2017].
- [129] „leifiphysik.de,“ [Online]. Available: <https://www.leifiphysik.de/mechanik/erhaltungssatze-und-stosse>. [Zugriff am 08 09 2017].

- [130] „leifiphysik.de,“ [Online]. Available: <https://www.leifiphysik.de/mechanik/erhaltungssatze-und-stosse/versuche>. [Zugriff am 08 09 2017].
- [131] P.T.Lang, P.Cierpka, O.Gehre, M.Reich und C.Wittmann, „A system of cryogenic hydrogen pellet high speed inboard launch into a fusion device via guiding tube transfer“.
- [132] „sigmaaldrich.com,“ [Online]. Available: <http://www.sigmaaldrich.com/catalog/product/aldrich/488690?lang=de&region=DE>. [Zugriff am 05 09 2017].
- [133] V. Bobkov, Interviewee, *Dr.*. [Interview]. 2017.
- [134] *Originalquelle unbekannt.*
- [135] A. Drenik, the ASDEX Upgrade team, the EUROfusion team und the MST team, *Evaluation of the plasma hydrogen isotope content by residual gas analysis at JET and AUG*, EUROfusion, 2017.
- [136] T. Härtl, Interviewee, [Interview]. 2017.

## Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Berechnete prozentuale Gasgleichgewichte von 50:50 Mischungen [15].....	7
Abbildung 2: Schematische Darstellung von Ortho- und Parawasserstoff [27] [28].....	8
Abbildung 3: Ausfrieren von Teilchen mit Fremdeinschluss [27] [35] [36] [37] [38] .....	10
Abbildung 4: Tokamak-Magnetfeldspulen und deren Auswirkungen [42] [43] .....	12
Abbildung 5: Energiefreisetzung von Kernfusion und Kernspaltung [42] [44] .....	13
Abbildung 6: Tritium-Deuterium Fusion [46].....	13
Abbildung 7: Extrusions- und Vorratskryostat [51] .....	15
Abbildung 8: Neutronenabsorptionsquerschnitte von Protium und Deuterium [42] [55] .....	17
Abbildung 9: Stark vereinfachte Neutronenabstrahlung.....	17
Abbildung 10: Zentrifuge in Verbindung mit den Kryostaten [51] .....	18
Abbildung 11: Funktionsweise des Stoppzylinders.....	19
Abbildung 12: CAD-Zeichnung des Pelletinjektors [60] .....	20
Abbildung 13: Optimierter Trichter [61] .....	21
Abbildung 14 links: Foto ASDEX Pressure Gauge [42] [62] .....	22
Abbildung 15 rechts: E-Feld eines Ionisationsmanometers [27] [64] .....	22
Abbildung 16 links: Manometer in poloidaler Ebene 2 [42] [65] .....	23
Abbildung 17 rechts: Manometer 16 in toroidaler Ebene [42] [66] .....	23
Abbildung 18: Separatrix und Isolinien der magnetischen Flussdichte [69] .....	24
Abbildung 19: Sichtlinien des Interferometers stand 2008 [73] .....	25
Abbildung 20: Messprinzip des Interferometers [71].....	26
Abbildung 21: Phasenversatz aufgrund von Plasma.....	26
Abbildung 22: Liniengemittelte Dichtemessungen [71] .....	27
Abbildung 23: Energieniveaus des Protiumatoms [77] .....	28
Abbildung 24: Lithium-Pellet Ablation im Fusionsplasma [80].....	29
Abbildung 25: Modifiziertes Czerny-Turner-Prinzip [27] [74] .....	29
Abbildung 26: Vorausgreifende spektroskopische Messung zu Abschnitt 9 [42] [81] .....	30
Abbildung 27: Sichtlinien der EVL und FVL Diagnostiken im Divertor [42] [81] .....	30
Abbildung 28: Lichtemission aufgrund von Elektronenabbremung [42] [83] [84] .....	31
Abbildung 29: Transmissionskurve des Spektralfilters [27] [67] .....	32
Abbildung 30 links: Foto des optischen Aufbaus [42] [67] .....	32
Abbildung 31 rechts: Sichtlinien der Bremsstrahlungsdiagnostik [69].....	32
Abbildung 32: Approximierte temperaturabhängige Widerstandsfunktion [27] [52] .....	33
Abbildung 33: Penning-Messzelle [87] .....	34
Abbildung 34: Funktionsprinzip eines Quadrupol-Massenspektrometers [42] [88] .....	35
Abbildung 35: Foto vom Thermal Effusion Spectroscopy Setup (=TESS) .....	36
Abbildung 36: Aufbau vom Thermal Effusion Spectroscopy Setup (=TESS) [91].....	36
Abbildung 37: Konzentration der Verunreinigungen in der Testkammer [42] [90] [92].....	37
Abbildung 38: Gasleitsystem zum Extrusionskryostat [27] [52] [85] .....	38
Abbildung 39: Temperatur-Druck-Verlauf der D <sub>2</sub> -Pelletproduktion [15] [27] [111] [112].....	42
Abbildung 40: Temperatur-Druck-Verläufe im Vergleich [15] [27] [92] [111] [112].....	43
Abbildung 41: 3 Fälle unterschiedlicher Abkühlzeiten .....	45
Abbildung 42: Simulation und Messung des Abrierverlaufs von Eisstange 1.....	46
Abbildung 43: Simulation und Messung des Abrierverlaufs von Eisstange 2.....	46

Abbildung 44: H/(H+D)-Verhältnis in Abhängigkeit Kühlleistung.....	47
Abbildung 45: Temperaturabhängige Reaktionsraten [122].....	48
Abbildung 46: Simulierte Gaszusammensetzung bei 300K [15] [27].....	49
Abbildung 47: Simulierte Gaszusammensetzung bei 10K [15] [27].....	49
Abbildung 48: Twin-Screw D2 Extruder [42] [124].....	50
Abbildung 49: Vereinfachte Darstellung des Twin-Screw Extruders.....	52
Abbildung 50: Vereinfachte Darstellung des Gasverbrauchs.....	52
Abbildung 51: Einfache Darstellung des Abstrahlwinkels [126].....	53
Abbildung 52: Abstrahlwinkel der Fusionen [126].....	54
Abbildung 53: Polarisation in Vorratzzellen bei 100 K [126].....	54
Abbildung 54: Druck- und Temperaturmessung im Vorratskryostat.....	56
Abbildung 55: Abdampfraten nicht gepumpter Teilchen.....	57
Abbildung 56: Druckabfall beim Temperaturübergang.....	58
Abbildung 57: Simulation der D <sub>2</sub> -Temperatur.....	61
Abbildung 58: Berechnete Pumpleistungen.....	62
Abbildung 59: D-Abdampfraten inkl. gepumpter Teilchen.....	63
Abbildung 60: H <sub>2</sub> /D <sub>2</sub> -Abdampfraten inkl. gepumpter Teilchen.....	64
Abbildung 61: Integration der Druckverläufe [27] [112].....	65
Abbildung 62: Stoppzylinderscan D-MS-Messung [27] [112].....	66
Abbildung 63: Stoppzylinderscan D-centrifuge-Messung [27] [112].....	66
Abbildung 64: Stoppzylinderscan Zentrifugendruck über Loopingdruck [27] [112].....	68
Abbildung 65: Auswertung der Effizienz Schussbsp.: 29178 [27] [112].....	69
Abbildung 66: Effizienz als zeitl. Entwicklung [27] [112].....	70
Abbildung 67: Wahrscheinlichkeiten der Effizienzen [27] [112].....	72
Abbildung 68: Automatische Auswertung der Pelletmasse [27] [112].....	74
Abbildung 69: Abs. Restmasse als zeitliche Entwicklung [27] [112].....	75
Abbildung 70: Rel. Restmasse als zeitliche Entwicklung [27] [112].....	76
Abbildung 71: Wahrscheinlichkeiten der Restmassen [27] [112].....	78
Abbildung 72: Massenverlust in Abhängigkeit der Geschwindigkeit 2003 [42] [131].....	79
Abbildung 73: Massenverlust in Abhängigkeit der Temperatur 2014 [42] [60].....	79
Abbildung 74: Messung vom Air Liquide H <sub>2</sub> /D <sub>2</sub> -Gas [42] [90].....	82
Abbildung 75: Messung vom ALDRICH HD-Reingas [42] [90].....	83
Abbildung 76: Partialdrücke der Wasserstoffmoleküle.....	84
Abbildung 77: Stöchiometrie der Gase im Injektionssystem.....	85
Abbildung 78: Absolutdrücke im Torus.....	86
Abbildung 79: Partialdruckmessung mit MV und Umrechnung.....	87
Abbildung 80: Approximierte Partikeldruckmessungen.....	89
Abbildung 81: Durchschnittliche Verhältnisse der Zusammensetzung.....	90
Abbildung 82: Szenario Anhand von Schuss: 34690.....	92
Abbildung 83: H <sub>2</sub> /D <sub>2</sub> -Pellets und D-Gas (Schuss: 34689).....	94
Abbildung 84: H <sub>2</sub> /D <sub>2</sub> -Pellets und H-Gas (Schuss: 34690).....	95
Abbildung 85: H <sub>2</sub> /D <sub>2</sub> -Pellets und H <sub>2</sub> /D <sub>2</sub> -Gas (Schuss: 34691).....	96
Abbildung 86: Ladungsaustausch-Reaktionskonstanten [94] [134].....	97



Abbildung 87: ASDEX Upgrade H/(H+D)-Verhältnisse .....	98
Abbildung 88: JET H/(H+D)-Verhältnisse [42] [135] .....	98
Abbildung 89: Aus Teilchenfluss errechnete temperaturabhängige Drücke .....	99
Abbildung 90: Datenblatt Dampfdruckkurven [42] [52] [136] .....	100
Abbildung 91: Auswirkung von Gas und Pellets auf die Plasmazusammensetzung.....	101
Abbildung 92: Plasma Dichte und Energie.....	102
Abbildung 93: Plasma Zusammensetzung und Energie.....	102

## Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Wasserisotope und deren Eigenschaften [11] [12] [13] .....	5
Tabelle 2: Temperaturabhängige Ortho- und Parawasserstoffanteile [16] [24] .....	8
Tabelle 3: Emittierte Wellenlängen der Balmer-Serie [27] [78] [79] .....	29
Tabelle 4: Eigenschaften der Gase [15] [118] [119].....	45
Tabelle 5: Depolarisierungsraten in Fusionsanlagen [126].....	55
Tabelle 6: Auflistung der Plasmaexperimente .....	91



## Formelverzeichnis

Formel 1: Reaktionsgleichung atomares Protium [11] .....	5
Formel 2: Ionen-Molekül-Reaktionsgleichungen von H und D [15] .....	5
Formel 3: Seltene Ionen-Molekül Reaktionsgleichungen von H und D [15] [18] [19].....	6
Formel 4: Langmiur-Hinshelwood-Mechanismus [22] .....	6
Formel 5: Reaktionsgleichung zur HD Molekülbildung [23] .....	6
Formel 6: Gleichungssystem basierend auf Erwartungswert und Varianz [39] .....	11
Formel 7: Integral zur Bestimmung der Beta-Verteilung [39] .....	11
Formel 8: Funktion der Beta-Verteilung [39].....	11
Formel 9: Berechnung des Massenverlustes bei der DT-Fusion [36] [13] [12] [47].....	14
Formel 10: Spezielle Relativitätstheorie [48] [49] .....	14
Formel 11: Allgemeine Gasgleichung [54] .....	16
Formel 12: Volumen der Pellets [52] .....	16
Formel 13: Deuteriumgasmenge pro Pellet [52] .....	16
Formel 14: Anzahl an D-Atomen pro Pellet .....	16
Formel 15: Dichte von kryogenen Protium und Deuterium [15].....	16
Formel 16: Anzahl an H-Atomen pro Pellet .....	16
Formel 17: Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Neutronen [56] .....	17
Formel 18: Berechnung der Neutronendichte .....	17
Formel 19: Berechnung der radioaktiven Wechselwirkungswahrscheinlichkeit .....	17
Formel 20: Repititionsrate und Pelletgeschwindigkeit [4] .....	18
Formel 21: Lagrange-Funktion zur Beschreibung der Pelletbahn [58].....	19
Formel 22: Lagrange-Gleichung 2. Art zur Beschreibung der Pelletbahn [58] .....	19
Formel 23: Funktion der Trichter-Kontur [61] .....	21
Formel 24: Grad-Shafranov-Schlüter-Gleichung [70] .....	24
Formel 25: Brechungsindex von Plasma [67] .....	25
Formel 26: Phasenversatz des Laserlichts [71] .....	26
Formel 27: Verhältnis von Energie zu Lichtfrequenz [76] .....	28
Formel 28: Abschnittsweise definierte Polynomfunktion 3.Grades.....	33
Formel 29: Mittlere freie Weglänge [11] [54] [96] [97].....	38
Formel 30: Gasgeschwindigkeiten nach der Bernoulli-Gleichung [99] .....	39
Formel 31: Reynolds-Gleichung [100] [101] [102].....	39
Formel 32: Grundgleichung der Kalorik [104] .....	40
Formel 33: Wärmeübergangskoeffizient [105].....	40
Formel 34: Nusselt-Zahl für turbulente Rohrströmungen [109] .....	40
Formel 35: Prandtl-Zahl [109] .....	40
Formel 36: Ergebnisse der Kalorik-Gleichung.....	40
Formel 37: Wärmekapazität [114] [115] .....	44
Formel 38: Wärmeleitfähigkeit [116] [117] .....	44
Formel 39: Explizite DGL zur Bestimmung der Kryostat-Temperatur [120] [121] .....	45
Formel 40: Ionen-Molekül-Reaktionsgleichungen [122] .....	48
Formel 41: DGL zur Berechnung der Molekülanteile [123] .....	49
Formel 42: D-T-Fusionsgleichung mit Kernspins [31] .....	53
Formel 43: D-D-Fusionsgleichungen [125] .....	55
Formel 44: Allgemeine Gasgleichung II [54] .....	59



---

Formel 45: Berechnung von Konstante C .....	59
Formel 46: Vereinfachter Zusammenhang .....	59
Formel 47: Berechnung der Abdampfraten bzw. absoluten Menge .....	59
Formel 48: Mittlere Anzahl der Wandstöße [128] .....	59
Formel 49: Energie- und Impulserhaltung [129] .....	60
Formel 50: Voll elastischer Stoß mit festem Stoßpartner [130] .....	60
Formel 51: Linear ermittelter Korrekturfaktor .....	82
Formel 52: Druck als Funktion des Teilchenflusses [66] .....	99