

Aufbau einer Ionenquelle und Simulation der Transporteigenschaften der DPS und CPS am KATRIN Experiment

Masterarbeit von

Rudolf Sack

an der Fakultät für Physik
Institut für Experimentelle Kernphysik (IEKP)

Erstgutachter: Prof. G. Drexlin
Zweitgutachter: Prof. U. Husemann
Betreuender Mitarbeiter: Dr. F. Glück

31. Oktober 2014 – 28. Oktober 2015

Karlsruher Institut für Technologie
Fakultät für Physik
76128 Karlsruhe

Ich versichere wahrheitsgemäß, die Arbeit selbstständig angefertigt, alle benutzten Hilfsmittel vollständig und genau angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, was aus Arbeiten anderer unverändert oder mit Änderungen entnommen wurde.

Karlsruhe, 29.10.2015

.....

(Rudolf Sack)

Einleitung und Zielsetzung

Neutrinos spielen eine wichtige Rolle in der Teilchenphysik und in der Kosmologie. Ergebnisse aus Experimenten und Beobachtungen in der Kosmologie weisen darauf hin, dass Neutrinos eine Ruhemasse haben, und diese vermutlich im sub eV/c^2 Bereich liegt. Bisher ist es allerdings noch keinem Experiment gelungen die Masse der Neutrinos zu bestimmen, sondern es konnten lediglich Obergrenzen im eV Bereich angegeben werden. Das KATRIN Experiment hat das Ziel die Neutrinomasse modellunabhängig mit einer bisher unerreichten Sensitivität von $200 \text{ meV}/c^2$ (90 % C.L.) zu messen.

Das KATRIN Experiment besteht im Wesentlichen aus drei Teilen: 1) Die Quellsektion, in der gasförmiges Tritium eingeleitet wird, durch dessen β -Zerfall die Elektron-Antineutrinos und die β -Elektronen entstehen. 2) Die Transportstrecke, deren Aufgabe es ist die Elektronen mit Hilfe supraleitender Solenoide adiabatisch zu transportieren, die in der Quelle entstehenden Ionen zu blockieren, diese Ionen zu eliminieren und den Tritiumfluss um 12 Größenordnungen zu reduzieren. 3) Die Spektrometer- und Detektorsektion, in welcher der Endpunkt des Energiespektrums der β -Elektronen mit hoher Präzision untersucht wird, um daraus auf die Ruhemasse des Elektron-Antineutrinos schließen zu können.

Der Fokus dieser Arbeit liegt auf der Transportstrecke und insbesondere auf deren Transporteigenschaften. Die Transportstrecke besteht aus der DPS (Differenzielle Pumpstrecke) und der CPS (Kryogene Pumpstrecke). In der DPS werden die Elektronen mit der Hilfe von fünf supraleitenden Magneten adiabatisch geführt. Zwischen den Magneten befinden sich Pumpports, in denen durch insgesamt vier Turbomolekularpumpen der Tritiumfluss um etwa fünf Größenordnungen reduziert wird. Dies ist essentiell für das KATRIN Experiment, da Tritium, welches in die Spektrometer gelangt, einen Untergrund erzeugt, der die Sensitivität von Katrin gefährden würde. Des Weiteren werden in der DPS die Ionen blockiert, die in der Quelle entstehen. Da Ionen geladene Teilchen sind, folgen sie den magnetischen Feldlinien und können nicht durch die Turbomolekularpumpen abgepumpt werden. Um die Ionen zu blockieren befindet sich im fünften Magneten der DPS eine Ringelektrode, welche auf ein positives Potential gelegt wird und dadurch positive Ionen blockiert. In den drei Magneten flussaufwärts der Ringelektrode befinden sich jeweils Paare von Dipolschalen, von denen jeweils eine auf ein negatives Potenzial gelegt wird. Dadurch werden negative Ionen blockiert und positive Ionen bewegen sich mittels $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift aus dem Flussschlauch heraus. Um zu überprüfen, dass die Ionen tatsächlich blockiert werden, befindet sich flussabwärts der Blockierungselektrode ein FT-ICR, der in der Lage ist bereits kleine Mengen von Ionen zu detektieren. Dieser FT-ICR kann im Testbetrieb auch dazu genutzt werden die relativen Häufigkeiten der verschiedenen Ionensorten zu messen. Das Ziel der CPS ist im Wesentlichen die Reduktion des Tritiumflusses um weitere sieben Größenordnungen. Zu diesem Zweck wird auf einen Teil der Beamtube eine Schicht aus Argonfrost aufgebracht und bis auf 3 K herunter gekühlt. Der adiabatische Transport der Elektronen wird in der CPS von sieben supraleitenden Solenoiden sicher gestellt. In der CPS befindet sich zudem der FBM (Forward Beam Monitor), eine ^{83m}Kr Quelle und ein Farady Cup, welche in den Flussschlauch gefahren werden können.

Das Ziel dieser Arbeit ist es die elektromagnetischen Eigenschaften der Transportstrecke

genauer zu untersuchen und ihr Design zu optimieren. In Kapitel eins wird zunächst auf die Neutrinophysik eingegangen und das KATRIN Experiment motiviert. Im zweiten Kapitel wird das KATRIN Experiment genauer erklärt. In Kapitel drei wird die Ionenquelle Eliott II (ELECTRON IMPACT ION SOURCE TO TEST THE DPS) vorgestellt. Diese wurde im Rahmen dieser Arbeit grundlegend Modifiziert, neu gebaut und charakterisiert. Sie kann dazu verwendet werden den FT-ICR zu kalibrieren und die Ionenblockierung zu testen. Zudem ist sie in der Lage den Faraday Cup in der CPS zu testen. Die Kalibrierung des FT-ICR ist wichtig, da damit die Ionenrate der verschiedenen Ionensorten gemessen werden kann, und diese das Spektrum des KATRIN Experiments beeinflussen. Der Test der Ionenblockierung ist essentiell für das KATRIN-Experiment. Es dürfen auf keinen Fall Tritiumionen in die Spektrometer gelangen, da sie diese mit Tritium kontaminieren und so einen dauerhaften Untergrund erzeugen würden. Das KATRIN Experiment kann daher nur gestartet werden, wenn die Blockierung dieser Ionen sichergestellt ist.

In Kapitel vier dieser Arbeit werden die Eigenschaften des Flussschlauches im KATRIN Experiment erklärt, und aufgezeigt wodurch dieser beeinflusst wird. Es ist sehr wichtig möglichst viele Elektronen aus der Quelle zu den Spektrometern zu transportieren, da die benötigte Messzeit (geplant sind drei Jahre effektive Messzeit) reziprok proportional mit dem Elektronenfluss skaliert. Daher widmet sich das fünfte Kapitel dieser Arbeit dem Flussschlauch in der Transportstrecke. Es werden die in der DPS durchgeführten Änderungen am Design erklärt, sowie mögliche Engstellen für den Flussschlauch, unter Einbeziehung aktuellster Messdaten, analysiert. Zudem wird simuliert wie viel Fluss nach aktuellem Kenntnisstand der Geometrie am Detektor zu erwarten ist, und es wird gezeigt, dass dieser Fluss mit Hilfe supraleitender Dipolspulen in der WGTS zusätzlich optimiert werden kann. Zum Schluss werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick auf ausstehende Aufgaben in diesem Bereich gegeben.

Inhaltsverzeichnis

1. Neutrinophysik	1
1.1. Geschichte der Neutrinophysik	1
1.2. Neutrinooszillation	2
1.3. Sonnenneutrinos	3
1.4. Atmosphärische Neutrinos	5
1.5. Parameter der Neutrinophysik	5
1.5.1. Dirac- vs. Majoranateilchen	8
2. KATRIN	11
2.1. Das Messprinzip von KATRIN	11
2.2. Komponenten des KATRIN Experiments	11
2.2.1. Tritiumquelle (WGTS)	11
2.2.2. Rear section	16
2.2.3. Differenzielle Pumpstrecke (DPS)	17
2.2.4. Kryogene Pumpstrecke (CPS)	19
2.2.5. Vorspektrometer	20
2.2.6. Hauptspektrometer	21
2.2.7. Detektor	23
2.2.8. Monitor-Spektrometer	24
3. Ionenquelle zum Test der DPS - ELIOTT II	25
3.1. Motivation - Ionenbestimmung und Ionenblockierung in der DPS	25
3.2. ELIOTT-II, Ionenquelle zum Testen der DPS	26
3.2.1. Funktionsweise der Ionenquelle ELIOTT-II	26
3.2.2. Verwendete Komponenten und Materialien	26
3.2.3. Testaufbau	32
3.2.4. Druck- und Spannungsabhängigkeit der Ionenproduktion	34
3.2.5. Untergrund	34
3.3. FT-ICR	38
3.3.1. Rahmenbedingungen für FT-ICR bei KATRIN	39
3.3.2. Aufgaben bei KATRIN	39
3.3.3. Geplanter Testaufbau für FT-ICR	42
4. Flussschlauch in der Transportstrecke	45
4.1. Der Flussschlauch bei KATRIN	45
4.2. Simulation des Flussschlauches	45

4.3.	Verschiebung des Flussschlauches	45
4.3.1.	WGTS-Dipolspulen	46
4.3.2.	Gekippte Magnete	49
4.3.3.	Gemessene Kippung und Verschiebung der Magnete der DPS . .	49
4.3.4.	Position der Kryostate	49
4.3.5.	Kippung des Magneten auf Position 3 der DPS	51
4.3.6.	Position und Kippung der CPS-Spulen	51
4.4.	Behebung von Engstellen durch Änderungen des globalen Magnetfeldes	55
5.	Engstellen und Designänderungen	57
5.1.	Engstellen und Designänderungen in der DPS	57
5.1.1.	PP0	58
5.1.2.	Modul 1 - alte FT-ICR und Modul zur Gasflussreduktion	58
5.1.3.	Modul 2, 3 und 4	62
5.1.4.	Modul 5 - Blockierungselektrode und FT-ICR	67
5.1.5.	Übergang zur CPS - Pumpport 5 (PP5)	68
5.1.6.	Zusammenfassung - Engstellen in der DPS	71
5.1.7.	Änderungen der DPS-Geometrie in Kassiopeia	71
5.2.	Engstellen in der CPS	73
5.2.1.	BT1 - Hitzeschild	76
5.2.2.	BT 2-3-4 Schikane	76
5.2.3.	Übergang BT4 zu BT5	78
5.2.4.	Beamtube 5	79
5.2.5.	BT6 und PP2	81
5.2.6.	BT7	82
5.3.	Vorspektrometer	83
5.3.1.	Spektrometer	83
5.3.2.	Vorspektrometer-Beamtube mit Ringelektrode	86
5.4.	Hauptspektrometer	88
5.5.	Transmittierter Flussschlauch	90
6.	Zusammenfassung und Ausblick	95
	Literatur	99
A.	Anhang	105
A.1.	Ionenquelle	105
A.2.	Position der Magnete von WGTS, DPS und CPS	106
A.3.	DPS Geometrie	109
A.4.	CPS Geometrie	109

Abbildungsverzeichnis

1.1.	Beta Spektrum	1
1.2.	Solares Neutrinospektrum	3
1.3.	SNO	4
1.4.	Super-Kamiokande	6
1.5.	Super-Kamiokande-Daten	7
1.6.	Majorana vs. Dirac Teilchen	8
1.7.	Double Beta Decay	9
2.1.	Beta-Spektrum	12
2.2.	KATRIN	12
2.3.	Anlieferung der WGTS	13
2.4.	Schema der WGTS	14
2.5.	Gasprofil WGTS	15
2.6.	DPS	17
2.7.	DPS - Pumpschema	18
2.8.	CPS - CAD Zeichnung	19
2.9.	CPS - Beamtubes	20
2.10.	Hauptspektrometer	22
2.11.	Detektorsystem	23
2.12.	Detektor Wafer	24
2.13.	Monitor-Spektrometer	24
3.1.	DPS Schema	25
3.2.	Funktionsweise der Ionenquelle	27
3.3.	UV-Lampe und Transmission des Fensters der Lampe	28
3.4.	Spektrum der UV-Lampe	28
3.5.	PEEK Strukturformel	29
3.6.	MgF_2 Transmissionskurve	30
3.7.	Quarzkristall Transmissionskurve	31
3.8.	Radiale Elektrode	32
3.9.	Teststand (Draufsicht)	32
3.10.	Teststand (Querschnitt)	33
3.11.	Ionenstrom der Ionenquelle	35
3.12.	Untergrund Testmessung der Ionenquelle	36
3.13.	Untergrund Testmessung der Ionenquelle: Photoeffekt	37
3.14.	FT-ICR Demozeichnung	38
3.15.	Ionenbahn FT-ICR	39
3.16.	Ionen aus der WGTS	40

3.17. Ionen aus der WGTS: Radiale Abhängigkeit	41
3.18. Testaufbau für FT-ICR	43
4.1. Modell Dipolspule	47
4.2. Dipolspule in Kassiopeia	47
4.3. Flussschlauchverschiebung mit den Dipolspulen	48
4.4. Verschiebung des Flussschlauches durch gekippte Magnete	50
4.5. Magnetkipfung DPS	51
4.6. DPS Cryostat von unten	52
4.7. DPS Spulen ohne Kippung von Magnet 3	52
4.8. DPS Spulen mit Kippung von Magnet 3	52
4.9. Magnetkipfung CPS	53
4.10. Verschiebung des Flussschlauches	54
5.1. Flussschlauch DPS	58
5.2. Flussschlauch PP0	59
5.3. Flussschlauch Modul 1, alter FT-ICR	60
5.4. Flussschlauch Modul 1, Element zur Gasflussreduktion	61
5.5. Dipolschalen - Lämpchen - Konstruktionszeichnungen	62
5.6. Dipolschalen	63
5.7. Flussschlauch in x-Richtung verschoben	64
5.8. Flussschlauch in x-Richtung verschoben - Abstand	64
5.9. Flussschlauch in negative x-Richtung verschoben	65
5.10. Flussschlauch in negative x-Richtung verschoben - Abstand	65
5.11. Abstand in der DPS: Flussschlauch nach unten verschoben - Abstand bei 5 T	66
5.12. Abstand in der DPS: Flussschlauch nach unten verschoben - Abstand bei 5,5 T	66
5.13. Ringelektrode BT5	67
5.14. Ringelektrode in BT5: Potential auf z-Achse.	68
5.15. Flussschlauch in DPS-BT5	69
5.16. PP5 - Flussschlauch nach oben Verschoben	70
5.17. CPS - Schnitt in x-z-Ebene	73
5.18. CPS - Magnetfeld	74
5.19. CPS - Flussschlauch	75
5.20. CPS - Flussschlauch BT1	76
5.21. CPS - Flussschlauch in der Schikane	77
5.22. CPS - Flussschlauch BT4 und BT5	78
5.23. CPS - Flussschlauch BT5	79
5.24. CPS - Flussschlauch BT5 Zoom	80
5.25. CPS - Flussschlauch BT6 und PP2	81
5.26. CPS - Flussschlauch BT7	82
5.27. Vorspektrometer Flussschlauch	84
5.28. Vorspektrometer Flussschlauch Zoom Erdelektrode auf Quellseite	84
5.29. Vorspektrometer Flussschlauch Zoom Erdelektrode flussabwärts	85
5.30. Vorspektrometer-Beamtube Flussschlauch	86

5.31. Potential an der PS-Ringelektrode entlang der z-Achse	87
5.32. Potential an der PS-Ringelektrode entlang der x-Achse	87
5.33. Flussschlauch im Hauptspektrometer	88
5.34. Flussschlauch zwischen Vor- und Hauptspektrometer	89
5.35. Transmittierter Flussschlauch	90
5.36. Transmittierter Flussschlauch mit Dipolspule	92
5.37. Transmittierter Flussschlauch in der Detektorebene	93
A.1. Ionenquelle: Draufsicht (CAD)	105
A.2. Ionenquelle: Schnitt mit Maßen	105
A.3. Designposition der WGTS-Spulen	106
A.4. Designposition der DPS- und CPS-Spulen	107
A.5. Design der DPS-Spulen	108
A.6. Design der CPS-Spulen	108
A.1. Position der DPS Cryostate Juli 2015	110
A.2. Ringelektrode in Modul 5 der DPS	111
A.3. Position der CPS Spulen und Beamtubes	112
A.4. Position der CPS Endbeamtubes und der Endflansche	113

Tabellenverzeichnis

1.1.	Differenzen der Massenquadrate und Mischungswinkel von Neutrinos	6
3.1.	Endpunktverschiebung des β -Spektrums von Ionen	40
3.2.	Ionen bei KATRIN und mögliche Testgase	42
5.1.	Kippung der Spulen der Vorspektrometermagnete	83
A.1.	Koordinatenachsen von ASG und Kassiopeia	109

1. Neutrinophysik

Neutrinos sind die leichtesten, mit einer Ruhemasse behafteten, Teilchen im Standardmodell der Teilchenphysik. Auf Grund ihrer sehr geringen Masse und der geringen Wechselwirkung mit jeder Form von Materie stellen die Neutrinos einerseits sehr interessante, aber gleichzeitig auch extrem schwer zu untersuchende Teilchen dar.

1.1. Geschichte der Neutrinophysik

Stellt man sich den Beta-Zerfall eines Atomkerns X in einen Tochterkern Y und ein Elektron fälschlicherweise als Zwei-Körper-Problem vor, so kommt man zu dem Schluss, dass das Elektron ein diskretes Energiespektrum haben müsse.



Bereits im Jahr 1914 konnte Chadwick zeigen, dass der Betazerfall von Radium kein diskretes, sondern ein kontinuierliches Spektrum hat. Es dauerte weitere 16 Jahre bis

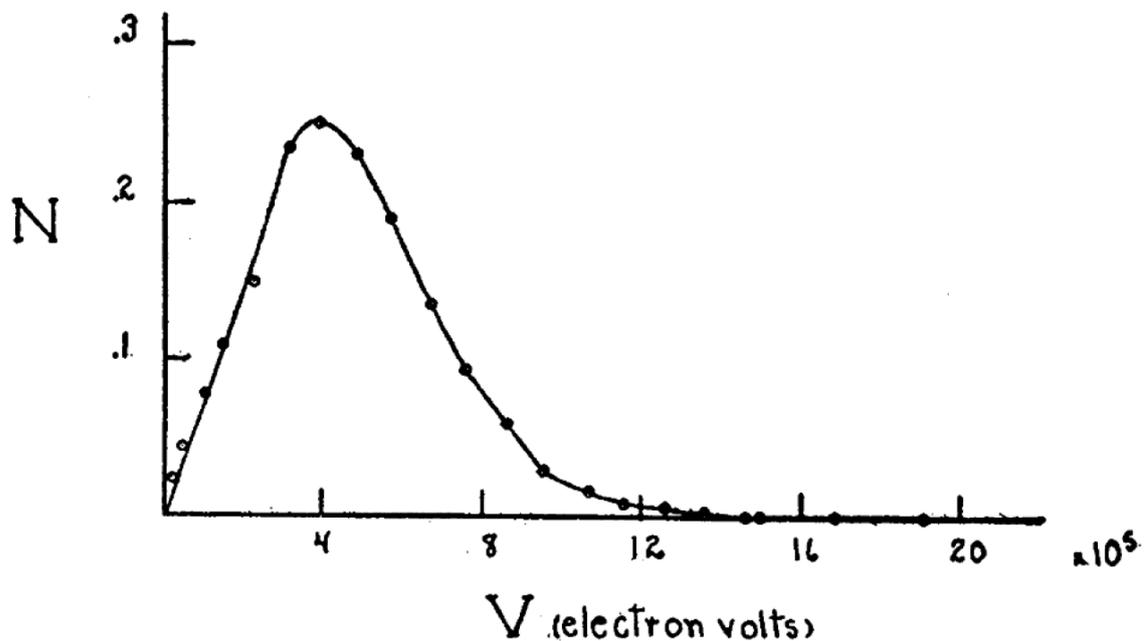


Abbildung 1.1.: β -Spektrum von Radium E [46].

schließlich im Jahr 1930 Pauli daraus die richtigen Schlüsse zog, und ein weiteres an diesem Prozess beteiligtes Teilchen postulierte, welches er als Neutron bezeichnete. Dieses

müsse sehr leicht, oder gar masselos, und zudem elektrisch neutral sein. Als Fermi 1934 eine Theorie des Betazerfalls aufgestellt hatte [13], gab er dem Teilchen seinen heutigen Namen: Neutrino. Korrekt formuliert lautet die Gleichung für den Betazerfall also



Da niederenergetische Neutrinos einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt haben, sollte es mehr als 20 Jahre dauern bis schließlich einer Forschergruppe um F. Reines und C. Cowan der Nachweis des Neutrinos in ihrem Poltergeist-Experiment gelang. Dabei haben sie das Elektron-Antineutrino über den inversen β -Prozess an den Protonen des Wasserstoffs von H_2O nachgewiesen [12].



Hierzu nutzten sie einen mit etwa 200 l Wasser gefüllten Tank in dem etwa 40 kg Cadmiumchlorid gelöst waren. Als Neutrinoquelle diente ihnen ein Kernreaktor dessen Neutrinofluss am Ort des Detektors etwa $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ betrug [18]. Reagiert nun ein Elektron-Antineutrino mit dem Proton zu einem Neutron, so entsteht dabei ein Positron, welches sehr schnell mit einem Elektron aus der Umgebung in zwei 511 keV Gammas zerstrahlt, die von Photomultipliern detektiert werden. Das freie Neutron kann zudem von einem Cadmiumkern aufgenommen werden, wodurch dieser in einen angeregten Zustand übergeht, und bei der folgenden relaxation ein MeV-Photon ausstrahlt. Die beiden Signale, welche leicht zeitversetzt auftreten, wurden korrekt als neutrinoinduzierte Signale identifiziert.

1.2. Neutrinooszillation

Neutrinos haben die Eigenschaft ihren Flavorzustand ändern zu können: $\nu_i \leftrightarrow \nu_m$. Dies liegt daran, dass die Masseneigenzustände und die Flavoreigenzustände nicht identisch sind. Ihre Beziehung wird durch die Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata Matrix beschrieben.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

Diese unitäre Matrix lässt sich durch 3 Mischungswinkel θ_{ij} und eine Phase δ ausdrücken.

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\alpha_2}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\frac{\alpha_3}{2}} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

Nimmt man an, dass die drei Masseneigenzustände der Neutrinos verschiedene Massen haben, so ergibt sich dadurch auf natürliche Weise die Neutrinooszillation. Für die Übergangswahrscheinlichkeit gilt

$$P(\nu_i \leftrightarrow \nu_j) \approx \sin^2(2\theta_{ij}) \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 c^3 L}{4\hbar E}\right) \quad (1.6)$$

Für den Nachweis der Neutrinooszillation, und damit den Befund, dass Neutrinos eine nicht verschwindende Ruhemasse haben, wurde 2015 der Nobelpreis in Physik an Takaaki Kajita und Arthur B. McDonald verliehen.

1.3. Sonnenneutrinos

In Sternen gibt es hauptsächlich zwei Arten, auf die Energie durch Kernfusion erzeugt wird. Das ist zum einen der PP-Zyklus, in dem effektiv vier Protonen zu einem ${}^4\text{He}$ Kern fusioniert werden, und zum anderen der CNO-Zyklus in dem im Wesentlichen vier Protonen nacheinander an einen Kohlenstoffkern angelagert werden, und auf diese Weise ebenfalls einen ${}^4\text{He}$ Kern bilden. Der PP-Zyklus ist in massearmen Sternen wie der Sonne dominant, wohingegen in schwereren, und damit im Zentrum heißeren, Sternen der CNO-Zyklus den Großteil der Energie produziert. Im PP-Zyklus werden an mehreren Stellen Elektron-Neutrinos mit Energien bis zu 18 MeV erzeugt.

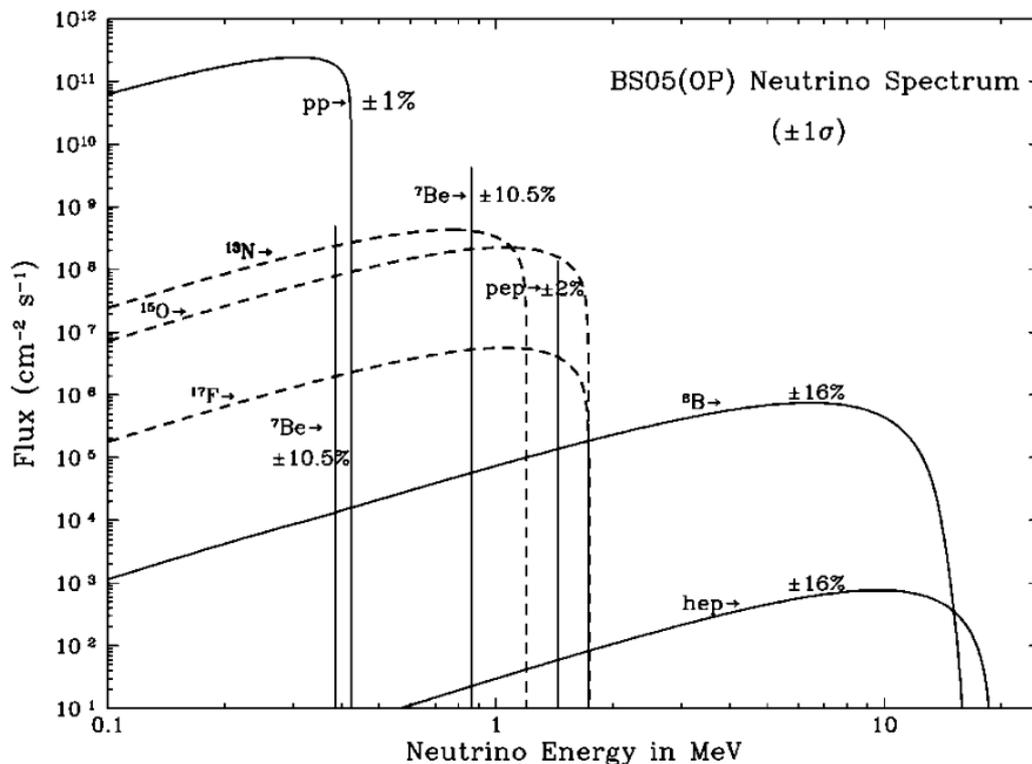


Abbildung 1.2.: Solares Neutrinospektrum aus [8].

Die meisten Neutrinos aus der Sonne entstehen im ersten Schritt des PP-Zyklus



Allerdings sind diese Neutrinos auf Grund ihrer geringen maximalen Energie von 0,425 MeV deutlich schwerer nach zu weisen, als die ${}^8\text{B}$ Neutrinos aus der Reaktion



bei der das Neutrino bis zu 15 MeV erhalten kann.

Den ersten Nachweis von Sonnenneutrinos leistete das Homestake Experiment [10] um R. Davis in den 1970er Jahren mit Hilfe der Reaktion



Da das Experiment nur auf Elektronneutrinos sensitiv ist, fand man weniger Neutrinos als erwartet. Dies wurde als solares Neutrino-Problem bezeichnet. Die Lösung für dieses Problem lieferte später das SNO Experiment [4]. SNO arbeitet mit $1000 \text{ t D}_2\text{O}$ als Target und ist neben elastischen Stößen (ES) sowohl auf Reaktionen über geladene Ströme (CC) als auch auf neutrale Ströme (NC) sensitiv:

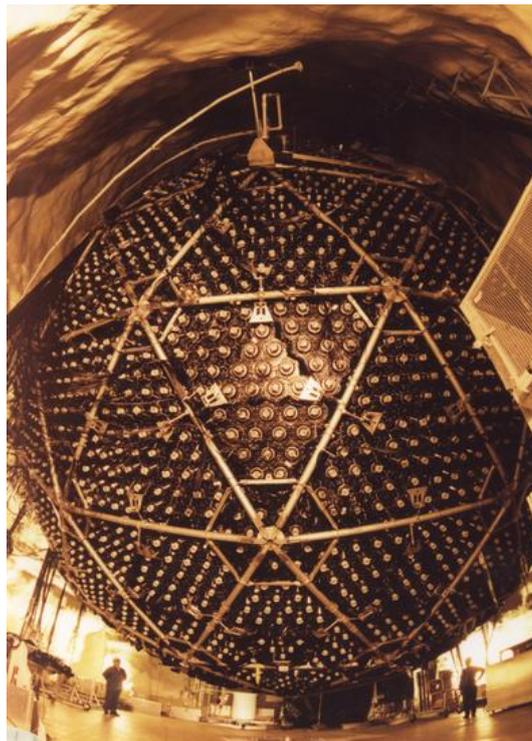
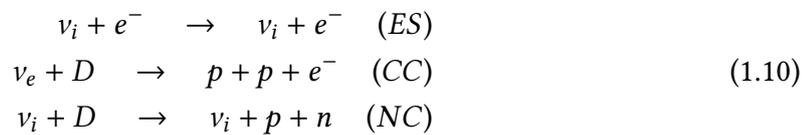


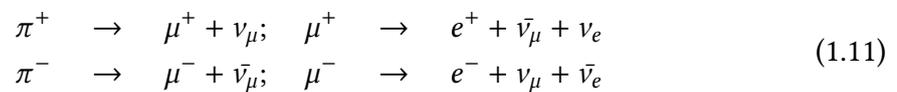
Abbildung 1.3.: Bild des Detektors von SNO. Bild des Berkeley National Laboratory [36].

Damit ist es möglich, den Fluss der Elektronneutrinos, und den Gesamtfluss aller drei Sorten $i = e, \mu, \tau$ zu bestimmen. Dadurch konnte gezeigt werden, dass sich die Elektronneutrinos aus der Sonne auf dem Weg zwischen ihrem Entstehungsort und der Detektion im SNO-Experiment umwandeln können. Dies ist die oben erwähnte Neutrino-Oszillation.

Zusätzlich liefern die Daten einen Hinweis auf den so genannten MSW (Michejew-Smirnow-Wolfenstein)-Effekt [59]. Dieser beschreibt, dass sich in Gegenwart vieler Elektronen auf Grund von kohärenter Vorwärtsstreuung über geladene Ströme die Neutrinos eine Art effektive Masse haben, was sich auf die Differenz der Massenquadrate Δm_{ij}^2 , und damit auf die Neutrinooszillation auswirkt. Der MSW-Effekt hängt sowohl von der Dichte der Elektronen, als auch von der Energie der Neutrinos ab. Für Neutrinos aus der Sonne mit einer Energie $< 2 \text{ MeV}$ kann er vernachlässigt werden. Detaillierte Informationen findet man u.a. in [39].

1.4. Atmosphärische Neutrinos

Atmosphärische Neutrinos entstehen in kosmischen Schauern in der oberen Atmosphäre. Die Neutrinos entstehen dabei vor allem in Folge des Zerfalls von geladenen Pionen.



Wie man sieht entstehen die Myon- und Elektronneutrinos in einem Anzahilverhältnis von etwa 2 : 1.

Das Super Kamiokande Experiment in Japan wurde so gebaut dass es unter anderem die Neutrino Oszillation von atmosphärischen Neutrinos messen können soll. Dies ist dem Experiment gelungen, wofür 2015 der Nobelpreis in Physik vergeben wurde. Das Experiment besteht aus einem Tank mit 50.000 t Wasser, das von über 11,000 Photomultipliern umgeben ist. Das wesentliche in diesem Experiment ist die Richtungsinformation über die Neutrinos, denn Neutrinos die von oben kommen haben seit ihrer Entstehung in der Atmosphäre eine deutlich kürzere Strecke zurückgelegt als solche, die von unten kommen und durch die Erde hindurch geflogen sind. Bei den Myon-Neutrinos die von unten kommen konnte ein deutliches Defizit gemessen werden [26] (Abb. 1.5). Das zeigt, dass die Myon-Neutrinos auf dem Weg durch die Erde teilweise in andere Neutrinoarten oszillieren. Da sich bei den Elektron-Neutrinos keine starke Winkelabhängigkeit findet, kann man darauf schließen, dass die fehlenden Myon-Neutrinos zum größten Teil in Tau-Neutrinos oszilliert sind. Diese kann das Super-Kamiokande Experiment allerdings nicht direkt nachweisen.

1.5. Parameter der Neutrinophysik

Mit Hilfe zahlreicher Experimente zur Neutrino-Oszillation konnten bereits einige Parameter der Neutrinophysik bestimmt werden:

Aus Oszillationsexperimenten kann man zwar auf die Differenzen der Massenquadrate, nicht jedoch auf die absoluten Massen der Neutrinos schließen. Für das Elektron-Antineutrino liefern Experimente aus Mainz [35] und Troitsk [54] die besten Obergrenzen für eine direkte Messung: $m(\bar{\nu}_e) \leq 2,1 \text{ eV}/c^2$. Diese Experimente haben mit Hilfe eines Mac-E-Filters das hochenergetische Ende des Energiespektrums des β -Elektrons aus dem Tritiumzerfall vermessen. Das KATRIN-Experiment wird auf die gleiche Weise versuchen

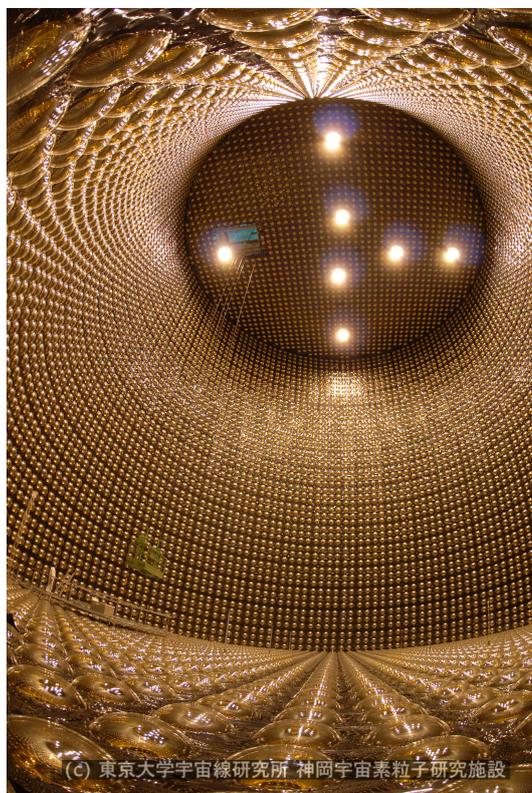


Abbildung 1.4.: Bild aus dem Detektor von Super-Kamiokande. Bild der Universität Tokio [52].

Parameter	Wert
Δm_{21}^2	$(7,53 \pm 0,18) \cdot 10^{-5} eV^2/c^2$
$\Delta m_{23}^2 $	$(2,44 \pm 0,06) \cdot 10^{-3} eV^2/c^2$
$\sin^2(2\theta_{12})$	$0,846 \pm 0,021$
$\sin^2(2\theta_{13})$	$0,085 \pm 0,005$
$\sin^2(2\theta_{23})$	$0,999^{+0,001}_{-0,018}$

Tabelle 1.1.: Bekannte Differenzen der Massenquadrate und Mischungswinkel von Neutrinos für normale Massenhierarchie [28]. Für invertierte Massenhierarchie ändern sich die Werte von $\Delta |m_{23}^2|$ und $\sin^2(2\theta_{23})$ geringfügig.

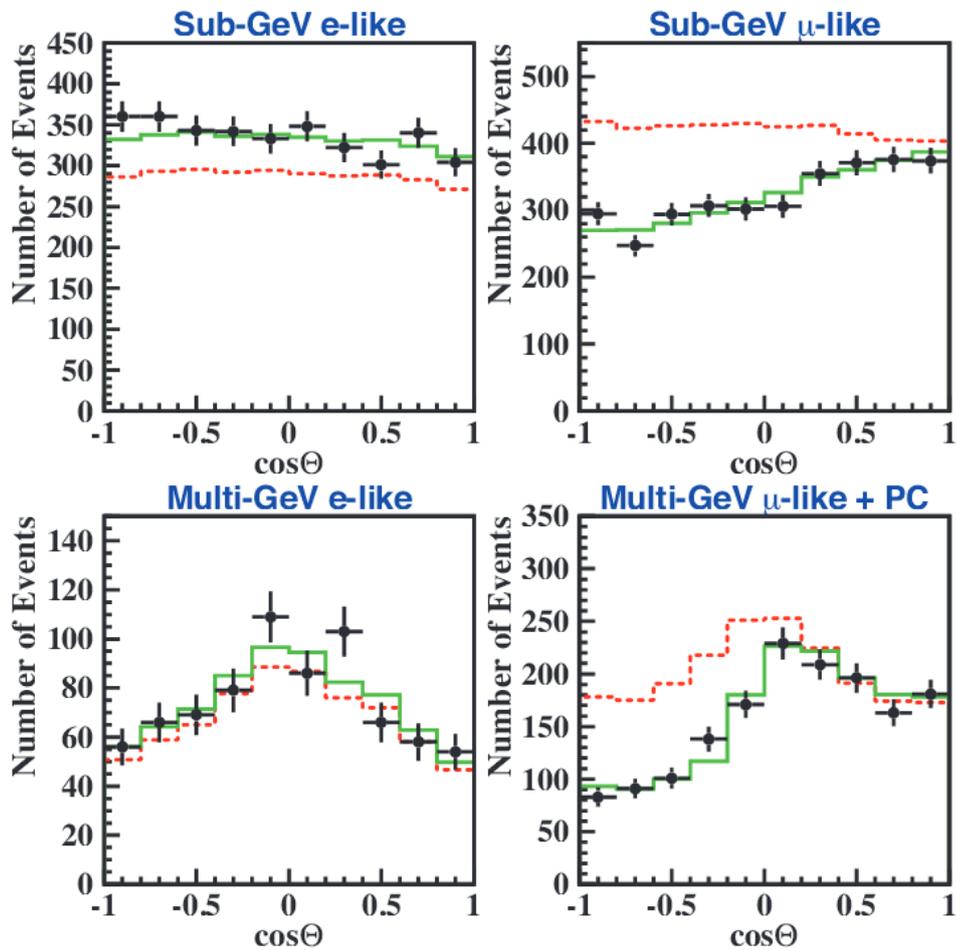
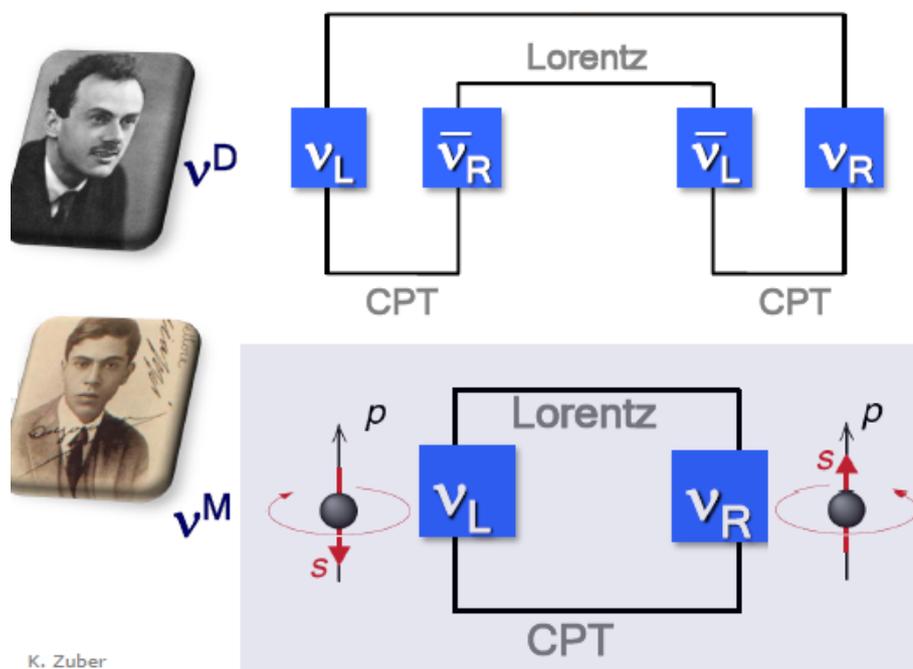


Abbildung 1.5.: Resultate von Super-Kamiokande. Rot: Erwartung (ohne Oszillation), Schwarz: Messwerte, Grün: Fit an die Messwerte. Je kleiner der Wert von $\cos\Theta$ ist, desto größer ist der Abstand zwischen dem Entstehungsort der Neutrino und dem Detektor. Man erkennt ein Defizit bei den μ -artigen Neutrinos bei großen Abständen, während es bei den e -artigen Neutrinos keinen derartigen Effekt gibt. Man kann dieses Ergebnis mit der Neutrinooszillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ erklären. Daten der Super-Kamiokande Kollaboration.

die Masse des Elektron-Antineutrinos zu messen, oder zumindest eine geringere obere Schranke angeben zu können. Die Sensitivität von KATRIN wird es erlauben eine Grenze der Neutrinomasse von $m(\bar{\nu}_e) \leq 0,2 \text{ eV}/c^2$ mit 90% C.L. anzugeben [30], bzw. die Neutrinomasse zu bestimmen, sollte sie über $0,2 \text{ eV}/c^2$ liegen. Kennt man die Masse eines Neutrinos, so kann man mit Hilfe der Differenzen der Massenquadrate obere Schranken für alle Neutrinos angeben.

Eine weitere unbekannte Größe ist die Phase δ . Sollte diese Phase von Null verschieden sein, so hätte dies ein CP-verletzendes Verhalten der Neutrinos zur Folge. Es ist geplant diese Phase mit Hilfe von long baseline Experimenten zu bestimmen.

1.5.1. Dirac- vs. Majoranateilchen



K. Zuber

Abbildung 1.6.: Ist das Neutrino ein Majorana-Teilchen (unten im Bild), so kann es durch eine Lorentztransformation in sein Antiteilchen überführt werden. Ist es hingegen ein Dirac-Teilchen, so ist dies nicht möglich (oben im Bild). Bild von [56].

Eine weitere unbekannte Größe sind die Winkel α , welche allerdings nur von Null verschieden sein können, falls das Neutrino ein Majorana-Teilchen ist. Das würde bedeuten, dass ein Neutrino durch eine Lorentz-Transformation in ein Antineutrino umgewandelt werden kann und umgekehrt. Ist dies möglich, so wäre der Prozess des neutrinolosen Doppelbetazerfalls ($0\nu\beta\beta$) möglich. Falls dieser Prozess stattfindet, kann man aus der Halbwertszeit des neutrinolosen Doppelbetazerfalls auf die effektive Masse des ausgetauschten Neutrinos schließen. Falls mindestens einer der Winkel α von Null verschieden sein sollte,

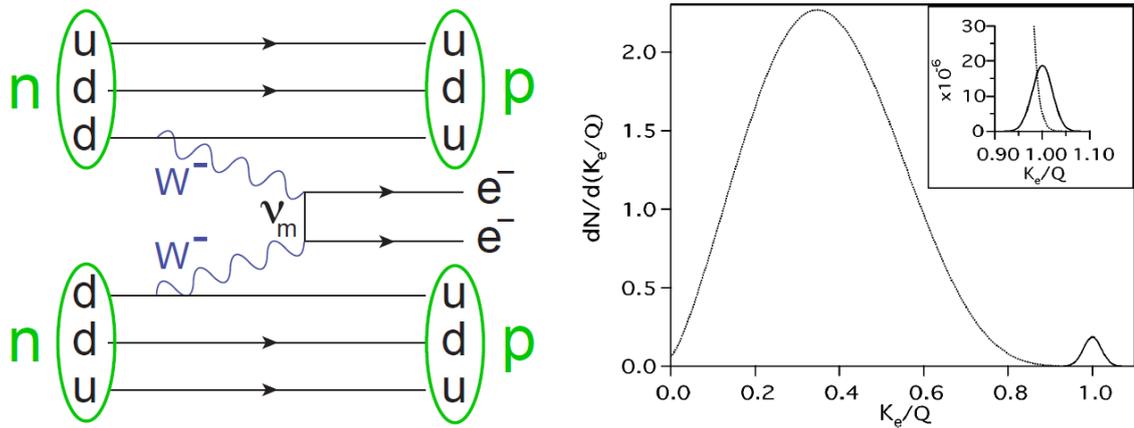


Abbildung 1.7.: Links: Feynman-Diagramm des $0\nu\beta\beta$ -Zerfall. In einem Atomkern zerfallen gleichzeitig zwei Neutronen in zwei Protonen und zwei Elektronen, wobei ein virtuelles Neutrino ausgetauscht wird. Dieser Prozess kann nur stattfinden wenn Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sind. Bild adaptiert von [44]. Rechts: Spektrum der Summe der kinetischen Energien beider entstehender Elektronen für den Fall des $2\nu\beta\beta$ -Zerfall (großer Peak, normiert auf 1) und für den Fall des $0\nu\beta\beta$ -Zerfall (kleiner Peak, normiert auf 10^{-2} , bzw. 10^{-6} im Einschub). Bild aus [48]

so wäre diese effektive Neutrinomasse kleiner als man dies für eine Superposition der drei Massenzustände erwarten würde. Für die Halbwertszeit des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls gilt:

$$(T_{1/2}^{0\nu} \propto \langle m_\nu \rangle^{-2}). \quad (1.12)$$

Nimmt man an, dass es drei massive Majorana-Neutrinos gibt, so kann man das Elektroneneutrino folgender Weise schreiben:

$$\nu_e = \sum_i^3 U_{ei} \nu_i. \quad (1.13)$$

Die Rate des $0\nu\beta\beta$ -Zerfall ist damit proportional zu [48]

$$\langle m_\nu \rangle^2 = \left| \sum_i^3 U_{ei}^2 m_i \right|^2 = \left| \sum_i^3 |U_{ei}|^2 e^{i\alpha_i} m_i \right|^2. \quad (1.14)$$

Nach dem $0\nu\beta\beta$ -Zerfall wird von mehreren Experimenten, z.B. Exo-200 [51], Gerda [3] und Nemo-3 [6], gesucht. Gelingt es einem Experiment den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall zu beobachten, zeigt dies, dass das Neutrino ein Majorana-Teilchen ist, und man könnte, falls die Messergebnisse gut genug sind, eine untere Grenze für die Neutrinomasse angeben.

2. KATRIN

Das **K**arlsruher **T**ritium **N**eutrino **E**xperiment (KATRIN) untersucht den β -Zerfall von Tritium um die effektive Masse des Elektron-Antineutrinos modellunabhängig zu bestimmen. Nach drei Jahren effektiver Messzeit soll eine Sensitivität von $200 \text{ meV}/c^2$ (90% C.L.) erreicht werden [30]. Damit ist die Sensitivität des KATRIN Experiments um eine Größenordnung besser als bei den Vorgängerexperimenten in Mainz und Troizk.

2.1. Das Messprinzip von KATRIN

Das KATRIN-Experiment ist so konstruiert, dass es das Energiespektrum des β -Zerfalls von Tritium nahe dem Endpunkt mit sehr hoher Präzision vermessen kann. Hierzu wird das Spektrometer als Filter benutzt, der nur von den höchstenergetischen Elektronen passiert werden kann. Im Messbetrieb wird bei verschiedenen Gegenspannungen im Bereich der Endpunktenergie jeweils das integrale Spektrum gemessen. Im Unterschied zu dem Vorgängerexperiment in Mainz liegt das Tritium in der Quelle des KATRIN Experimentes in der Gasphase vor. In der Strecke zwischen Quelle und Spektrometer wird das Tritium abgepumpt und die Ionen eliminiert, wohingegen die Elektronen mit Hilfe mehrerer supraleitender Magnete zum Spektrometer geführt werden.

Der Endpunkt des β -Spektrums und dessen Form nahe des Endpunktes hängen von der Neutrinomasse ab. Das KATRIN Experiment hat das Ziel die Form dieses Spektrums nahe dem Endpunkt mit bisher nicht erreichter Präzision zu vermessen und dadurch die Neutrinomasse zu messen, oder zumindest eine geringere obere Schranke angeben zu können.

2.2. Komponenten des KATRIN Experiments

Das insgesamt über 60 m lange KATRIN Experiment besteht aus mehreren Teilen, die im folgenden näher erläutert werden: Die fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS), die Rear section (RS), die Differenzielle Pumpstrecke (DPS), die Kryogene Pumpstrecke (CPS), das Vorspektrometer (PS), das Hauptspektrometer (MS) und der Detektor (FPD).

2.2.1. Tritiumquelle (WGTS)

Das KATRIN Experiment verwendet eine fensterlose Quelle mit gasförmigem Tritium. Dieses Konzept sorgt für eine hohe Luminosität in der Größenordnung von 10^{11} β -Zerfällen pro Sekunde bei gleichzeitig hoher Stabilität. Für das KATRIN Experiment ist es sehr wichtig, dass die Säulendichte $N \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ in der WGTS stabil ist. Eine Änderung der

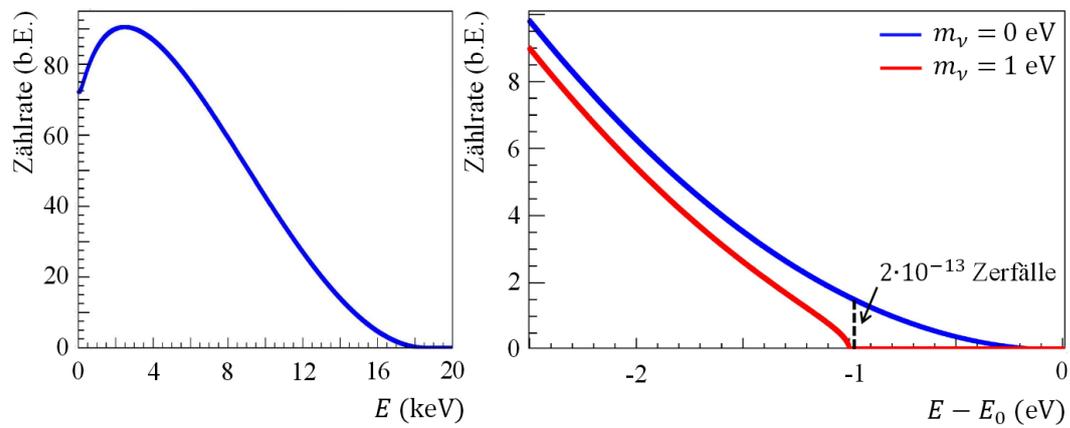


Abbildung 2.1.: Links: differentielles Beta-Spektrum von Tritium. Rechts: Endpunkt des Beta-Spektrums von Tritium für ein hypothetisch masseloses Neutrino (blau), und für ein Neutrino mit einer Ruhemasse von 1 eV (rot). Bild adaptiert von [21].

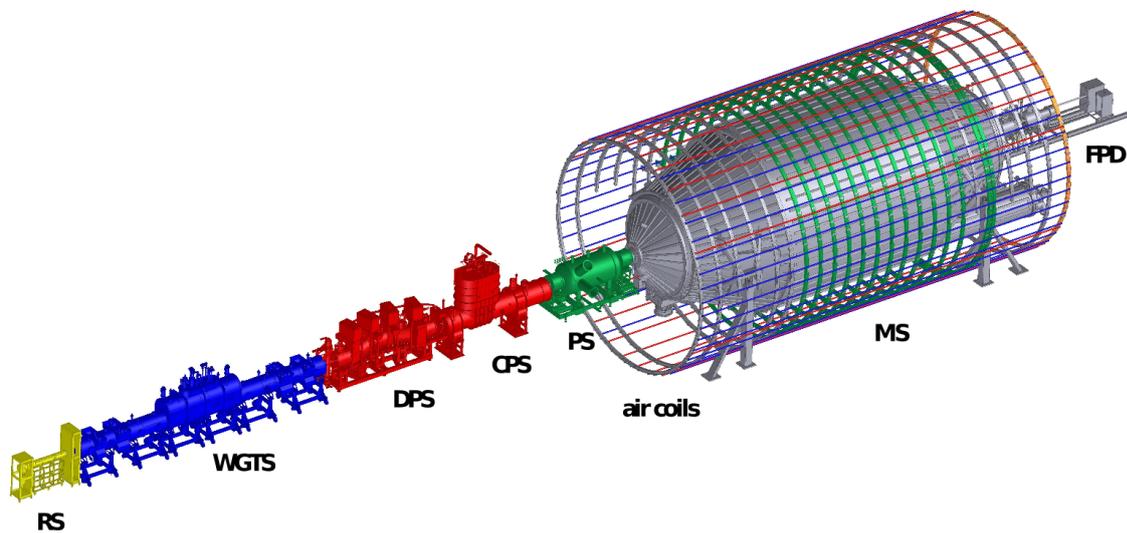


Abbildung 2.2.: Das KATRIN Experiment besteht aus mehreren Komponenten: Der Rear Section RS, der Tritiumquelle WGTS, der differentiellen Pumpstrecke DPS, der kryogenen Pumpstrecke CPS, dem Vorspektrometer PS, dem Hauptspektrometer MS, und dem Detektor FPD. Bild aus [45].



Abbildung 2.3.: Die WGTS wurde am 10. September 2015 in das Tritiumlabor (TLK) transportiert. Mit der Ankunft der WGTS sind alle Großkomponenten des KATRIN Experimentes nun vor Ort in Karlsruhe.

Säulendichte würde eine Änderung der Quellintensität bedeuten und damit das Messung des Spektrums direkt beeinflussen. Die WGTS besteht im wesentlichen aus einem 10 m langen Rohr mit 90 mm Durchmesser, welches mit Hilfe einer ausgeklügelten zwei phasen Neonkühlung stabil auf einer Temperatur von 30 K gehalten wird. Bei einer höheren Temperatur würde der Dopplereffekt das Spektrum der Elektronen stärker beeinflussen, und bei einer kleineren Temperatur würden sich mehr Molekülcluster bilden, welche Ebenfalls der Messung erschweren. Die Stabilisierung der Temperatur auf 0,1 % ist wichtig um die Stabilität der Säulendichte zu gewährleisten. Das Rohr der WGTS ist des weiteren von drei supraleitenden Magneten umgeben die im driven Mode betrieben werden und ein Magnetfeld von 3,6 T erzeugen. Mit einem Sicherheitsabstand von 4 mm zur Wand ergibt sich dadurch ein magnetischer Fluss von 191 Tcm^2 , der zum Detektor (FPD) transportiert werden soll. Das gasförmige Tritium wird in der Mitte des Rohres eingelassen, und auf beiden Seiten der Quelle abgepumpt. Die Einlassrate muss dabei auf 0,1 % stabilisiert werden. Auch dies dient der Stabilisation der Säulendichte in der WGTS. Alle in der Quelle entstehenden geladenen Teilchen werden durch die Magnete je nach ihrem Startimpuls entweder in Richtung des Detektors (FPD) oder in Richtung der Rear-Wall geleitet. An beiden Enden der WGTS befinden sich Pumpstrecken mit Turbomolekularpumpen (TMPs), die den Gasdruck um zwei Größenordnungen reduzieren. In Richtung des Detektors folgen mit der DPS und der CPS noch weitere Pumpstrecken, die den Gasfluss um weitere 12 Größenordnungen reduzieren müssen.

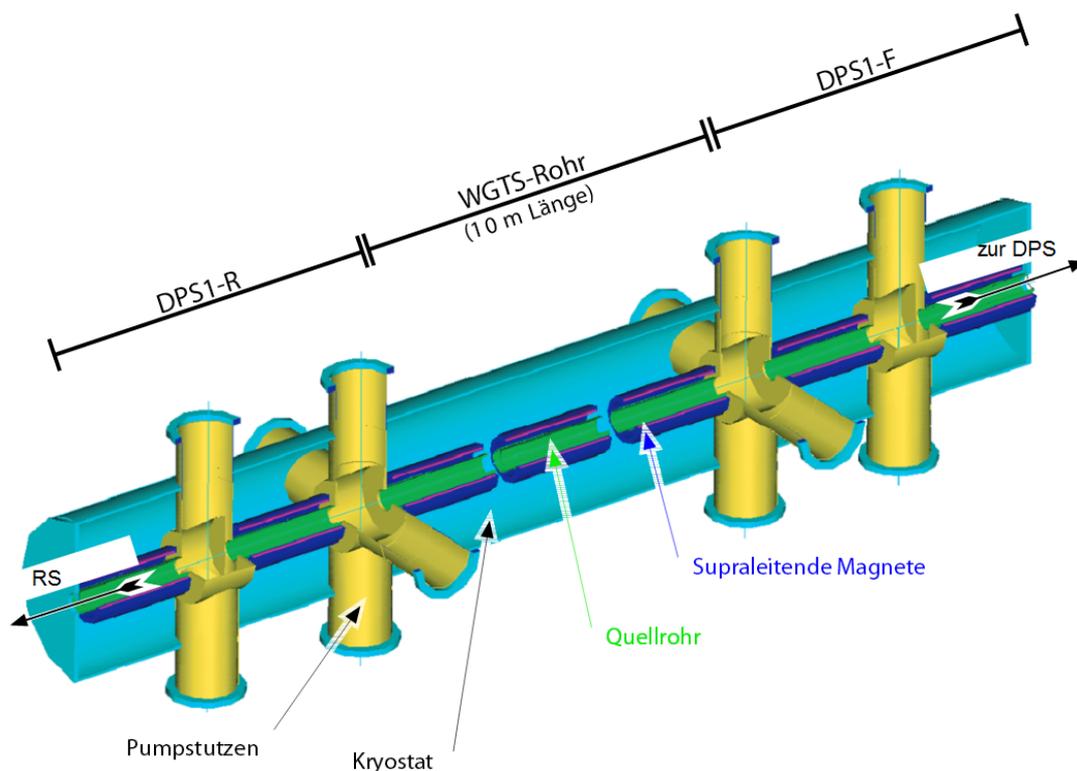


Abbildung 2.4.: Schemazeichnung der WGTS [49].

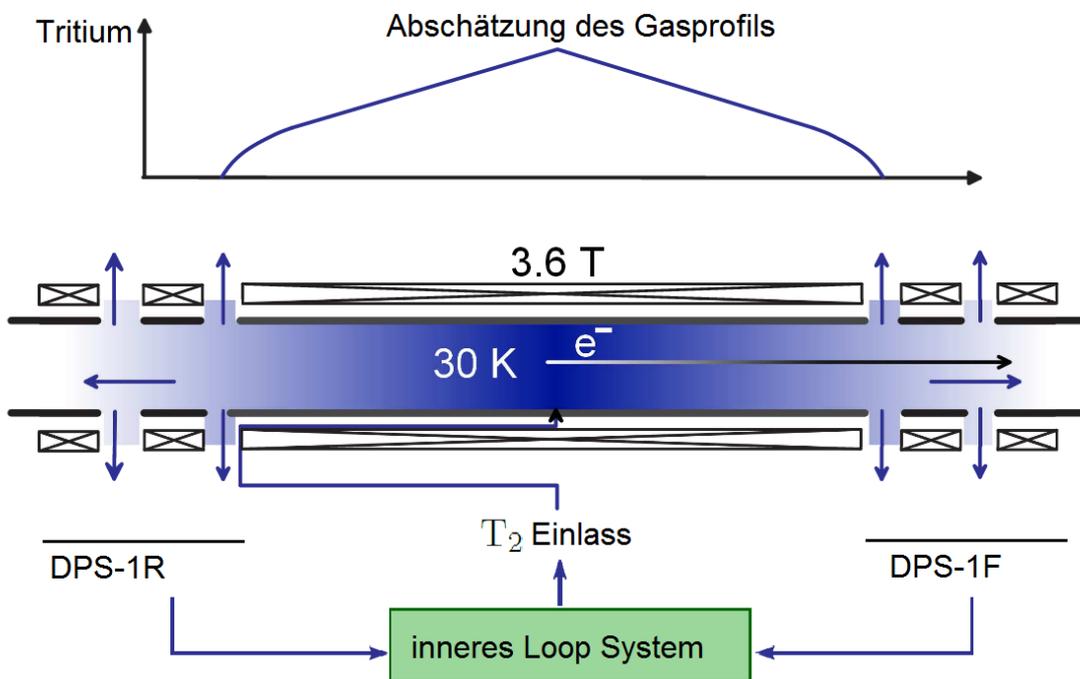


Abbildung 2.5.: Das Tritiumgas (Reinheit > 95 %) wird in der Mitte der Quelle injiziert und an den Rändern (DPS-1F und DPS-1R) abgepumpt. Bild adaptiert aus [27] und [45].

2.2.2. Rear section

Die Rear section befindet sich am hinteren Ende des KATRIN Experiment, und erfüllt mehrere Aufgaben. Die Rear wall, eine vergoldete Berylliumplatte, beeinflusst maßgeblich das elektrostatische Potential in der Quelle, und hat damit einen großen Einfluss auf den Endpunkt des Spektrums. Daher ist es sehr wichtig, dass die Austrittsarbeit über der gesamte Fläche der Rear wall möglichst konstant ist. Im Zentrum der Rearwall befindet sich ein kleines Loch, durch das mit einer E-Gun geschossen werden kann. Mit dieser E-Gun kann unter anderem die Säulendichte N in der WGTS untersucht werden, in dem $N\sigma$ gemessen wird. In der Rear section kann zudem auch die Tritiumaktivität der Quelle überwacht werden. Hierzu wird die Röntgenstrahlung detektiert, welche beim Auftreffen von β -Elektronen aus dem Tritiumzerfall auf die Rear wall entstehen. Informationen zu Überwachung der Aktivität einer gasförmigen Tritiumquelle findet man in [42].

2.2.3. Differenzielle Pumpstrecke (DPS)

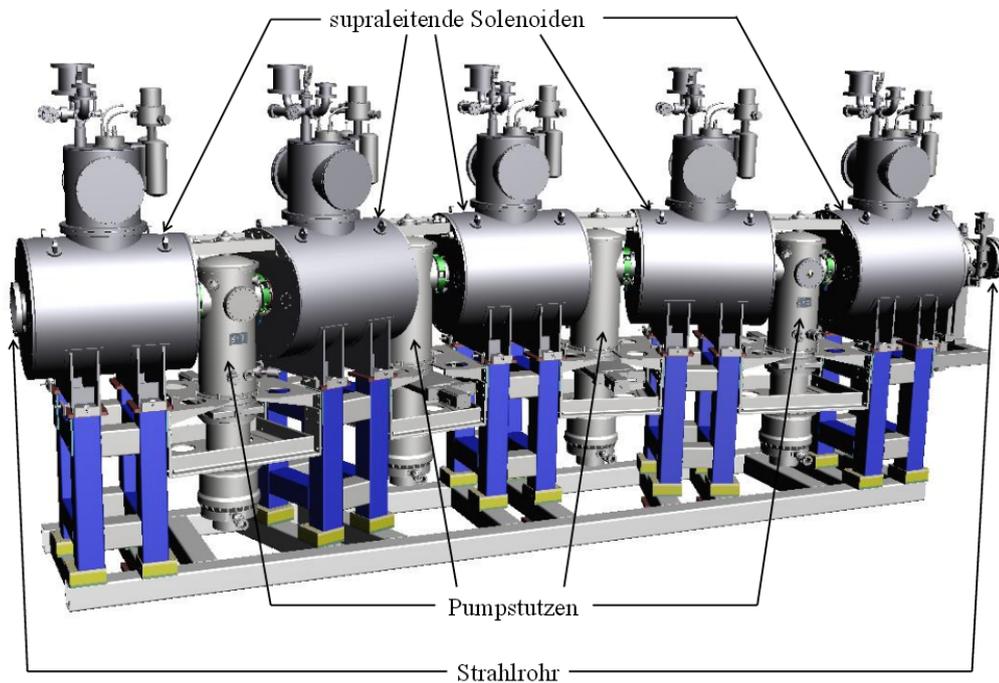


Abbildung 2.6.: CAD-Bild der DPS. Zu sehen sind die fünf supraleitenden Magnete die ein Feld von $5,5\text{ T}$ (im Betrieb von KATRIN $5,0\text{ T}$) erzeugen können um die Elektronen im Strahlrohr zu transportieren. Zwischen den Kryostaten sind die Pumpports zu sehen in denen mit Hilfe der darunter befindlichen Turbomolekularpumpen (TMPs) das Tritiumgas abgepumpt wird. Insgesamt soll die DPS den Tritiumfluss um fünf Größenordnungen reduzieren. Bild aus [21].

Die Differenzielle Pumpstrecke (DPS) ist der erste Teil der Transportstrecke und erfüllt mehrere wichtige Aufgaben, unter anderem den Transport der Elektronen, die Reduktion der Tritiumflusses und die Blockierung von Tritiumionen. Das etwa 6 m lange Strahlrohr der DPS hat einen Innendurchmesser von 100 mm und bildet eine Ω -förmige Schikane mit 20° Kurvenwinkel. Das Strahlrohr wird in der DPS im Gegensatz zur WGTS und CPS nicht gekühlt, sondern befindet sich in etwa auf Raumtemperatur. Die Führung der Elektronen durch die Schikane wird durch insgesamt fünf supraleitende Magnete gewährleistet, die im persistent-mode (Betrieb ohne elektrischen Kontakt zum Netzgerät) betrieben werden, und im Zentrum der Magnete ein Feld von etwa $5,0\text{ T}$ erzeugen. Zwischen den Magneten befindet sich jeweils ein Pumpport, in dem das Tritiumgas von Turbomolekularpumpen abgepumpt und über den Tritiumloop zurück in die Quelle geführt wird. Auf Grund der Schikane im Strahlrohr ist es den Molekülen nicht möglich in einer geraden Linie durch die DPS zu fliegen, sondern sie stoßen unweigerlich mehrmals an die Wand des Strahlrohrs. Auf diese Weise erhöht sich die Chance, dass ein Molekül durch die Turbomolekularpumpen abgepumpt wird. Insgesamt soll die DPS den Gasfluss um fünf Größenordnungen reduzieren. Eine weitere wichtige Aufgabe der DPS ist die Blockierung und Eliminierung

von Ionen. Durch den β -Zerfall und Sekundärionisationen entstehen in der WGTS in etwa 10^{12} Ionen pro Sekunde, die genau wie die Elektronen von den magnetischen Feldlinien geführt werden, und daher nicht von den Pumpen abgepumpt werden können. In der DPS erwartet man einen Ionenstrom von etwa 30 nA [14], der hauptsächlich aus einfach positiv geladenen Tritiumionen (vor allem T_3^+) besteht. Am Anfang des fünften Magneten der DPS befindet sich eine Ringelektrode, welche im regulären Messbetrieb auf ein Potential von $+100 \text{ V}$ gelegt wird und die positiven Ionen blockiert. Damit diese Ionen neutralisiert werden befinden sich in den Beamtubes zwei, drei und vier Dipolhalbschalen, die die Ionen mittels $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift an die Wand der Beamtube führen sollen. Es ist sehr wichtig, dass die Ionen nicht zu lange in der DPS verbleiben, da sich sonst ein hohes Raumladungspotential bilden würde, das den Ionen helfen würde die Blockierungselektrode zu überwinden. Um zu kontrollieren, dass die Ionen aufgehalten werden, befindet sich in der Mitte der fünften Beamtube ein FT-ICR, der bereits kleine Mengen an Ionen detektieren kann (s. Kap. 3.3). In der Testphase des Experiments kann dieser FT-ICR auch dazu verwendet werden die Konzentrationen der einzelnen Ionensorten zu bestimmen. Diese Kenntnis ist wichtig, da β -Elektronen aus Ionen eine verschobene Endpunktsenergie haben (s. Tab. 3.1).

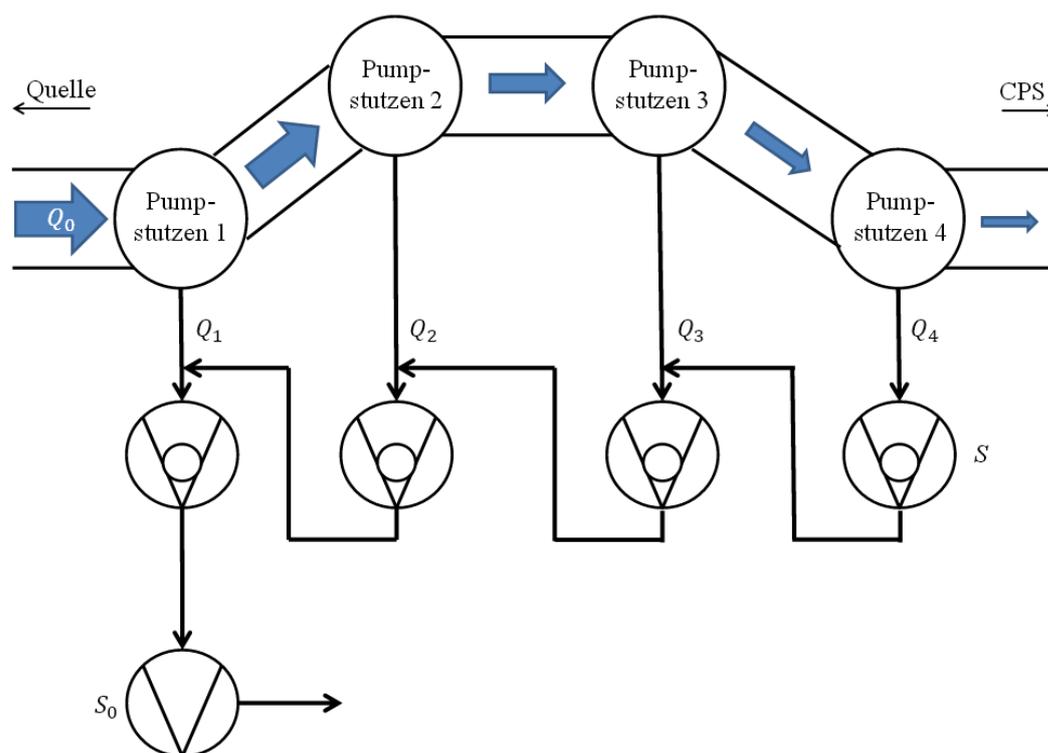


Abbildung 2.7.: Zu sehen ist das Pumpschema der DPS. Während das Tritiumgas von der Quelle in Richtung der CPS strömt (im Bild von links nach rechts), wird es in den Pumpports eins bis vier der DPS von jeweils einer TMP abgepumpt. Vor die vier TMPs ist noch eine Vorpumpe geschaltet (unten im Bild). Bild aus [21].

2.2.4. Kryogene Pumpstrecke (CPS)

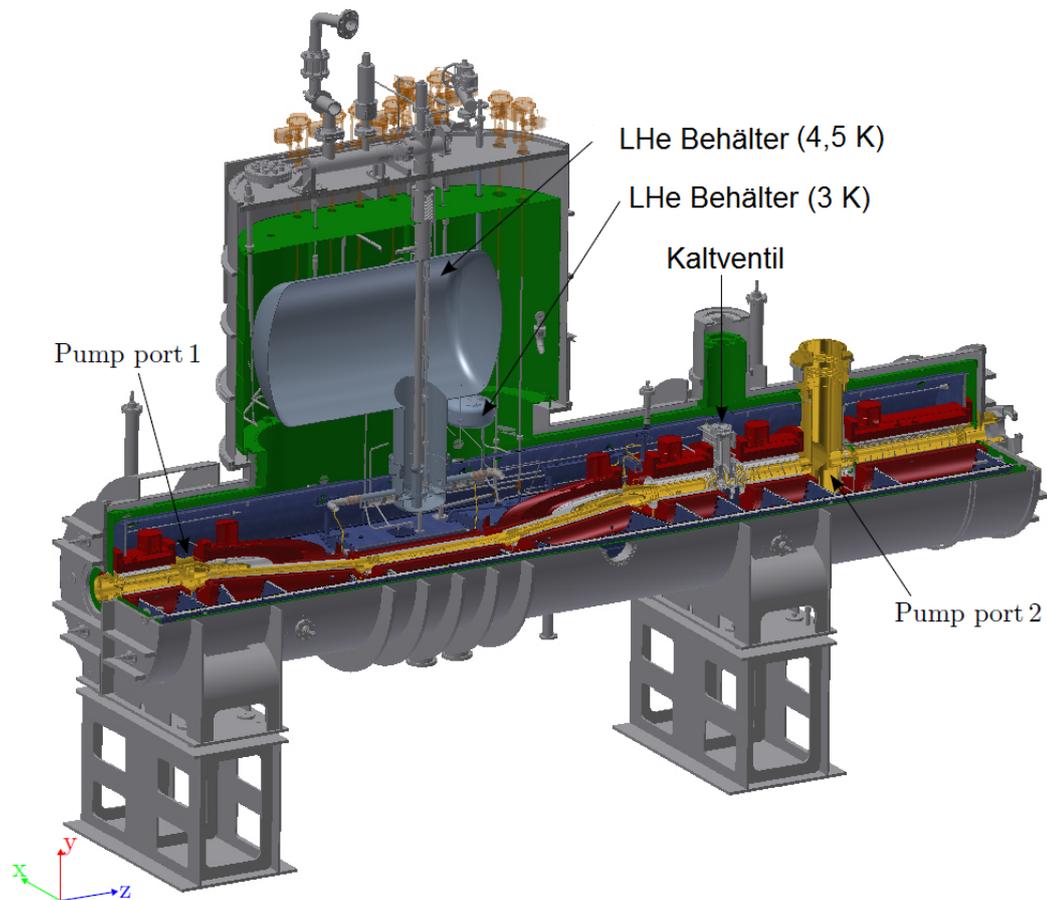


Abbildung 2.8.: Zu sehen ist eine CAD Zeichnung der CPS. Die CPS verfügt über ein Kühlsystem mit flüssigem Helium, mit dessen Hilfe die Beamtube zwischen den beiden Pumpports bis auf 3 K abgekühlt wird. Grün: 77 K-Schild, Lila: 4, 5 K-Schild (cold mass), rot: Magnete, gold: Strahlrohr und Pumpports. Das Kaltventil wird bei 4, 5 K betrieben. Bild adaptiert von [27].

Die Kryogene Pumpstrecke ist der letzte Teil der Transportstrecke vor den Spektrometern. Ihre Hauptaufgaben sind der adiabatische Transport der Elektronen, und die Reduktion des Tritiumgasflusses um weitere sieben Größenordnungen. Ähnlich der DPS hat auch das Strahlrohr der CPS eine Schikane. Diese hat allerdings nur einen Winkel von 15° und geht in die entgegengesetzte Richtung. Dadurch hebt sich der Versatz des Flussschlauches durch die Schikanen in der DPS und der CPS in etwa auf. Das Strahlrohr der CPS ist tendenziell enger als das der DPS, wodurch ein starkes Magnetfeld von bis zu $5,75\text{ T}$ erforderlich ist um den 191 Tcm^2 Flussschlauch zu transportieren. Auf die Details des Flussschlauchtransportes in der CPS wird in Kap. 4 genauer eingegangen. Um die Reduktion des Tritiumflusses zu erreichen kann das Strahlrohr der CPS in der Schikane bis auf 3 K abgekühlt werden und eine Schicht aus Argonschnee darauf platziert werden. Die Tritiummoleküle haben eine hohe Wahrscheinlichkeit an dem Argonschnee haften zu

bleiben. Die tiefe Temperatur sorgt für eine hohe mittlere Desorptionszeit. Des Weiteren befindet sich am Ende der CPS eine Getterpumpe, der Forward Beam Monitor (FBM), und eine ^{83m}Kr Quelle. Der Forward Beam Monitor ist ein Siliziumdetektor der sich im Pumpport zwei der CPS befindet. Mit seiner Hilfe kann die Intensität der Elektronen, und damit der Tritiumquelle überwacht werden. Die ^{83m}Kr Quelle produziert monoenergetische Elektronen mit einer Energie von $17824,3 \pm 0,5 \text{ eV}$ und einer Linienbreite von $2,7 \text{ eV}$. Die Quelle kann im Pumpport zwei der CPS in den Fluss Schlauch geschoben werden und zur Kalibrierung des Spektrometer- und Detektorbereichs verwendet werden.

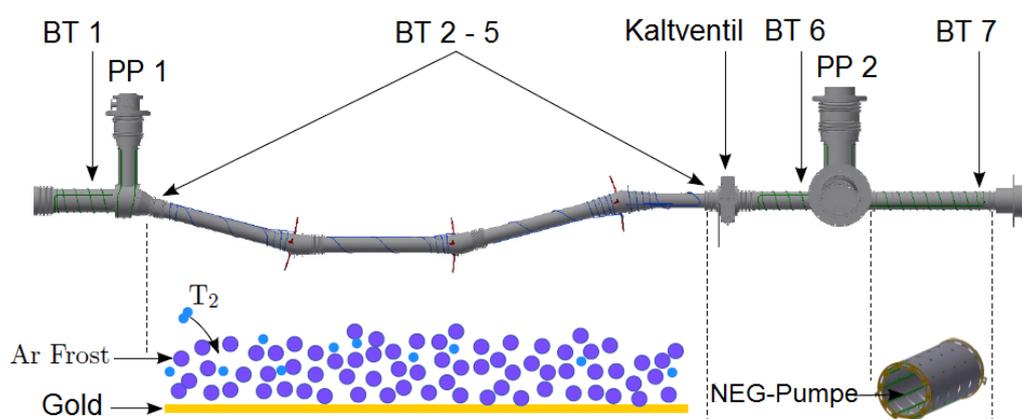


Abbildung 2.9.: Zu sehen ist eine Zeichnung der CPS-Beamtubes. Die CPS verfügt über sieben Beamtubes. Die Beamtubes eins, sechs, und sieben werden mit Stickstoff (LN_2) gekühlt. Die Beamtubes zwei bis fünf mit Helium (LHe). Alle Beamtubes sind mit Gold beschichtet um die Tritiumadsorption zu verringern. Der Argon-Frost wird bei einer Temperatur von 6 K aufgebracht und für den Betriebszustand weiter heruntergekühlt. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Tritiummolekül dort haften bleibt beträgt etwa 70% . Bild adaptiert aus [27].

2.2.5. Vorspektrometer

Das $3,4 \text{ m}$ lange Vorspektrometer kann als Filter vor dem Hauptspektrometer verwendet werden. Zu diesem Zweck kann es als Potentialbarriere für die Elektronen von bis zu $18,3 \text{ keV}$ verwendet werden. Dadurch kann der Elektronenstrom in das Hauptspektrometer um sieben Größenordnungen reduziert werden. Der adiabatische Transport der Elektronen wird von zwei supraleitenden Magneten mit einem Magnetfeld von $4,5 \text{ T}$ gewährleistet. Sollten hochenergetische Ionen in das Vorspektrometer gelangen, so würden diese nicht adiabatisch transportiert werden. Allerdings sollte dies nicht vorkommen. Wird das Vorspektrometer mit hoher Spannung betrieben, so bildet es zusammen mit dem Hauptspektrometer eine Penningfalle.

2.2.6. Hauptspektrometer

Das 23,3 m lange Hauptspektrometer mit einem Durchmesser von 10 m ermöglicht eine sehr genaue Analyse der Energie der Elektronen. Zu diesem Zweck wird die angelegte Gegenspannung auf verschiedene Wert knapp unterhalb der Endpunktsenergie aus dem β -Zerfall des Tritiums gelegt, wodurch alle Elektronen mit einer geringeren Energie blockiert werden und nicht zum Detektor gelangen können. Das Magnetfeld im Spektrometer wird von einem 4,5 T starken Magneten vor dem Spektrometer, dem 6,0 T starken Pinch-Magneten (PCH) hinter dem Spektrometer, so wie von 16 normal leitenden Luftspulen erzeugt. Dadurch ist es möglich das Magnetfeld im Spektrometer sehr präzise einzustellen. Im inneren des Spektrometers befindet sich ein zweilagiges Drahtelektrodensystem, mit dem das Potential noch etwas feinjustiert werden kann. Zusätzlich dient dieses Elektrodensystem dazu, Elektronen die aus der Tankwand ausgeschlagen werden davon abzuhalten in den Flussschlauch zu kommen, da diese sonst einen Untergrund erzeugen würden.

Das Hauptspektrometer arbeitet als Mac-E Filter. Das entscheidende daran ist, dass fast die gesamte transversale Bewegungsenergie der Elektronen in longitudinale Bewegungsenergie umgewandelt wird. Dadurch steht die gesamte kinetische Energie der Elektronen zur Verfügung um den Potentialwall zu überwinden. Die maximale transversale Energie die ein Elektron in der Analysierebene noch haben kann definiert die Energieauflösung ΔE des Spektrometers. Es gilt

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{B_{min}}{B_{max}}. \quad (2.1)$$

Für isotrop verteilte Elektronen nahe der Endpunktsenergie von etwa 18,6 keV ergibt sich daraus:

$$\Delta E = E \cdot \frac{B_{min}}{B_{max}} = 18,6 \text{ keV} \cdot \frac{3 \cdot 10^{-4} \text{ T}}{6,0 \text{ T}} = 0,93 \text{ eV}. \quad (2.2)$$

Eine weitere Einschränkung für den Transport der Elektronen zum Detektor ist der maximale Startwinkel der Elektronen. Für die adiabatische Bewegung der Elektronen gilt

$$\frac{\sin^2 \theta}{B} = \text{konstant}. \quad (2.3)$$

Da $\sin^2 \theta$ maximal den Wert eins erreichen kann folgt daraus für den maximalen Akzeptanzwinkel θ_{max} :

$$\theta_{max} = \arcsin\left(\sqrt{\frac{B_{WGTS}}{B_{PCH}}}\right) = \arcsin\left(\sqrt{\frac{3,6 \text{ T}}{6,0 \text{ T}}}\right) = 50,77^\circ. \quad (2.4)$$

Dabei ist angenommen, dass die Elektronen in der WGTS starten, und der Pinch-Magnet das höchste Magnetfeld im KATRIN Experiment besitzt.

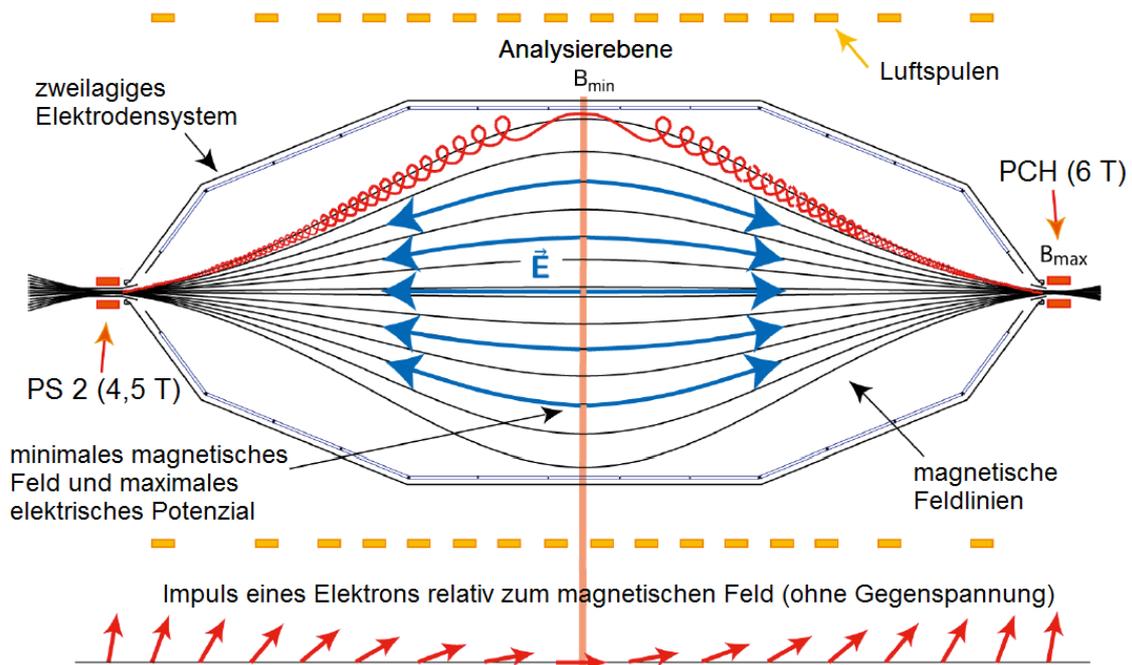


Abbildung 2.10.: Das Hauptspektrometer arbeitet als Mac-E Filter. In der Analyseerebene ist das magnetische Feld minimal. Dadurch wird fast die gesamte transversale Energie der Elektronen in longitudinale Energie umgewandelt. Das elektrische Potential ist in der Analyseerebene maximal. Bild adaptiert aus [45].

2.2.7. Detektor

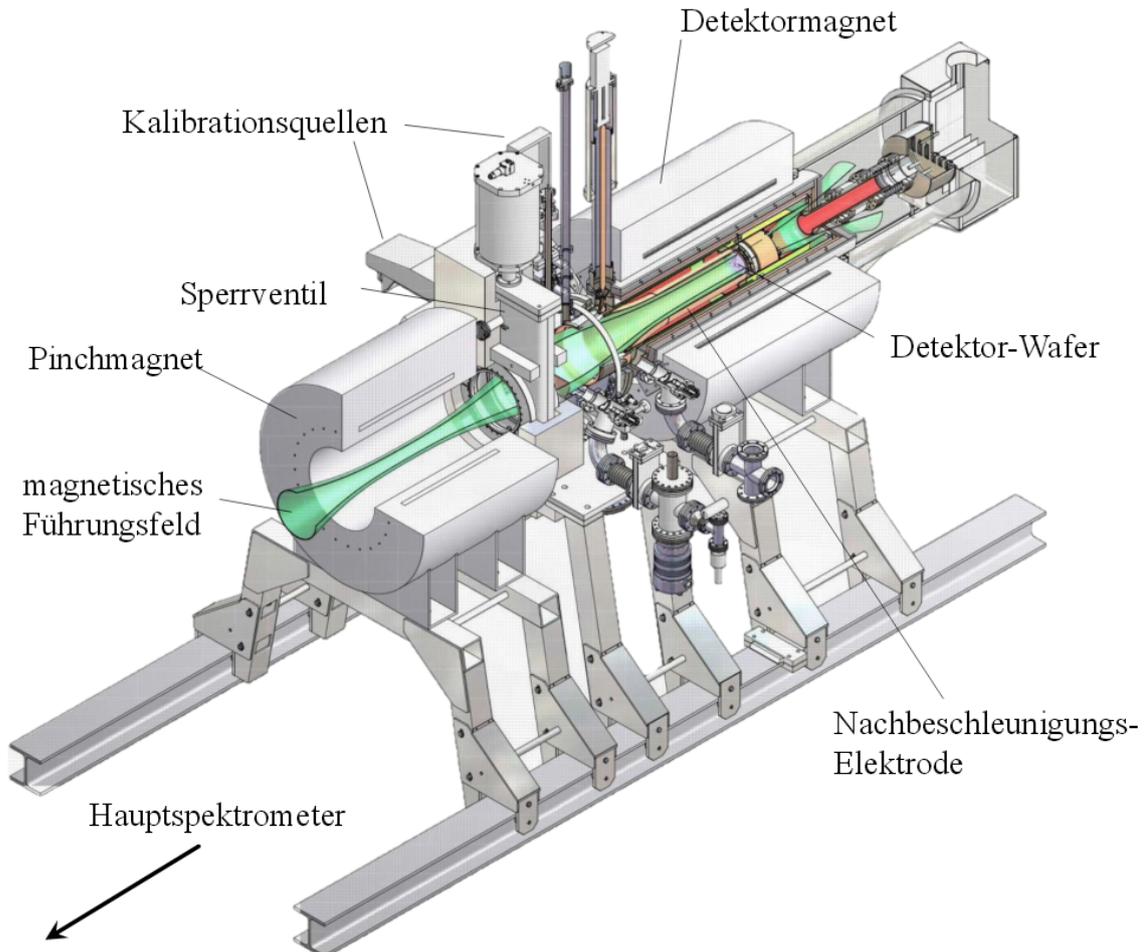


Abbildung 2.11.: Aufbau des Detektorsystems. Der Detektor befindet sich etwas hinter dem Zentrum des Detektormagneten in einem Magnetfeld von $3,3\text{ T}$. Im Bild zu sehen ist auch die Nachbeschleunigungselektrode (PAE), die für einen Energieoffset der Elektronen sorgt. Die Kalibrierungsquellen sind eine ^{241}Am Gammaquelle und eine UV-beleuchtete Titanscheibe. Bild aus [21].

Der Hauptdetektor des KATRIN-Experiment (FPD = Focal Plane Detector) hat im wesentlichen die Aufgabe die ankommenden Elektronen zu zählen. Die Energieanalyse wird bereits durch das Hauptspektrometer vorgenommen. Der Detektor besteht aus 148 PIN-Dioden, die alle den gleichen Flächeninhalt haben, und in einer Ringstruktur angeordnet sind. Die 148 Pixel bilden einen Kreis mit 90 mm Durchmesser und sehen damit einen magnetischen Fluss von 210 Tcm^2 . Weitere Informationen zum Detektorsystem findet man in [5].

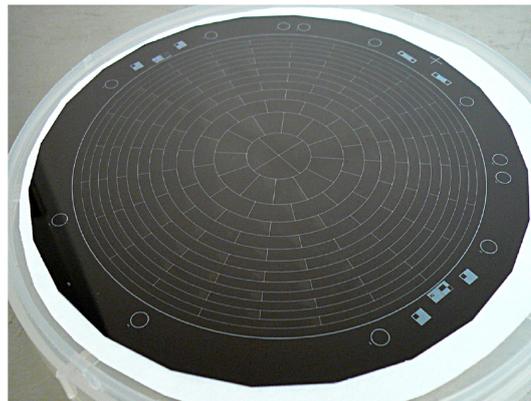


Abbildung 2.12.: Zu sehen ist die Rückseite des Detektorwafers. Der Detektor ist unterteilt in 148 Pixel, die von einem guard-Ring und einem bias-Ring umgeben sind [45]. Bild aus [33].

2.2.8. Monitor-Spektrometer

Das Monitor-Spektrometer ist ein 3 m langer und 1 m breiter UHV-Tank, der in dem Mainzer Vorgängerexperiment von KATRIN als Spektrometer verwendet wurde. Das innere Elektrodensystem dieses Spektrometers ist mit dem Hochspannungssystem des Hauptspektrometers verbunden. Dadurch kann das Monitor-Spektrometer zur Überwachung der Langzeitstabilität der Hochspannung des Hauptspektrometers verwendet werden. Hierzu befindet sich eine ^{83m}Kr Quelle in dem System, welche monoenergetische Elektronen mit einer Energie von $17824,3 \pm 0,5 \text{ eV}$ erzeugt. Da diese Linie etwas unterhalb der Endpunktenergie von Tritium liegt, wird die Quelle zusätzlich noch auf ein Potential gelegt. Durch eine Variation dieses Potentials kann die Position der Linie bestimmt werden. Ändert sich diese mit der Zeit wäre dies ein Hinweis auf einen potenziellen Langzeitdrift der Hochspannung am Hauptspektrometer.

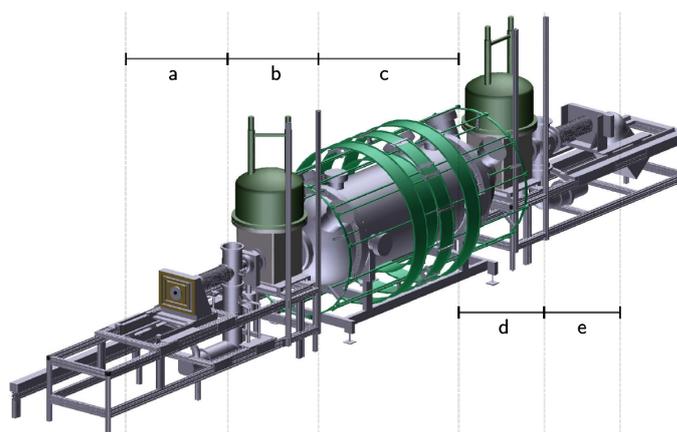


Abbildung 2.13.: Aufbau des Monitor-Spektrometers. a) Quellenhalter, b) und d) supraleitende Magnete, c) Spektrometer mit Luftspulen e) Detektor. Bild adaptiert aus [33].

3. Ionenquelle zum Test der DPS - ELIOTT II

3.1. Motivation - Ionenbestimmung und Ionenblockierung in der DPS

Die DPS hat im wesentlichen drei Aufgaben: 1) Transport der Elektronen mit Hilfe supraleitender Magnete, 2) Reduktion des Gasflusses durch Turbomolekularpumpen und 3) die Blockierung und Neutralisierung von Ionen aus der WGTS. Um letztgenanntes zu Erreichen verfügt die DPS über drei Paare von Dipolhalbschalen (Abb. 5.6), jeweils eine in Modul zwei, drei und vier sowie über eine FT-ICR Einheit in Modul fünf. Zudem gibt es zwei Ringelektroden, eine in Modul fünf vor dem FT-ICR, und eine im PP5. Im KATRIN-Betrieb wird die Ringelektrode vor dem FT-ICR auf ein positives Potential von etwa $\Phi = +100\text{ V}$ gelegt um die positiven Ionen aus der WGTS zu blockieren. Von den Dipolhalbschalen wird die Obere (an diese sind die Lämpchen angebracht) in jedem Modul auf ein negatives Potential von $\Phi = -100\text{ V}$ und die Untere auf Erde ($\Phi = 0\text{ V}$) gelegt. Dadurch werden die Ionen mittels $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift an eine Oberfläche gedrückt und dort neutralisiert. Der FT-ICR flussabwärts der Ringelektrode dient dazu, die Ionenblockierung zu überwachen. Mit Hilfe der Ringelektrode im PP5 kann in Testmessungen die Anzahl und die Art der zwischen WGTS und Ringelektrode gespeicherten Ionen gemessen werden. Um das System in der DPS bereits vor dem Anschluss der WGTS testen zu können wurde im Rahmen dieser Arbeit die Ionenquelle ELIOTT-II mit einigen Modifikationen neu gebaut.

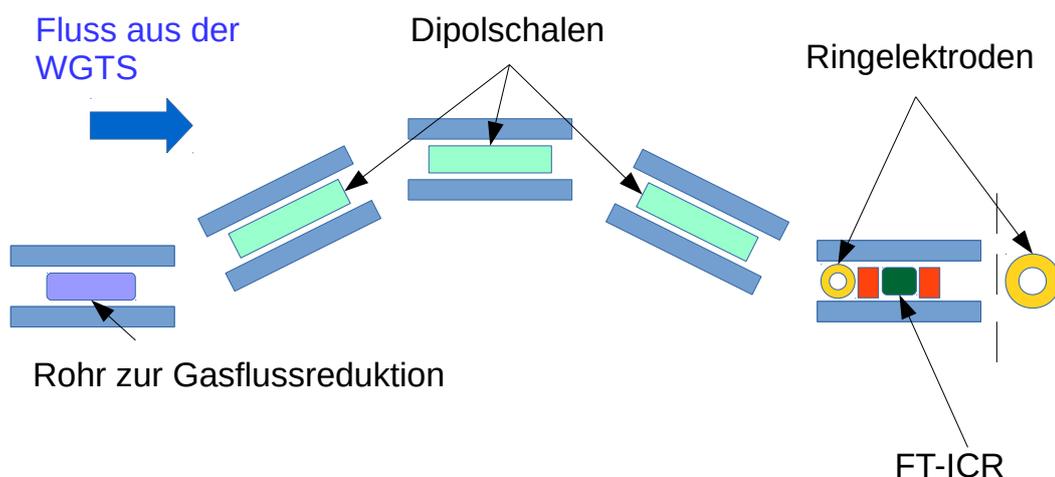


Abbildung 3.1.: Schema der DPS: Dipole, Ringelektroden und FT-ICR

3.2. ELIOTT-II, Ionenquelle zum Testen der DPS

ELIOTT-II ist eine Ionenquelle, die für den Test der DPS entwickelt wurde. Der Name ELIOTT steht für "ELECTRON IMPACT ION SOURCE TO TEST THE DPS". Die Quelle ist so gebaut, dass sie mit Hilfe eines CF-100 Flansches an ein Vakuumbauteil, z.B. die Eingangsbeamtube der DPS, montiert werden kann, und in diesem vorhandene Gasatome/Gasmoleküle mit Hilfe beschleunigter Photoelektronen ionisieren und die so erzeugten Ionen beschleunigen kann.

Im KATRIN-Betrieb stellt die WGTS eine flächige Ionenquelle dar, die einen Ionenstrom von etwa $I = 30 \text{ nA}$ verteilt über die gesamte Fläche des Flussschlauches produziert. Um dieses Verhalten nach zu empfinden wurde die ELIOTT-II als flächige Ionenquelle geplant. Der Abgedeckte Flussschlauch beträgt $\Phi = 10,2 \text{ cm}^2 \cdot B(z)$. Wird die Quelle bei einem hohen Druck ($p > 10^{-3} \text{ mbar}$) betrieben, so thermalisieren die Ionen bereits nach wenigen cm und haben eine ebenso niedrige kinetische Energie wie die Ionen aus der WGTS. Die ELIOTT-II kann zum Test der FT-ICR Einheit sowie zum Test der Ionenblockierung und Ioneneleminierung in der DPS verwendet werden. Auch ein Einsatz zum Testen des Faraday Cups für die CPS ist vorgesehen.

3.2.1. Funktionsweise der Ionenquelle ELIOTT-II

In einer UV-Lampe des Typs Hamamatsu L10366 werden Photonen erzeugt, die auf ein beschichtetes Vakuumfenster mit etwa 32 mm Durchmesser treffen. Das Vakuumfenster besteht aus MgF_2 , da dieses eine hohe Transmission im UV-Bereich hat. Darauf wurde am INT eine etwa 5 nm dicke Haftschrift aus Titan und eine 15 nm dicke Goldschicht aufgedampft. In dieser Goldschicht werden UV-Photonen absorbiert und dabei Photoelektronen ausgeschlagen. Die Titan-/Goldschicht kann auf ein negatives Potential gelegt werden und die erste Gitterelektrode auf ein positives. Auf diese Weise werden die ausgeschlagenen Elektronen beschleunigt. Treffen diese nun auf ein Gasatom oder Molekül, so können sie dieses ionisieren. Durch das positive Potential auf der Zylinderelektrode und das negative Potential auf der hinteren Gitterelektrode werden die Elektronen gestoppt und die positiven Ionen beschleunigt. Dieses Prinzip ist in Abb. 3.2 grafisch dargestellt. Das Potential der Elektroden wurde nicht höher als $\pm 70 \text{ V}$ gelegt, da die im Testlabor zu Verfügung stehenden Netzgeräte nicht höher eingestellt werden konnten und die Verwendung von HV-Netzteilen einen erheblichen Mehraufwand bedeutet hätten.

3.2.2. Verwendete Komponenten und Materialien

3.2.2.1. UV Lampe: Hamamatsu L10366

Die UV-Lampe L10366 von Hamamatsu ist eine Deuterium-Dampflampe und wurde für diese Ionenquelle gewählt, da sie eine hohe Intensität im UV-Bereich hat und dieses Licht mit einem großen Öffnungswinkel von etwa 5° abgibt. Damit ist eine fast homogene Beleuchtung des Kathodenfensters möglich.

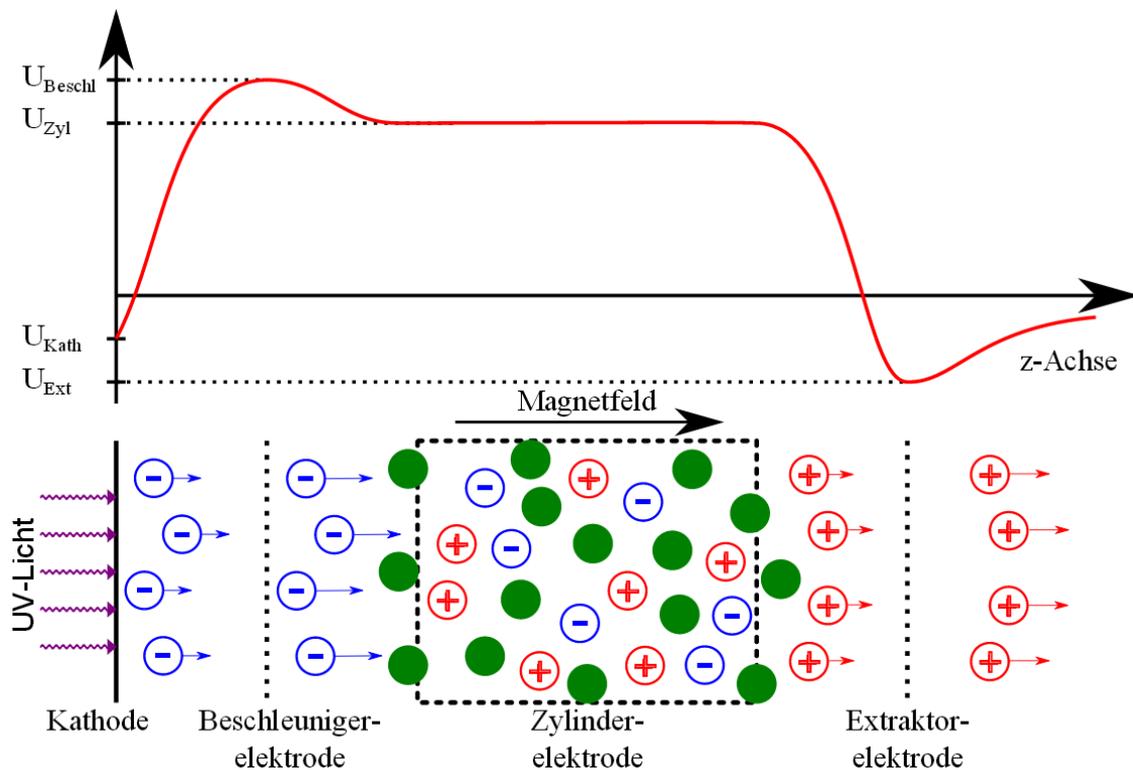


Abbildung 3.2.: Funktionsweise der Ionenquelle: UV-Licht trifft auf das Kathodenfenster, dessen Goldbeschichtung auf ein negatives Potential gelegt wird. Dort werden durch den Photoeffekt Elektronen ausgeschlagen, die durch die positive Beschleunigungselektrode beschleunigt werden und Gasmoleküle ionisieren können. Positiv geladene Ionen, die zwischen der Beschleuniger- und der Extraktorelektrode entstehen, werden im Bereich des Zylinders gebündelt und in Richtung der Extraktorelektrode beschleunigt. Die Elektronen hingegen werden durch die negative Extraktorelektrode abgebremst und können diese nicht passieren. Bild aus [57].

3. Ionenquelle zum Test der DPS - ELIOTT II

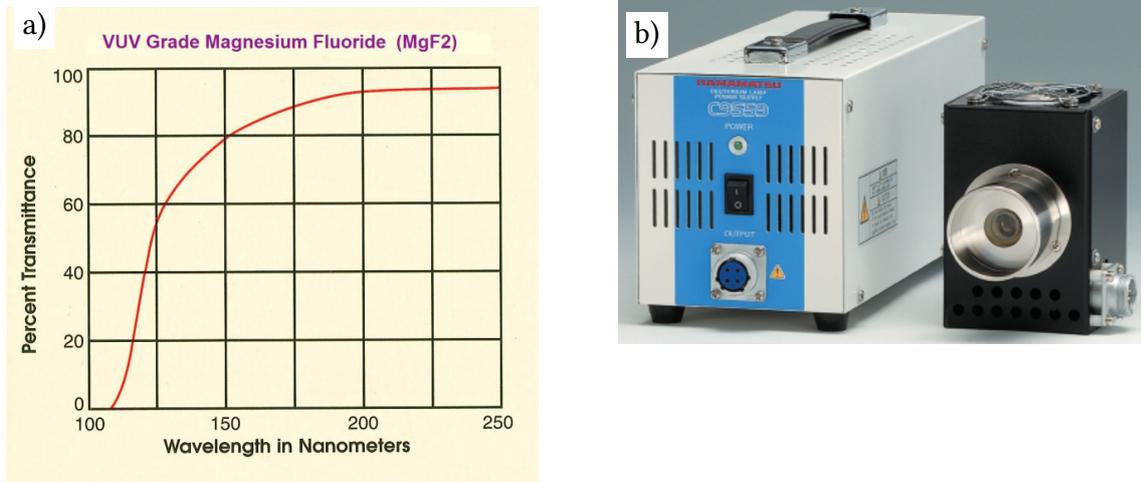


Abbildung 3.3.: a) Transmission des MgF_2 Fensters der UV-Lampe [32].
b) Bild der UV-Lampe [32].

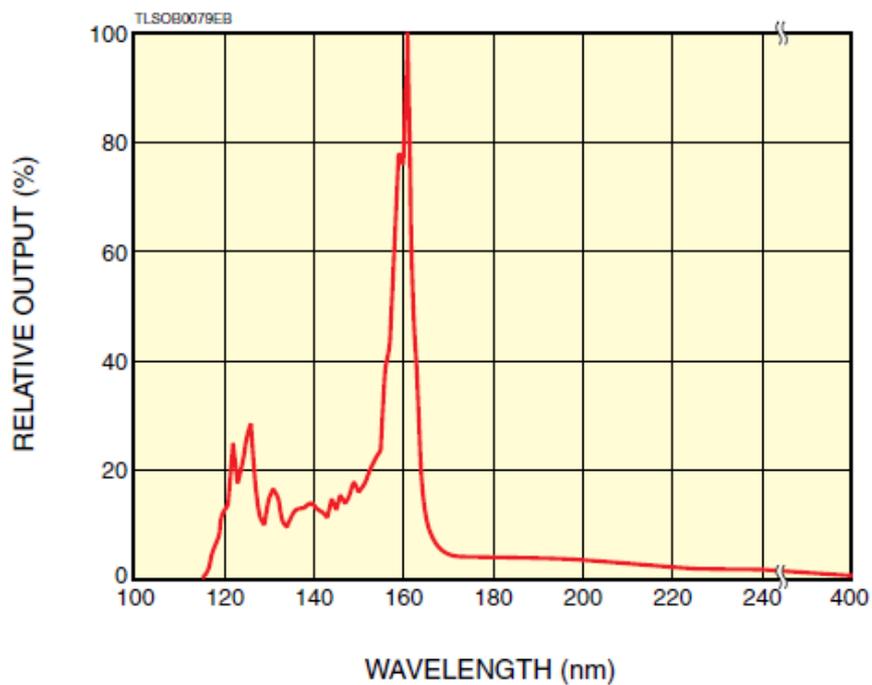


Abbildung 3.4.: Relatives Spektrum der UV-Lampe lt. Hersteller [32].

3.2.2.2. Aluminiumröhre

Der Abstand zwischen UV-Lampe und Kathodenfenster beträgt etwa 340 mm . Auf dieser Strecke weitet sich der Lichtkegel auf mehr als 40 mm im Durchmesser. Folglich trifft ein Teil des UV-Lichts auf die Innenwand des Stahlrohres. Aluminium zeichnet sich durch eine hohe Reflektivität im UV-Bereich aus [24]. Aus diesem Grund wurde eine Aluminiumröhre mit 210 mm Länge und 31 mm Innendurchmesser in das Stahlrohr eingesetzt. Dadurch sollte mehr UV-Licht auf das Kathodenfenster treffen und dieses zudem homogener ausgeleuchtet werden. In dem Aluminiumrohr ist auf einer Seite eine Aussparung, damit der Raum zwischen UV-Lampe und Kathodenfenster evakuiert werden kann. Das Aluminiumrohr wurde weder poliert, noch wurde die Oberfläche geschützt. Durch diese Maßnahmen kann man die Reflektivität des Rohres noch erhöhen.

3.2.2.3. Vakuum zwischen UV-Lampe und Kathodenfenster

UV-Licht wird von Sauerstoff absorbiert [23]. In dem hier verwendeten Wellenlängenbereich von $\lambda = 115 - 400\text{ nm}$ kommt es dabei zur Bildung von Ozon sowie von freien Sauerstoffradikalen. Diese können zu weiteren Reaktionen, z.B. an der Oberfläche der Lampe oder des Kathodenfensters führen und damit die Transmissionseigenschaften verschlechtern. Um die Absorption von UV-Licht so wie der damit einhergehenden chemischen Reaktionen vorzubeugen sollte der Bereich zwischen UV-Lampe und Kathodenfenster evakuiert werden bevor die Lampe eingeschaltet wird. Zu diesem Zweck ist ein ISO-KF Anschluss der Größe DN16 vorhanden.

3.2.2.4. Haltering aus PEEK

Der Haltering dient als Stützstruktur für die elektrischen Durchführungen und gewährleistet ihre elektrische Isolation zu anderen Bauteilen. PEEK (Poly-Ether-Ether-Keton) ist ein thermoplastischer Kunststoff, der vom Tritiumlabor (TLK) toleriert wird und in Vakuumsystemen verwendet werden kann. PEEK wird auch an anderen Stellen in der DPS, z.B. im Pumpport 5 (PP5) verwendet.

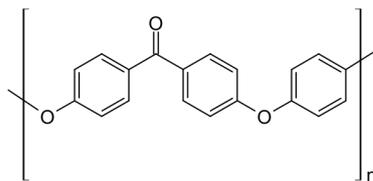


Abbildung 3.5.: Strukturformel von PEEK ($C_{19}H_{14}O_3$)

3.2.2.5. Isolator

Ein Isolator zwischen dem Rohr und dem Kathodenfenster dient dazu das Kathodenfenster elektrisch von dem Rest der Quelle zu isolieren, sodass es auf ein gewünschtes Potential gelegt werden kann. Der Isolator hat einen inneren Durchmesser von nur $d = 30\text{ mm}$.

Damit stellt er die einzige Engstelle zwischen der UV-Lampe und dem Kathodenfenster (Innendurchmesser $d = 32 \text{ mm}$) da.

3.2.2.6. Kathodenfenster aus Quarzglas und MgF_2

Die UV-Lampe gibt einen großen Teil ihrer Leistung im Wellenlängenbereich von $120 - 170 \text{ nm}$ ab (s. Abb 3.4). Das Kathodenfenster sollte Licht in diesem Bereich möglichst verlustfrei transmittieren. Es gibt nur wenige Materialien, die vom optischen Spektralbereich bis ins ferne UV transparent sind. Dies sind unter anderem LiF , CaF_2 und MgF_2 . Da LiF sehr teuer und CaF_2 leicht brüchig und hygroskopisch ist, wurde ein MgF_2 -Fenster verwendet. Dieses hat gute Transmissionseigenschaften, ist fest und chemisch relativ beständig. Das Fenster ist eingebaut in einen CF-40 Flansch aus sehr schwach magnetischem Stahl (316 LN). Neben dem Fenster aus MgF_2 ist auch ein weiteres Fenster vorhanden, welches mit hoher Wahrscheinlichkeit aus Quarzglas besteht. Quarzglas hat deutlich schlechtere Transmissionseigenschaften im fernen UV-Bereich, wodurch weniger Photonen auf der Goldschicht ankommen und dementsprechend ein kleinerer Elektronenstrom erzeugt wird.

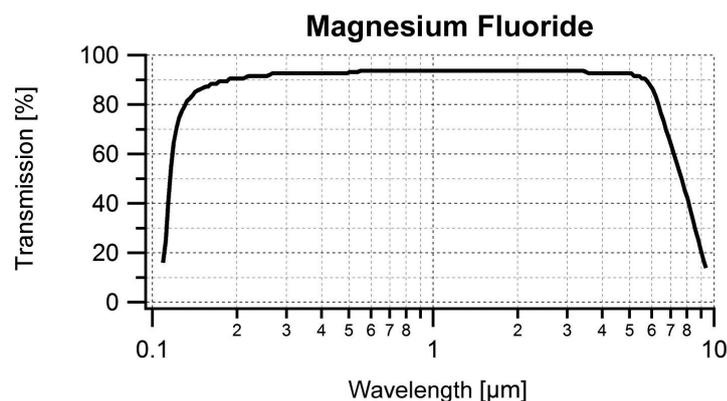


Abbildung 3.6.: Transmission des MgF_2 -Fensters [55]

3.2.2.7. Beschichtung des Kathodenfensters: Titan und Gold

Das Kathodenfenster wurde am INT (Institut für Nanotechnologie am KIT Campus Nord) mit einer 5 nm dicken Schicht aus Titan und einer 15 nm dicken Schicht aus Gold bedampft. Die Titanschicht dient dabei lediglich als Haftschicht und wurde möglichst dünn gewählt, damit nicht zu viel UV-Licht durch das Titan absorbiert wird. Allerdings darf die Schicht auch nicht zu dünn gewählt werden, da es beim Bedampfungsvorgang zu Inselwachstum kommen kann und die Schicht möglicherweise nicht durchgängig wäre. Die Dicke der Goldschicht ist ein Kompromiss aus Lichtabsorption und freier Weglänge der Elektronen: Wählt man die Schicht zu dünn, so wird ein Großteil des Lichtes transmittiert. Dadurch werden zum einen weniger Elektronen ausgeschlagen, und es kann zudem zu ungewollten Untergrundeffekten durch das transmittierte UV-Licht kommen. Der Absorptionskoeffizient von Gold beträgt etwa $\alpha(\lambda = 160 \text{ nm}) = 9,396 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ [22]. Bei einer Schichtdicke

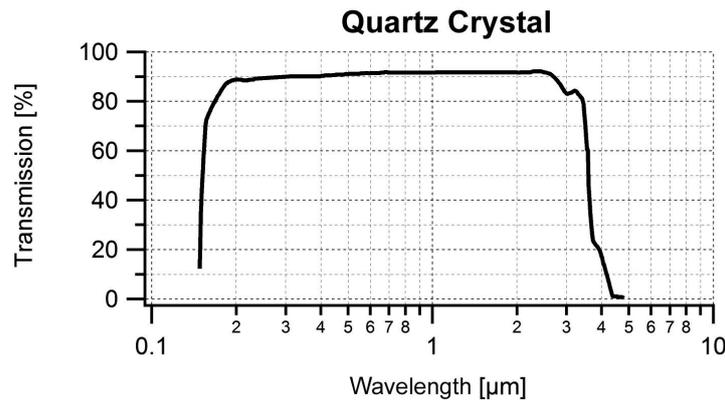


Abbildung 3.7.: Transmission des Quarzglasfensters [55]

von 15 nm wird etwa 24,4 % des Lichts transmittiert welches auf die Goldschicht trifft und 22 % werden von der Goldschicht reflektiert. Im optischen Bereich ist der Anteil des transmittierten Lichts höher. Das Maximum liegt etwa bei $\lambda = 500 \text{ nm}$. Bei dieser Wellenlänge wird etwa die Hälfte des Lichts das auf die Goldschicht trifft transmittiert.

Wird die Goldschicht zu dick gewählt verlieren die Elektronen bereits im Material ihre kinetische Energie durch Stöße und können den Festkörper nicht mehr verlassen. Die mittlere freie Weglänge für Elektron-Phonon-Stöße beträgt in Gold für Elektronen mit einer kinetischen Energie von 5,5 – 7,5 eV etwa 25 nm [29].

Die Dicke der Titan und der Goldschicht wurde bewusst relativ dünn gewählt, da es einfacher ist die Schichtdicke durch weiteres Aufdampfen zu verstärken, als sie zu reduzieren. Es hat sich herausgestellt, dass die Goldschicht nicht sehr gut haftet. Dies könnte daran liegen, dass die Titanschicht zu dünn ist. Auch hat sich gezeigt, dass sehr viel Licht transmittiert wird. Möglicherweise würde eine dickere Goldschicht zu einem höheren Elektronenstrom und damit zu einem höheren Ionenstrom führen. Dies wurde im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht getestet.

3.2.2.8. Elektroden: Edelstahl

Die Elektroden werden zum Beschleunigen elektrisch geladener Teilchen verwendet. Sie wurden mit einem Laser aus Edelstahlblech herausgeschnitten. Edelstahl wurde verwendet da er ausreichend elektrisch leitet, nur schwach magnetisch ist und in Vakuumapparaturen verwendet werden kann.

Die Form der Elektroden hat einen deutlichen Einfluss auf ihre Funktionalität, daher wurde in dieser Arbeit eine radiale Form verwendet, wie dies von M. Zoll vorgeschlagen wurde [61].

3.2.2.9. Faraday-Platte: Kupfer

Die Faraday-Platte ist nicht Teil der Ionenquelle, sondern dient der Messung des erzeugten Ionenstroms um die Quelle charakterisieren zu können. Die Platte wurde aus Kupfer gefertigt, da Kupfer ein guter Leiter und wenig magnetisch ist.

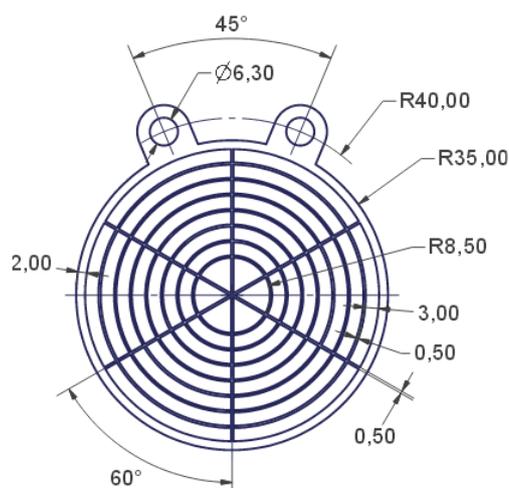


Abbildung 3.8.: Radiale Elektrode wie von M. Zoll vorgeschlagen [61]

3.2.2.10. Spule für den Teststand

Um die Ionenquelle testen zu können wurde eine Spule aus einem Edelstahlrohr und Kupferlackdraht gebaut. Die Spule hat eine Länge von 300 mm und einen Innendurchmesser von etwa 150 mm. Die Spule hat einen Ohmschen Widerstand von $R \sim 1,5 \Omega$ und kann mit einem Strom von $I = 10 A$ dauerhaft betrieben werden. Das Feld im Zentrum der Spule beträgt dabei etwa $B = 14 mT$. Zur Kühlung der Spule können zwei handelsübliche Ventilatoren verwendet werden.

3.2.3. Testaufbau

Um die Ionenquelle zu charakterisieren wurde ein Teststand gebaut (Abb. 3.9 und 3.10). Dieser besteht aus einem CF-100 Rohr, an welches die Ionenquelle angeflanscht werden kann, einer Kupferplatte zur Strommessung, der in 3.2.2.10 beschriebenen Magnetspule sowie einem Vakuumsystem mit Gaseinlass und Druckmessröhre.

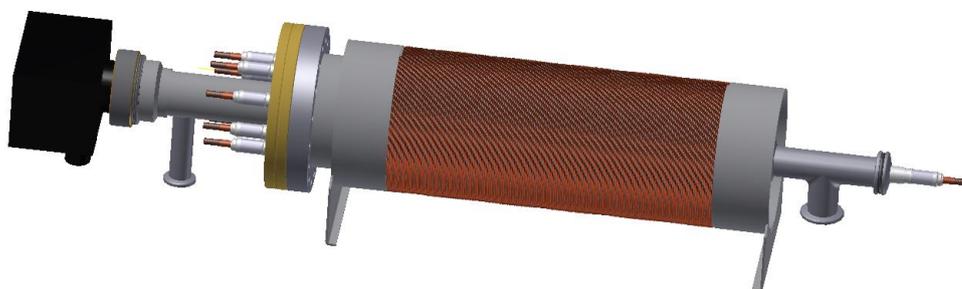


Abbildung 3.9.: Sicht auf den Teststand (Modell)

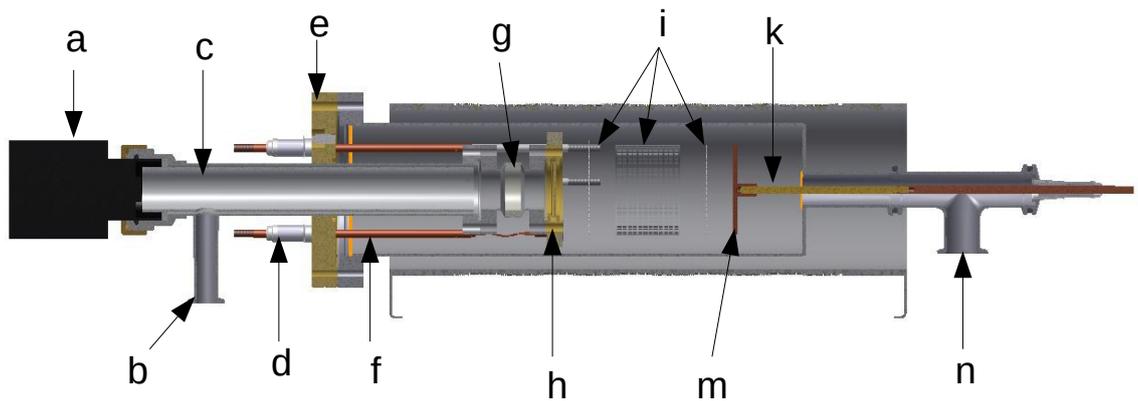


Abbildung 3.10.: Vertikaler Querschnitt des Teststandes (CAD-Modell)

- a) UV-Lampe
- b) ISO-KF DN16 Flansch zum evakuieren des Rohrs zwischen Lampe und Fenster
- c) Rohr aus Aluminium für höhere Reflektivität im UV-Bereich
- d) Isolator für die Durchführung (ausgelegt für mindestens 2 kV)
- e) CF-DN100 Flansch zum anbringen der Quelle an andere Vakuumbau-
teile
- f) elektrische Durchführungen (Kupfer)
- g) Isolator zur elektrischen Isolation des Kathodenfensters
- h) Kathodenfenster
- i) Elektroden
- m) Kupferplatte (funktioniert als Faraday Cup)
- k) Durchführung für die Kupferplatte
- n) ISO-KF DN25 Flansch zum evakuieren des Teststandes

3.2.4. Druck- und Spannungsabhängigkeit der Ionenproduktion

Die Ionenrate hat bei den durchgeführten Testmessungen mit steigenden Elektroden-
spannungen stetig zugenommen. Es ist zu erwarten, dass die Ionenrate bei noch höheren
Spannungen weiter ansteigt. Das wurde allerdings im Rahmen dieser Messungen nicht
getestet. Der maximale Wirkungsquerschnitt für Ionisation durch Elektronen liegt in etwa
bei 100 eV [60]. Dieser Wert konnte zwar prinzipiell erreicht werden, allerdings waren
die Elektronen auf Grund der geringen Beschleunigungsspannung nicht in der Lage viele
Moleküle zu ionisieren. Wie sich die Quelle bei höheren Spannungen verhält sieht man in
[43].

Erhöht man den Gasdruck, so erhöht sich dabei die Anzahl der Moleküle die ionisiert
werden können. Gleichzeitig sinkt dabei die freie Weglänge der Teilchen. Beide Effekte
zusammen haben bei den Testmessungen zu einem maximalen Ionenstrom von knapp
 2 nA bei einem Druck von $p = 1 - 5 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ geführt. Bei geringerem Druck sinkt die
Ionenrate stark ab. Unter $p = 4 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$ ist der Ionenstrom kaum mehr von Unter-
grund und systematischen Effekten zu unterscheiden, die bei manchen Messungen bis zu
 $I_{\text{Untergrund}} = \pm 30 \text{ pA}$ betragen haben.

Abb. 3.11 zeigt den an drei verschiedenen Tagen gemessenen Ionenstrom. Das Spannungs-
setup der Elektroden war bei allen drei Messungen gleich:

Elektrode	Spannung gegen Erde (V)
Kathodenfenster	-57,1
Beschleuniger-Elektrode	+68,9
Zylinder	+60
Extraktor-Elektrode	-70

Bei einem geringen Druck von $p < 10^{-4} \text{ mbar}$ ist der Ionenstrom sehr gering und steigt
in etwa linear mit dem Druck. Bei höherem Druck flacht die Kurve zunehmend ab und
erreicht bei etwa $p = 3 - 5 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ ihr Maximum. Da der Einsatz der Quelle bei mög-
lichst geringem Druck geplant ist, wurden keine Messungen bei noch höheren Drücken
durchgeführt.

Die Messungen an verschiedenen Tagen zeigen zudem, dass der Ionenstrom schwächer
wird. Das könnte verschiedene Ursachen haben:

- 1) Die UV-Lampe wird mit der Zeit schwächer, ihre Lebenszeit (Definiert als Abfall auf die
Hälfte der ursprünglichen Intensität) beträgt etwa 500 Stunden bei $\lambda = 160 \text{ nm}$.
- 2) Die Beschichtung des Kathodenfensters könnte sich ablösen, und dadurch weniger
Elektronen erzeugen. Dem könnte man durch erneutes bedampfen entgegenwirken.

3.2.5. Untergrund

Bei den Testmessungen zur Charakterisierung der Quelle sind zwei Arten von Untergrund
aufgetreten. Zum einen ein druckabhängiger und über längere Zeiträume auch zeitlich
veränderlicher Untergrund bei der Messung des Ionenstroms, der auch bei vollständig
ausgeschalteter Ionenquelle zu sehen ist, und zum Anderen ein durch die UV-Lampe
erzeugter Effekt, der als Photoeffekt auf der Kupferplatte interpretiert wird.

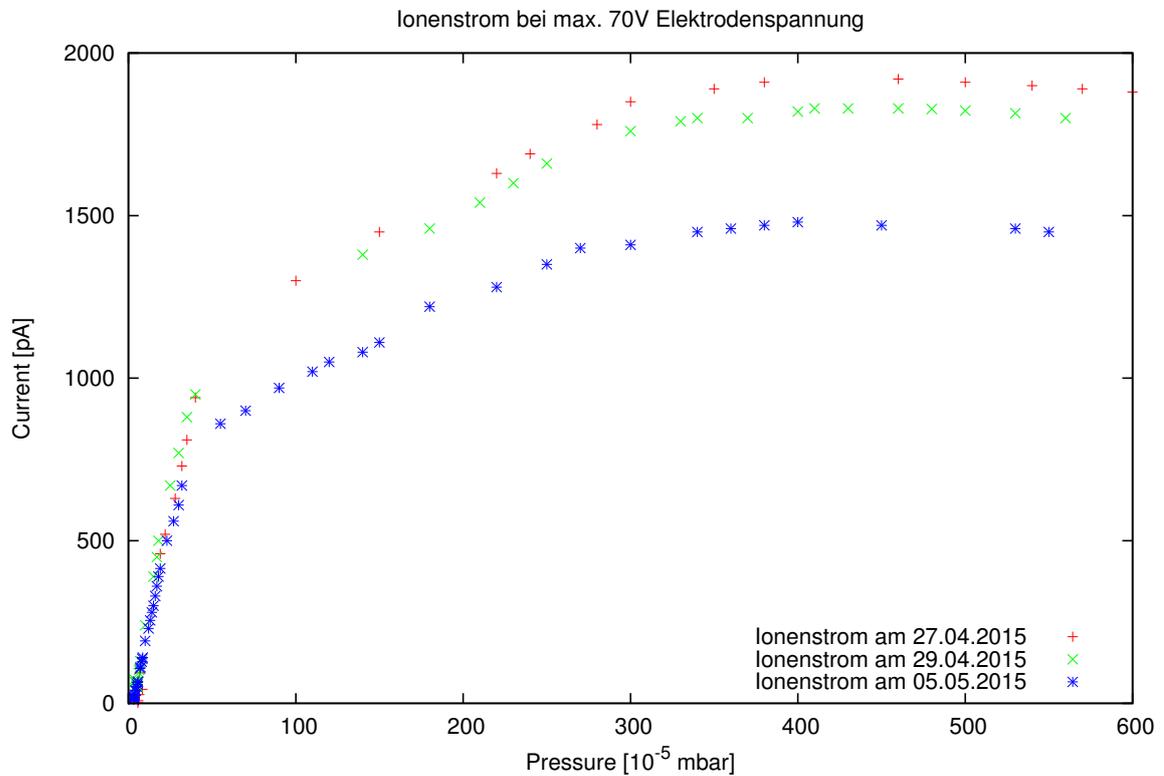


Abbildung 3.11.: Zu sehen ist die Druckabhängigkeit des Ionenstroms, gemessen an verschiedenen Tagen. Das Elektrodensetup war in allen drei Messungen identisch (s. Tab. 3.2.4). Mögliche Erklärungen für die Abnahme des Stroms in später durchgeführten Messungen sind der Alterungseffekt der UV-Lampe oder eine mögliche Schädigung der Goldschicht des Kathodenfensters. Ein Einfluss äußerer Bedingungen wie Temperatur und Luftfeuchtigkeit kann nicht ausgeschlossen werden.

Der Ionenstrom steigt zunächst sehr steil, ab etwa $5 \cdot 10^{-4}$ mbar etwas langsamer, und erreicht bei etwa $5 \cdot 10^{-3}$ mbar ein Maximum. Bei höherem Gasdruck fällt er langsam ab. Der Absolutwert des Stroms hängt von der angelegten Elektrodenspannung ab. Mit einer höheren Spannung ist auch ein höherer Strom möglich. Die Spannungsabhängigkeit ist in [43] beschrieben.

3.2.5.1. Druckabhängiger Untergrund bei der Messung des Ionenstroms

Auch bei ausgeschalteter Ionenquelle war ein Strom an der Kupferplatte messbar. Dieser Strom war stets kleiner als $I = 200 \text{ pA}$ und nur schlecht reproduzierbar. Der Untergrund hat sich über Tage hinweg verändert und ist in der Tendenz kleiner geworden je länger das System nicht geöffnet wurde. In der Messung sieht man eine Abhängigkeit des Untergrundstroms von dem von der Spule erzeugten Magnetfeld. Ab einem Druck von etwa $3 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ verschwindet der Untergrund.

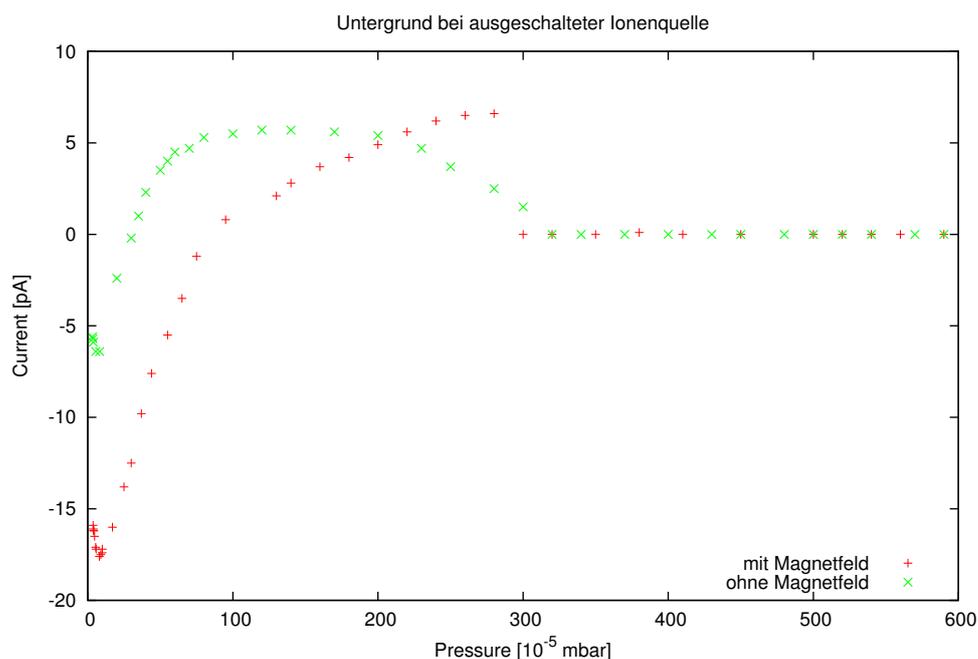


Abbildung 3.12.: Untergrundmessung mit ausgeschalteter Ionenquelle. Zu sehen ist die Druckabhängigkeit des Untergrundes der Ionenstrommessung. Grün: ohne Magnetfeld der Spule. Rot: mit Magnetfeld (ca. 14 mT). Der Untergrund beträgt in diesen Messungen nicht mehr als 20 pA und verschwindet ab einem Druck von $3 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$.

3.2.5.2. Photoeffekt an der Kupferplatte

Ein kleiner Teil des UV-Lichts der Lampe wird durch die Goldschicht transmittiert und trifft auf die Kupferplatte. Dort werden Elektronen ausgeschlagen und erzeugen dadurch einen positiven Strom. Dieser Effekt kann unterdrückt werden indem die Extraktorelektrode der Ionenquelle auf ein negatives Potential gesetzt, und damit ein Gegenfeld für die Elektronen erzeugt wird. Abb. 3.13 zeigt, dass bereits eine kleine Spannung von $U = -3 \text{ V}$ diesen Effekt fast vollständig unterdrückt. Im regulären Betrieb der Ionenquelle befindet sich diese Elektrode auf einer großen, negativen Spannung (z.B. $U = -60 \text{ V}$). Daher sollte der Photoeffekt keinen Einfluss auf die Charakterisierungsmessungen der Ionenquelle haben.

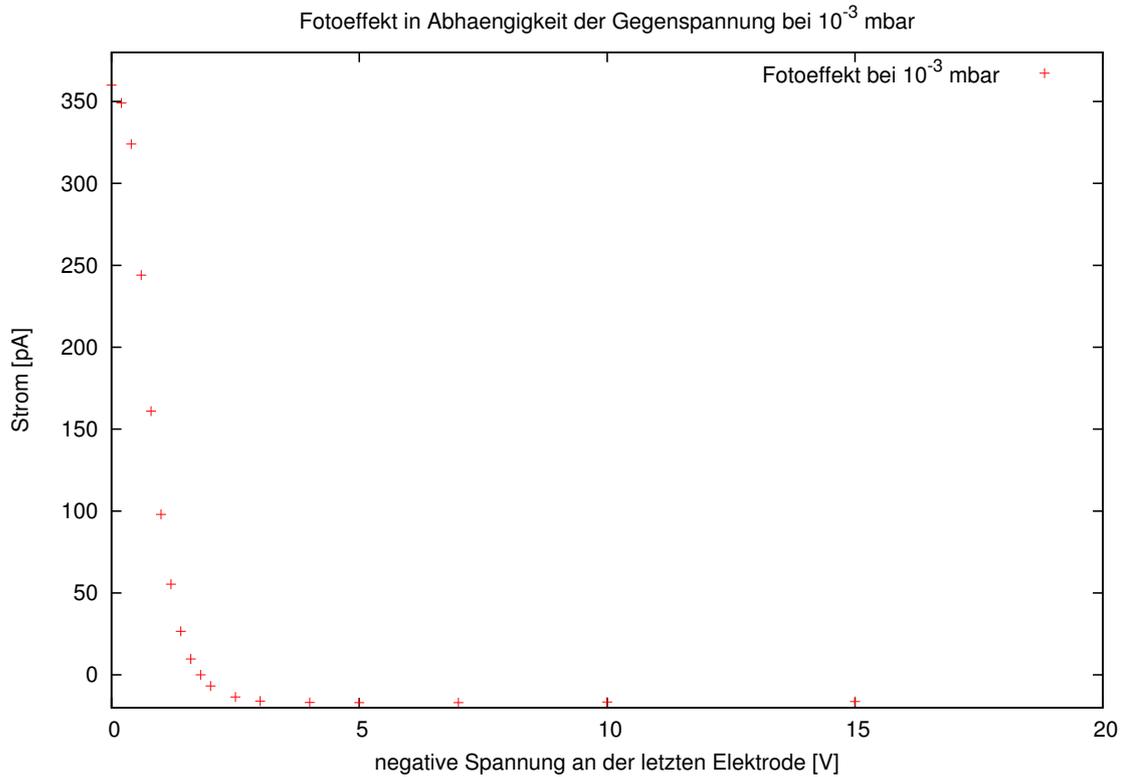


Abbildung 3.13.: Zu sehen ist der Einfluss des Photoeffekts in Abhängigkeit der Spannung an der Extraktorelektrode (alle anderen Elektroden auf 0 V). Bereits eine kleine negative Spannung ist ausreichend um den Untergrund zu unterdrücken. Im Betrieb der Ionenquelle wird diese Elektrode mit einem stark negativen Potential (z.B. -60 V) betrieben. Dadurch sollte dieser Untergrund bei der Charakterisierung der Ionenquelle keine Rolle spielen. Der Strom nimmt bei hohen Spannungen des zweiten Gitters in dieser Messung einen negative Wert von etwa -16 pA an. Ein Grund hierfür könnte sein, dass die UV-Photonen Elektronen aus der Elektrode ausschlagen und diese auf die Platte fliegen. Es ist allerdings auch möglich, dass die -16 pA ein reines Untergrundsignal sind.

3.3. FT-ICR

Ein FT-ICR, der Name steht für **F**ourier **T**ransform - **I**on **C**yclotron **R**esonance, ist eine elektromagnetische Teilchenfalle mit der man Ionen zerstörungsfrei messen kann. Die FT-ICR Einheit bei KATRIN hat eine einfache Zylinderform, da eine hyperbolische Form aus Platzgründen nicht möglich ist.

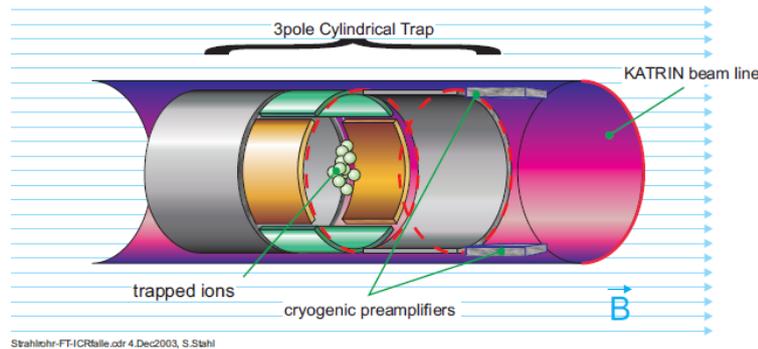


Abbildung 3.14.: Demozeichnung der FT-ICR Falle bei KATRIN. Bild bereitgestellt von S. Stahl.

Auf beiden Seiten der Falle befindet sich eine Ringelektrode die auf ein Potential gefahren werden kann um Ionen darin zu speichern. Zudem werden die Ionen durch das Magnetfeld von etwa 5 T auf eine Cyclotronähnliche Bahn gezwungen, wodurch sie in den Richtungen senkrecht zum Magnetfeld gefangen sind. Im inneren Bereich der Falle, in dem die Ionen durch das Magnetfeld und die Ringelektroden gefangen sind, befindet sich ein viergeteilter Ring, von dem zwei Teile mit Hilfe eines Frequenzgenerators zur Anregung der Ionen verwendet werden. Die anderen beiden Teile messen den Spiegelstrom, der durch die Ionen erzeugt wird. Dieser wird verstärkt und das Signal fouriertransformiert, um die Frequenz des Signals zu erhalten. Gemessen wird die so genannte reduzierte Cyclotronfrequenz ω_+ die geringfügig kleiner als die Cyclotronfrequenz ω_c ist. Es gilt [31]

$$\omega_c = \frac{qB}{m}, \quad \omega_z = \sqrt{\frac{qV_0}{md^2}}, \quad (3.1)$$

$$\omega_+ = \frac{1}{2}(\omega_c + \sqrt{\omega_c^2 - 2\omega_z^2}). \quad (3.2)$$

Hierbei ist ω_c die klassische Cyclotronfrequenz, ω_z die axiale Frequenz, ω_+ die reduzierte Cyclotronfrequenz, q die Ladung des gemessenen Teilchens, m die Masse des gemessenen Teilchens, B das angelegte Magnetfeld, V_0 das Fallenpotential und d ein Geometrieparameter aus Radius und Länge der Falle. Entscheidend für die Frequenz eines Teilchens ist das Verhältnis von Ladung zu Masse. Da man beim KATRIN-Experiment nur einfach geladene Teilchen erwartet ist die Teilchenmasse die einzige relevante Variable und es kann direkt von den gemessenen Frequenzen auf die Massen der Teilchen geschlossen werden.

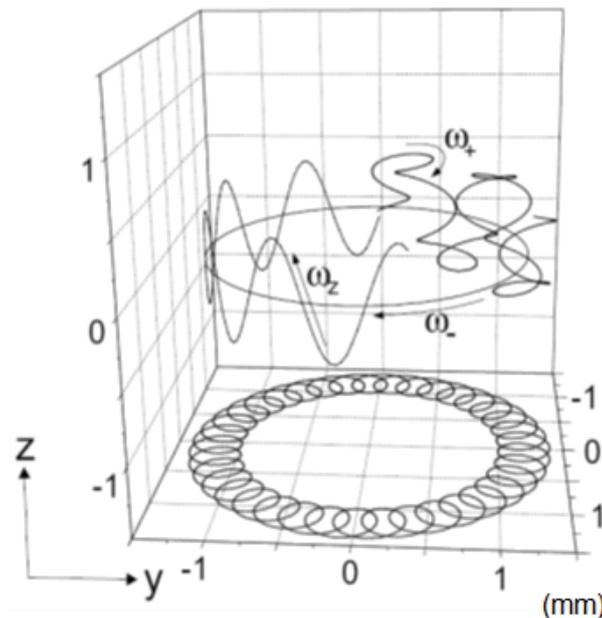


Abbildung 3.15.: Ideale Bahn eines Ions in einer FT-ICR Falle [9].

3.3.1. Rahmenbedingungen für FT-ICR bei KATRIN

Beim KATRIN-Experiment herrschen bestimmte Rahmenbedingungen, da sich die Ionenfalle in das Gesamtexperiment einpassen muss. Auf Grund der Beamtubegeometrie wird bei Katrin eine einfache, zylinderförmige Gabrielse Falle verwendet, obwohl eine hyperbolische Form für ein solches Fallenexperiment Vorteile hat. Des weiteren wird die Falle in der DPS bei Raumtemperatur betrieben und die Homogenität des Magnetfeldes ist auf Grund des um 20° schräg stehenden Nachbarmagneten nicht ideal. Auf Grund dieser Rahmenbedingungen wird es nicht möglich sein einzelne Ionen zu messen, sondern es ist eine Detektionsschwelle von etwa 1000 Ionen im Fallenvolumen zu erwarten [53] [38] [47].

Die maximale Ionenanzahl im Fallenvolumen sollte nicht mehr als 10^6 betragen [53]. Bei einer Ionenanzahl von mehr als 10^7 besteht zudem die Möglichkeit, dass die Teilchen, auf Grund des hohen Raumladungspotentials, die Falle verlassen können.

3.3.2. Aufgaben bei KATRIN

Für das KATRIN Experiment hat die FT-ICR Falle zwei Aufgaben: Erstens soll die Ionenkonzentration sowie die Ionenintensität der unterschiedlichen Ionen in der DPS gemessen werden, und zweitens muss kontrolliert werden, dass die Ionenblockierung funktioniert.

3.3.2.1. Ionenanalyse in der DPS

In der Fensterlosen Tritiumquelle (WGTS) zerfällt Tritium und erzeugt dabei neben den β -Elektronen auch Ionen, welche bei den niedrigen Temperaturen in der WGTS von $T = 30\text{ K}$

Ion/Molekül	Energy $\Delta Q(eV)$
T^-	+15,7
T_2	0
T	-8,1
T^+	-48,9
T_2^+	-32,4
T_3^+	-18,6

Tabelle 3.1.: Endpunktverschiebung des β -Spektrums von Ionen. Positive Ionen haben eine niedrigere Endpunktsenergie als neutrales Tritium. Negative Ionen haben dagegen eine höhere Endpunktsenergie. Es ist daher sehr wichtig, dass es möglichst wenig negative Tritiumionen im KATRIN Experiment gibt. Tabelle aus [34].

Cluster bilden können [14]. Eine Abschätzung der zu erwartenden Ionenintensitäten in der WGTS sind in Abb. 3.16 zu sehen. Abb. 3.17 zeigt die radiale Abhängigkeit des Ionenstroms, welche allerdings nicht mit dem FT-ICR gemessen werden kann. Die β -Elektronen, die beim Betazerfall eines Tritiumkerns in einem Ion entstehen haben eine andere Endpunktsenergie als solche die in neutralem Tritium entstehen (s. Tab 3.1). Daher ist es für die Analyse der Neutrinomassenmessungen wichtig den Anteil der einzelnen Ionensorten zu kennen. Allgemein gilt, dass β -Elektronen aus positiv geladenen Quellen eine geringere Endpunktsenergie haben als solche aus neutralen Quellen, wogegen die Energie bei negativen Quellen höher ist [34].

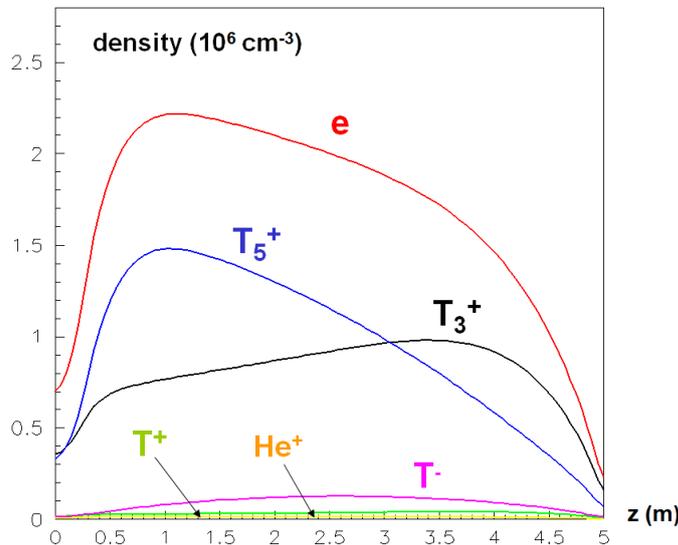


Abbildung 3.16.: Dieses Bild zeigt die Dichte der Tritiumionen auf der Strahlachse der WGTS. Am Ausgang der WGTS sind die T_3^+ Ionen die häufigste Ionensorte [14]

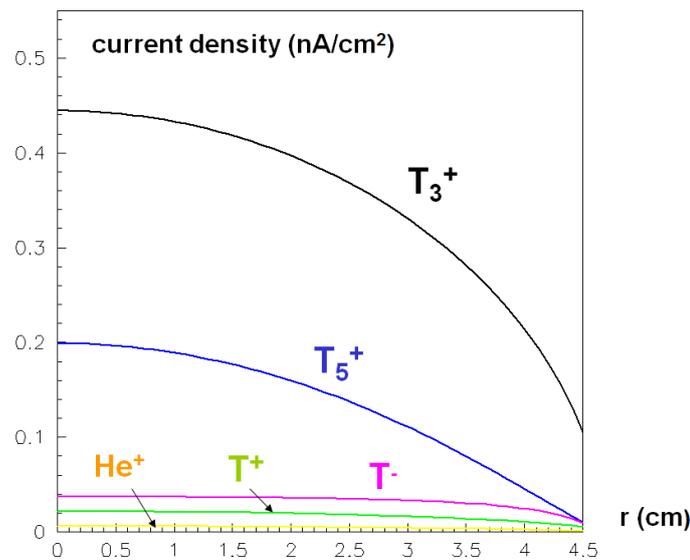


Abbildung 3.17.: Dieses Bild zeigt die radiale Abhängigkeit des Ionenstroms am Ende des WGTS-Rohrs. [14]

Im laufenden KATRIN Betrieb werden die Ionen durch eine Ringelektrode in Modul 5 der DPS, die auf ein positives Potential von etwa $\Phi = +100$ V gelegt wird, blockiert. Dadurch, und durch den stetigen Gasfluss aus der Quelle, sind die Ionen zwischen der WGTS und der Ringelektrode gespeichert. Mit Hilfe der Dipolschalen in den DPS-Modulen 2, 3 und 4 werden die Ionen mittels $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift neutralisiert. Um diesen Zustand zu simulieren und die Ionen mit dem FT-ICR messen zu können wird die Ringelektrode in PP5 ein- und die Elektrode in BT5 dafür ausgeschaltet. Auf diese Weise verhalten sich die Ionen so wie sie dies auch im laufenden KATRIN-Experiment und können mit dem FT-ICR gemessen werden.

3.3.2.2. Kontrolle der Ionenblockierung

Die Ionen aus der WGTS dürfen auf keinen Fall in die Spektrometer gelangen, da sie dort einen großen Untergrund erzeugen und möglicherweise die Spektrometer mit Tritium kontaminieren könnten. Die FT-ICR Einheit in BT5 der DPS befindet sich hinter der Ringelektrode deren Aufgabe es ist die Ionen aus der WGTS vollständig zu blockieren. Sollte die Neutralisation der Ionen mit Hilfe der Dipolschalen in der DPS allerdings nicht effizient genug sein, könnte die hohe Ionenkonzentration zu einem Raumladungspotential führen mit dessen Hilfe die Ionen die Blockierungs-Elektrode überwinden könnten. Mit Hilfe des FT-ICR könnten diese Ionen gemessen werden. Sieht man mit dem FT-ICR kein Signal, so kann man ein oberes Limit für die Anzahl der Ionen hinter der Blockierungs-Elektrode angeben.

Ionen bei KATRIN	Masse	mögliche Testgase	Masse der Ionen
T^+	$3u$	D_2	$2u / 4u$
$T_2^+ / {}^3HeT^+$	$6u$	4He	$4u$
T_3^+	$9u$	N_2	$14u / 28u$
T_5^+	$15u$	O_2	$16u / 32u$
T_7^+	$21u$	Ne	$20u$
usw.	...	H_2O	$1u / 16u / 18u$

Tabelle 3.2.: In der Tabelle stehen Ionen bzw. Moleküle und ihr ungefähres molekulares Gewicht. Auf der linken Seite stehen die Ionen, die im KATRIN Experiment erwartet werden. Diese sollen mit dem FT-ICR detektiert werden. Auf der rechten Seite sind mögliche Testgase aufgelistet, mit denen der FT-ICR im Vorfeld getestet und kalibriert werden könnte.

3.3.3. Geplanter Testaufbau für FT-ICR

Bis Ende April 2015 war geplant einen FT-ICR in Magnet 1 der DPS einzubauen und diesen mit Hilfe der Ionenquelle ELIOTT II zu testen und zu kalibrieren. Zu diesem Zweck wurde ein Testaufbau geplant und die Montage teilweise vorbereitet. Es wurde entschieden den FT-ICR auf Grund möglicher Kollisionen mit dem Flussschlauch nicht in BT1 ein zu bauen. Dennoch wird der geplante Testaufbau hier kurz vorgestellt, da einige Ideen möglicherweise für die Messung des FT-ICR in BT5 verwendet werden können.

Die Ionenquelle kann mit Hilfe eines Reduzierflansches direkt an Beamtube 1 der DPS angeschlossen werden. Da die Beamtube einen beweglichen Faltenbalk hat, muss diese Konstruktion zusätzlich gestützt werden. Die Ionenquelle wurde von der Länge so konstruiert, dass der FT-ICR in alle drei möglichen Positionen in der Beamtube eingebaut werden kann, ohne mit der Ionenquelle zu kollidieren. Sollte die Quelle an einem anderen Ort montiert werden, sollte darauf geachtet werden, dass sich das Kathodenfenster in einem relativ starken Magnetfeld befindet, da nur so ein großer Teil des Flussschlauches abgedeckt werden kann. Die Fläche des Kathodenfensters beträgt etwa $10,2 \text{ cm}^2$. Des weiteren können die Ionen durch den magnetischen Spiegeleffekt reflektiert werden wenn die magnetische Feldstärke zunimmt. Eine Platte aus Kupfer mit einer elektrischen Durchführung auf der gegenüberliegenden Seite der Ionenquelle erlaubt es den Ionenstrom hinter dem FT-ICR zu bestimmen. Dies ist wichtig um den FT-ICR kalibrieren zu können. Ein Gaseinlass bietet die Möglichkeit die Gasart, und damit die Ionensorte, fest zu legen. Die Ionen sollten so gewählt werden, dass ihre Massen ähnlich denen der zu erwartenden Ionen im KATRIN-Betrieb sind (s. Tab. 3.2).

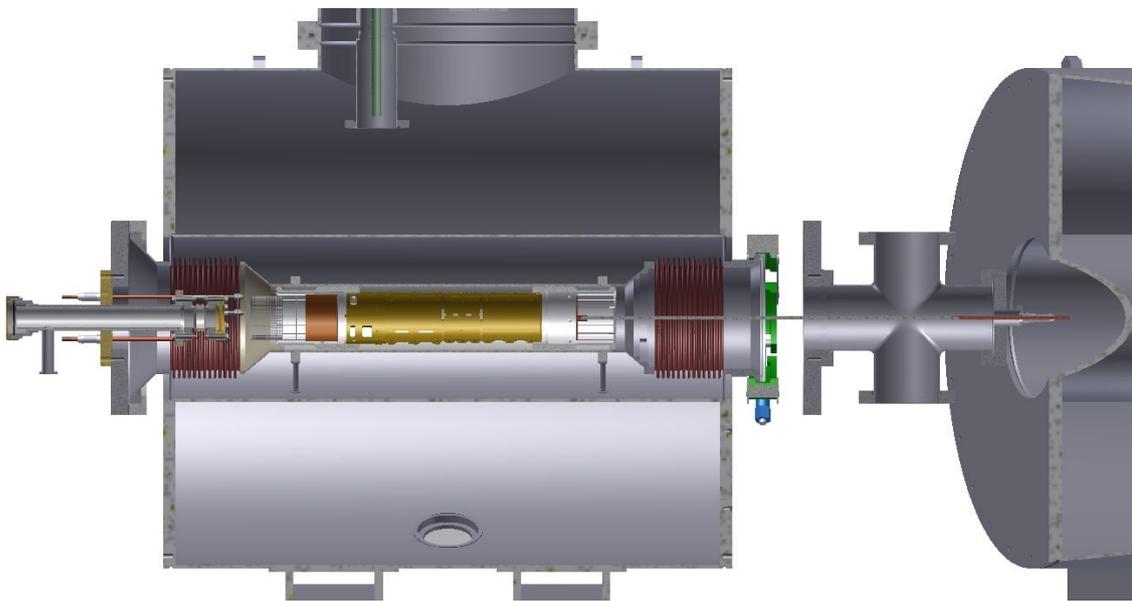


Abbildung 3.18.: Möglicher Aufbau für den Test eines FT-ICR in Modul 1 der DPS. Dieser Aufbau wird nicht realisiert werden, da entschieden wurde keinen FT-ICR in Modul 1 der DPS ein zu bauen. In diesem Testsetup ist das Kathodenfenster etwa 354 mm von der Mitte des Magneten entfernt. Damit hätte die Ionenquelle einen Fluss von etwa $10,2\text{ cm}^2 \cdot 3,14\text{ T} = 32,0\text{ Tcm}^2$ abgedeckt.

4. Flussschlauch in der Transportstrecke

Der Magnetische Fluss durch eine Fläche ist das Integral der Normalkomponente des Feldes über die betrachtete Fläche. Bei KATRIN ist die Normalkomponente in der Regel B_z . Eine Ausnahme sind die Schikanen in der DPS und der CPS, in denen der Flussschlauch eine Kurve macht und dadurch auch B_x betrachtet werden muss.

4.1. Der Flussschlauch bei KATRIN

Betrachtet man den Flussschlauch des KATRIN Experiments, so muss man zwischen der räumlichen Ausdehnung des Flussschlauches und dem magnetischen Fluss unterscheiden. Die Größe des Flussschlauches wird durch die WGTS festgelegt. Hier beträgt der Radius des Flussschlauches der zum Detektor (FPD) transportiert werden soll etwa 41 mm . Wird die Quelle mit dem Design-Magnetfeld von $B = 3.6\text{ T}$ betrieben, so erhält man einen magnetischen Fluss von

$$\Phi = B_z \cdot A = B_z \cdot \pi \cdot r^2 = 191\text{ Tcm}^2. \quad (4.1)$$

Werden alle Komponenten mit dem Design-Magnetfeld betrieben, so sieht der Detektor (FPD) einen Fluss von 210 Tcm^2 und die Rear-Wall 229 Tcm^2 . Für das KATRIN-Experiment ist allerdings nicht der Fluss, sondern die abgebildete Fläche entscheidend. Reduziert man z.B. das Magnetfeld im gesamten Experiment um 10% so wird immer noch die gleiche Fläche der Quelle und damit die gleiche Anzahl Elektronen auf den Detektor abgebildet, obwohl nur ein Fluss von $191 \cdot 0,9\text{ Tcm}^2 = 171,9\text{ Tcm}^2$ transportiert wird.

4.2. Simulation des Flussschlauches

Die Simulationen des Flussschlauches in dieser Arbeit werden mit dem Simulationsprogramm Kassiopeia [11] durchgeführt, das für die Simulation von elektrischen und magnetischen Feldern, sowie zum Teilchenttracking geeignet ist. Informationen zu diesem Programm findet man u.a. in [20] und [19]. Die Simulation der Transportstrecke basiert auf der Arbeit von R. Combe [41]. Die vorhandene Geometrie der Transportstrecke wurde im Rahmen dieser Arbeit überprüft, aktualisiert und erweitert.

4.3. Verschiebung des Flussschlauches

Der Flussschlauch des KATRIN-Experimentes kann verschoben werden. In einem homogenen Magnetfeld würde dies einer parallelen Verschiebung aller Feldlinien in die gleiche

Richtung entsprechen. In den Bereichen der Transportstrecke mit einem hohen Magnetfeld kann dieses Verhalten in guter Näherung angenommen werden. Eine Verschiebung des Flussschlauches kann auf zwei Arten erfolgen: Zum einen durch die WGTS-Dipolspulen an beiden Enden der Quellsektion, und zum Anderen durch relativ zur Strahlachse gekippte Magnetspulen.

Wichtig ist, dass die Verschiebung des Flussschlauches vom Magnetfeld am jeweiligen Ort abhängt: Je kleiner das Magnetfeld, desto größer die Verschiebung. In erster Näherung ist die relative Stärke der Verschiebung proportional zur Wurzel des Magnetfeldes am jeweiligen Ort ($d(\vec{r}) \propto \frac{1}{\sqrt{B(\vec{r})}}$).

4.3.1. WGTS-Dipolspulen

In Modul 2 der DPS1F (Detektorseitiges Ende der Quelle) befinden sich zwei supraleitende Dipolspulenpaare mit deren Hilfe der Flussschlauch in horizontaler und vertikaler Richtung verschoben werden kann. Die Dipolspulen haben in Strahlrichtung eine Ausdehnung von 755 mm , und bilden jeweils einen Viertelkreis mit einem inneren Radius von 184 mm und einem äußeren Radius von 206 mm . Eine Dipolspule hat in etwa 785 Windungen und kann kurzzeitig mit einem maximalen Strom von 157 A betrieben werden [17] ?? .

Für die räumliche Verschiebung des Flussschlauches ist das Verhältnis von dem Magnetfeld in Strahlrichtung zu dem von den Dipolspulen erzeugten Feld senkrecht zur Strahlrichtung entscheidend. Die maximale Kraft pro Ampere durch die Dipolspulen ergibt sich durch

$$\int B_y dz \quad (4.2)$$

zu etwa 234 Tmm . Dieser Wert ist allerdings nicht völlig konstant auf dem Flussschlauch, sondern hat eine radiale- sowie eine Winkelabhängigkeit, die für kleine Verschiebungen allerdings vernachlässigbar ist. Nähert man das Magnetfeld in z -Richtung als Konstante mit $B_z = 5,5\text{ T}$ über die gesamte Länge der Dipolspule an, so erhält man eine maximale Verschiebung des Flussschlauches von $42,5\text{ mm}$ bei $B = 5,5\text{ T}$. Dies stimmt in etwa mit der deutlich genaueren Simulation überein, die eine maximale Verschiebung von $44,5\text{ mm}$ in einem Magnetfeld von $B = 5,5\text{ T}$ liefert. Wichtig ist an dieser Stelle darauf hinzuweisen, dass die Verschiebung an einem Ort von der magnetischen Feldstärke an diesem Ort abhängt und daher angegeben werden muss. Diese Angabe trifft keine Aussage über das Magnetfeld am Ort der Dipolspule.

Um die Verschiebung des Flussschlauches simulieren zu können, wurden die Dipolspulen in Kassiopeia eingebaut. Abbildung 4.1 zeigt eine Modellzeichnung der DPS1F Magnete inklusive der Dipolspulen. Abbildung 4.2 zeigt die Implementierung in Kassiopeia.

In Abbildung 4.3 ist eine Simulation von mehreren Teilchen zu sehen, die alle in der y - z -Ebene starten. Man erkennt, dass die Teilchen in Näherung alle parallel verschoben werden. Das bedeutet, dass der Flussschlauch durch die Dipolspulen nahezu ohne Verzerrung verschoben wird. Es ist zudem gut zu erkennen, dass der Flussschlauch im Bereich zwischen den Magneten, das bedeutet bei schwachem Magnetfeld, stärker verschoben wird als in Bereichen mit starkem Magnetfeld.

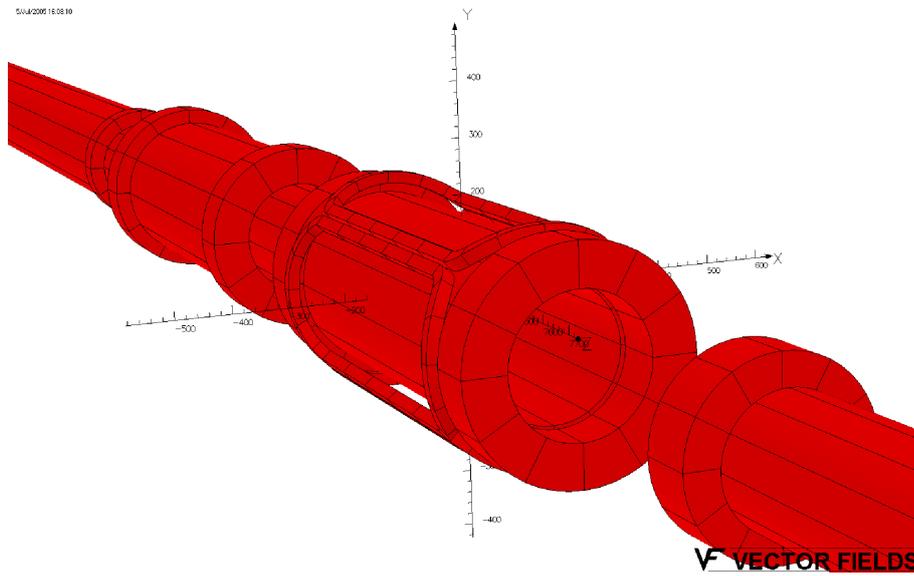


Abbildung 4.1.: Modell der DPS1F Magnete inklusive der Dipolspulen aus einem Report zum Magnetdesign der WGTS aus dem Jahr 2005 [37].

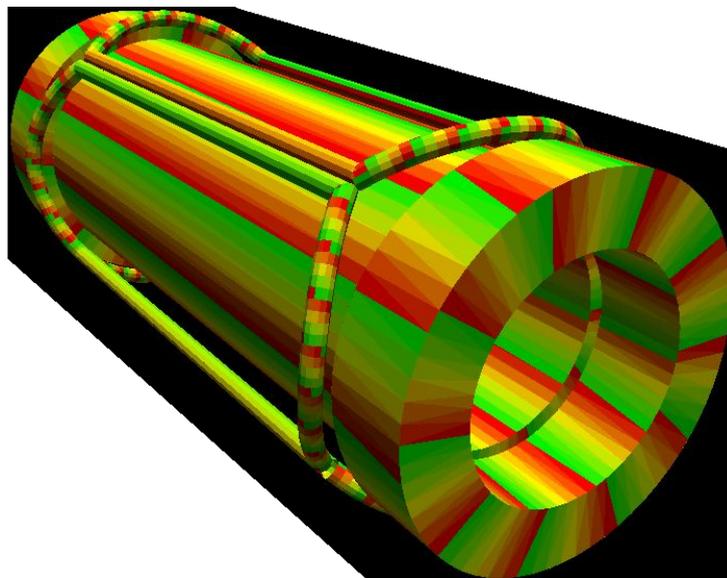


Abbildung 4.2.: Magnet der DPS1F mit Dipolspulen in Kassiopeia.

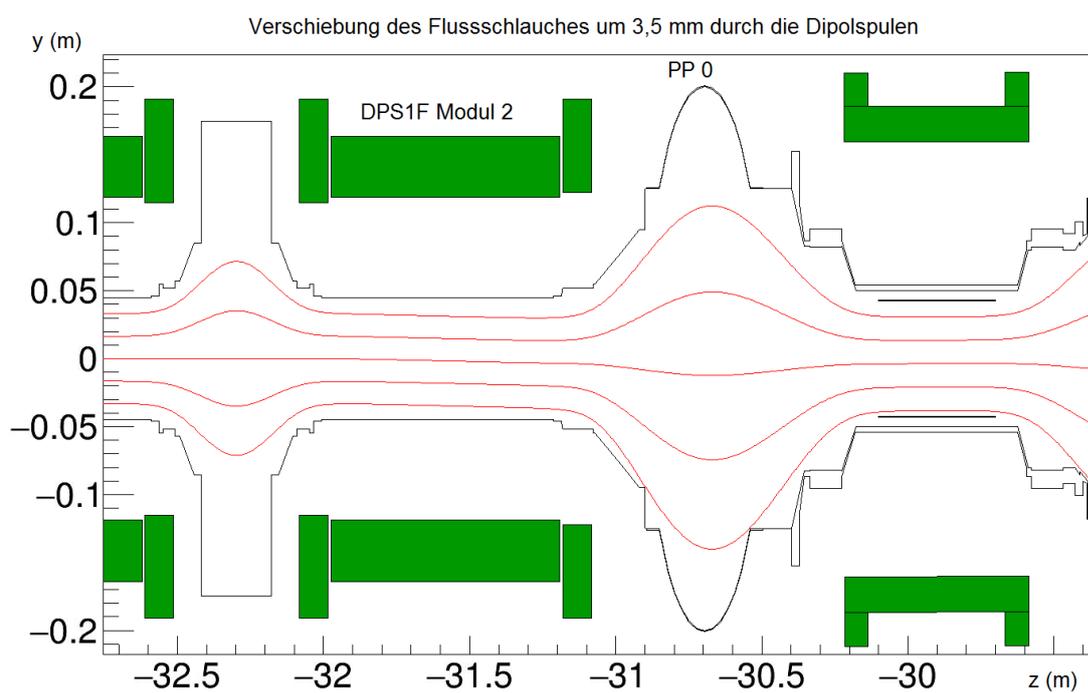


Abbildung 4.3.: Grün: Spulen, Rot: magnetische Feldlinie, Schwarz: Geometrie. Das Bild zeigt die Verschiebung des 191 T cm^2 Flussschlauches durch die Dipolspulen in Modul 2 der DPS1F um etwa $3,5 \text{ mm}$ bei $5, 6 \text{ T}$. Man sieht gut, dass sich der Flussschlauch in Bereichen mit schwächerem Magnetfeld (z.B. in der Mitte des PP0) stärker verschiebt als in Bereichen mit starkem Magnetfeld.

4.3.2. Gekippte Magnete

Ist die Spule eines der supraleitenden Magneten des KATRIN-Experimentes relativ zum Design-Flussschlauch gekippt, so führt dies zu einer Verschiebung des Flussschlauches. Ist z.B. eine Spule auf der Detektorseite nach oben gekippt, so wird der Flussschlauch durch diesen Magneten nach oben verschoben. Ähnlich wie bei den Dipolspulen führt auch eine gekippte Magnetspule zu einer nahezu homogenen Verschiebung des Flussschlauches. Simulationen mit Kassiopeia zeigen, dass eine Kippung der Spule (genau genommen ist es ein Ensemble aus drei Spulen) eines DPS-Magneten um $0,1^\circ$ zu einer Verschiebung des Flussschlauches um etwa $0,5\text{ mm}$ bei einem Magnetfeld von $B = 5,5\text{ T}$ führt. Sind mehrere Magnete gekippt, so können die Verschiebungen in guter Näherung linear addiert werden. Dies ist in Abb. 4.4 zu sehen. Sowohl eine Kippung aller fünf DPS Magnete um $0,02^\circ$ (rot) als auch eine Verkippung eines Magnete um $0,1^\circ$ (blau) führen am Ende der DPS zur gleichen Verschiebung. Man erkennt zudem, dass eine starke Verkippung eines Magneten (blaue Linie) lokal zu einer starken Verschiebung führt.

Kleine Verschiebungen der Spulen in vertikaler oder horizontaler Richtung haben dagegen nur eine lokale Auswirkung auf den Flussschlauch. Daher sind Verschiebungen der Spulen nicht so kritisch wie Verkippungen.

4.3.3. Gemessene Kippung und Verschiebung der Magnete der DPS

Die Ausrichtung der DPS-Spulen relativ zum Kryostaten wurde von I. Glasner durch Magnetfeldmessungen bestimmt [25]. Hierbei wurden die drei Spulen - Hauptspule und zwei Korrekturspulen - als ein Ensemble betrachtet, für welches eine effektive Kippung und eine effektive Verschiebung ermittelt wurde.

In Abb. 4.5 bezeichnen Δx , Δy und Δz die Verschiebung des Spulenzentrums relativ zum Kryostaten. Die Winkel α und β sind Eulerwinkel in der $zx'z''$ -Konvention und beschreiben die Drehung der Spule um das Spulenzentrum. Der Winkel α beschreibt dabei die Drehung des Koordinatensystems um die z -Achse, also die Längsachse der Spule, und gibt dadurch die Richtung an in welche die Spule gekippt ist. Der Winkel β beschreibt nun die Drehung um die neue x' -Achse. Der Wert von β ist daher ein Maß für die Stärke der Kippung. So bedeutet beispielsweise $\alpha = 0^\circ$ und $\beta = -0,35^\circ$ eine Kippung der Spule um $0,35^\circ$ nach oben (d.h. Detektorseite nach oben, Quellseite nach unten), und damit eine Verschiebung des Flussschlauches nach oben.

Simulationen mit Kassiopeia zeigen, dass die DPS-Spulen, angenommen die Kryostate stehen auf Designposition, den Flussschlauch in der BT7 der CPS ($B = 5,8\text{ T}$) um etwa $2,7\text{ mm}$ nach oben verschieben würden. Berücksichtigt man die gemessene Position der Kryostate (Abb.A.1), so ergibt sich sogar eine Verschiebung von $2,9\text{ mm}$ nach oben.

4.3.4. Position der Kryostate

Die Kryostate der DPS-Magnete wurden um Juli 2015 ausgerichtet und ihre Position mit einem Laser-Tracker vermessen (s. Abb. A.1). Die Messungen zeigen, dass die Kryostate

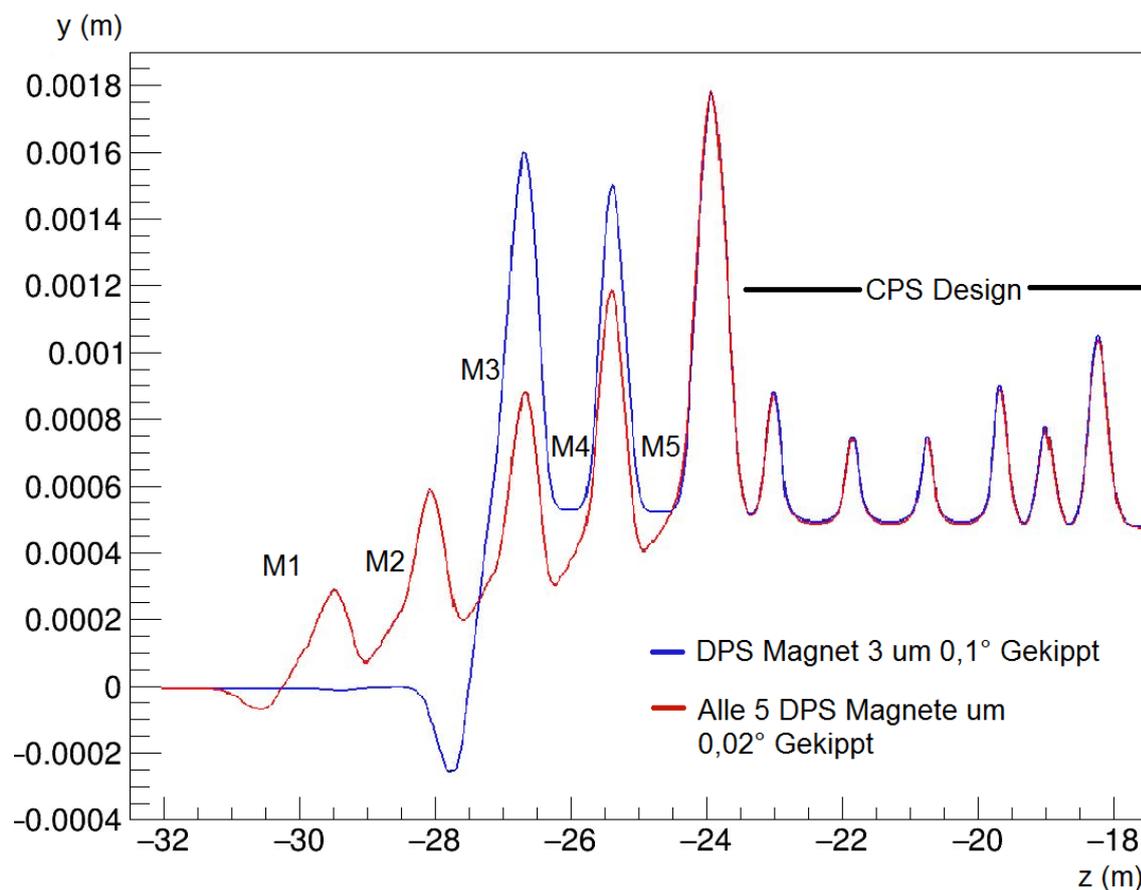


Abbildung 4.4.: Dieses Bild zeigt die Trajektorie eines Teilchens in der Mitte des Flussschlauches. Dabei sind entweder alle fünf DPS-Magnete um $0,02^\circ$ nach oben gekippt (rot), oder Magnet 3 der DPS ist um $0,1^\circ$ nach oben gekippt (blau). Die CPS Magnete befinden sich in dieser Simulation auf Designposition. Man erkennt, dass das Teilchen, und daher auch der Flussschlauch, am Ende der DPS in beiden Fällen um das selbe Maß nach oben verschoben ist.

	β [°]	α [°]	Δx [mm]	Δy [mm]	Δz [mm]
Magnet 1	-0,062 $\pm 0,035$	45,0 $\pm 35,0$	0,26 $\pm 0,21$	-0,5 $\pm 0,39$	0,34 $\pm 0,04$
Magnet 2	0,104 $\pm 0,035$	15,0 $\pm 25,0$	-0,1 $\pm 0,3$	0,5 $\pm 0,1$	0,1 $\pm 0,04$
Magnet 3	-0,28 $\pm 0,037$	-15,0 $\pm 15,0$	-0,2 $\pm 0,03$	-1,4 $\pm 0,1$	0,4 $\pm 0,04$
Magnet 4	-	-	-	-	0,1 $\pm 0,1$
Magnet 5	-0,35 $\pm 0,035$	0,0 $\pm 15,0$	-0,1 $\pm 0,2$	-0,39 $\pm 0,1$	-0,4 $\pm 0,04$

Abbildung 4.5.: Ergebnisse der Magnetfeldmessungen der DPS Magnete: Kippung und Verschiebung der Spule relativ zum Kryostaten. Bereitgestellt von I. Glasner [25].

insgesamt leicht nach oben und Osten gekippt sind. Die Positionierungsfehler aller DPS-Cryostate zusammen entsprechen einer Spulenkipfung von etwa $\beta = 0,068^\circ$ mit $\alpha = 224^\circ$.

4.3.5. Kippung des Magneten auf Position 3 der DPS

Da eine Verschiebung des Flussschlauches nach oben zu einer Kollision in der CPS führen kann, wurde entschieden den Cryostaten auf Position 3 der DPS um $0,5^\circ$ nach unten zu kippen. Um eine solche Kippung zu erzielen können unter den Magnetfüßen (Abb. 4.6) Unterlegbleche hinzugefügt oder entfernt werden. Da die Spule des Magneten nicht nur gekippt, sondern auch $1,4\text{ mm}$ nach unten verschoben ist, wurden die Füße auf der Detektorseite um 1 mm gesenkt und die Füße auf der Quellseite um 2 mm angehoben. Dadurch wird das Zentrum des Magneten um $0,5\text{ mm}$ angehoben und die Spule nach unten gekippt. Eine Messung hat eine Änderung des Kippungswinkel des Cryostaten im Vergleich zur vorherigen Position von $0,4^\circ$ ergeben.

Rechnet man zudem die gemessene Position der Kryostate mit ein, so ergibt sich, dass der Flussschlauch durch die DPS in einem Feld von $B = 5,75\text{ T}$ (BT7 der CPS) um $1,0\text{ mm}$ nach oben verschoben wird.

4.3.6. Position und Kippung der CPS-Spulen

Die Verschiebung und Verkippung der CPS-Spulen wurde von ASG mit einem Lasertracker gemessen und in den kalten Zustand hochgerechnet. Die Messungen zeigen, dass die Magnete mehrheitlich mit der Detektorseite nach oben gekippt sind und daher den Flussschlauch nach oben verschieben. Abb. 4.9 zeigt die Abweichung vom Design in

4. Flussschlauch in der Transportstrecke

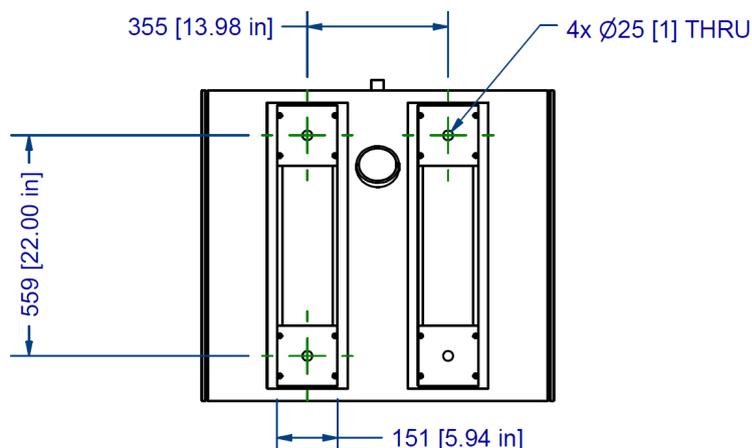


Abbildung 4.6.: Zeichnung des Cryostaten eines DPS-Magneten von unten. Der Abstand der Fußmittelpunkte in Strahlrichtung beträgt 155 mm.

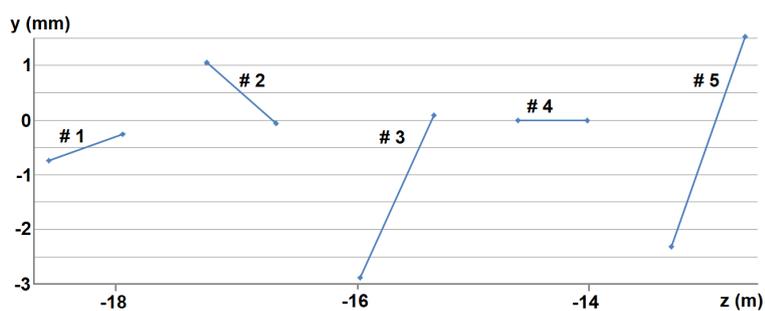


Abbildung 4.7.: Kippung der DPS-Spulen in vertikaler Richtung ohne Kippung von Magnet 3. Daten aus Abb. A.1.

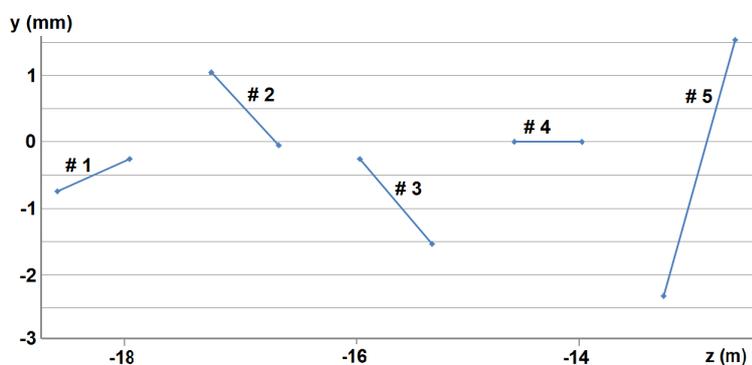


Abbildung 4.8.: Kippung der DPS-Spulen in vertikaler Richtung nach der Kippung von Magnet 3.

y-Richtung. Die Rauten sind dabei Messpunkte von ASG, die blauen Linien lediglich eingefügte Geraden zur optischen Unterstützung.

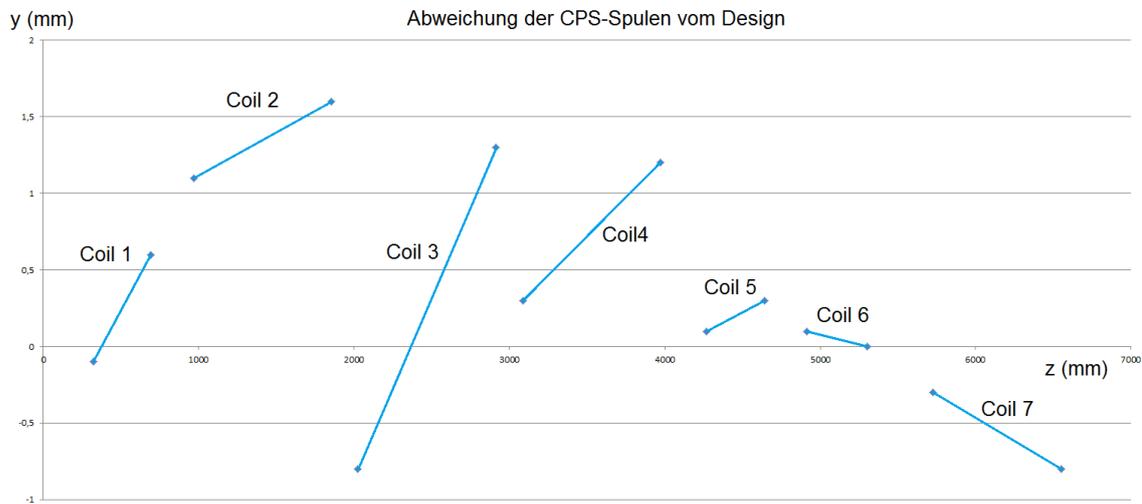


Abbildung 4.9.: Rauten: Von ASG angegebene Abweichungen vom Design in vertikaler Richtung (s. Abb. A.3 und Abb. A.4). Blaue Linien: Lineare Interpolation zur besseren Anschaulichkeit.

Die Simulationen zeigen, dass der Fluss Schlauch in der Mitte der BT7 ($B = 5,75 T$) durch die CPS-Magnete um $1,2 mm$ nach oben verschoben wird. Insgesamt ergibt sich eine Verschiebung von etwa $2,2 mm$ nach oben durch die Magnete von DPS und CPS. Die Verschiebung in horizontaler Richtung beträgt weniger als $0,2 mm$ und ist daher vernachlässigbar.

Komponente	Verschiebung nach oben in BT7 bei $B = 5,75 T$
DPS (ohne Korrektur von Magnet 3)	$2,9 mm$
DPS (mit Korrektur)	$1,0 mm$
CPS	$1,2 mm$
DPS (Korrigiert) + CPS	$2,2 mm$

Abbildung 4.10 zeigt den Höhenverlauf eines Teilchens, welches sich am Ende der WGTS im Zentrum der Beamtube ($x = 0, y = 0$) befindet. Das zeigt, wie stark der Fluss Schlauch durch die Magnete verschoben wird. Die Verschiebung im Zentrum von BT7 der CPS beträgt $2,2 mm$. Das bedeutet, dass der Fluss Schlauch um $2,2 mm$ mit den WGTS Dipolspulen nach unten verschoben werden müsste, damit er in der BT7 der CPS auf der Designhöhe verläuft.

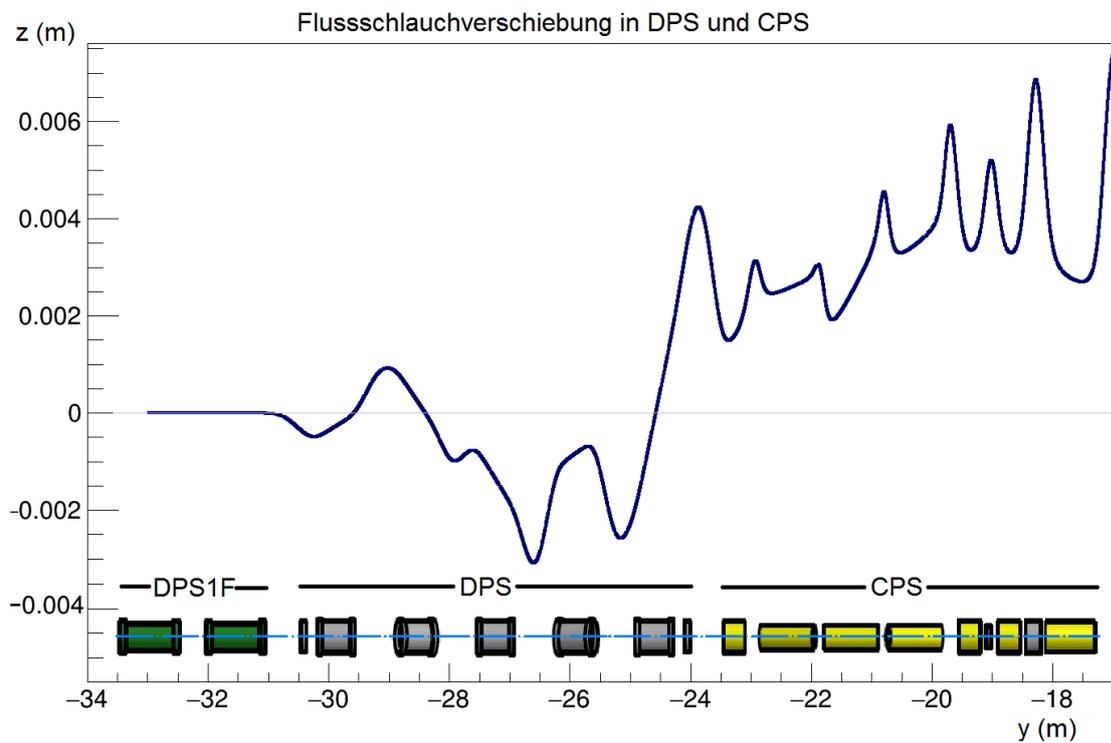


Abbildung 4.10.: Höhenbewegung eines Teilchens auf Grund der Kippung der Spulen von DPS und CPS.

4.4. Behebung von Engstellen durch Änderungen des globalen Magnetfeldes

Wie bereits in Kapitel 4.1 beschrieben kann das Magnetfeld des KATRIN Experimentes global gesenkt werden, ohne dabei den Flussschlauch zu ändern. Reduziert man z.B. das Magnetfeld in der WGTS, der Analysierebene des Hauptspektrometers und im Pinch-Magneten um jeweils 10 %, so verliert man weder Statistik noch Energieauflösung. Die Magnetfelder der anderen Komponenten müssen nicht unbedingt um 10 % gesenkt werden. Es ist lediglich darauf zu achten, dass das Magnetfeld kleiner ist als im Pinch-Magneten. Auf diese Weise könnte das Feld in der Transportstrecke relativ zur Quelle etwas erhöht werden, ohne das Quenchrisiko der supraleitenden Magnete zu erhöhen. Erhöht man an einer Stelle des Experimentes das Magnetfeld relativ zur Quelle, so verkleinert sich an dieser Stelle der Durchmesser des Flussschlauches. Für den Radius des Flussschlauches an einer Stelle z gilt:

$$r(z) \approx \sqrt{\frac{B_{WGTS}}{B(z)}} \cdot 41 \text{ mm} \quad (4.3)$$

Auf diese Weise ist es möglich Engstellen in der DPS1F und der DPS zu reduzieren. In der CPS kann der Radius des Flussschlauches hingegen kaum reduziert werden, da das Magnetfeld von Magnet 7 nur knapp kleiner ist als das des Pinch-Magneten. Das Feld der CPS kann daher relativ zu Quelle und Pinch-Magnet nur geringfügig verstärkt werden.

Mögliche negative Folgen:

Adiabatizität: Die adiabatische Bewegung der Elektronen ist bei einer Magnetfeldreduktion um 10 % nach wie vor gewährt.

Untergrund im Hauptspektrometer: Messungen im Rahmen der SDS – IIb Messphase haben gezeigt, dass der Untergrund im Hauptspektrometer selbst bei einer Reduktion des Magnetfeldes der Analysierebene um 50 % in etwa unverändert bleibt.

Synchrotronstrahlung: Die Elektronen in der Transportstrecke verhalten sich adiabatisch. Daher gilt

$$\frac{\sin^2(\theta)}{B} = \text{konstant}, \quad (4.4)$$

wobei θ der Polarwinkel ist. Für Elektronen die mit dem maximalen Akzeptanzwinkel starten gilt im Pinch Magneten (PCH) $\theta = 90^\circ$. Daraus folgt für diese Elektronen $\sin^2(\theta) = \frac{B}{B_{PCH}}$ bzw. $\cos(\theta) = \sqrt{1 - \frac{B}{B_{PCH}}}$. Der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung kann durch folgende Formel abgeschätzt werden (Zitat GRoh):

$$\Delta E = \frac{-\mu_0 q^4}{3\pi c m^3} \cdot \gamma \cdot B^2 \cdot E \sin^2(\theta) \cdot \frac{s}{v \cos(\theta)}. \quad (4.5)$$

Für die Elektronen mit dem maximalen Polarwinkel gilt daher

$$\Delta E \propto \frac{B^3}{B_{PCH}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{B}{B_{PCH}}}}. \quad (4.6)$$

Es ist daher wichtig, das Magnetfeld in der Transportstrecke genau zu kennen, um gewährleisten zu können, dass der Wert $1 - \frac{B}{B_{PCH}}$ nicht zu klein wird.

5. Engstellen und Designänderungen

Mit Hilfe der WGTS-Dipolspulen kann der Flussschlauch am Ende der DPS1F an die gewünschte Position verschoben werden. Mögliche Verschiebungen in der Quelle können dabei kompensiert werden und müssen daher nicht betrachtet werden. Flussabwärts der DPS1F gibt es keine weitere Möglichkeit mehr den Flussschlauch aktiv zu verschieben. Das weitere Verhalten bis zu den Spektrometern hängt alleine von der Ausrichtung der Magnetspulen in der DPS und CPS ab. Die Kryostate der DPS können einzeln ausgerichtet werden. Die Spulen der CPS können hingegen nicht einzeln gegeneinander und auch nicht gegen die Beamtube verschoben werden. Es kann lediglich der gesamte CPS Kryostat um wenige *mm* verschoben werden. Die Simulationen zeigen, dass die kritische Komponente die CPS, vor allem die Beamtube 7 (BT7), ist. Daher wird versucht Engstellen in der DPS soweit zu vermeiden, dass der Flussschlauch in alle Richtung um 4 mm (bei $B = 5,5\text{ T}$ DPS-Magnetfeld) verschoben werden kann ohne in der DPS zu kollidieren. Dies soll ermöglichen den Flussschlauch so am Eingang der CPS zu positionieren, dass der Elektronenstrahl verlustfrei durch dieses Bauteil geführt werden kann.

5.1. Engstellen und Designänderungen in der DPS

Um mögliche Engstellen in der DPS ausfindig zu machen wurden Simulationen des Flussschlauches mit Verschiebungen in unterschiedlichen Richtungen durchgeführt. Diese zeigen, dass an einigen Stellen Verschiebungen in eine Richtung stärkere Auswirkungen haben als in andere Richtungen. Dieses Verhalten tritt auf, wenn die Radialsymmetrie entweder durch die Ausrichtung der Spulen, oder die Beamtubegeometrie gebrochen ist. Am stärksten zeigt sich dieser Effekt in der Schikane der DPS, in der die Magnete in x-Richtung (horizontal) um 20° gegeneinander gekippt sind, in y-Richtung (vertikal) jedoch auf einer Linie liegen. Dadurch führt eine Verschiebung in x-Richtung an diesen Stellen eher zu einer Kollision als eine Verschiebung in y-Richtung. Aus diesem Grund wird im folgenden zwischen radialen Engstellen, die nur auf den Betrag der Verschiebung sensitiv sind, und richtungsabhängigen Engstellen unterschieden.

Die Vermessungen der Magnete (4.3.3) und der Beamtubes der CPS, zeigen, dass vor allem Flussschlauchverschiebungen in y-Richtung relevant sind. Die wesentlichen Engstellen der DPS, bei Verschiebungen in y-Richtung, sind bei PP0, bei den alten FT-ICR in Modul 1 und 5, so wie bei PP5.

Anmerkung:Im folgenden wird, sofern nicht explizit anders angegeben, angenommen, dass die WGTS mit einem Nennfeld von $B = 3,6\text{ T}$, die DPS1F-Magnete mit $B = 5,6\text{ T}$ und die DPS-Magnete mit $B = 5\text{ T}$ betrieben werden. Betrachtet wird der 191 Tcm^2 - Flussschlauch. Die DPS-Beamtubes befinden sich in der Simulation auf Designposition.

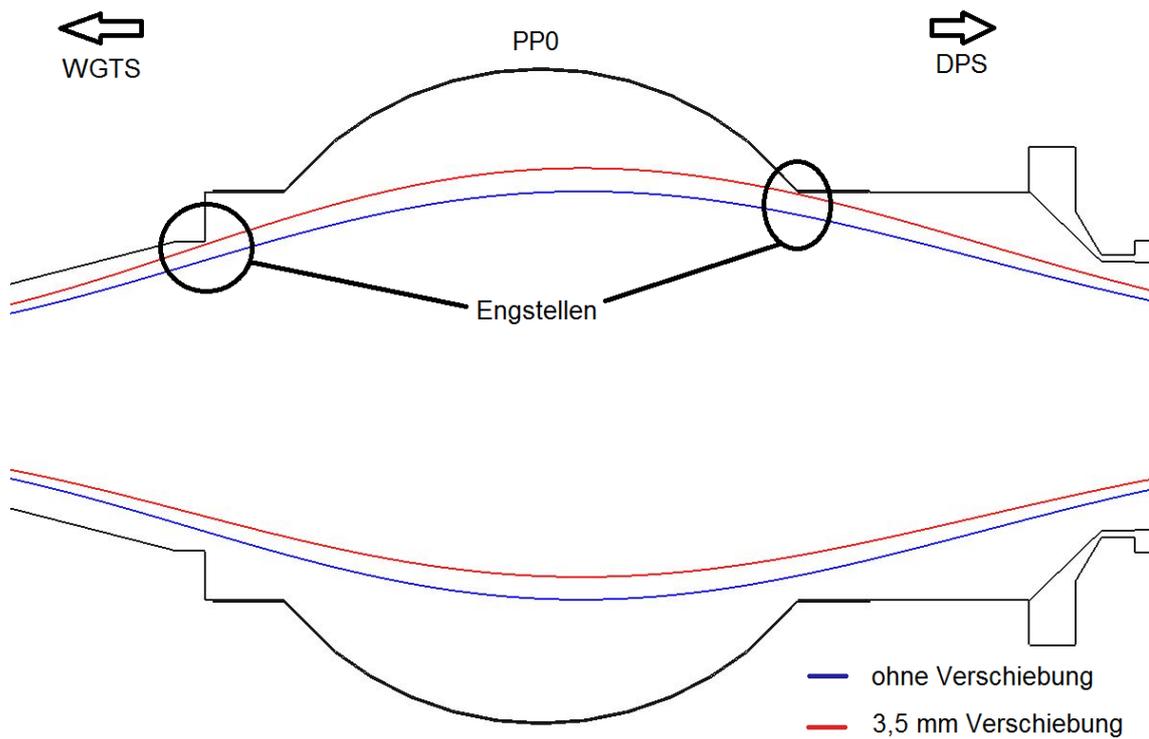


Abbildung 5.2.: Bild des 191 Tcm^2 Flussschlauches am PP0 ohne Verschiebung durch die WGTS-Dipolspulen. Markiert sind die radialen Engstellen des PP0. Eine Verschiebung des Flussschlauches um mehr als $3,5 \text{ mm}$ (4 mm bei $B_{DPS} = 5,5 \text{ T}$) führt an dieser Stelle zu einer Kollision.

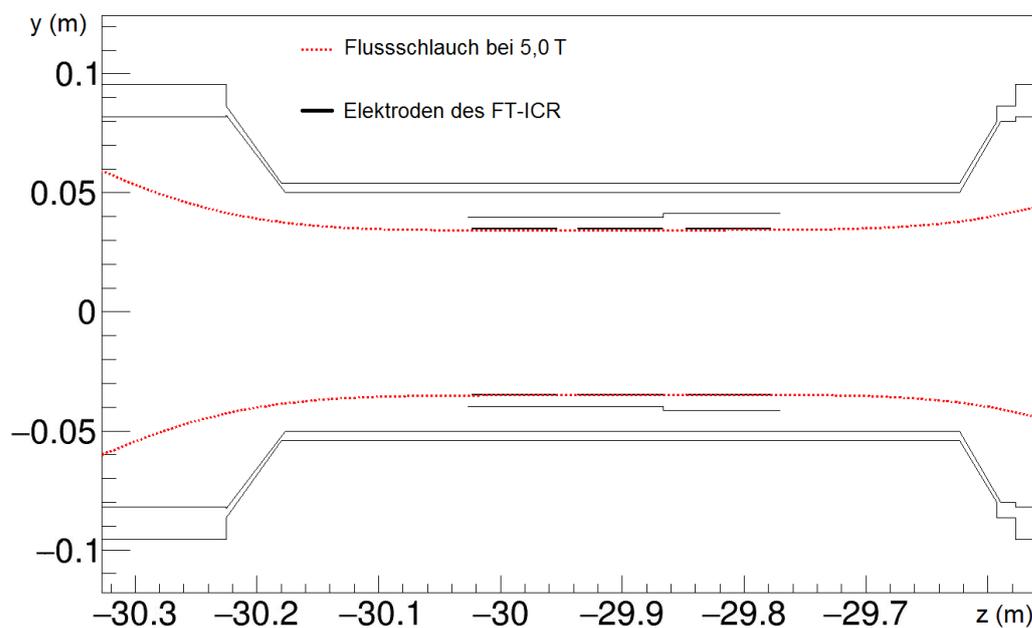


Abbildung 5.3.: Geometrie der DPS BT1 mit FT-ICR. Es wurde entschieden diesen hier nicht zu verwenden! 191 Tcm^2 Flussschlauch ohne Verschiebung durch die WGTS-Dipolspulen. Bei $B_{DPS} = 5,0 \text{ T}$ gibt es bereits ohne eine Verschiebung des Flussschlauches eine Kollision. Bei $B_{DPS} = 5,5 \text{ T}$ gäbe es in diesem Fall zwar keine Kollision, allerdings wäre es nicht möglich den Flussschlauch um mehr als $1,5 \text{ mm}$ zu verschieben.

Dies würde das KATRIN-Experiment negativ beeinflussen. Zudem wäre eine Verschiebung des Flussschlauches um Kollisionen an anderen Stellen zu vermeiden selbst bei einem größeren Magnetfeld fast nicht möglich. Dies würde mit hoher Wahrscheinlichkeit zu Statistikverlusten führen und die benötigte Messzeit des KATRIN-Experimentes verlängern. Um dies zu vermeiden wurde entschieden diesen FT-ICR nicht einzubauen. Siehe hierzu auch [15].

Die Entscheidung den FT-ICR nicht ein zu bauen eliminiert die Engstelle für den Flussschlauch, vergrößert allerdings auch den Gasleitwert der Beamtube, da dieser im molekularen Strömungsbereich mit der dritten Potenz des Radius skaliert [40]. Dies hat einen negativen Effekt auf die Gasflussreduktion, die ebenfalls eine Wichtige Aufgabe der DPS ist [50]. Es ist möglich an Stelle des FT-ICR ein schlichtes Rohr ein zu bauen, welches genug Abstand zum Flussschlauch hat, und dennoch den Gasleitwert der Beamtube senkt. Baut man ein Rohr mit einer Länge von $l = 400\text{ mm}$ und einem Innendurchmesser von $d = 85\text{ mm}$ mittig in den Magneten ein, so verbessert man die Gasflussreduktion der DPS ohne eine Engstelle für den Flussschlauch zu haben. Zur weiteren Reduktion des Leitwertes könnte das Rohr an einem Ende radial nach außen mit der Beamtube verbunden werden, so dass keine Gasmoleküle zwischen Rohr und Beamtube hindurch fliegen können. Es könnte zudem, statt einem glatten Rohr, eines mit einer profilierten Oberfläche, oder gar ein Balg, verwendet werden, da dies den Leitwert weiter verringert [58].

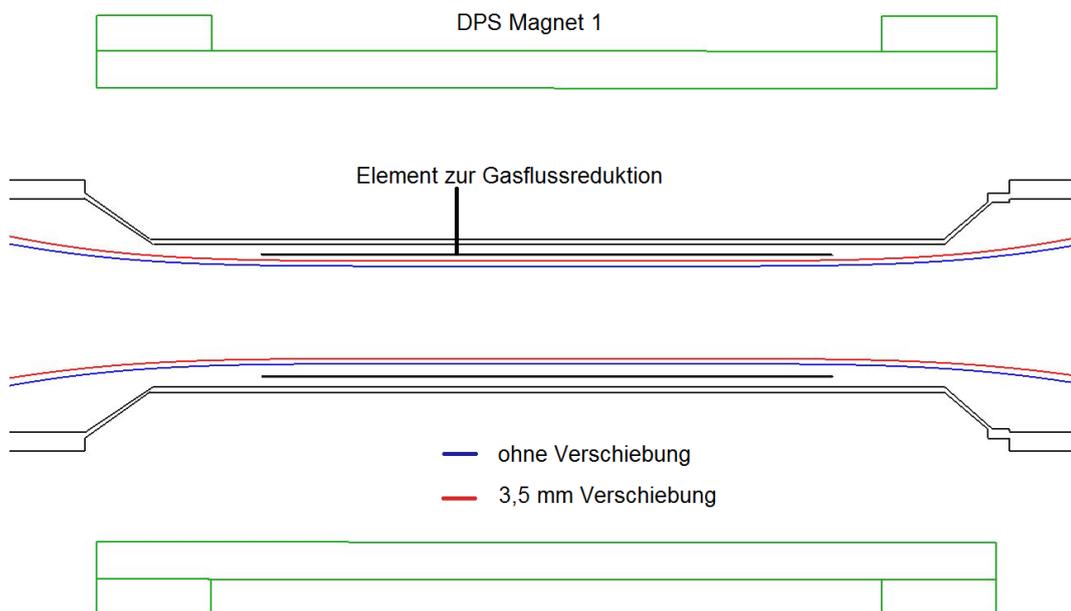


Abbildung 5.4.: DPS BT1: Bild des 191 Tcm^2 Flussschlauches ohne Verschiebung (blau) und mit $3,5\text{ mm}$ Verschiebung nach oben durch die WGTS-Dipolspulen (rot). Ein 400 mm langes Rohr mit 85 mm Innendurchmesser kann zur Leitwertreduzierung in die Beamtube 1 eingebaut werden. Das Rohr ist so dimensioniert, dass keine Engstelle für den Flussschlauch entsteht.

5.1.3. Modul 2, 3 und 4

In den Beamtubes 2, 3 und 4 der DPS befinden sich die Dipolelektroden, deren Aufgabe es ist Ionen mittels $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift zu eliminieren. Hierzu wird die obere Schale auf -100 V und die untere auf Erde gelegt. Da Simulationen von Ionen darauf hingewiesen haben, dass ein Ion in einem der Module gespeichert werden könnte, wurden die Dipolschalen mit sogenannten Läppchen modifiziert. Hierfür wurden an die obere Schale Stege angeschweißt und in die untere Schale an den entsprechenden Stellen kleine Aussparungen ausgeschnitten. Die Läppchen, die sich auf dem selben negativen Potential wie die obere Schale befinden, verhindern, dass Ionen während ihrer longitudinalen Bewegung durch den Spalt zwischen den Dipolschalen driften können. Stattdessen werden sie nun auf die Läppchen treffen [16]. Dadurch wird die Lebensdauer der Ionen in der DPS reduziert und damit auch das von ihnen verursachte Raumladungspotential. Die Aussparungen an der unteren Schale verhindern elektrische Überschläge von den Läppchen auf diese Schale.

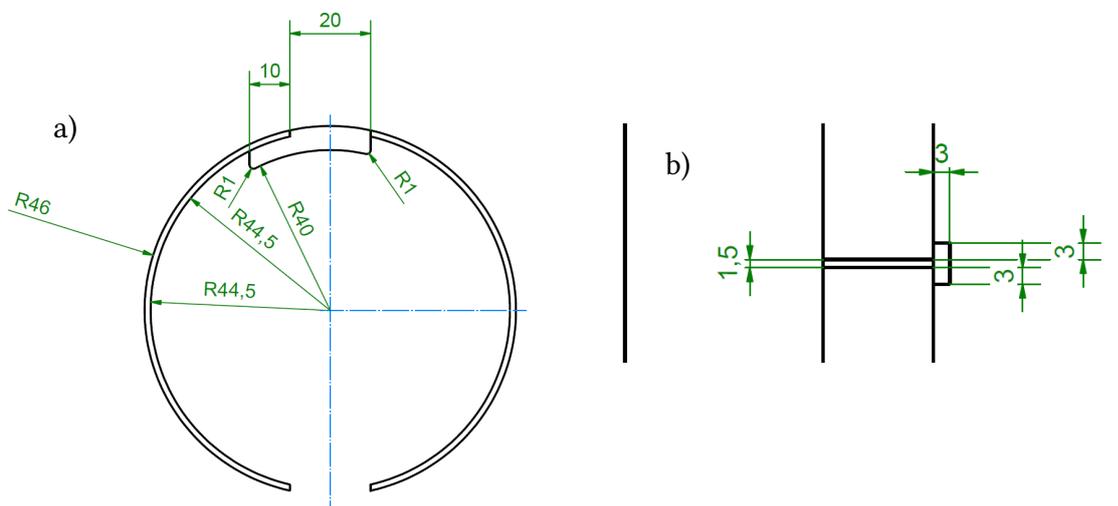


Abbildung 5.5.: a) Blick in Strahlrichtung auf ein Läppchen. Das Läppchen wird auf beiden Seiten einer der Dipolschalen angebracht.
 b) Blick in x-Richtung. Man sieht das Läppchen an der einen und die Aussparung an der anderen Schale. Die Ionen die im Spalt zwischen den Schalen fliegen stoßen gegen das Läppchen und werden neutralisiert. Die Aussparung an der geerdeten Schale sorgt dafür, dass es keinen Überschlag zwischen den beiden Schalen gibt.

Die Engstellen für den Flussschlauch sind in den Modulen 2 – 4 nicht radial symmetrisch. Die möglichen Engstellen für Verschiebungen in horizontaler Richtung sind die Übergänge von den Beamtubes auf die Pumpports auf der jeweiligen Innenseite der Kurven, sowie die Läppchen der Dipolschalen. Letztere sind nur bei Verschiebungen des Flussschlauches in x-Richtung relevant, nicht jedoch bei Verschiebungen in y-Richtung. Das liegt daran,

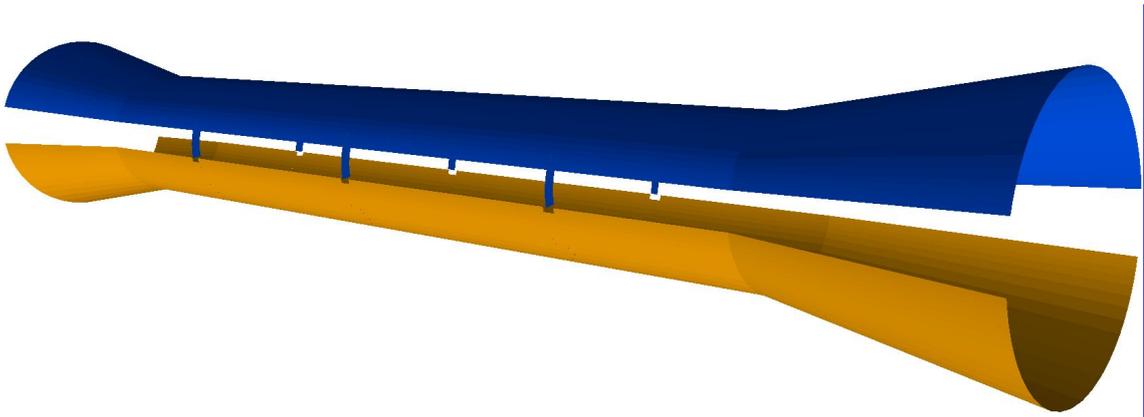


Abbildung 5.6.: Dipolschalenpaar. Die obere Schale mit den Lappchen wird auf negatives Potential gelegt. Ionen können dank der Lappchen nicht durch den Spalt zwischen den Schalen driften. Die untere Schale wird geerdet und hat Aussparungen damit kein elektrischer Überschlag von den Lappchen auf die Schale stattfinden kann. Die Lappchen befinden sich seitlich an den Dipolschalen, daher können sie bei Flussschlauchverschiebungen in x -Richtung eine Engstelle darstellen, in y -Richtung jedoch nicht.

dass die Lappchen seitlich an den Dipolen angebracht sind. Bei einer Verschiebung des Flussschlauches in positive x -Richtung befinden sich die Engstellen an den Übergängen zu PP1 und PP4. Dies ist in 5.7 und 5.8 dargestellt. Bei einer Verschiebung in negative x -Richtung befinden sich die Engstellen an den Übergängen von PP2 und PP3. Unter der Annahme, dass die Magnetvermessungen (s. Kap. 4.3.3) korrekt sind, ist die engste Stelle in diesem Fall der Übergang von Beamtube 3 auf den Pumpport 3 (s. Abb 5.9). Die Elemente 2 bis 4 beschränken die Verschiebbarkeit des Flussschlauches auf etwa $\pm 2 \text{ mm}$ in x -Richtung falls die DPS nur bei $5,0 \text{ T}$ und die WGTS bei $3,6 \text{ T}$ betrieben wird. Betreibt man die DPS mit $5,5 \text{ T}$, so stellt diese Sektion keine Engstelle für den Flussschlauch da.

Für die Verschiebbarkeit des Flussschlauches in vertikaler Richtung ist es wichtig die Kippung des Kryostaten auf Position 3 um $0,4^\circ$ nach unten zu berücksichtigen (s. Kap. 4.3.5), da diese den Flussschlauch nach unten verschiebt. Wird die DPS mit $5,0 \text{ T}$ betrieben, so hat dies zur Folge, dass eine Flussschlauchverschiebung durch die WGTS-Dipolspulen von mehr als 3 mm nach unten zu einer Kollision im Pumpport 3, oder am Übergang zwischen der Beamtube und dem Pumpport am Ende von BT3, oder dem Anfang von BT5 führen würde (s. Abb. 5.11 und Abb. 5.12). Für eine Verschiebung des Flussschlauches nach oben ist diese Sektion keine Engstelle. Wird die DPS bei $5,5 \text{ T}$ betrieben (oder das Feld der WGTS und des Pinch-Magneten entsprechend gesenkt) ist keine Kollision zu erwarten.

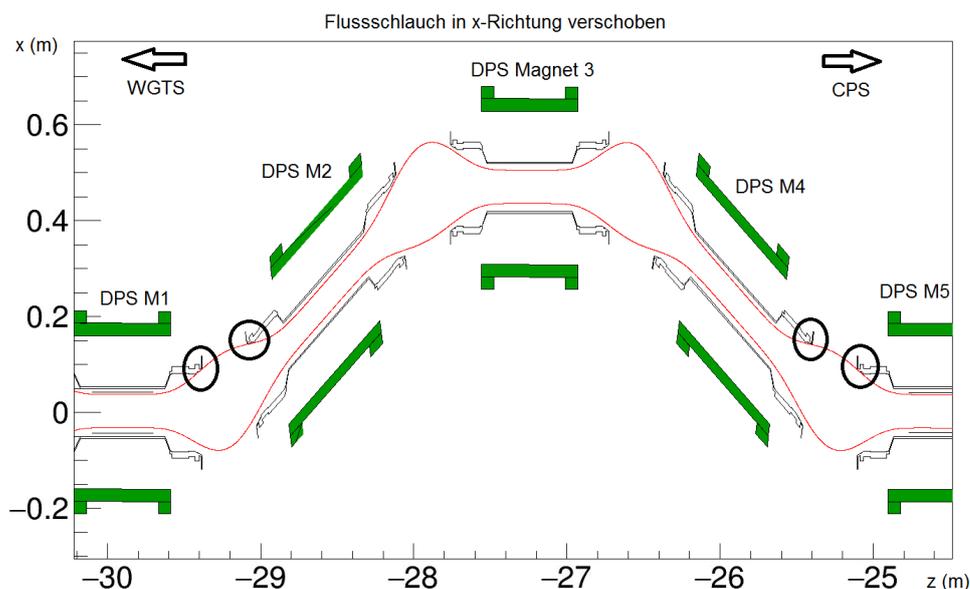


Abbildung 5.7.: DPS: 191 Tcm^2 Flusschlauch $2,5 \text{ mm}$ in x-Richtung verschoben. $B_{DPS} = 5,0 \text{ T}$. Die potenziellen Engstellen sind die Übergänge von den Beamtubes zu den Pumpports an den Innenseiten der Kurven (schwarze Markierungen).

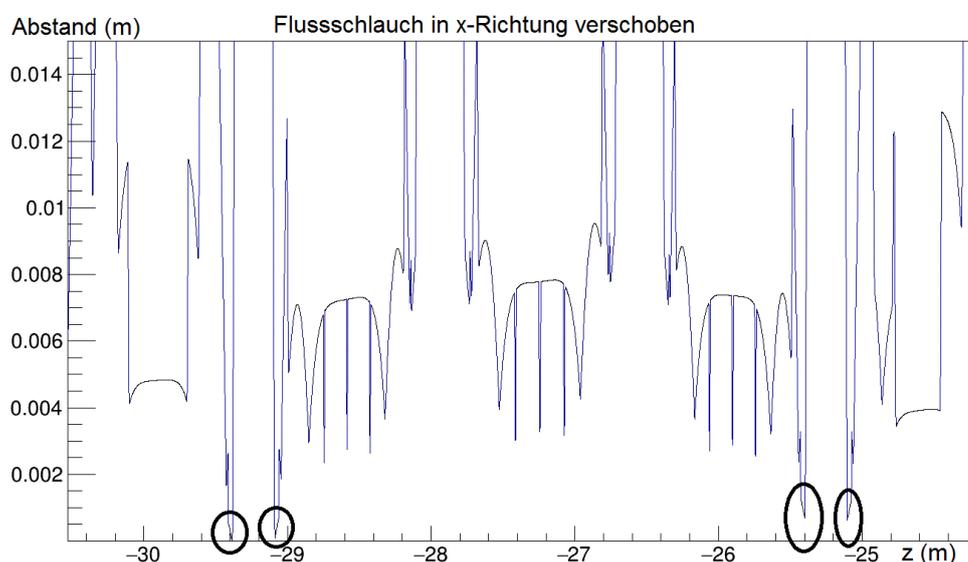


Abbildung 5.8.: Minimalers Flusschlauch Abstand in der DPS. 191 Tcm^2 Flusschlauch $2,5 \text{ mm}$ in x-Richtung verschoben. DPS bei $5,0 \text{ T}$ betrieben. Aufgetragen ist der minimale Abstand zwischen dem Flusschlauch und den Beamtubes bzw. den Dipolschalen. Zur Orientierung sind die Engstellen wie in Abb. 5.7 markiert. Man erkennt, dass die Lämpchen nicht die Engstelle für den Flusschlauch sind.

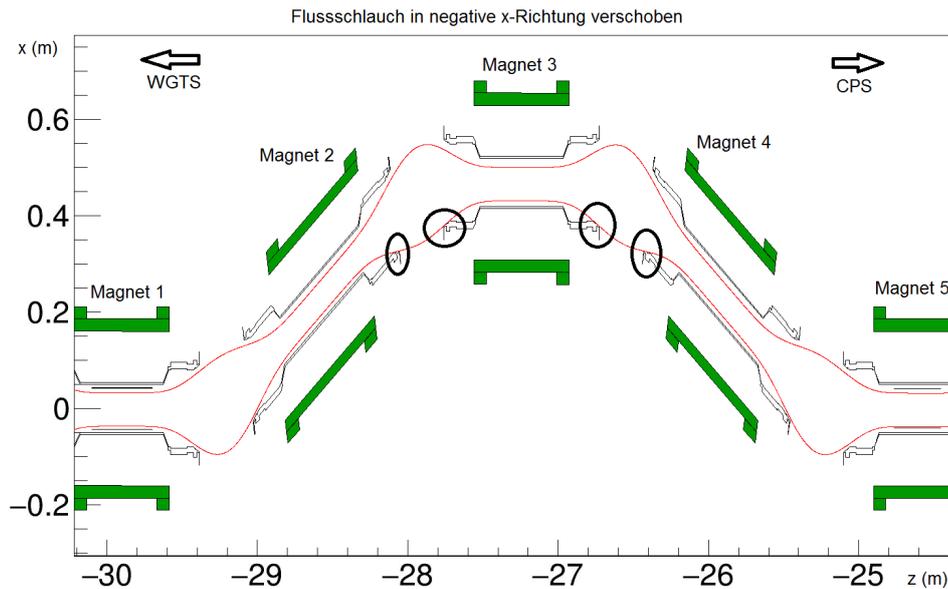


Abbildung 5.9.: DPS: 191 Tcm^2 Flusschlauch $2,5 \text{ mm}$ in negative x -Richtung verschoben; $B_{DPS} = 5,0 \text{ T}$. Die potenziellen Engstellen sind die Übergänge von den Beamtubes zu den Pumpports an den Innenseiten der Kurven (schwarze Markierungen). Der minimale Abstand zwischen dem Flusschlauch und der Beamtube befindet sich am Übergang von Beamtube 3 auf den Pumpport 3. Wird die DPS bei $5,5 \text{ T}$ betrieben ist eine Verschiebung des Flusschlauches um mehr als 4 mm ohne Kollision möglich.

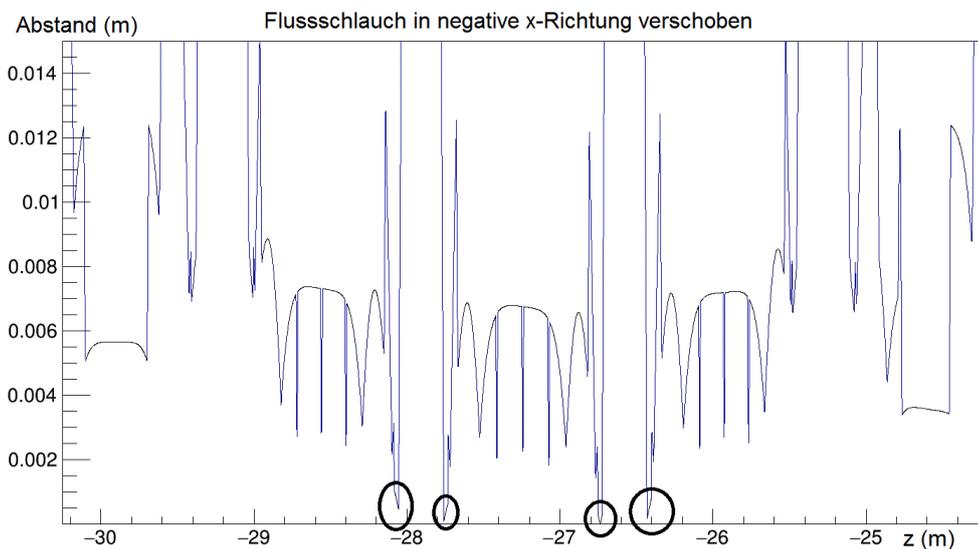


Abbildung 5.10.: Minimalers Flusschlauch Abstand in der DPS. 191 Tcm^2 Flusschlauch $2,5 \text{ mm}$ in negative x -Richtung verschoben; $B_{DPS} = 5,0 \text{ T}$. Aufgetragen ist der minimale Abstand zwischen dem Flusschlauch und den Beamtubes bzw. den Dipolschalen. Zur Orientierung sind die Engstellen wie in Abb. 5.9 markiert.

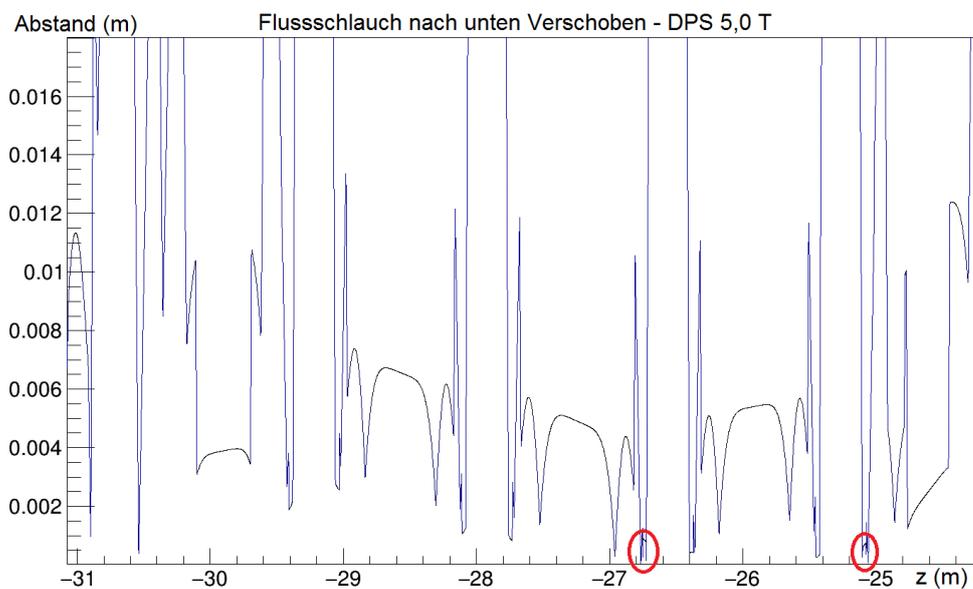


Abbildung 5.11.: Minimalers Flussschlauch Abstand in der DPS. $191 T cm^2$ Flussschlauch $3,5 mm$ in nach unten verschoben; $B_{DPS} = 5,0 T$; $B_{WGTS} = 3,6 T$. Wird die DPS nur mit $5,0 T$ betrieben, so kommt es bei einer Verschiebung des Flussschlauches um $3,5 mm$ nach unten zu einer Kollision des Flussschlauches in der DPS.

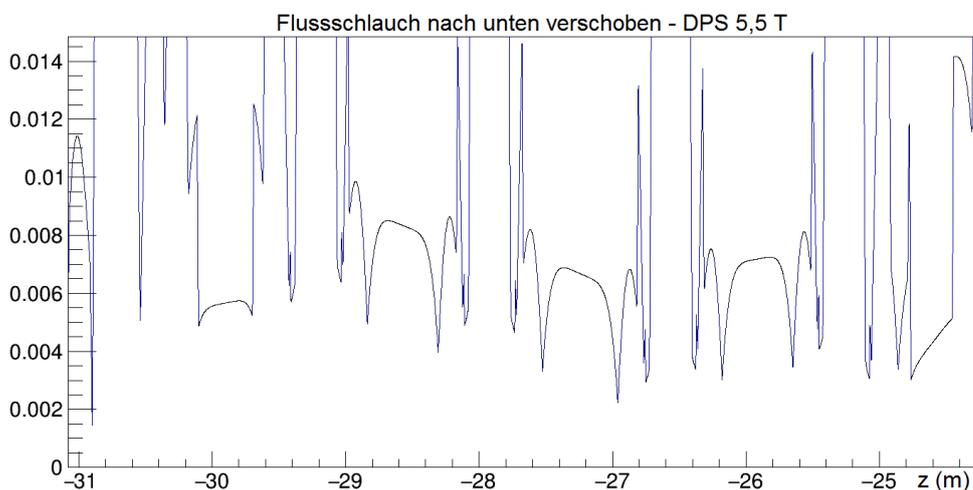


Abbildung 5.12.: Minimalers Flussschlauch Abstand in der DPS. $191 T cm^2$ Flussschlauch $3,5 mm$ in nach unten verschoben; $B_{DPS} = 5,5 T$; $B_{WGTS} = 3,6 T$. Wird die DPS mit $5,5 T$ betrieben stellt die Schikane der DPS keine Engstelle für den Flussschlauch da. In diesem Fall ist eine Verschiebung von mehr als $4 mm$, ohne Kollision in der Schikane der DPS, möglich.

5.1.4. Modul 5 - Blockierungselektrode und FT-ICR

Analog zum Aufbau in Modul 1 war ursprünglich auch in Modul 5 geplant einen FT-ICR aus der alten DPS einzubauen. Dies hätte allerdings eine sehr starke Engstelle für den Flussschlauch bedeutet. Daher wurde entschieden einen größeren FT-ICR fertigen zu lassen. Dieser soll einen Innendurchmesser von $d = 82 \text{ mm}$ haben. Dadurch wird der Abstand zum Flussschlauch um 6 mm im Vergleich zum Originaldesign vergrößert. Zudem wird vor dem FT-ICR eine 60 mm lange Ringelektrode eingebaut die dazu dient die Ionen zu blockieren. Da die Elektrode weiter entfernt vom Zentrum der Magnetspule sitzt wird der Innendurchmesser mit $d = 90 \text{ mm}$ größer gewählt, um sicher zu gehen, dass die Elektrode keine Engstelle für den Flussschlauch darstellt.

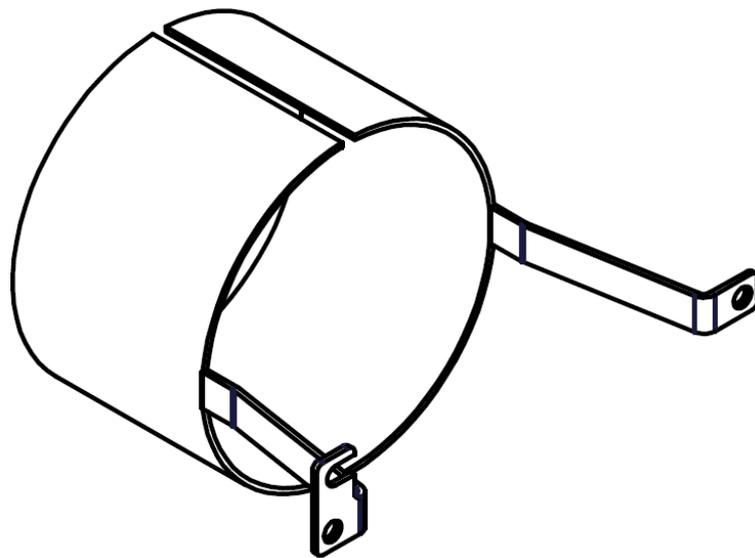


Abbildung 5.13.: Die Ringelektrode zur Blockierung der Ionen in Element 5 der DPS hat einen Innendurchmesser von 90 mm , eine Länge von 60 mm , und wird auf ein positives Potential von $\Phi = +100 \text{ V}$ gelegt. Dadurch werden die Ionen vor dem FT-ICR blockiert. Auf Grund des großen Innendurchmessers stellt sie keine Engstelle für den Flussschlauch dar. Zeichnung s. Abb. A.2.

An die Ringelektrode wird im KATRIN-Betrieb eine Spannung von $+100 \text{ V}$ angelegt um die positiven Ionen zu blockieren. Abb. 5.14 zeigt das elektrische Potential auf der z -Achse welches durch die Ringelektrode erzeugt wird. Bei einer Betriebsspannung von $+100 \text{ V}$ beträgt das Potential im Zentrum der Elektrode maximal $84,2 \text{ V}$. Die benötigte Spannung zum blockieren der Ionen hängt von der Lebensdauer der gespeicherten Ionen ab. Je länger die Ionen durchschnittlich in der DPS verbleiben, desto höher ist das von ihnen erzeugte Raumladungspotential. Sollte dieses den Wert von $84,2 \text{ V}$ erreichen, würden die Ionen die Blockierungselektrode überwinden können. Diese Ionen würden in der FT-ICR Einheit, die sich direkt dahinter befindet, detektiert werden. Sieht man dagegen kein Signal des FT-ICR, so kann man davon ausgehen, dass die Ionen durch die Ringelektrode vollständig blockiert werden.

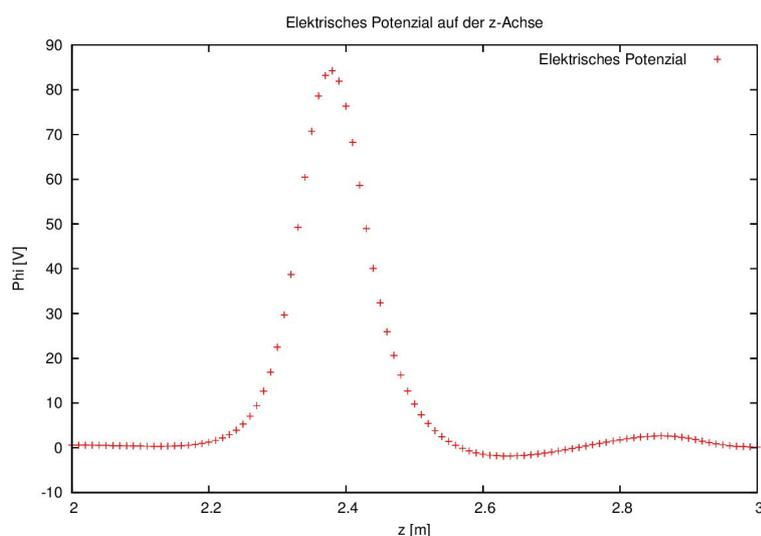


Abbildung 5.14.: Das elektrische Potential entlang der z-Achse. Bei einer Betriebsspannung von +100 V beträgt das Potential im Zentrum maximal 84,2 V.

Abbildung 5.15 zeigt den 191 Tcm^2 Flussschlauch in der DPS-BT5: Einmal nicht durch die Dipolspulen verschoben, und einmal um 3,5 mm nach unten verschoben. Man erkennt, dass der Flussschlauch auf der Quellseite nach unten und auf der Detektorseite nach oben verschoben ist. Das liegt zum einen an der Kippung von Magnet 3 nach unten und zum anderen an der starken Kippung der Spule von Magnet 5 um etwa $0,3^\circ$ nach oben. Das drückt den Flussschlauch am Anfang der Beamtube etwas nach unten und danach nach oben. Die starke Kippung von Magnet 5 ist der Hauptgrund für die Flussschlauchverschiebung in der DPS. Modul 5 ist allerdings trotz der starken Kippung der Spule keine Engstelle für den Flussschlauch. Allerdings ist der Flussschlauch nach der BT5 deutlich nach oben verschoben.

5.1.5. Übergang zur CPS - Pumpport 5 (PP5)

Das Design des Pumpport 5 (PP5) musste auf Grund eines falsch gefertigten Faltenbalges geändert werden. Der Balg wurde mit einem etwa 20 mm zu kleinen Innenradius geliefert, was zu einer Kollision mit dem Flussschlauch geführt hätte. Daher wurde entschieden, dass der zylindrische Teil des PP5 aufgesägt und um 60 mm in Strahlrichtung verlängert wird. An diese Stelle wird zudem eine Ringelektrode eingebaut, die für Messungen des FT-ICR (s. Kap 3.3.2.1) verwendet werden kann. Die Elektrode hat eine Länge von 60 mm, einen Innendurchmesser von 270 mm und erzeugt bei angelegten +100 V Spannung auf der Strahlachse ein maximales Potential von +40 V. Durch die vorgenommenen Modifikationen stellt der PP5 keine wesentliche Engstelle für den Flussschlauch dar. Je nach Richtung kann der Flussschlauch um 3,5 bis 4 mm verschoben werden, ohne mit der Geometrie des PP5 zu kollidieren. Die Richtungsabhängigkeit der Engstelle rührt daher, dass der Flussschlauch durch die DPS-Magnete nach oben verschoben wird. Ohne diese Verschiebung durch die Magnete gäbe es im PP5 keine Richtungsabhängigkeit der Engstelle. Für horizontale

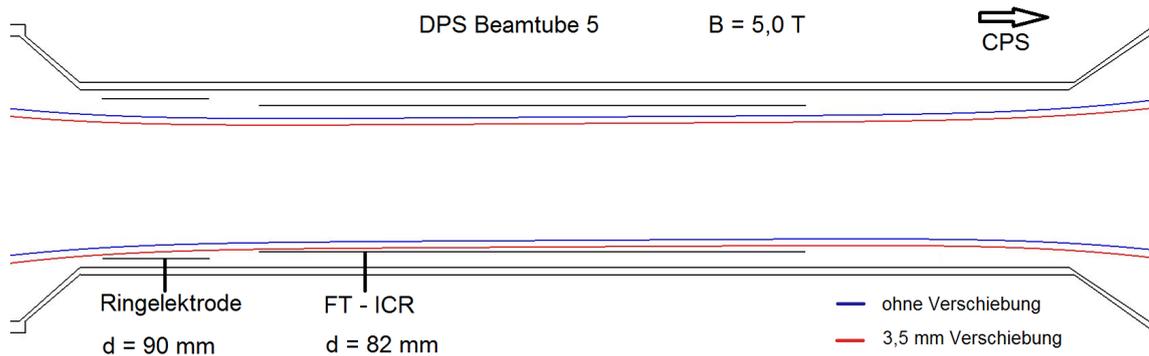


Abbildung 5.15.: 191 Tcm^2 Flusschlauch in der DPS-BT5. DPS Magnete bei $5,0 \text{ T}$. Man sieht, dass der Flusschlauch am Anfang des Magneten nach unten und am Ende nach oben verschoben ist. Ein Grund hier für ist die starke Kippung der Magnetspule von etwa $0,3^\circ$ nach oben. So wohl der nicht durch die Dipolspulen verschobene Flusschlauch als auch der um $3,5 \text{ mm}$ nach unten verschobene kommen ohne Kollision durch die BT5.

Verschiebungen des Flusschlauches stellt der PP5 keine Engstelle dar, da der Flusschlauch bereits bei kleineren Verschiebungen in der DPS kollidieren würde (s. Kap. 5.1.3). Wird die DPS mit $5,5 \text{ T}$ betrieben kann der Flusschlauch im PP5 noch weiter verschoben werden. Auch in diesem Fall stellt er auf Grund der durchgeführten Modifikationen keine Engstelle dar.

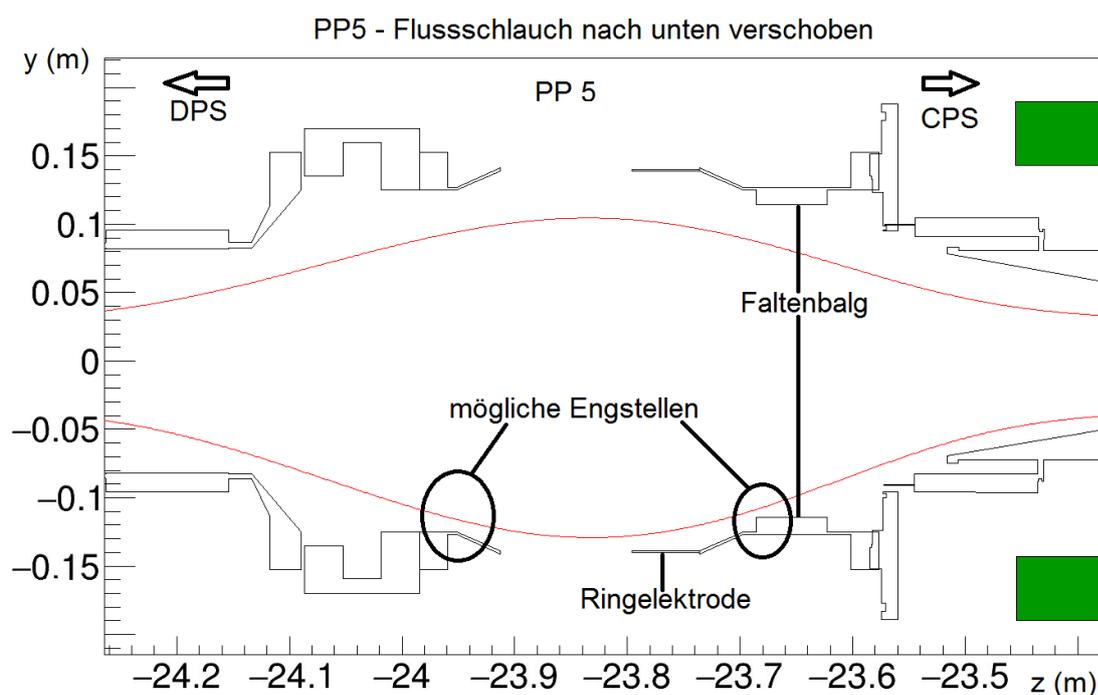


Abbildung 5.16.: Dieses Bild zeigt einen um 4,5 mm nach unten verschobenen 191 Tcm^2 Flussschlauch mit $B_{DPS} = 5,5 \text{ T}$. Wird die DPS bei $B_{DPS} = 5,5 \text{ T}$ betrieben, so kann der Anfang des Faltenbalges eine Engstelle sein. In diesem Fall kann der Flussschlauch jedoch ohne Probleme um mehr als 4,5 mm nach unten, sowie um mindestens 4 mm in horizontaler Richtung verschoben werden. Damit stellt der PP5 in diesem Fall keine Engstelle dar. Wird die DPS nur mit 5,0 T betrieben, so ist die Engstelle links im Bild entscheidend. Auch in diesem Fall ist eine Verschiebung des Flussschlauches in jede Richtung um mindestens 3,5 mm möglich, nach unten sogar mehr. Damit stellt der PP5 dank der durchgeführten Modifikationen auch in diesem Fall keine Engstelle dar.

5.1.6. Zusammenfassung - Engstellen in der DPS

Auf Grund der zahlreichen im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Modifikationen am Design der DPS, ist es Möglich den 191 Tcm^2 Flussschlauch mit den Dipolspulen in jede Richtung um mehrere mm zu verschieben, ohne eine Flussschlauchkollision in der DPS zu haben. Wird die Quelle bei $3,6\text{ T}$ und die DPS bei $5,0\text{ T}$ betrieben, so ist eine Verschiebung in horizontaler Ebene um $\pm 2\text{ mm}$ möglich. Die Engstelle für Verschiebungen in horizontaler Richtung stellen dabei die Übergänge zwischen den Beamtubes und den Pumpports in der Schikane die Engstelle dar. Für die, aller Voraussicht nach wichtigere, Verschiebung in vertikaler Richtung sind bei einem Betrieb der DPS mit $5,0\text{ T}$ ebenfalls die Übergänge zwischen den Beamtubes und den Pumpports in der Schikane die Engstelle. In diesem Fall ist eine Verschiebung des Flussschlauches um $\pm 3\text{ mm}$ in vertikaler Richtung möglich.

Wird die DPS bei $B = 5,5\text{ T}$ (oder die Quelle bei einem niedrigeren Feld) betrieben, so wird der PP0 zur entscheidenden Engstelle. Dort ist eine Verschiebung durch die Dipolspulen um 4 mm möglich. Sollten wider erwartend dennoch Flussschlauchkollisionen in der DPS auftreten, so können diese behoben werden, in dem das Magnetfeld der WGTS und des Pinch-Magneten, wie in Kap. 4.4 beschrieben, um einen gewissen Prozentsatz (z.B. 10 %) gesenkt werden, während das DPS-Feld auf einen Wert knapp unterhalb des neuen Pinch-Magnetfeldes gefahren wird. Auf diese Weise kann die Engstelle ohne Statistikverlust beseitigt werden. Die maximal mögliche Verschiebung des Flussschlauches kann auf diese Weise am PP0 von 4 mm auf knapp $4,6\text{ mm}$ erhöht werden. Eine mögliche weitere Engstelle für eine Verschiebung nach unten wäre in diesem Fall die BT1 der CPS (s. Kap. 5.2.1).

5.1.7. Änderungen der DPS-Geometrie in Kassiopeia

Wie bereits in Kap. 4.2 erwähnt, werden die Flussschlauchsimulationen mit Kassiopeia durchgeführt. Hierzu wurde die Geometrie der DPS in Kassiopeia aktualisiert und erweitert. Im Folgenden wird eine grobe Auflistung der Änderungen gegeben:

Die Position und Ausrichtung der Magnetspulen der DPS wurde entsprechend den Magnetfeldmessungen von I. Glasner (Abb. 4.5) und der Vermessung der Position der Kryostate (Abb. A.1). Zusätzlich wurde die durchgeführte Kippung des Magneten 3 der DPS (Kap. 4.3.5) berücksichtigt. Hierzu wurde zunächst ein Raum („Space“) erzeugt, in dem die drei Spulen eines Magneten korrekt zueinander ausgerichtet sind. Im folgenden werden diese drei Spulen wie eine effektive Spule behandelt. Der geschaffene Raum wird, mit Hilfe der Befehle „displacement“ und „rotation_euler“, als ganzes, um die gemessene Verschiebung und Drehung der Spule und der Kryostate, bewegt. Die einzelnen Drehungen könnten auch nacheinander ausgeführt werden. Es ist dabei darauf zu achten, dass endliche Drehungen im allgemeinen nicht kommutieren. Zum Abschluss wird eine weitere Verschiebung und Drehung durchgeführt, um die fünf Magnete auf ihre jeweilige Position zu stellen.

Der Übergang zwischen der WGTS und dem PP0 wurde zur Geometrie hinzugefügt.

Der PP0 wurde zur Geometrie hinzugefügt. Auf die Anschlüsse für die Pumpen wurde verzichtet, da sie für die Flussschlauchsimulationen nicht relevant sind.

Das Ventil zwischen dem PP0 und der DPS wurde durch ein einfaches Rohr mit dem korrekten Innendurchmesser von 250 mm approximiert.

Der FT-ICR in BT1 wurde entfernt und durch ein Rohr ersetzt (s. Kap. 5.1.2).

Die Dipolschalen wurden modifiziert (s. Kap. 5.1.3 und [16]).

Der FT-ICR in BT5 wurde entfernt und durch eine Dummy-Geometrie ersetzt, die den korrekten Innenradius des neuen FT-ICR hat. Von diesem liegen allerdings noch keine Konstruktionszeichnungen vor (Stand Okt. 2015).

In Modul 5 wurde eine Ringelektrode hinzugefügt (s. Kap. 5.1.4 und Abb. A.2).

Die Geometrie des PP5 wurde mehrfach geändert. Diese Geometrie bedarf noch weiterer Überarbeitung.

5.2. Engstellen in der CPS

Die CPS (Cryogenic Pumping Section) hat insgesamt 7 Beamtubes und 7 supraleitende Magnete, die sich alle in einem großen Kryostaten befinden und nicht von außen zugänglich sind. Daher können die Beamtubes und die Spulen in der CPS nicht relativ zueinander verschoben werden. Zur Vermeidung von Flussschlauchkollisionen kann man lediglich den Flussschlauch mit Hilfe der WGTS-Dipolspulen verschieben, und ihn auf diese Art am Anfang der CPS so positionieren, dass er möglichst verlustfrei hindurch passt. Da die CPS-Beamtube sehr eng ist, kann der Flussschlauch in alle Richtungen nur geringfügig verschoben werden. Da die Magnete der CPS den Flussschlauch insgesamt um etwa $1,2\text{ mm}$ nach oben verschieben, darf der Flussschlauch am Anfang der CPS nicht zu hoch sein. Im folgenden wird bei den Simulationen davon ausgegangen, dass die Vermessungen der Spulenpositionen und der Beamtubes, welche von ASG durchgeführt wurden, korrekt sind [7][1]. Des Weiteren wird davon ausgegangen, dass das Verhältnis des Magnetfeldes in der WGTS zu dem Magnetfeld in der CPS den Designwerten entspricht. Flussschlauchverschiebungen beziehen sich, sofern nicht anders ausgewiesen, auf eine Verschiebung bei $B = 5,5\text{ T}$.

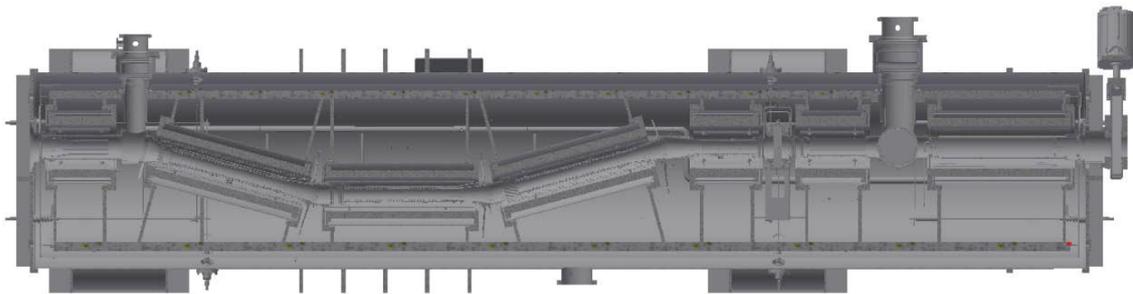


Abbildung 5.17.: Dieses Bild zeigt einen Schnitt der CPS in der x-z-Ebene. Die Halterung für die Getterpumpe in BT7 (rechts im Bild) ist nicht enthalten.

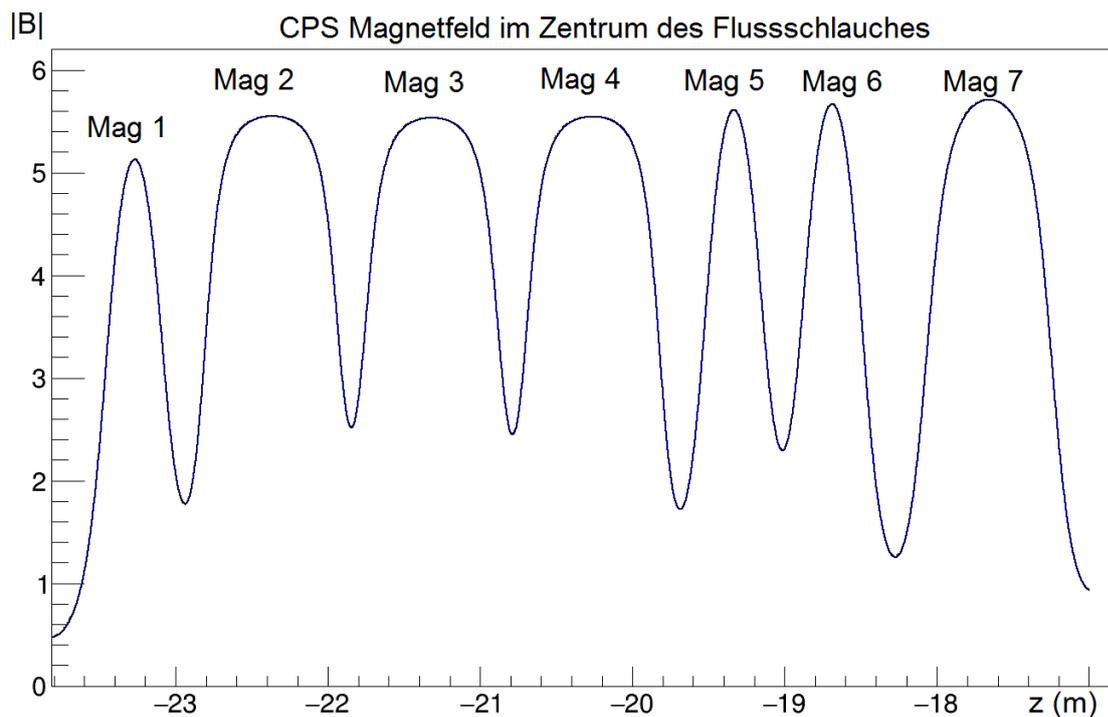


Abbildung 5.18.: Dieses Bild zeigt den Betrag des Magnetfeldes in der CPS wie er von einem Teilchen im Zentrum des Flussschlauches gesehen wird. Magnet 7 (erster Peak von rechts) erzeugt mit knapp $5,75\text{ T}$ das stärkste Magnetfeld, welches nur geringfügig schwächer als das Magnetfeld des Pinch-Magneten von 6 T ist. Daher kann das Magnetfeld der CPS nur wenig relativ zum Pinch-Magneten verstärkt werden (etwa $2,5\%$). Da alle Magnete der CPS mit nur einem Netzteil betrieben werden, kann auch das Magnetfeld der anderen Magnete nicht stärker erhöht werden um mögliche Engstellen zu vermeiden.

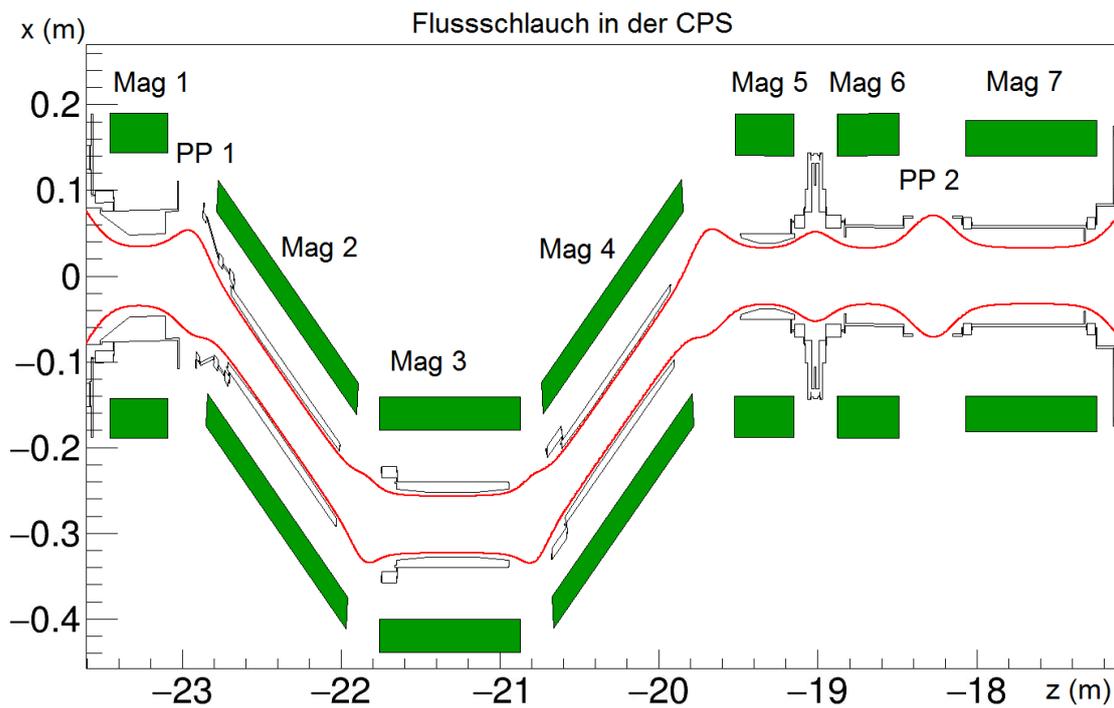


Abbildung 5.19.: Dieses Bild zeigt den 191 Tcm^2 Flusschlauch (ohne Verschiebung durch die WGTS-Dipolspulen) in der x-z-Ebene der CPS. Man kann sehr gut erkennen, dass der Abstand zwischen dem Flusschlauch und den Beam-tubes an vielen Stellen sehr gering ist.

5.2.1. BT1 - Hitzeschild

Die entscheidende Stelle in der Beamtube 1 (BT1) ist das in Strahlrichtung hintere Ende des Hitzeschildes. An dieser Stelle ist der Abstand zwischen Flussschlauch und Beamtube am geringsten. Daher ist es für die Beurteilung der Situation in BT1 besonders wichtig die Verschiebung der Beamtube an dieser Stelle genau zu kennen. Der aktuelle Stand der Messungen ist, dass die Beamtube am Ende des Hitzeschildes um etwa 1 mm [1] nach oben verschoben ist, was bedeutet, dass der Flussschlauch ebenfalls etwas weiter nach oben, dafür jedoch nicht so weit nach unten verschoben werden kann. Die Simulationen zeigen, dass ab einer Verschiebung des Flussschlauch von $3,6\text{ mm}$ nach unten durch die Dipolspulen mit einer Kollision zu rechnen ist. Dabei ist bereits eingerechnet, dass die DPS den Flussschlauch um $1,0\text{ mm}$ nach oben verschiebt.

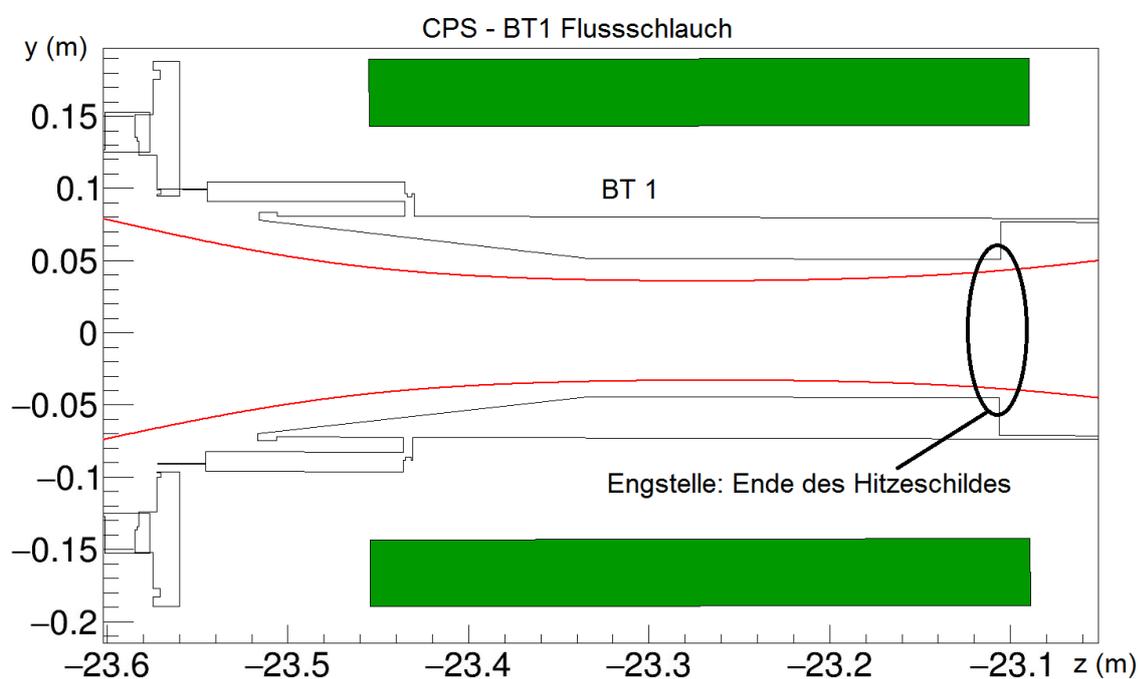


Abbildung 5.20.: Dieses Bild zeigt den 191 Tcm^2 Flussschlauch (ohne Verschiebung durch die WGTS-Dipolspulen) in der y-z-Ebene der CPS-Beamtube 1. An der Eingangsseite der Beamtube ist, trotz der Verschiebung von mehr als 3 mm gegenüber dem Design, genug Abstand zum Flussschlauch. Die mögliche Engstelle in BT1 ist das Ende des Hitzeschildes.

5.2.2. BT 2-3-4 Schikane

Die Beamtubes 2, 3 und 4 der CPS bilden eine Schikane mit 15° Kurven in der horizontalen Ebene. Im Gegensatz zu der Schikane der DPS, stellen in diesem Fall die Übergänge zwischen den Beamtubes 1, 2, 3 und 4 keine Engstelle dar. Daher kann der Flussschlauch in x-Richtung um $\pm 3\text{ mm}$ verschoben werden. Bei Verschiebungen in vertikaler Richtung ist zu beachten, dass der Flussschlauch durch die Magnete der CPS nach oben verschoben

wird. Daher ist die Situation asymmetrisch: Nach unten kann der Flussschlauch um mehr als 4 mm verschoben werden. Nach oben ist dagegen nur eine Verschiebung von 2 mm möglich. Die Schikane stellt laut den Simulationen keine besondere Engstelle für den Flussschlauch dar.

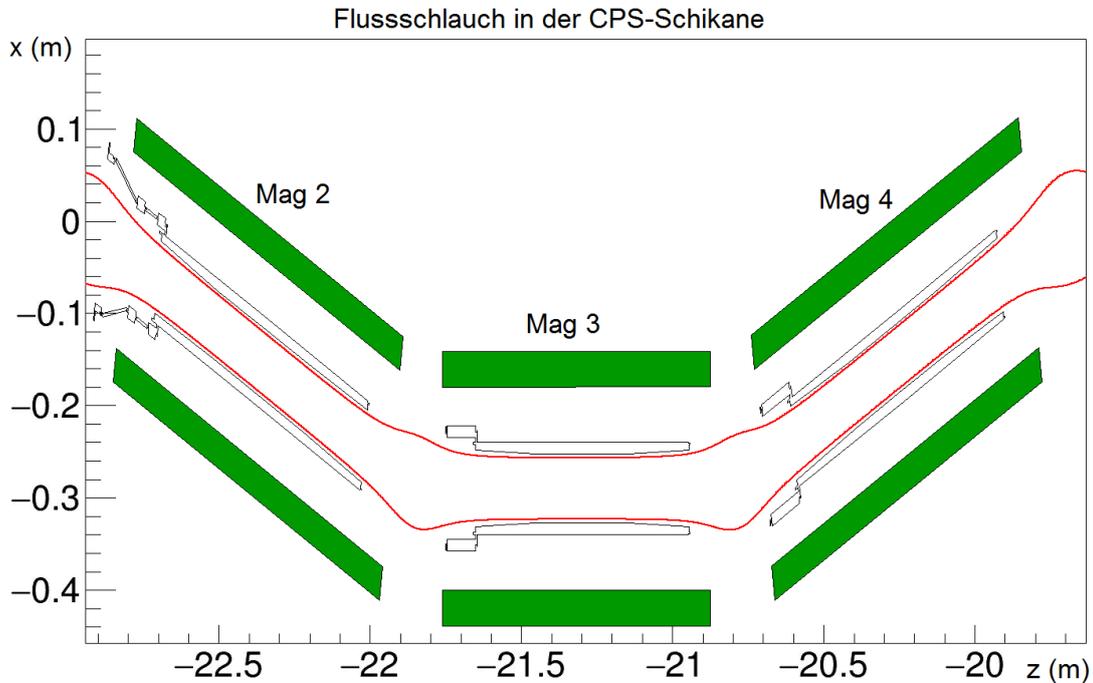


Abbildung 5.21.: Dieses Bild zeigt den 191 Tcm^2 Flussschlauch (ohne Verschiebung durch die WGTS-Dipolspulen) in der x-z-Ebene der CPS Schikane (Beam tubes 2, 3 und 4). Der Flussschlauch kann nach oben um 2 mm , nach unten, Westen und Osten jeweils um 3 mm verschoben werden. Die Schikane stellt damit keine wesentliche Engstelle für den Flussschlauch dar.

5.2.3. Übergang BT4 zu BT5

Der Übergang von BT4 zu BT5 ist eine mögliche Engstelle in negativer x-Richtung. Das bedeutet, dass eine Verschiebung des Flussschlauches nach Osten an dieser Stelle zu einer Kollision führen könnte. Verschiebungen in andere Richtungen sind hingegen kein Problem. Abbildung 5.22 zeigt den 191 Tcm^2 Flussschlauch ohne Verschiebung (blau), und mit 2 mm Verschiebung nach Osten durch die WGTS-Dipolspulen (rot). Bei einer Verschiebung des Flussschlauches, um mehr als 2 mm nach Osten, würde es dort zu einer Kollision kommen. Aus diesem Grund wurde entschieden die ursprüngliche Ausrichtung der WGTS, in der diese den Flussschlauch um 3 mm in negative x-Richtung verschoben hätte, zu korrigieren, damit es nach Möglichkeit auch ohne Einsatz der WGTS-Dipolspulen nicht zu einer Kollision in horizontaler Richtung kommt.

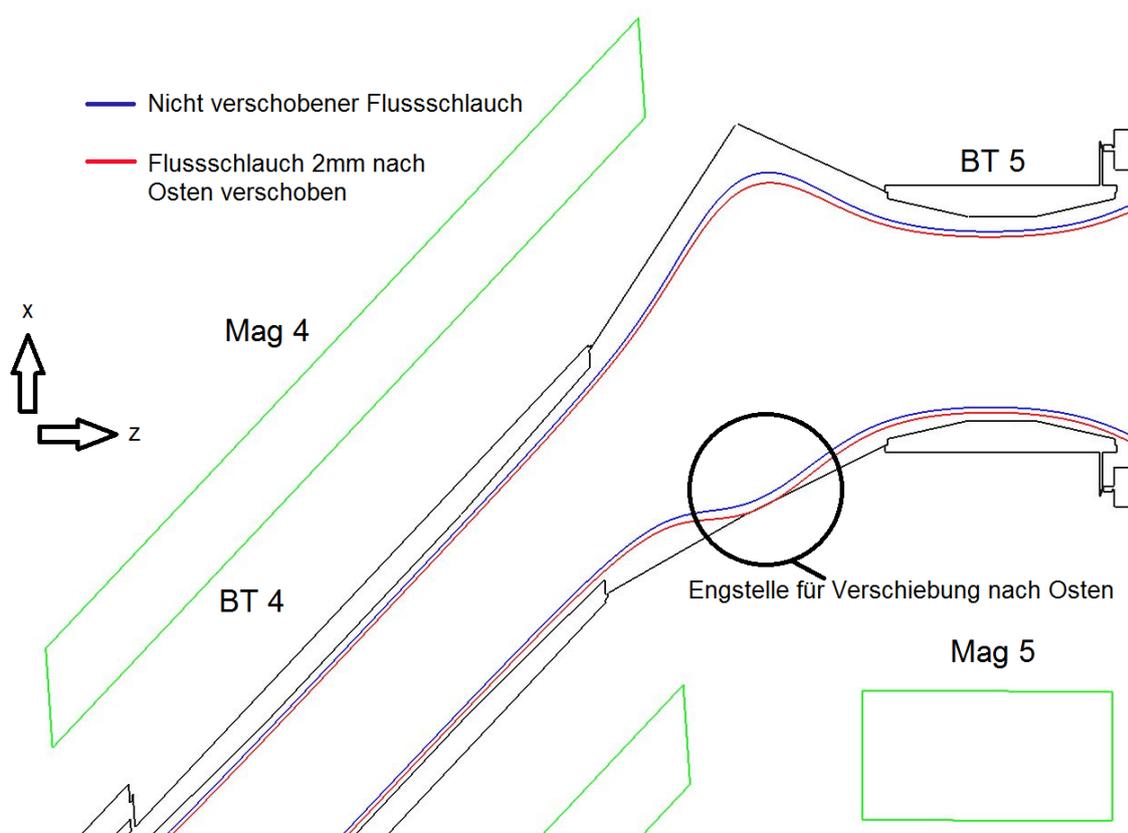


Abbildung 5.22.: CPS Übergang von BT4 zu BT5. Dieses Bild zeigt den 191 Tcm^2 Flussschlauch ohne Verschiebung (blau), und mit 2 mm Verschiebung nach Osten ($-x$ Richtung) durch die WGTS-Dipolspulen (rot). Am Übergang von BT4 zu BT5 kann es zu einer Kollision kommen, falls der Flussschlauch nach Osten verschoben wird. Aus diesem Grund wurde entschieden die ursprüngliche Ausrichtung der WGTS, in der diese den Flussschlauch um 3 mm in negative x-Richtung verschoben hätte, zu korrigieren.

5.2.4. Beamtube 5

Am Ende der BT5 ist der Flussschlauch durch die CPS-Magnete bereits deutlich nach oben verschoben. Das führt dazu, dass trotz der radial-symmetrischen Geometrie eine asymmetrische Engstelle für den Flussschlauch entsteht. Verschiebungen zur Seite und nach Unten sind hier ohne Probleme möglich. Bei einer Verschiebung des Flussschlauches nach oben kann es allerdings zu einer Kollision am detektorseitigen Ende der Beamtube kommen. Eine Verschiebung des Flussschlauches mit den WGTS-Dipolspulen um mehr als $0,5\text{ mm}$ nach oben, führt zu einer Kollision des Flussschlauches.

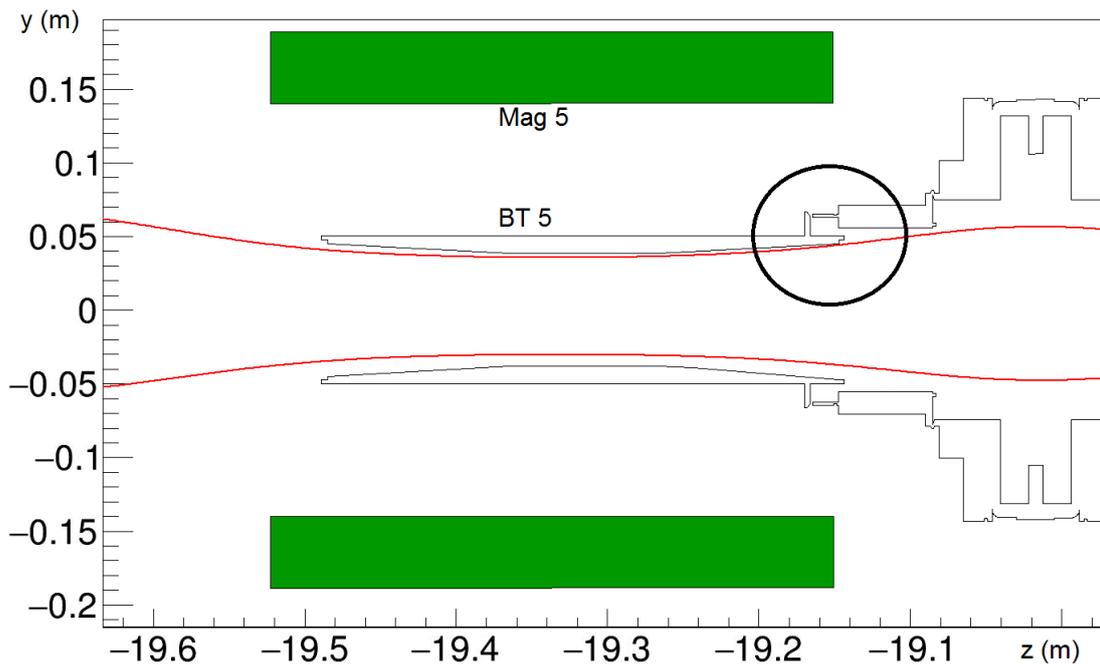


Abbildung 5.23.: CPS BT5. Dieses Bild zeigt den 191 Tcm^2 Flussschlauch ohne Verschiebung. Das Ende der Beamtube ist die mögliche Engstelle in der BT5. Der Flussschlauch kann, zusätzlich zu der Verschiebung durch die Magnete, nicht mehr als $0,5\text{ mm}$ nach oben verschoben werden, ohne mit der Beamtube zu kollidieren. In andere Richtungen kann der Flussschlauch an dieser Stelle deutlich weiter verschoben werden. Nach unten sind mehr als 4 mm möglich.

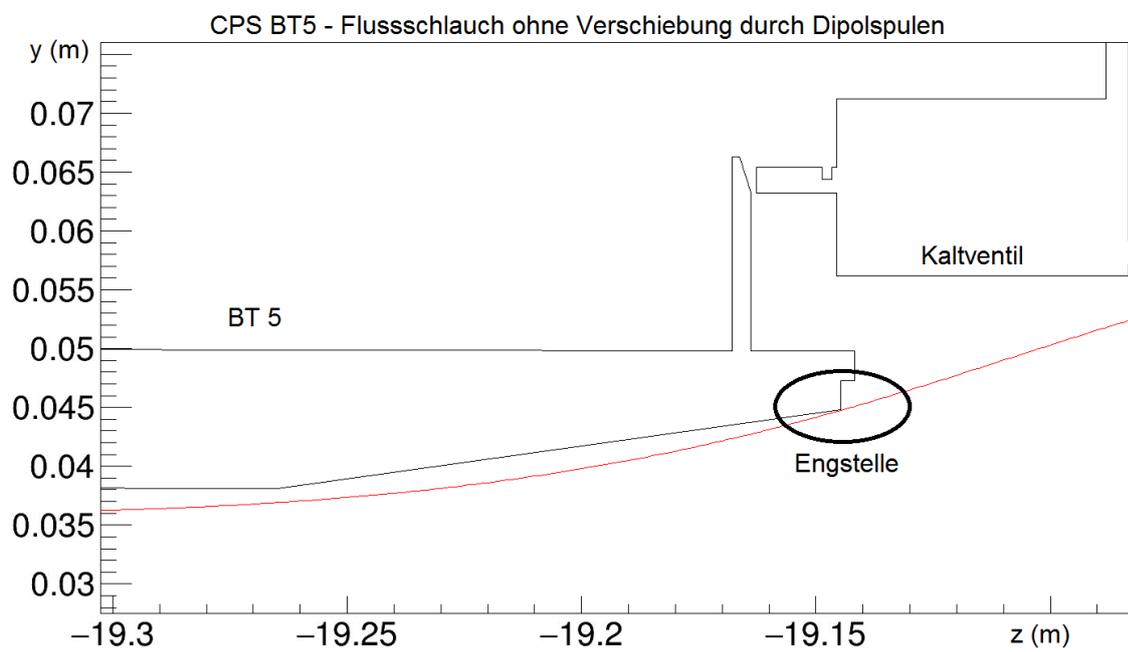


Abbildung 5.24.: CPS BT5: Zoom auf das Ende der Beamtube 5. 191 Tcm^2 Flussschlauch, ohne Verschiebung. Es gibt quasi keinen Abstand zwischen Flussschlauch und Beamtube.

5.2.5. BT6 und PP2

Die Beamtube 6 und der Pumpport 2 der CPS sind keine wesentlichen Engstellen für den Flussschlauch.

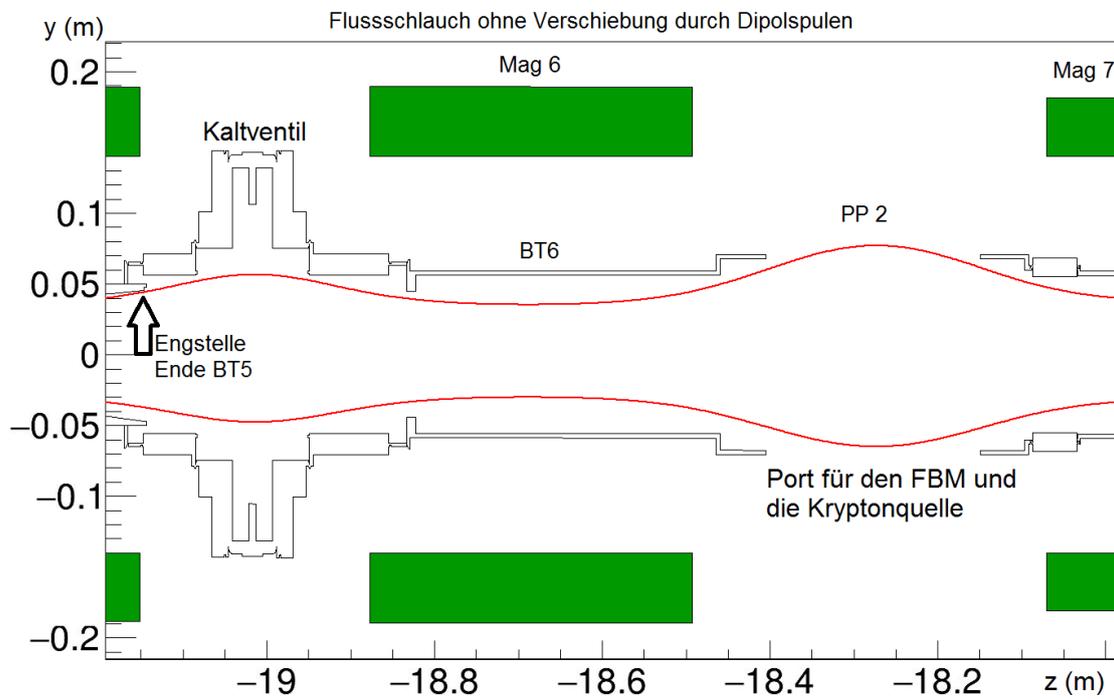


Abbildung 5.25.: 191 Tcm^2 Flussschlauch. In BT6 und PP2 gibt es keine Engstellen für den Flussschlauch.

5.2.6. BT7

Die Beamtube 7 der CPS ist eine entscheidende Stelle für die Frage ob der $191 Tcm^2$ Flussschlauch ohne Kollision durch die Transportstrecke geführt wird. An der Ausgangsseite der Beamtube befindet sich eine Verjüngung mit lediglich $81,77 mm$ ($82 mm$ laut Design) Durchmesser. Die Engstelle ist das Detektorseitige Ende dieser Verjüngung. Diese Kante ist gegenüber den Designwerten um etwa $1 mm$ Richtung Quelle verschoben und liegt in globalen Koordinaten (Uhrsprung in der Mitte des Hauptspektrometers) damit etwa bei $-17,306 m$. Das Magnetfeld an dieser Stelle beträgt im Zentrum des Flussschlauches laut Simulation $4,27 T$. Da die Spulen 6 und 7 der CPS etwas nach unten gekippt sind, ist der Flussschlauch an dieser Stelle nur noch um $2,8 mm$ (resultierend aus DPS und CPS) nach oben verschoben. Die Verschiebung des Flussschlauches in horizontaler Richtung ist vernachlässigbar klein. Die Beamtube 7, und damit die Engstelle, ist ein wenig nach unten verschoben. Insgesamt ergibt sich aus der Simulation, dass der $191 Tcm^2$ Flussschlauch an dieser Stelle mit der Beamtube leicht kollidiert. Dies stellt allerdings kein Problem für das KATRIN-Experiment dar, denn der Flussschlauch kann mit Hilfe der WGTS Dipolspulen nach unten verschoben werden. Dadurch kann der Abstand auf mehr als $2 mm$ vergrößert werden, ohne an anderen Stellen in der CPS zu kollidieren.

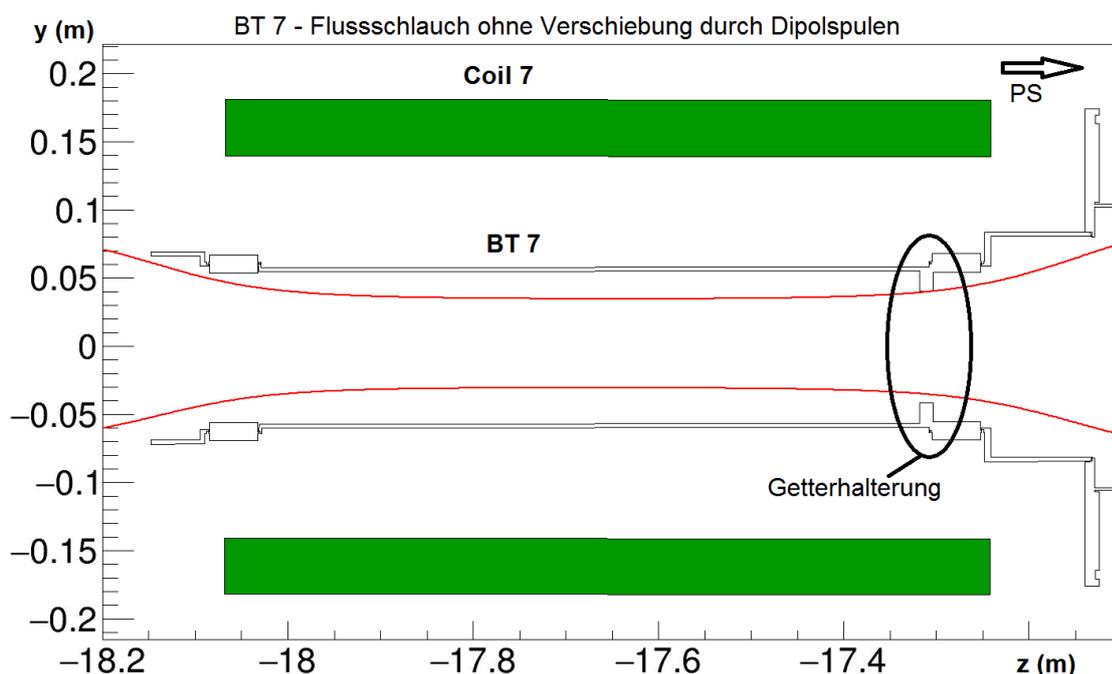


Abbildung 5.26.: $191 Tcm^2$ Flussschlauch. Die Verjüngung am Ende der BT7 (rechts im Bild) ist eine entscheidende Engstelle für den Flussschlauch. An dieser Stelle wird die Halterung für die Getterpumpe montiert. Ohne Verschiebung durch die WGTS-Dipolspulen beträgt der Abstand etwa $0,19 mm$.

5.3. Vorspektrometer

5.3.1. Spektrometer

Die Ausrichtung der Spulen der Vorspektrometermagnete PS 1 und PS 2 zum jeweiligen Cryostatengehäuse wurde durch Magnetfeldmessungen untersucht [2]. Die Ergebnisse (Tab. 5.3.1) wurden in Kassiopeia eingebaut und für die Flussschlauchsimulationen verwendet. Die angegebenen Fehler wurden allerdings nicht in der Simulation berücksichtigt. Die Abbildungen 5.27 und 5.28 zeigen eine Simulation des 191 Tcm^2 Flussschlauch in der y-z-Ebene, ohne eine Verschiebung durch die WGTS-Dipolspulen. Die zu beobachtende Verschiebung des Flussschlauches nach oben resultiert aus der Kippung der Magnetspulen von DPS, CPS und dem PS1-Magneten. Die Erdelektroden am Ein- und Ausgang des Vorspektrometers sind die einzigen Engstellen. Um eine Kollision mit dem Flussschlauch zu vermeiden wurde der Radius der Erdelektroden bereits um 5 mm vergrößert. Abbildung 5.29 zeigt den Verlauf des Flussschlauches (blau = nicht durch die Dipolspulen verschoben, rot = $3,5\text{ mm}$ mit den Dipolspulen nach unten verschoben) durch die Erdelektrode am Ende des Vorspektrometers. Es ist gut zu sehen, dass der unverschobene Flussschlauch fast mit der Elektrode kollidiert, da er durch die Magnete der DPS und CPS nach oben verschoben ist, während der ursprünglich nach unten verschobene Flussschlauch an dieser Stelle etwa mittig das Vorspektrometer verlässt.

Parameter	PS 1	PS 2
$\alpha(^{\circ})$	20 ± 36	48 ± 57
$\beta(^{\circ})$	$-0,23 \pm 0,14$	$0,3 \pm 0,17$
$\Delta x[\text{mm}]$	$-0,25 \pm 0,4$	$0,08 \pm 1,01$
$\Delta y[\text{mm}]$	$-0,29 \pm 0,38$	$-0,09 \pm 0,54$
$\Delta z[\text{mm}]$	$-1,09 \pm 0,11$	$2,94 \pm 0,14$

Tabelle 5.1.: Kippung der Spulen der Vorspektrometermagnete [2].

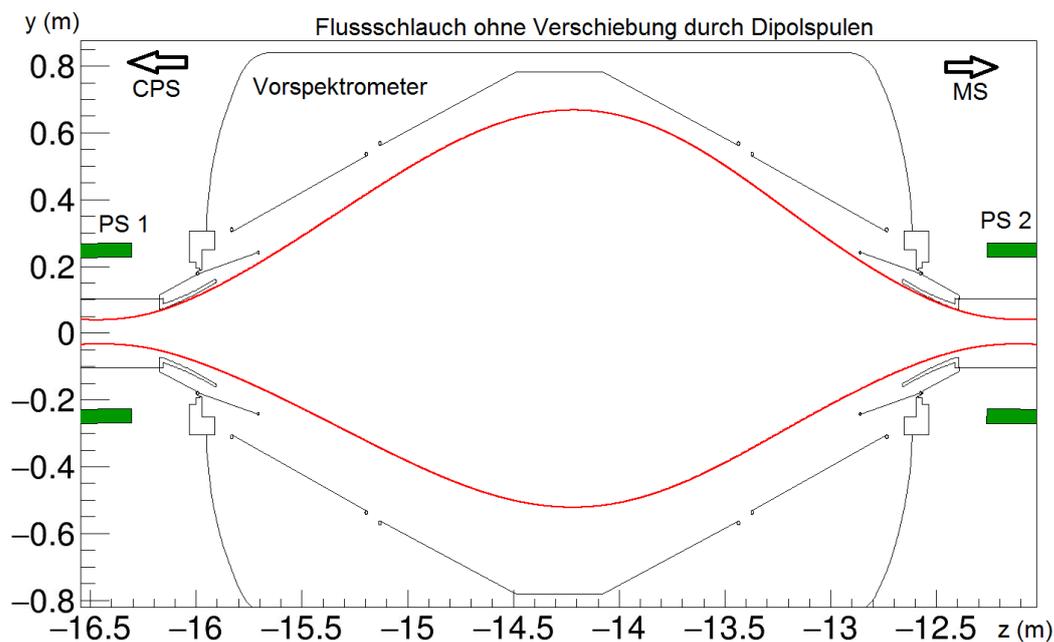


Abbildung 5.27.: 191 Tcm^2 Flusschlauch ohne Verschiebung durch die Dipolspulen. Die zu beobachtende Verschiebung des Flusschlauches nach oben resultiert ausschließlich aus der Kippung der Magnetspulen von DPS, CPS und PS 1. Die einzige Engstelle im Vorspektrometer sind die Erdelektroden. Der Radius der Erdelektroden wurde bereits um 5 mm vergrößert, um eine Kollision mit dem Flusschlauch zu vermeiden.

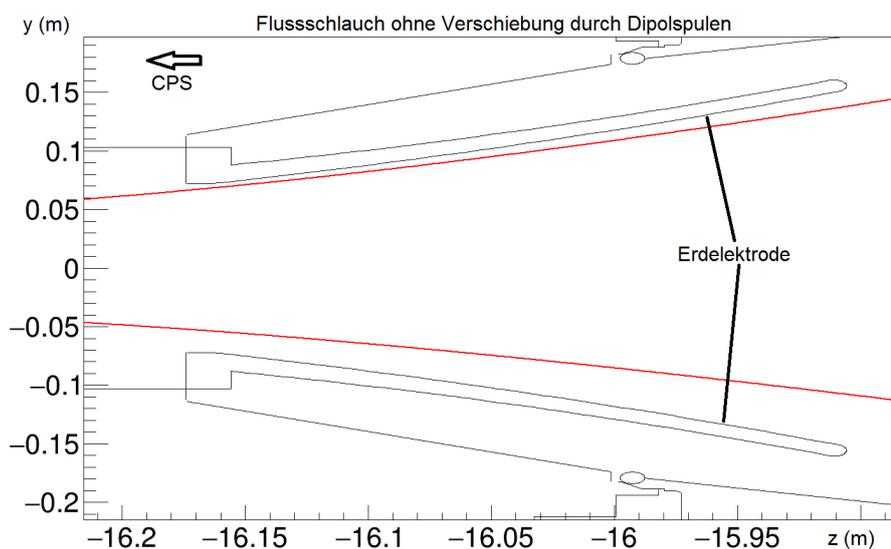


Abbildung 5.28.: 191 Tcm^2 Flusschlauch ohne Verschiebung durch die Dipolspulen. Zoom auf die Erdelektrode auf der Eingangsseite des Spektrometers. Ohne die Vergrößerung des Radius um 5 mm , gäbe es eine Kollision.

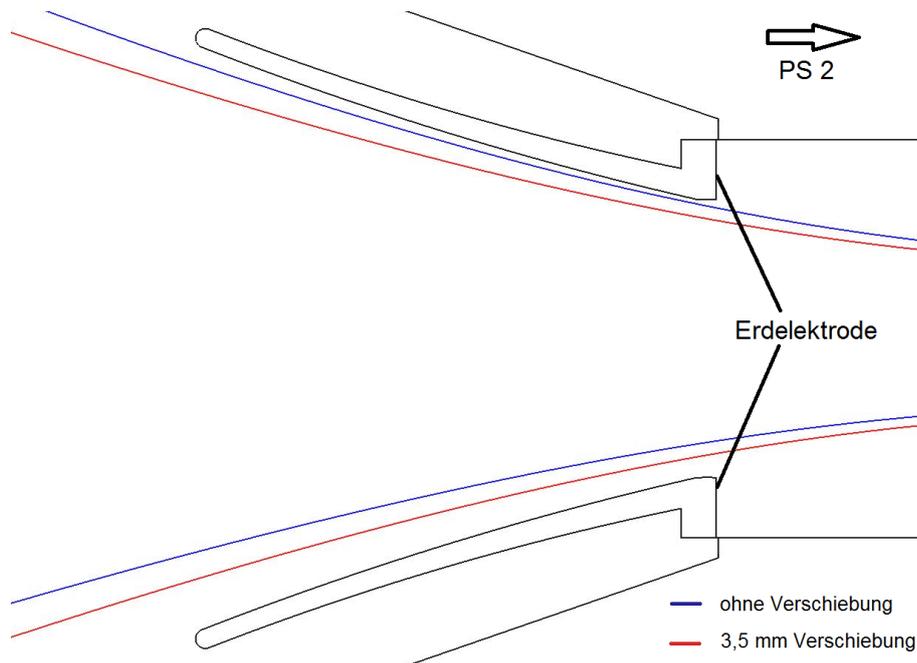


Abbildung 5.29.: Zoom auf die Erdelektrode am Ende des Vorspektrometers. Es ist gut zu erkennen, dass der unverschobene Flussschlauch fast an der oberen Elektrode anstößt, während der, durch die Dipolspulen um 3,5 mm nach unten verschobene Flussschlauch, etwa mittig zwischen den Elektroden hindurch läuft.

5.3.2. Vorspektrometer-Beamtube mit Ringelektrode

Die Vorspektrometer-Beamtube hat einen Innendurchmesser von 200 mm und enthält eine Ringelektrode zwischen der CPS und dem PS 1 Magneten. Die Ringelektrode hat einen Innendurchmesser von 170 mm und eine Länge von 50 mm . Damit ist sowohl ein ausreichender Abstand vom Flussschlauch, als auch ein ausreichendes elektrisches Potential in der Mitte der Elektrode gewährleistet, das nötig ist um Ionen blockieren zu können.

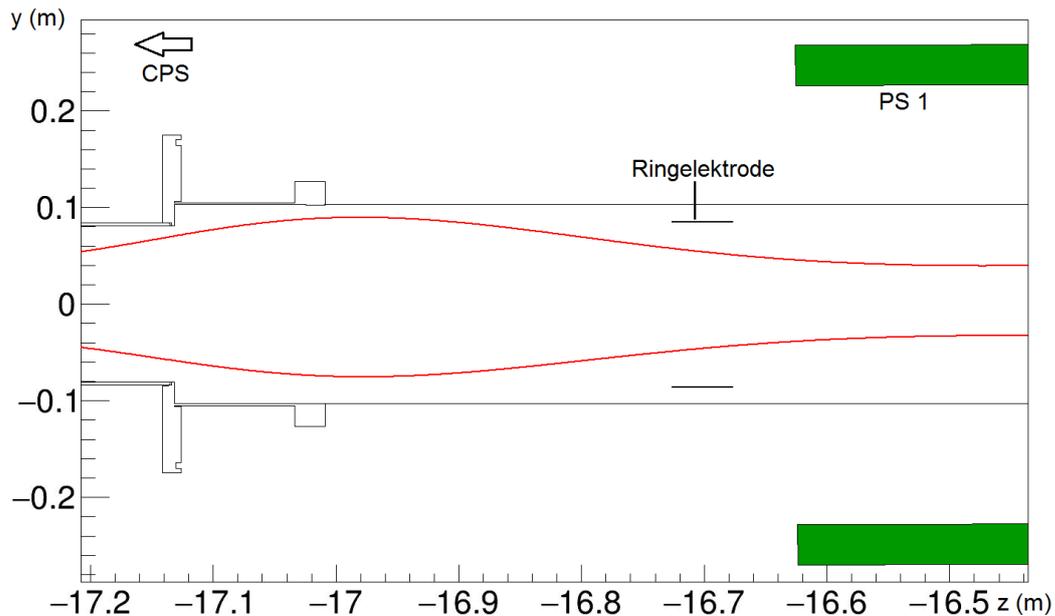


Abbildung 5.30.: 191 Tcm^2 Flussschlauch ohne Verschiebung durch die Dipolspulen. Der Abstand des Flussschlauches zur Ringelektrode beträgt mehr als 20 mm . Es besteht keine Gefahr einer Flussschlauchkollision.

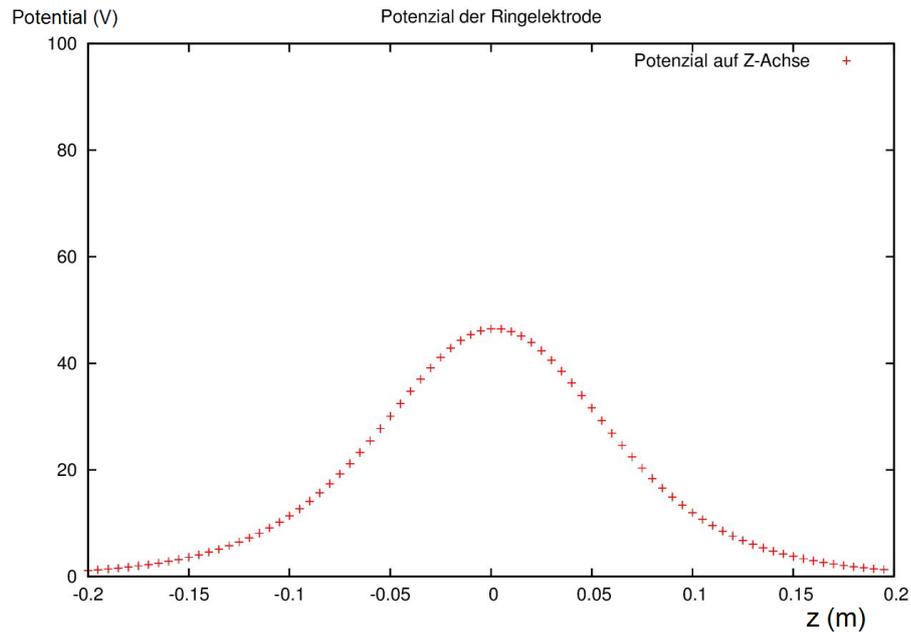


Abbildung 5.31.: Elektrisches Potential entlang der z-Achse. An der Ringelektrode sind $+100\text{ V}$ angelegt, die Beamtube ist geerdet. Das Potential am Mittelpunkt der Elektrode $(0, 0, 0)$ beträgt $46,5\text{ V}$.

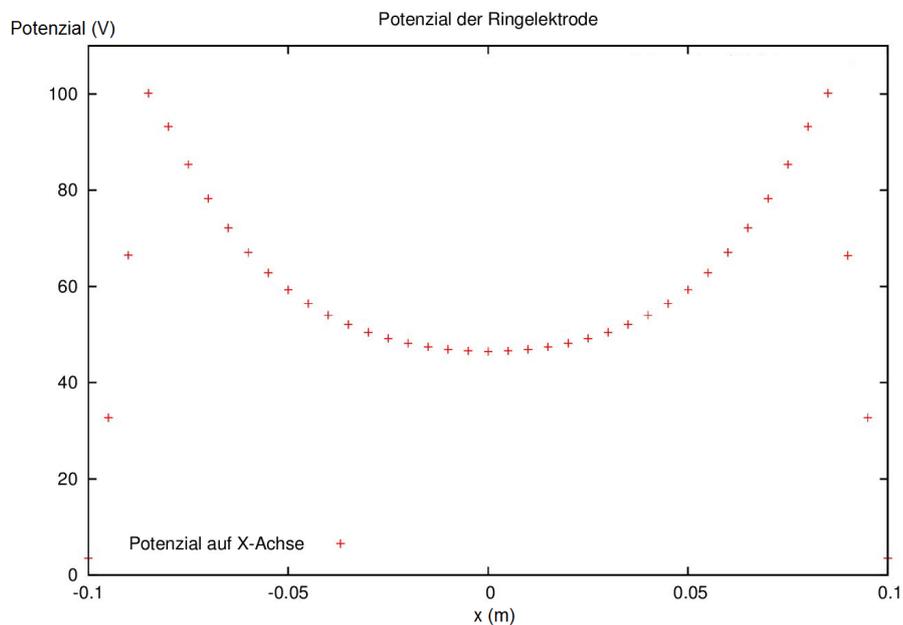


Abbildung 5.32.: Elektrisches Potential entlang der x-Achse. An der Ringelektrode (Radius = 90 mm) sind $+100\text{ V}$ angelegt, die Beamtube (Radius = 100 mm) ist geerdet.

5.4. Hauptspektrometer

Der Flussschlauch im Hauptspektrometer wird nicht nur von den supraleitenden Magneten, PS 2 und Pinch-Magnet, bestimmt, sondern auch von den Luftspulen. Mit Hilfe der Luftspulen kann eine Kollision des Fluss Schlauches mit der Spektrometerhülle oder den Drahtelektroden im mittleren Teil des Spektrometers verhindert werden. Dieser Teil muss daher hier nicht näher betrachtet werden. Zudem kann der Flussschlauch mit Hilfe der EMCS-Spulen so verschoben werden, dass er auf der Detektorseite das Spektrometer mittig verlässt und vollständig auf den Detektor trifft.

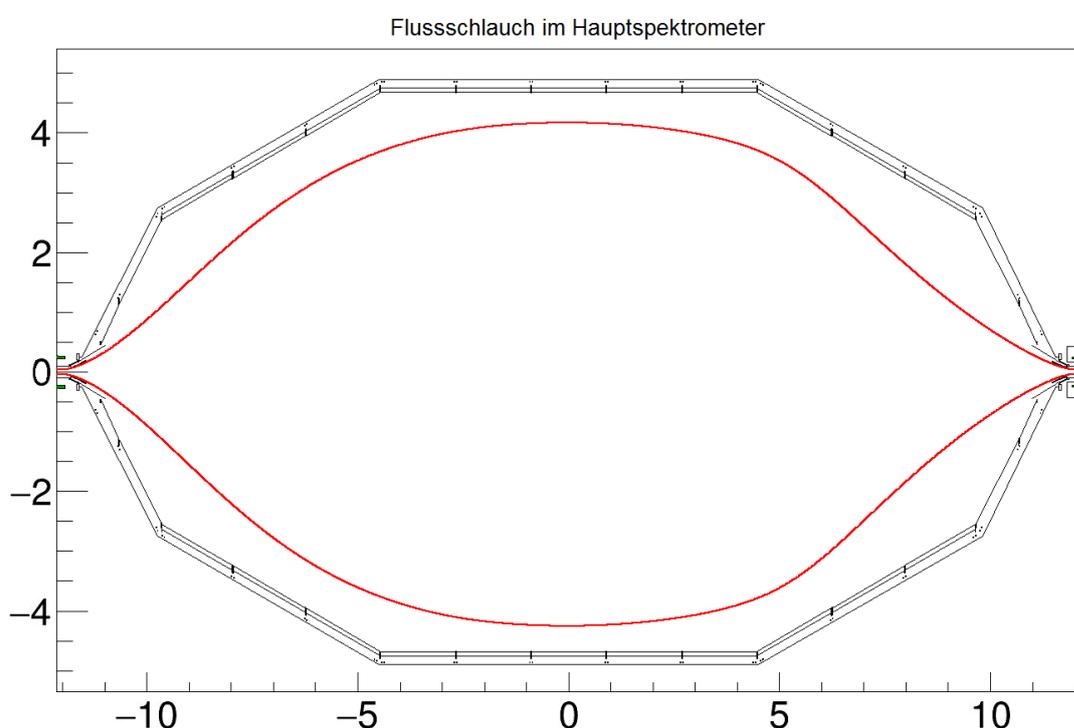


Abbildung 5.33.: 191 Tcm^2 Flussschlauch im 3,5 Gauss-Setting. Der Flussschlauch wird mit den WGTS-Dipolspulen um $3,5 \text{ mm}$ nach unten verschoben, was durch die Magnete der Transportstrecke in etwa aufgehoben wird, sodass der Flussschlauch etwa auf der Designhöhe in das Spektrometer führt.

Die einzige mögliche Engstelle im Hauptspektrometer, die nicht mit Hilfe der Luftspulen verbessert werden kann, ist die Erdelektrode auf der Quellseite des Spektrometers. Die Flussschlauchsimulationen zeigen, dass eine Verschiebung des Fluss Schlauches gegenüber dem Design von mindestens 4 mm möglich ist, ohne dort zu einer Kollision zu führen. Daher sollte das Hauptspektrometer insgesamt keine Engstelle für den Flussschlauch darstellen.

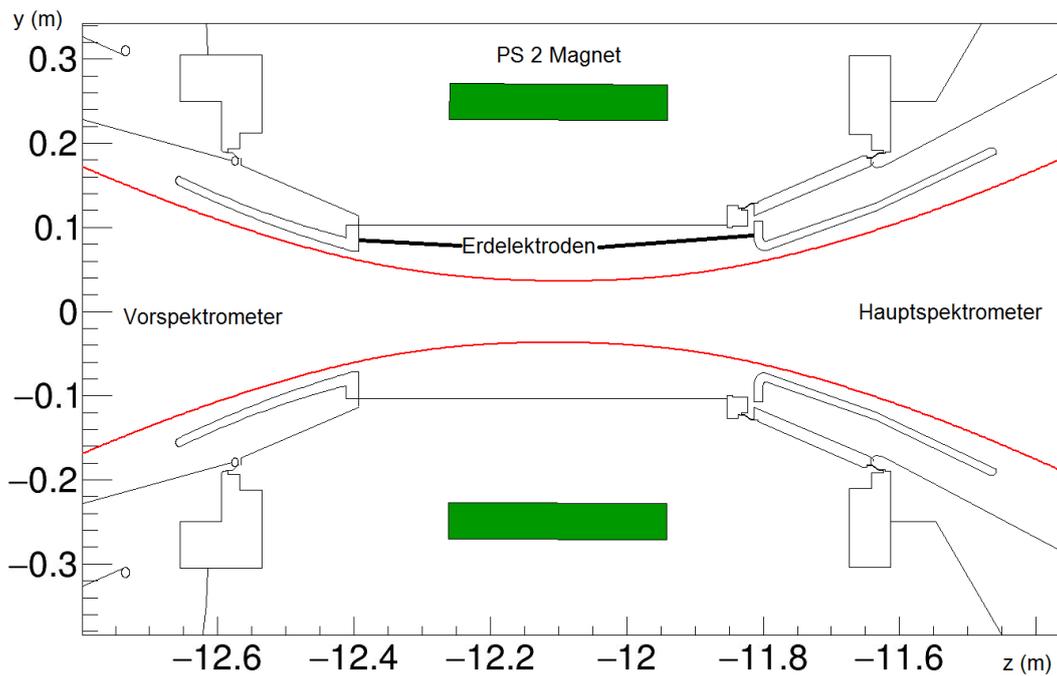


Abbildung 5.34.: 191 Tcm^2 Flussschlauch im 3,5 Gauss-Setting. Der Flussschlauch wird mit den WGTS-Dipolspulen um $3,5 \text{ mm}$ nach unten verschoben. Der Abstand zur Erdelektrode im Hauptspektrometer ist in etwa so groß, wie der zu denen im Vorspektrometer. Dabei muss berücksichtigt werden, dass der PS 2 Magnet den Flussschlauch nach unten verschiebt.

5.5. Transmittierter Flussschlauch

Eine wesentliche Aufgabe der Transportstrecke ist der Transport der Elektronen zu den Spektrometern. Kennt man die tatsächliche Geometrie der Transportstrecke, so kann man mit einer Simulation gut abschätzen wie viel Fluss von der Quelle bis zu den Spektrometern transportiert wird. Zum jetzigen Zeitpunkt ist es bereits möglich eine ungefähre Abschätzung zu treffen, da die Spulenpositionen der Magnete in DPS und CPS, sowie die Ausrichtung der Beamtubes in der CPS bereits gemessen wurden. Lediglich die Ausrichtung der Beamtubes in der DPS ist noch nicht bekannt. Für diese werden die Designwerte angenommen.

Abbildung 5.35 zeigt den Flussschlauch welcher von der WGTS bis zu den Spektrometern

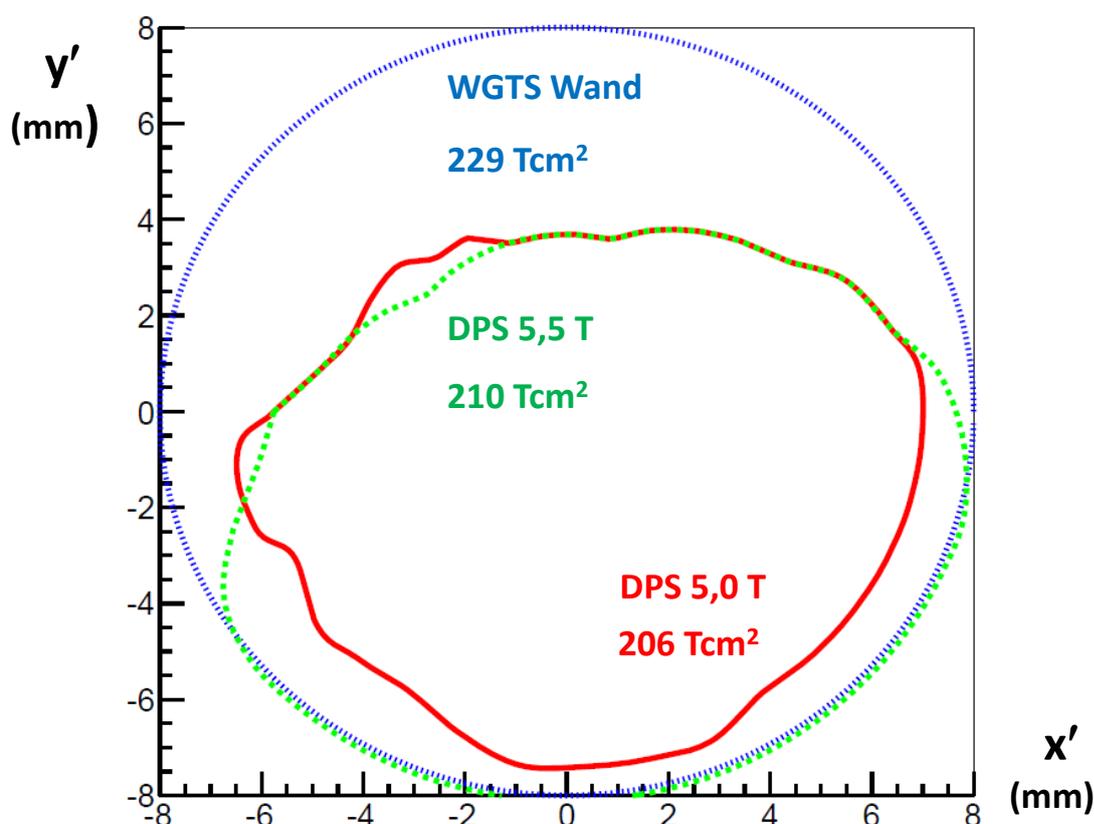


Abbildung 5.35.: Flussschlauch in der Mitte der WGTS ($B = 3,6 T$), der von der Quelle zu den Spektrometern transportiert wird. Der innere Teil des Flussschlauches (ein Kreis mit $37 mm$ Radius) wurde weggeschnitten, damit die Form besser erkennbar ist. Blau: vollständiger Fluss aus der WGTS, entsprechend dem maximalen Radius von $45 mm$. Grün: DPS mit effektiven $5,5 T$ Magnetfeld. Rot: DPS mit effektiven $5,0 T$ Magnetfeld.

transportiert wird. In diesem Bild wurden die inneren $37 mm$ des Flussschlauches herausgeschnitten, damit die Formänderung durch die Kollisionen in der Transportstrecke besser

erkennbar ist. In dieser Darstellung ist:

$$\begin{aligned} x &= R \cdot \cos \phi, & y &= R \cdot \sin \phi \\ x' &= (R - R_0) \cos \phi = \frac{R - R_0}{R} \cdot x, & y' &= \frac{R - R_0}{R} \cdot y \end{aligned} \quad (5.1)$$

Dabei ist R der winkelabhängige Radius des Fluss schlauches in mm ($B = 3,6 T$) und $R_0 = 37 mm$. Die blaue Linie stellt den kompletten Fluss schlauch dar, der aus der WGTS herauskommt ($R = 45 mm$). Die grüne Linie zeigt den Fluss schlauch, der transportiert wird, wenn die DPS mit einem effektiven Feld von $5,5 T$ betrieben wird. Die rote Linie zeigt den transportierten Fluss schlauch für den Fall, dass die DPS mit einem effektiven Magnetfeld von $5,0 T$ betrieben wird.

Die Differenz zwischen dem der blauen und der grünen Linie zeigt in etwa den Verlust durch Kollisionen in der CPS. Die Differenz zwischen der grünen und der roten Linie zeigt in etwa den Verlust durch Kollisionen in der DPS. Die Simulation zeigt deutlich, dass die meisten Verluste durch Kollisionen in der CPS entstehen. Auf Grund dieser Kollisionen wird der obere Teil des Fluss schlauches nicht transmittiert. Man muss allerdings bedenken, dass in dieser Simulation noch davon ausgegangen wird, dass sich die Beamtubes des DPS auf Designposition befinden. Das wesentliche Ergebnis dieser Simulation ist, dass ohne Benutzung der WGTS-Dipolspulen, nach dem aktuellen Kenntnisstand der Geometrie der Transportstrecke, ein Fluss von $206 Tcm^2$ für $5,0 T$ in der DPS, bzw. $210 Tcm^2$ im Falle von effektiven $5,5 T$ in der DPS, transportiert wird. Abhängig davon wie sehr und in welche Richtung, die Geometrie der DPS vom Design abweicht, wird sich vor allem der Wert für die $5,0 T$ DPS noch etwas ändern. Dennoch zeigt bereits diese Simulation, dass der angestrebte Wert von $210 Tcm^2$ in etwa erreicht werden sollte. Insbesondere dann, wenn man die DPS mit effektiven $5,5 T$ betreibt und zusätzlich die WGTS-Dipolspulen zum Verschieben des Fluss schlauches verwendet. Dies ist in Abb. 5.36 zu sehen. In diesem Fall ist zum Vergleich auch ein mit den WGTS-Dipolspulen um etwa $0,5 mm$ nach Westen und um $1,5 mm$ nach unten verschobener Fluss schlauch (rosa) zu sehen. Dieser ist mit $212 Tcm^2$ nicht nur größer als der nicht verschobene Fluss schlauch, sondern hat zudem den Vorteil, dass weniger Elektronen aus der Nähe der Wand der WGTS auf den Detektor abgebildet werden.

Der Fluss schlauch wird auf dem Weg von der Quelle bis zum Detektor durch die supraleitenden Magnete um etwa $4 mm$ nach oben sowie $0,4 mm$ horizontal verschoben (angenommen $B_{Detektor} = 3,6 T$). Dies kann teilweise mit den EMCS-Spulen kompensiert werden. Abb. 5.37 zeigt, wie stark der Fluss schlauch aus Abb. 5.36 in der Detektorebene verschoben ist. In diesem Bild ist bereits angenommen, dass der Fluss schlauch durch die EMCS-Spulen um $0,4 mm$ in horizontaler Richtung und um $2,5 mm$ nach unten korrigiert wird. Ohne diese Korrektur würde der Fluss schlauch teilweise nicht auf den Detektor treffen.

Die Elektronen, welche am Rand des Fluss schlauches geführt werden, können durch Stöße mit der Beamtube Energie verlieren. Falls dieser Energieverlust kleiner als $50 eV$ ist, hat dies einen Einfluss auf das gemessene Spektrum. Daher müssten in diesem Fall alle Pixel des Detektor aus der Analyse des KATRIN-Experimentes ausgeschlossen werden, durch die der Rand des Fluss schlauches verläuft. Zudem sollte festgelegt werden, wie Groß

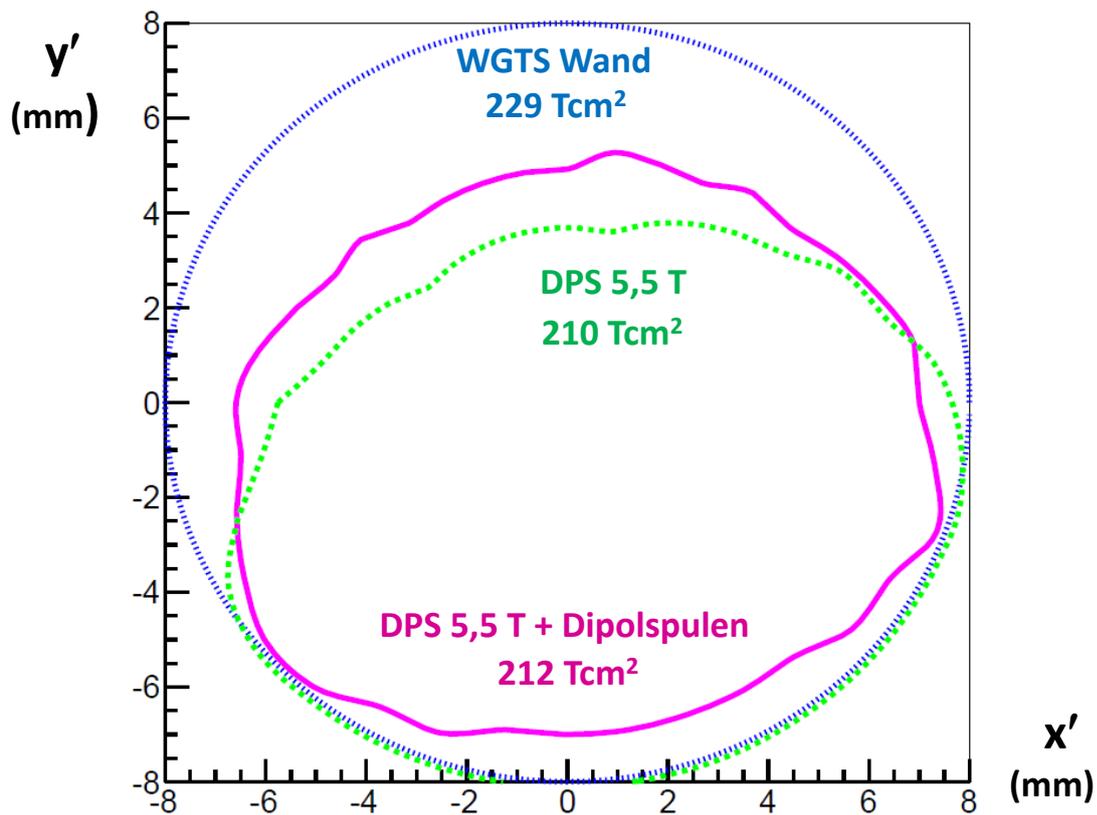


Abbildung 5.36.: Flusschlauch in der Mitte der WGTS ($B = 3,6 \text{ T}$), der von der Quelle zu den Spektrometern transportiert wird. Der innere Teil des Flusschlauches (ein Kreis mit 37 mm Radius) wurde weggeschnitten, damit die Form besser erkennbar ist. Blau: vollständiger Fluss aus der WGTS. Grün: DPS mit effektiven $5,5 \text{ T}$ Magnetfeld. Rosa: DPS mit effektiven $5,5 \text{ T}$ Magnetfeld und Verschiebung des Flusschlauches mit den WGTS-Dipolspulen um $0,5 \text{ mm}$ in $+x$ und $1,5 \text{ mm}$ in $-y$ Richtung.

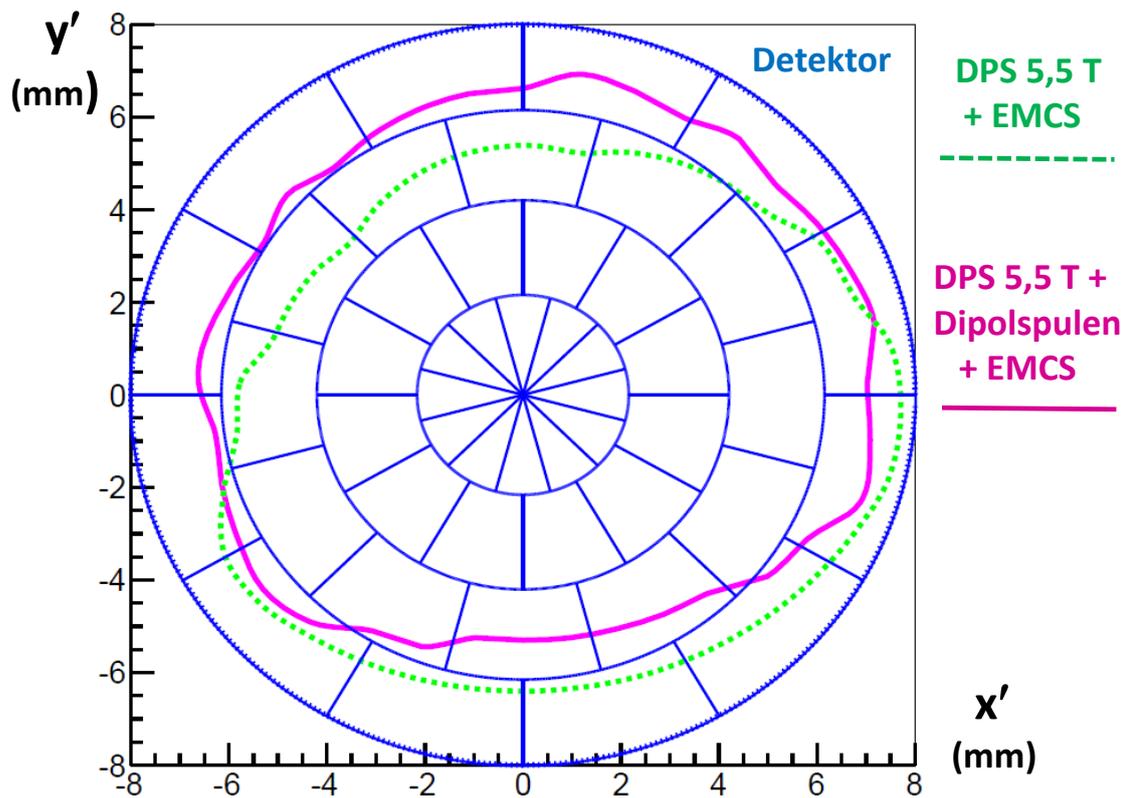


Abbildung 5.37.: Flussschlauch in der Detektorebene, der von der Quelle zu den Spektrometern transportiert wird. Der innere Teil des Flussschlauches (ein Kreis mit 37 mm Radius) wurde weggeschnitten, damit die Form besser erkennbar ist. Der Flussschlauch wurde hierbei zusätzlich mit den EMCS-Spulen um $0,4 \text{ mm}$ in horizontaler Richtung sowie um $2,5 \text{ mm}$ nach unten korrigiert. Blau: Detektor mit $B_{\text{Detektor}} = 3,6 \text{ T}$ (Detektormagnet: $3,93 \text{ T}$). Grün: DPS mit effektiven $5,5 \text{ T}$ Magnetfeld und Korrektur durch EMCS. Rosa: DPS mit effektiven $5,5 \text{ T}$ Magnetfeld, Verschiebung des Flussschlauches mit den WGTS-Dipolspulen um $0,5 \text{ mm}$ in $+x$ und $1,5 \text{ mm}$ in $-y$ Richtung sowie Korrektur durch die EMCS-Spulen.

der Abstand des Flussschlauches von der Wand der WGTS sein mindestens sein muss. Entsprechend dieser Grenze müssen alle Pixel des Detektors ausgeschlossen werden, auf die Elektronen treffen können, welche zu nah an der Wand der WGTS gestartet sind. Der Detektor besitzt 148 Pixel und deckt bei einem Magnetfeld von $B_{\text{Detektor}} = 3,6 T$ ($\hat{=} B_{\text{Detektormagnet}} = 3,93 T$) den gesamten $229 Tcm^2$ Flussschlauch ab. Es gilt für den Fluss auf dem Detektor:

$$\begin{aligned}\Phi_{\text{max}} &= 4,5^2 \text{ cm} \cdot \pi \cdot B_{\text{Detektor}}, \\ \Phi_{\text{1Pixel}} &= \Phi_{\text{max}}/148.\end{aligned}\tag{5.2}$$

Sobald die Geometrie des Experiments vollständig bekannt, und die Entscheidungen über Mindestabstände und die verwendeten Magnetfelder getroffen sind, kann der Flussschlauch sowie dessen Abbildung auf dem Detektor, mit Hilfe der Dipol- und EMCS-Spulen sowie der Magnetfeldwerte in WGTS, DPS, Pinch- und Detektormagnet so optimiert werden, dass es ein möglichst großer Fluss für die Analyse der KATRIN-Messdaten zur Verfügung steht.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Das KATRIN Experiment, welches zur Zeit am Karlsruher Institut für Technologie aufgebaut wird, hat das Ziel, die Neutrinomasse modellunabhängig mit einer bisher unerreichten Sensitivität von $200 \text{ meV}/c^2$ (90 % C.L.) zu messen.

Das Experiment besteht im wesentlichen aus drei Komponenten: Die erste Großkomponente ist die fensterlose Tritiumquelle, in der das Tritium eingelassen wird, welches über β -Zerfall Neutrinos und Elektronen erzeugt. Anschließend folgt die Transportstrecke. Diese besteht aus der Differenziellen Pumpstrecke (DPS) und der Kryogenen Pumpstrecke (CPS). Die Aufgaben der Transportstrecke sind der adiabatische Transport der β -Elektronen von der Quelle zu den Spektrometern, die Reduktion des Tritiumflusses um zwölf Größenordnungen, die Untersuchung der Ionenkonzentrationen der verschiedenen Tritiumionen sowie die Blockierung und Eliminierung dieser Ionen. Zur Bestimmung der Neutrinomasse muss das Energiespektrum der Elektronen mit höchster Präzision vermessen werden. Dies geschieht in der letzten Komponente, der Spektrometer- und Detektorsektion, bestehend aus dem Vorspektrometer, dem Hauptspektrometer sowie dem Detektor.

In der DPS werden FT-ICR - zylindrische Penningfallen mit denen Ionen zerstörungsfrei nachgewiesen werden können - eingesetzt. Diese erfüllen zwei wichtige Aufgaben für das Katrin-Experiment: Zum einen wird mit ihnen die Rate der verschiedenen Ionensorten in der Transportstrecke gemessen. Es ist wichtig diese zu kennen, da sie das zu erwartende β -Spektrum beeinflussen. Zum zweiten wird der FT-ICR im letzten Modul der DPS verwendet um die Ionenblockierung in der DPS zu testen, und in den Messpausen des Experiments zu überwachen. Tritiumionen, die in die Spektrometer gelangen, kontaminieren diese mit Tritium und erzeugen dadurch einen dauerhaften Untergrund, der die Sensitivität von KATRIN beeinträchtigt. Daher kann das Experiment nur gestartet werden, wenn man sich sicher ist, dass die Ionenblockierung funktioniert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Neubau der Ionenquelle Elliott II (**E**lectron **I**mpact **I**On Source **T**o **T**est the DPS) erfolgreich durchgeführt. Dabei wurde die Ionenquelle grundlegend modifiziert um sie an die Rahmenbedingungen beim Einsatz an der DPS-Beamtube an zu passen, und den von die Ionenquelle abgedeckten magnetischen Fluss zu maximieren. Die Funktionsfähigkeit der Ionenquelle wurde einem Teststand außerhalb des KATRIN Experimentes erfolgreich gezeigt. Dabei wurden Untersuchungen zum Untergrund der Ionenstrommessung durchgeführt, sowie die Druckabhängigkeit der Ionenrate untersucht. Es war geplant diese Ionenquelle zur Kalibration des FT-ICR in der Beamtube 1 der DPS zu verwenden. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Testaufbau konzipiert, der es ermöglicht den FT-ICR mit verschiedenen Ionensorten und verschiedenen Ionenraten zu testen und zu kalibrieren. Diese Messung konnte allerdings aus Zeitgründen nicht durchgeführt werden. Der Einsatz der Ionenquelle Elliott II ist bereits für zukünftige Projekte geplant, z.B. zum Test des FT-ICR in Modul 5 der DPS, zum Test des Faraday Cups für die CPS und im Rahmen der Detektorentwicklung für das TRISTAN Experiment.

Als zweiter thematischer Schwerpunkt dieser Arbeit wurde eine weitere Aufgabe der Transportstrecke, der adiabatische Transport der Elektronen von der Quelle zu den Spektrometern, mit Hilfe des Simulationsprogramm Kassiopeia, untersucht. Hier werden die Stellen diskutiert, an denen die Elektronen aus der WGTS mit der Beamtube kollidieren könnten. Die Ergebnisse der durchgeführten Simulationen haben einige Designentscheidungen maßgeblich beeinflusst:

- a) Der Komplex aus Beamtubes und Magneten innerhalb des WGTS-Kryostaten wurden um etwa 3 mm verschoben, damit die Elektronen innerhalb des 191 Tcm² Flussschlauches ohne Einsatz der horizontalen Dipolspulen kollisionsfrei geführt werden können.
- b) Der FT-ICR in Modul 1 der DPS wurde entfernt und durch ein Rohr mit größerem Innendurchmesser ersetzt. Das Rohr dient der Gasflussreduktion.
- c) Der FT-ICR in Modul 5 wird mit einem größeren Innendurchmesser neu gebaut. Zudem wird eine Ringelektrode vor dem FT-ICR eingesetzt.
- d) Der Magnetkryostat auf Position 3 der DPS wurde um 0,4° gekippt, um der Verschiebung des Flussschlauches nach oben entgegen zu wirken, und so die Engstellen in der CPS zu entschärfen.
- e) Der Zylindrische Teil des Pumpport 5 wird um etwa 60 mm verlängert, und dafür der Faltenbalg entsprechend weiter zusammengedrückt. Zudem wird eine Ringelektrode in den Pumpport 5 eingebaut. Diese wird für die Bestimmung der Ionenkonzentrationen in der DPS mit Hilfe des FT-ICR in PP5 benötigt.
- f) Der Kryostat der CPS wird auf Designposition gestellt, da die Simulationen gezeigt haben, dass eine Verschiebung des gesamten Kryostaten nur einen geringen Effekt für die Beseitigung von Flussschlauchkollisionen hat. Dies hat zudem den Vorteil, dass der gestauchte Balg des PP5 keinen großen Höhenunterschied zwischen der DPS und der CPS aufnehmen muss.
- g) Eine Ringelektrode in der Beamtube zwischen CPS und Vorspektrometer wurde auf Grundlage der Flussschlauchsimulationen entworfen.

Ein weiteres Ergebnis dieser Arbeit ist die Empfehlung, Teile der Transportstrecke mit einem höherem effektiven Magnetfeld zu betreiben. Dies wird erreicht, indem das Magnetfeld in der Quelle, der Analysierebene und dem Pinch-Magneten im gleichen Verhältnis reduziert wird, wohingegen das Feld der Transportstrecke weniger stark, respektive gar nicht gesenkt wird. Die einzige Bedingung hierbei ist, dass das Magnetfeld an jedem Ort in der Transportstrecke etwas kleiner sein muss als in dem Pinch-Magneten. Ist dies gewährleistet, so bleibt der maximale Akzeptanzwinkel der Elektronen unverändert, und der transmittierte Fluss nimmt zu, da man Engstellen, vor allem zwischen Quelle und CPS, beseitigt.

Der Flussschlauch kann mit den WGTS-Dipolspulen weiter optimiert werden. Mit ihnen lässt sich insbesondere sicherstellen, dass nur solche Elektronen zu den Spektrometern geführt werden, die einen Mindestabstand von der Wand der WGTS haben. Dies ist wichtig, da das Potential nahe der Wand der WGTS möglicherweise anders ist, als im Rest der Quelle.

Bei dem Versuch den Flussschlauch zu maximieren, und damit die benötigte Messzeit von KATRIN zu reduzieren, hat sich im Rahmen dieser Arbeit eine Frage aufgetan, die in zukünftigen Projekten zu klären ist: Gibt es einen Mindestabstand, den die Elektronen von der Wand der Beamtube haben müssen. Dies hängt davon ab, ob es möglich ist, dass die

Elektronen ($E \approx 18,6 \text{ keV}$) bei Stößen mit der Wand der Beamtube weniger als 50 eV Energie verlieren. Sollten solche Stöße möglich sein, so müsste ein Mindestabstand definiert werden, um solche Elektronen sicher aus der Analyse auszuschließen. Sind solche Stöße hingegen nicht zu erwarten, gibt es keinen Grund für einen Mindestabstand zur Beamtube in der Transportstrecke. Es sollte zudem geklärt werden, ob ein etwaiger Mindestabstand von der Temperatur der Beamtube, und dem Material abhängt. In der CPS wäre neben einer Kollision mit der Beamtube theoretisch auch eine Kollision mit dem Argonfrost oder der NEG-Pumpe möglich. Zudem sollte die Frage geklärt werden, wie groß der minimale Abstand zwischen dem Flussschlauch und der Wand der WGTS ist.

Falls es einen Mindestabstand zwischen dem Flussschlauch und der Beamtube in der Transportstrecke gibt, so müsste jedes Detektorpixel, welches von diesen Elektronen getroffen werden kann, von der Analyse ausgeschlossen werden. Daraus ergibt sich die neue Simulationaufgabe den Flussschlauch mit Hilfe der WGTS-Dipolspulen, oder der EMCS-Spulen, so zu optimieren, dass möglichst wenige Pixel auf dem Detektor für die Analyse ausgeschlossen werden müssen.

Literatur

- [1] A. Barutti. *Inspection Report: Final Check of CPS Beam Tube position at KIT premises*. Techn. Ber. MA153506 Rev.5. ASG, 2015.
- [2] B. Adams. “Untersuchung magnetischer Materialien und Inbetriebnahme der Magnetfeldüberwachung am KATRIN-Hauptspektrometer”. Masterarbeit. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2015, S. 59.
- [3] Agostini, M. et al. (GERDA Collaboration). “Results on Neutrinoless Double- β Decay of ^{76}Ge from Phase I of the GERDA Experiment”. In: *Physical Review Letters* 111 (12 2013), S. 122503. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.122503.
- [4] Q. R. Ahmad u. a. “Measurement of Day and Night Neutrino Energy Spectra at SNO and Constraints on Neutrino Mixing Parameters”. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), S. 011302. arXiv: nucl-ex/0204009.
- [5] J.F. Amsbaugh u. a. “Focal-plane detector system for the KATRIN experiment”. In: (2014). arXiv: 1404.2925 [physics.ins-det]. URL: <http://arxiv.org/abs/1404.2925>.
- [6] Arnold, R. et al. (NEMO-3 Collaboration). “Search for neutrinoless double-beta decay of ^{100}Mo with the NEMO-3 detector”. In: *Physical Review D* 89 (2014), S. 111101. DOI: 10.1103/PhysRevD.89.111101.
- [7] ASG. *As built measurements of the CM after Flipping*. Techn. Ber. MA140517 Rev.5. 2015.
- [8] John N. Bahcall, Aldo M. Serenelli und Sarbani Basu. “New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 621.1 (2005), S. L85. URL: <http://stacks.iop.org/1538-4357/621/i=1/a=L85>.
- [9] Klaus Blaum. “High-accuracy mass spectrometry with stored ions”. In: *Physics Reports* 425.1 (2006), S. 1–78. ISSN: 0370-1573. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2005.10.011>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157305004643>.
- [10] B.T. Cleveland u. a. “Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector”. In: *apj* 496 (März 1998), S. 505–526. DOI: 10.1086/305343.
- [11] KATRIN Collab. *Kassiopeia - Simulation of electric and magnetic fields and particle tracking*. 2015. URL: <https://github.com/KATRIN-Experiment/Kassiopeia>.
- [12] C.L. Jr. Cowan u. a. “Detection of the Free Neutrino: a Confirmation”. In: *Science* 124 (1956), S. 103–104. DOI: 10.1103/PhysRevD.17.2369.

- [13] E. Fermi. "Versuch einer Theorie der beta-Strahlen". In: *Zeitschrift fuer Physik A* 88 (1934), S. 161–177.
- [14] F. Glück. *Electrons and ions in KATRIN STS*. KATRIN - 20th collaboration meeting. 2010.
- [15] F. Glück. *Physics of positive tritium ions in KATRIN. Discussion about various methods to test the positive ion blocking*. KATRIN - 28th collaboration meeting - Session C2. 2015.
- [16] F. Glück. *STS EMD issues*. KATRIN - 29th collaboration meeting - Session C2. 2015.
- [17] F. Glück. "The WGTS dipole coils, Internal report". In: (Okt. 2010).
- [18] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Wiley - VCH, 2004, S. 26.
- [19] S. Groh. "Modeling of the response function and measurement of transmission properties of the KATRIN experiment". Diss. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2015.
- [20] S. Groh und D. Furse et al. "Kassiopeia: A Modern, Extensible C++ Particle Tracking Package. To be published."
- [21] M. T. Hackenjos. "Die differentielle Pumpstrecke des KATRIN-Experiments - Inbetriebnahme und Charakterisierung des supraleitenden Magnetsystems". Masterarbeit. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2015.
- [22] H.-J. Hagemann, W. Gudat und C. Kunz. "Optical constants from the far infrared to the x-ray region: Mg, Al, Cu, Ag, Au, Bi, C, and Al₂O₃". In: *J. Opt. Soc. Am.* 65.6 (Juni 1975), S. 742–744. DOI: 10.1364/JOSA.65.000742. URL: <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josa-65-6-742>.
- [23] Hannelore Keller-Rudek, Geert K. Moortgat, Rolf Sander, Rüdiger Sörensen. *The MPI-Mainz UV-VIS Spectral Atlas of Gaseous Molecules of Atmospheric Interest*. Aug. 2015. URL: http://satellite.mpic.de/spectral_atlas/cross_sections/Oxygen/02.spc.
- [24] G. Hass und J. E. Waylonis. "Optical Constants and Reflectance and Transmittance of Evaporated Aluminum in the Visible and Ultraviolet*". In: *J. Opt. Soc. Am.* 51.7 (Juli 1961), S. 719–722. DOI: 10.1364/JOSA.51.000719. URL: <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josa-51-7-719>.
- [25] I. Glasner. "Charakterisierung des supraleitenden Magnetsystems der differentiellen Pumpstrecke am KATRIN-Experiment (vorläufiger Arbeitstitel)". Masterarbeit. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Nov. 2015.
- [26] J. Ashie et al. (Super-Kamiokande Collaboration). "Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I". In: *Phys. Rev. D* (71) (2005).
- [27] A. Jansen. "The cryogenic pumping section of the KATRIN Experiment - Design studies and Experiments for the commissioning". Diss. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2015.

- [28] K.A. Olive et al. (Particle Data Group). “2015 Review of Particle Physics”. In: *Chin. Phys. C*, 38, 090001 (2014) and 2015 update (2015). URL: <http://pdg.lbl.gov/2015/tables/rpp2015-sum-leptons.pdf>.
- [29] H. Kanter. “Slow-Electron Mean Free Paths in Aluminum, Silver, and Gold”. In: *Phys. Rev. B* 1 (2 Jan. 1970), S. 522–536. DOI: 10.1103/PhysRevB.1.522. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.1.522>.
- [30] KATRIN collaboration. “KATRIN Design Report”. In: *FZKA scientific report 7090* (2005). URL: <http://bibliothek.fzk.de/zb/berichte/FZKA7090.pdf>.
- [31] Jens Ketelaer. “Development of a non-destructive Fourier-Transform Ion-Cyclotron-Resonance detection system for singly charged ions in a cryogenic Penning trap”. Diploma Thesis. 2006. URL: https://www.mpi-hd.mpg.de/blaum/files/theses/precision-experiments/2006-Diplom_Jens_Ketelaer.pdf.
- [32] HAMAMATSU PHOTONICS K.K. *HIGH BRIGHTNESS VUV LIGHT SOURCE UNIT L10366 SERIES*. Dez. 2014. URL: <http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/L10366-TLSZ1011E.pdf>.
- [33] M. Kleesiek. “A Data-Analysis and Sensitivity-Optimization Framework for the KATRIN Experiment”. Diss. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2014.
- [34] Andreas Kosmider. “Tritium Retention Techniques in the KATRIN Transport Section and Commissioning of its DPS2-F Cryostat”. Diss. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2012. URL: <http://digbib.ubka.uni-karlsruhe.de/volltexte/1000028959>.
- [35] Ch. Kraus u. a. “Final Results from phase II of the Mainz Neutrino Mass Search in Tritium β Decay”. In: *Eur. Phys. J. C* 40 (2005), S. 447–468. DOI: 10.1140/epjc/s2005-02139-7. arXiv: hep-ex/0412056.
- [36] Ernest Orlando Lawrence Berkeley National Laboratory. *View of the SNO detector after installation of the bottom PMT panels, but before cabling*. 2015. URL: http://www.sno.phy.queensu.ca/sno/images/publicity_photos/index.html.
- [37] M. Meyer-Reumers. *Report on the Magnet design for WGTS*. Techn. Ber. 1505-BP-4323-0. ACCEL, 2005.
- [38] M. Ubieto Diaz, D. Rodriguez, S. Lukic, Sz. Nagy, S. Stahl, K. Blaum. “A broad band FT-ICR Penning trap system for KATRIN”. In: *International Journal of Mass Spectrometry* 288 1-5 (2009). DOI: 10.1016/j.ijms.2009.07.003. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S138738060900236X>.
- [39] Mikheyev, S.P. and Smirnov, A.Yu. “Resonant amplification of ν oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy”. English. In: *Il Nuovo Cimento C* 9.1 (1986), 17–26. ISSN: 0390-5551. DOI: {10.1007/BF02508049}. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF02508049>.
- [40] Pfeiffer Vacuum. *Vacuum Technology Know How*. Online, 2015, S. 21. URL: https://www.ttk.kit.edu/download/Handbuch_Pfeiffer_Vacuum.pdf.
- [41] R. Combe. “Design optimization of the KATRIN transport section and investigation of related background contribution”. Masters Thesis. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2015.

- [42] M. Röllig u. a. “Activity monitoring of a gaseous tritium source by beta induced X-ray spectrometry”. In: *Fusion Engineering and Design* 88.6-8 (2013), S. 1263–1266. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2012.11.001.
- [43] S. Lukic, B. Bornschein, G. Drexlin, F. Glück, O. Kazachenko, M. Schöppner, Ch. Weinheimer, M. C. R. Zoll. “Ion source for tests of ion behavior in the KATRIN beam line”. In: *arXiv:1008.3342* (2010). DOI: {10.1063/1.3504372}. URL: <http://arxiv.org/abs/1008.3342>.
- [44] M. Schlösser. “Accurate calibration of the Raman system for the Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment”. Diss. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2013.
- [45] J. S. Schwarz. “The Detector System of the KATRIN Experiment - Implementation and First Measurements with the Spectrometer”. Diss. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2014. URL: <http://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:swb:90-427724>.
- [46] F.A. Scott. “Energy Spectrum of the beta-Rays of Radium E”. In: *Phys. Rev.* 48 (1935), S. 391–395.
- [47] S. Stahl. *mündliche Information*. 2015.
- [48] Steven R. Elliott, Petr Vogel. “DOUBLE BETA DECAY”. In: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2002. 52:115 51 doi: 10.1146/annurev.nucl.52.050102.090641 (2002). URL: <http://www.annualreviews.org/doi/pdf/10.1146/annurev.nucl.52.050102.090641>.
- [49] M. Sturm. “Aufbau und Test des Inner-Loop-Systems der Tritiumquelle von KATRIN”. Diss. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2010.
- [50] M. Sturm. *mündliche Information*. 2015.
- [51] The EXO-200 Collaboration. “Search for Majorana neutrinos with the first two years of EXO-200 data”. In: *Nature* 510 (2014), S. 229–234. DOI: 10.1038/nature13432.
- [52] University of Tokyo. *Bild von Super Kamiokande*. 2015. URL: <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/detector/image-e.html>.
- [53] M. Ubieto Diaz. “Off-line commissioning of a non-destructive FT-ICR detection system for monitoring the ion concentration in the KATRIN beamline”. Diss. Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, Germany, 2011. URL: <http://www.ub.uni-heidelberg.de/archiv/12942>.
- [54] V. N. Aseev, A. I. Belesev, A. I. Berlev, E. V. Geraskin, A. A. Golubev, N. A. Likhovid, V. M. Lobashev, A. A. Nozik, V. S. Pantuev, V. I. Parfenov, A. K. Skasyrskaya, F. V. Tkachov, and S. V. Zadorozhny. “Upper limit on the electron antineutrino mass from the Troitsk experiment”. In: *Phys. Rev. D* 84, 112003, 2011 (Vol.84, No.11), 9 pp. (2011). DOI: {10.1103/PhysRevD.84.112003}. URL: <http://arxiv.org/pdf/1108.5034.pdf>.
- [55] Vacom. *VACOM Product Catalog Kap. 7 Vacuum Optics*. 2015. URL: <http://www.vacom.de/en/downloads/vacom-product-catalog>.
- [56] Francisco R. Villatoro. *La anomalia de los antineutrinos en los reactores nucleares y los neutrinos esteriles*. 2011. URL: <http://francis.naukas.com/2011/08/25/la-anomalia-de-los-antineutrinos-en-los-reactores-y-los-neutrinos-esteriles/>.

-
- [57] Alexander Windberger. “Berechnungen und Simulationen zum Verhalten von Ionen in der differentiellen Pumpstrecke des KATRIN-Experiments”. Diploma Thesis. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2011. URL: <http://www.katrin.kit.edu/publikationen/dth-windberger.pdf>.
- [58] J. Wolf. *mündliche Information*. 2015.
- [59] L. Wolfenstein. “Neutrino oscillations in matter”. In: *prd* 17 (Mai 1978), S. 2369–2374. DOI: 10.1103/PhysRevD.17.2369.
- [60] Yukikazu Itikawa, Institute of Space and Astronautical Science, Sagamihara 229-8510, Japan. “Cross Sections for Electron Collisions with Nitrogen Molecules”. In: *J. Phys. Chem. Ref. Data*, Vol. 35, No. 1, 2006 (published online 2005). DOI: 10.1063/1.1937426. URL: <http://www.nist.gov/data/PDFfiles/jpcrd697.pdf>.
- [61] Marcel C. R. Zoll. “Development of tools and methods for KATRIN DPS2-F test experiments”. Diplomarbeit. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2009, S. 61–62.

A. Anhang

A.1. Ionenquelle

Weitere Bilder der Ionenquelle

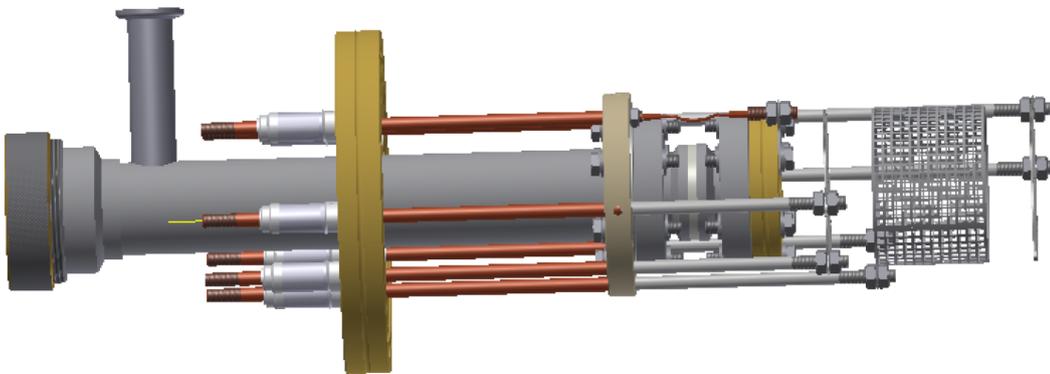


Abbildung A.1.: Ionenquelle Draufsicht (CAD).

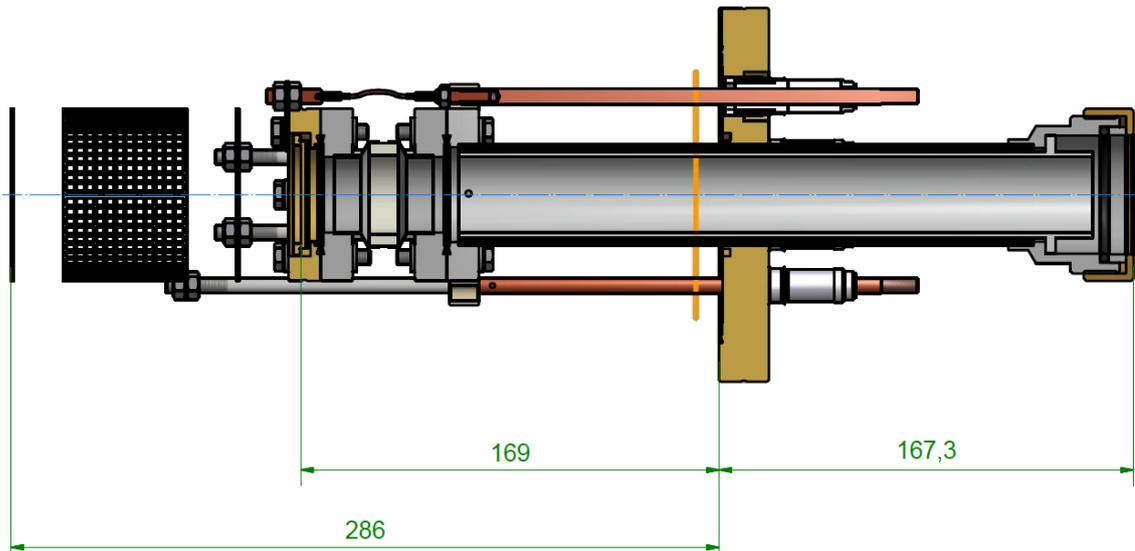


Abbildung A.2.: Schnitt mit Maßen.

A.2. Position der Magnete von WGTS, DPS und CPS

In Abb. A.3 und Abb. A.4 sind die Designpositionen der Magnete der WGTS, bzw. der DPS und CPS eingezeichnet. Die Abstand ist in mm angegeben und bezieht sich auf die Mitte der Hauptspektrometers.

Abb. A.5 zeigt die Geometrie der Spulen der DPS und Abb. A.6 zeigt die Geometrie der Spulen der CPS.

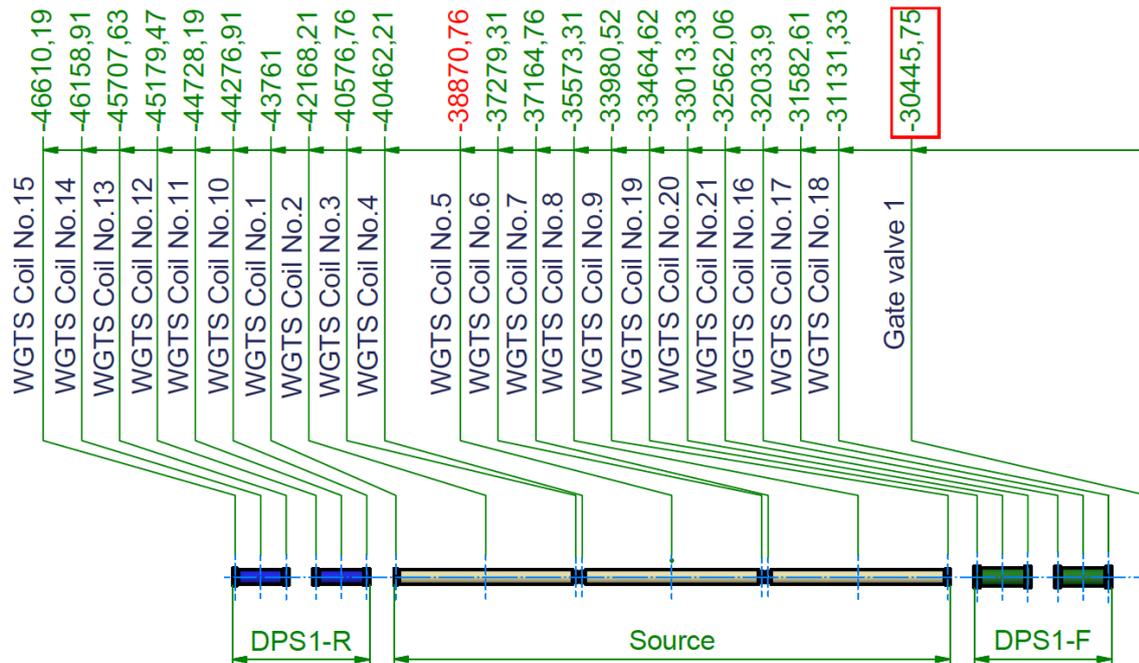


Abbildung A.3.: Designposition der WGTS-Spulen. Angaben in mm. Der Ursprung ist im Zentrum des Hauptspektrometers.

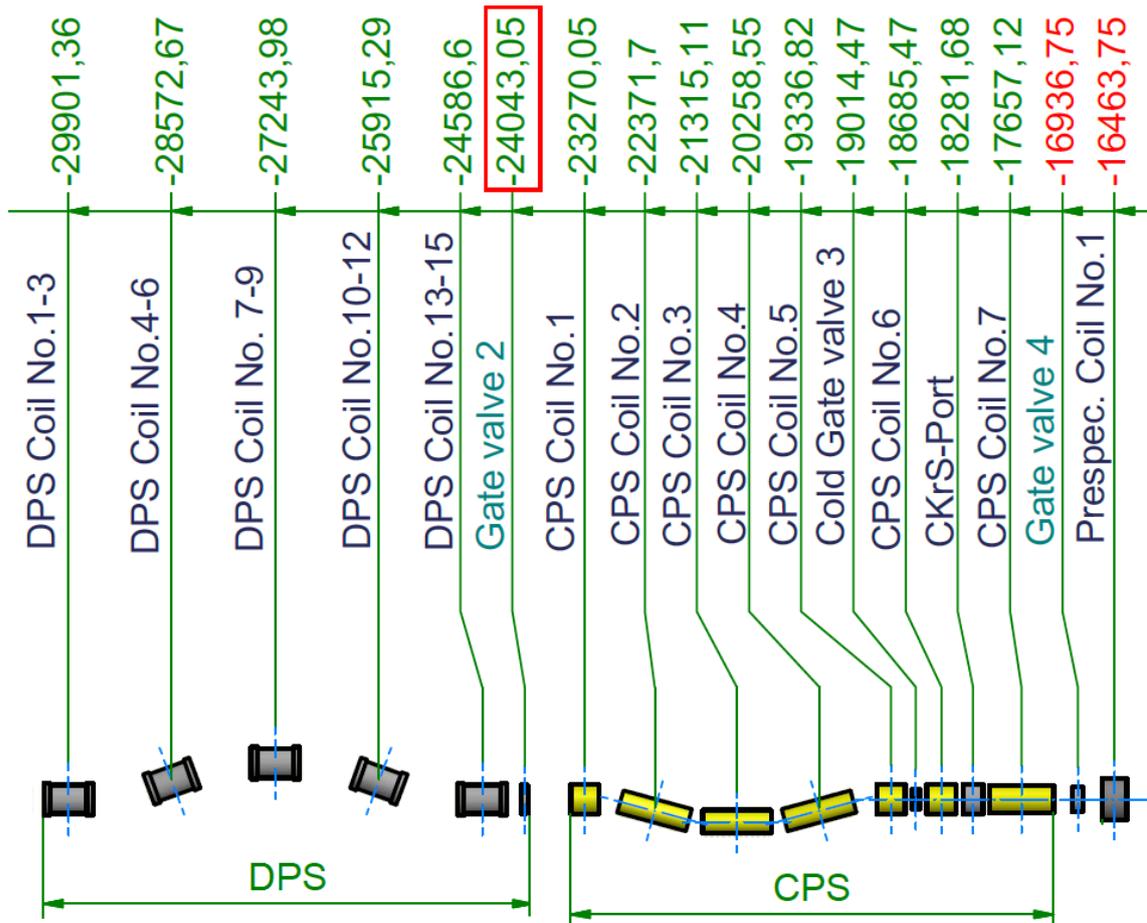


Abbildung A.4.: Designposition der DPS- und CPS-Spulen. Angaben in mm. Der Ursprung ist im Zentrum des Hauptspektrometers.

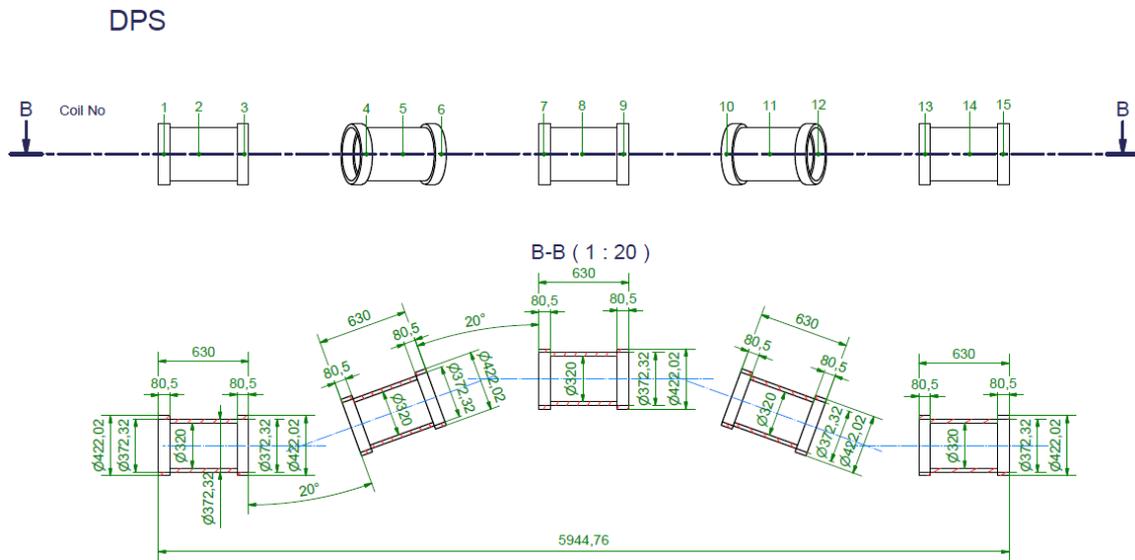


Abbildung A.5.: Design der DPS-Spulen. Angaben in mm.

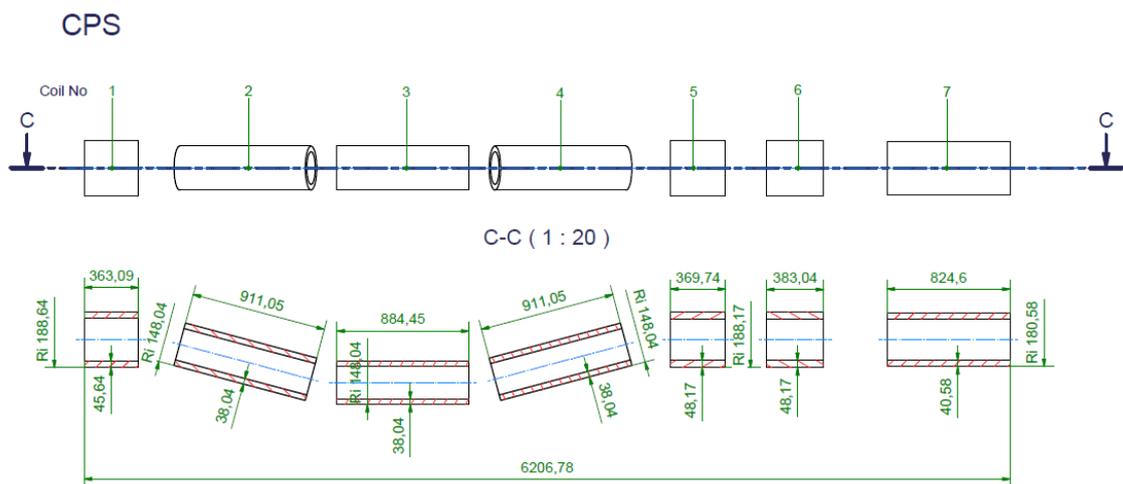


Abbildung A.6.: Design der CPS-Spulen. Angaben in mm.

A.3. DPS Geometrie

Abb. A.1 zeigt die gemessene Position der Kryostate der DPS.

Das verwendete Koordinatensystem ist nicht identisch mit dem in Kassiopeia. Die Umrechnung erfolgt wie folgt:

Im Dokumente verwendete Achsenbezeichnung	in Kassiopeia
x	-x
y	z
z	y

Tabelle A.1.: Koordinatenachsen von ASG und Kassiopeia.

In Kassiopeia wird der Ursprung des Koordinatensystems meist in die Mitte des Hauptspektrometers gelegt. In den hier angehängten Dokumenten wird in der Regel der südliche Flansch des Hauptspektrometers als Referenz verwendet.

A.4. CPS Geometrie

Die Umrechnung der Koordinatensysteme erfolgt wie in Tab. A.1 angegeben.

Die Position der Spulen, sowie der Beamtubes 2-6 können Abb. A.3 entnommen werden. Verwendet werden die Werte „scaled to cold conditions“. Der Ursprung des Koordinatensystems muss gegebenenfalls angepasst werden.

Die Position der Beamtubes 1 und 7 können Abb. A.4 entnommen werden. Dabei muss „Note 3“ des Dokuments beachtet, und die Position der Beamtubes um 1,5 mm nach oben korrigiert werden.

Die Position der Endflansche der CPS können ebenfalls A.4 entnommen werden. Diese werden nicht korrigiert.

DPS-Einmessung Juli 2015 (Juretzko, GIK)

PN: Schnitt der Zylinderachse mit der nördlichen Ebene

PS: Schnitt der Zylinderachse mit der südlichen Ebene

Koordinatensystem: Nivelliert mit Ursprung im südlichen

Flansch-Zentrum des KATRIN-Spektrometertanks

Z-Achse weist streng nach oben

YZ-Ebene weist zum nördlichen Flansch

Point GroupMagnet1::ZylinderV3Cardinal Points				
Point Name		X	Y	Z
		(mm)	(mm)	(mm)
PN		-0,1281	-17843,2136	-0,007
PS		-0,7212	-18732,5325	-0,1164

Point GroupMagnet2::ZylinderV4Cardinal Points				
Point Name		X	Y	Z
		(mm)	(mm)	(mm)
PN		-386,75	-16540,4171	-0,6037
PS		-81,799	-17375,4899	0,2737

Point GroupMagnet3::Zylinder-V7Cardinal Points				
Point Name		X	Y	Z
		(mm)	(mm)	(mm)
PN		-468,52	-15185,5125	0,2136
PS		-468,45	-16074,5313	-0,6702

Point GroupMagnet4::Zylinder-V9Cardinal Points				
Point Name		X	Y	Z
		(mm)	(mm)	(mm)
PN		-82,321	-13883,5475	-0,0899
PS		-386,03	-14719,3499	-0,4639

Point GroupMagnet5::Zylinder-V10Cardinal Points				
Point Name		X	Y	Z
		(mm)	(mm)	(mm)
PN		0,3381	-12528,8679	0,0679
PS		0,3215	-13419,0019	-0,074

Abbildung A.1.: Position der DPS-Cryostate vor der Kippung von Magnet 3

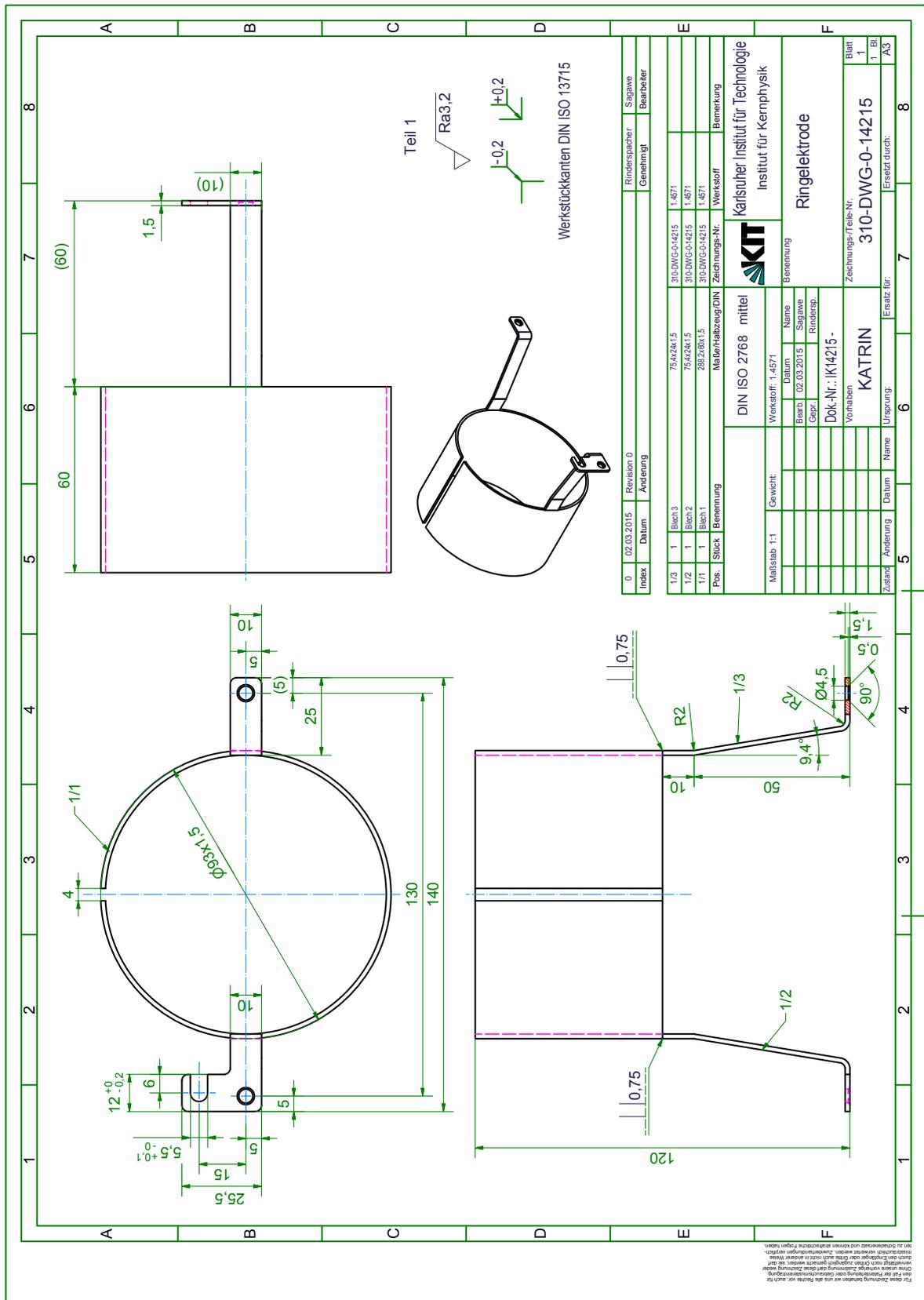


Abbildung A.2.: Ringelektrode in Modul 5 der DPS.

Item	Coil Module N°	Standard temperature condition (290°K)			scaled to cold condition (4,5°K)		
		X	Y	Z	X	Y	Z
Intersections between: the asbuilt coil axes and the faces of the coil							
coil1 axis to coil1 face rs	1	-0.5	323.8	-0.1	-0.5	333.2	-0.1
coil1 axis to coil1 face fs		-0.5	690.4	0.6	-0.5	698.7	0.5
coil4 axis to coil4 face rs	2	31.3	968.7	1.1	31.2	976.1	1.1
coil4 axis to coil4 face fs		269.0	1853.3	1.6	268.2	1858.1	1.6
coil3 axis to coil3 face rs	3	291.0	2022.3	-0.8	290.1	2026.6	-0.8
coil3 axis to coil3 face fs		290.8	2911.7	1.3	289.9	2913.3	1.3
coil2 axis to coil2 face rs	4	268.0	3087.1	0.3	267.1	3088.2	0.3
coil2 axis to coil2 face fs		31.2	3971.2	1.2	31.1	3969.6	1.2
coil5 axis to coil5 face rs	5	-0.5	4268.0	0.1	-0.5	4265.6	0.1
coil5 axis to coil5 face fs		-0.2	4640.6	0.3	-0.2	4637.1	0.3
coil6 axis to coil6 face rs	6	0.0	4915.1	0.1	0.0	4910.7	0.1
coil6 axis to coil6 face fs		-0.5	5301.1	0.0	-0.5	5295.6	0.0
coil7 axis to coil7 face rs	7	0.2	5724.8	-0.3	0.2	5718.0	-0.3
coil7 axis to coil7 face fs		-0.2	6553.6	-0.8	-0.2	6544.3	-0.8
Intersections between: asbuilt Beam Tube Axes and the face of the coils							
BT1 axis to coil1 face rs	1	-0.4	323.8	-0.4	-0.4	333.2	-0.4
BT1 axis to coil1 face fs		-0.1	690.4	0.2	-0.1	698.7	0.2
BT2 axis to coil4 face rs	2	31.0	968.8	0.0	30.9	976.2	0.0
BT2 axis to coil4 face fs		268.6	1853.4	0.2	267.8	1858.2	0.2
BT3 axis to coil 3 face rs	3	290.7	2022.3	-0.4	289.8	2026.6	-0.4
BT3 axis to coil3 face fs		290.6	2911.7	0.2	289.7	2913.3	0.2
BT4 axis to coil2 face rs	4	268.3	3087.2	-0.2	267.5	3088.3	-0.2
BT4 axis to coil2 face fs		31.9	3971.4	0.0	31.8	3969.8	0.0
BT5 axis to coil5 face rs	5	0.2	4268.0	0.1	0.2	4265.6	0.1
BT5 axis to coil5 face fs		0.1	4640.6	-0.2	0.1	4637.1	-0.2
BT6 axis to coil6 face rs	6	0.4	4915.1	-1.1	0.4	4910.7	-1.1
BT6 axis to coil6 face fs		-0.1	5301.1	0.3	-0.1	5295.6	0.3
BT7 axis to coil7 face rs	7	0.1	5724.8	0.4	0.1	5718.0	0.4
BT7 axis to coil7 face fs		-0.2	6553.6	0.7	-0.2	6544.3	0.7

Abbildung A.3.: Position der CPS Spulen 1-7 und Beamtubes 2-6. Die Daten der Beamtubes 1 und 7 sind Abb. A.4 zu entnehmen. Verwendet werden die Daten „scaled to cold conditions“. Die Koordinaten müssen zur Verwendung in Kassiopia gemäß Tab. A.1 umgerechnet und die Position des Ursprungs angepasst werden.
Entnommen aus [7].

END FLANGES POSITIONS:

Center End Flange Detector Side: X= -0.1; Y= -5413.7; Z= -0.7 mm

Center End flange Source Side: X= 0.05; Y= -11969.3; Z= -0.9 mm

BEAM TUBE SECTIONS 01 & 07 SIGNIFICANT POINTS:

BT01 axis MEASURED - start point: X= 1.0; Y= -11873.1; Z= 3.1 mm

BT01 axis MEASURED - end point: X= 0.0; Y= -11476.7; Z= 0.9 mm

BT07 axis MEASURED - start point: X= -1.3; Y= -5579.5; Z= -1.8 mm

BT07 axis MEASURED - end point: X= 0.8; Y= -6479.2; Z= -2.6 mm

NOTES:

1. All measures in mm; measures not compensated in temperature
2. ORIGIN is the origin of the TLK main spec SS reference system ("TankachseNivelliertSüd 2010" system)
3. the cold mass is placed 1.5 mm lower than Z=0 in order to allow the deformation due to thermal contraction during operations moves the cold mass in the nominal position.
4. the BT start and end points are the points in which the BT axis intersects the front or the rear plane of the relevant coil (measured)
5. SA Workspace: 2015_09_04 - KIT - Katerina in the final position - ABA - centerflanges recalculated

Abbildung A.4.: Position der CPS Beamtubes 1 und 7, sowie der Endflansche. „Note 3“ muss unbedingt berücksichtigt werden und die Position der Beamtubes 1 und 7 dem entsprechend um 1,5 mm nach oben korrigiert werden. Die Position der Endflansche wird hingegen nicht korrigiert. Die Koordinaten müssen zur Verwendung in Kassiopeia gemäß Tab. A.1 umgerechnet, und die Position des Ursprungs angepasst werden.
Entnommen aus [1].

Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken, die mich während meiner Masterarbeit begleitet und unterstützt haben. Besonderer Dank gilt:

- Guido Drexlin, der diese Arbeit ermöglicht hat.
- Ferenc Glück für die Betreuung meiner Arbeit und die schöne gemeinsame Zeit.
- Daniel Hilk, Wolfgang Gosda, Stefan Groh, Marco Kleesiek, Nikolaus Trost, Rodolphe Combe und allen anderen die mich bei meinen Simulationen unterstützt, bzw. diese erst möglich gemacht haben.
- Dem gesamten DPS Team, besonders L. Bornschein, L. La Cascio und Irina Glasner für die schöne Zeit in der Halle.
- Siegfried Horn für die große Hilfe beim Bau der Ionenquelle.
- Klaus Mehret für die schönen Unterhaltungen und seine Hilfsbereitschaft.
- Allen die ich bisher vergessen habe, die mir bei meiner Arbeit geholfen und meine Leben bereichert haben.
- Meiner Familie.

Vielen Dank!