Kernfusion im Kugelreaktor

18. Mai 2008

Max Bigelmayr, Magnus Anselm, Sebastian Glasl



Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung und geschichtlicher Abriss über die Entwicklung der Fusionsforschung	1
2. Theorie	2
2.1 Allgemeines zur Kernfusion	2
2.1.1 Mechanismen der Fusion	2
2.1.2 Plasmatemperatur und Geschwindigkeitsverteilung	2
2.1.3 Fusionswahrscheinlichkeit und Wirkungsquerschnitt	3
2.1.4 Relevante Kernfusionsreaktionen	4
2.1.5 Methoden der Umsetzung von Kernfusion	4
2.2 Inertial Electrostatic Confinement Fusion	5
2.2.1 Deuteronenbeschleunigung	5
2.2.2 Fusionsvorgänge im Kathodeninnenraum	6
2.2.3 Verluste durch Elektronenstrom	6
2.2.4 Konzept gegen Effizienzverluste durch Elektronenstrom	7
3. Versuchsaufbau	8
3.1 Die Vakuumkammer	8
3.1.1 Funktion	8
3.1.2 Fertigungsverfahren	8
3.2 Vakuum- und Gastechnik	9
3.2.1 Pumpensystem	9
3.2.2 Gassystem	9
3.3 Spannung- und Stromversorgungen	10
3.3.1 40kV-Kathodenversorgung	10
3.3.2 2kV-Anodenversorgung	11
3.3.3 Filamentdrahtversorgung	11
3.4 Gitterelektroden	11
3.4.1 Gitterkathode	11
3.4.2 Gitteranode mit sphärischer Filamentdrahtbespannung	12
3.5 Elektrische Messtechnik	12
3.5.1 Druckmessungen	13
3.5.2 Spannungs- und Strommessung	13
3.5.3 Kameratechnik	13
3.5.4 Strahlungsüberwachung	13
4. Ergebnisse	14
4.1 Neutronenrate	14
4.2 Maximale Effizienz und Fusionsleistung	14
5. Anwendung als Neutronenquelle	15
6. Danksagungen	15
7. Quellen und weiterführende Literatur	15

1. Einleitung und geschichtlicher Abriss über die Entwicklung der Fusionsforschung

Über 90 Prozent des weltweiten Energiebedarfs wird heute aus fossilen Energieträgern gedeckt. Die Klimaproblematik, begrenzte Brennstoff-Vorräte und politische Instabilitäten verlangen auf längere Sicht jedoch ein neues Energiesystem. Erschwerend kommen der steigende Energiehunger der Schwellenländer und die rasant wachsende Weltbevölkerung hinzu. So wird trotz der Bemühungen zur Energieeinsparung und Effizienzsteigerung der weltweite Energiebedarf stark ansteigen. Das Angebot an ausreichend ergiebigen Energiequellen, die Kohle, Erdöl und Erdgas in Zukunft ersetzen könnten, ist jedoch begrenzt: Neben Kernspaltung und den erneuerbaren Energien bleibt als dritte Möglichkeit die Fusion¹.



Die wirtschaftliche Energiegewinnung durch Kernfusion gilt jedoch als eine der größten wissenschaftlichen und technischen Herausforderungen der Menschheit. Eine Herausforderung, die aktuellen Schätzungen zufolge frühestens in 50-60 Jahren bewältigt werden könnte. Dass die Fusion ohne wirtschaftlichen Hintergrund jedoch auch in kleineren zeitlichen und finanziellen Maßstäben möglich ist, ist weitgehend unbekannt.

Abb. 1: Die Sonne- ein gigantischer Kernfusionsreaktor (Quelle: Nasa)

Seit der Entwicklung des *Stellerator-* und *Tokamak-*Prinzips in den Jahren 1951/52 konzentriert sich die moderne Kernfusionsforschung fast ausschließlich auf die Fusion im magnetischen Einschluss (*Magnetic confinement fusion*).

Nur wenige Forschungseinrichtungen beschäftigen sich mit der weithin unbekannten Fusionsmethode des *Inertial electrostatic confinement (IEC)*. Diese ursprünglich von *Philo Farnsworth*² in den 1950er Jahren entwickelte Fusionstechnik bietet die Möglichkeit zur relativ einfachen, kontrollierten Deuterium-Deuterium-Fusion. Auch wenn die Effizienz nach bisherigem Forschungsstand nicht für einen funktionsfähigen Reaktor zur Energiegewinnung ausreicht, birgt die IEC-Kernfusion noch viele unbekannte theoretische und praktische Chancen.



Abb. 2: Philo Farnsworth um 1960 vor einem *Fusor*

Ziel dieses Jugend forscht Projekts ist die Konstruktion eines portablen

IEC Kernfusionsreaktors, die Betrachtung der physikalischen Zusammenhänge und eine Verbesserung der Effizienz.

Die Detektierung von Neutronen dient dabei nicht nur als Fusionsnachweis, sondern soll Aufschluss über die Wirksamkeit von verschiedenen Fusionsbedingungen liefern. Durch ein neuartiges Konzept zur Ionisierung der Deuteriummoleküle mit einer speziellen Filamentdrahtanordnung erhoffen wir uns eine erbliche Effizienzsteigerung im Fusionsbetrieb. Mit dieser neuen Technik eröffnen sich mit dem selbstgebauten Fusionsreaktor interessante Möglichkeiten zur Untersuchung der Fusionsplasmen im Fokus und der Deuteronenbeschleunigung im elektrostatischen Feld von 10-35kV.

¹ Auch hier ist die Natur großes Vorbild wie die Energieerzeugung aussehen kann. So gewinnt die Sonne die von ihr seit Milliarden von Jahren abgestrahlte Energie aus dem Proton-Proton-Zyklus. Die Sonne hat einen Wasserstoffverbrauch von 564 $\times 10^9$ kg/s bei einer Leuchtkraft von 3,86 $\times 10^{26}$ W.

² Der Amerikaner Philo Taylor Farnsworth (1906-1971), war der Erfinder des ersten vollelektrischen Fernsehers und Entwickler des Farnsworth-Hirsch Fusor.

2. Theorie

2.1 Allgemeines zur Kernfusion

2.1.1 Mechanismen der Fusion

Kernfusion ist im Allgemeinen eine Kernreaktion, bei der zwei Atomkerne zu einem neuen, größeren Atomkern verschmelzen. Voraussetzung für eine solche Fusionsreaktion ist eine sehr hohe kinetische Energie im Fusionsplasma. Ein Plasma³ in dem Fusionsreaktionen erzeugt werden sollen, muss also eine sehr hohe Temperatur aufweisen (vgl. 2.1.2). Nähern sich zwei energetische Atomkerne einander, so erfahren diese aufgrund ihrer positiven Ladung eine stark abstoßende Kraft (Coulomb-Abstoßung Abb. 3). Die Energie, Abb. 3: Coulombdie aufgebracht werden muss um einen Atomkern an einen anderen Abstoßung anzunähern ist zunächst gegeben durch:

$$E \approx \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 R_0^2}$$
(1.1)

Wobei sich je nach Ordnungszahl Z, ein anderer Energiebetrag ergibt. Wird nun ein bestimmter Mindestabstand R₀ zwischen den Atomkernen erreicht und die Coulomb-Barriere überwunden, überwiegt die anziehende Kraftkomponente der starken Wechselwirkung gegenüber der abstoßenden Coulombkraft. Die beiden Atomkerne fusionieren.

Die Möglichkeit der Fusion zweier Kerne ist jedoch auch durch den Tunneleffekt gegeben, nach dem zwei Kerne mit gewisser Wahrscheinlichkeit auch fusionieren, wenn sie die Coulombbarriere nicht überwinden. Die Tunnelwahrscheinlichkeit ist nach George Gamor (1928) gegeben mit:

$$W_{T} \sim e x p \left(\frac{-\pi Z_{1} Z_{2} e^{2}}{\epsilon_{0} h v_{R}} \right)$$





(1.2)Abhängigkeit von ihrem Abstand

v_R ist hierbei die *Relativgeschwindigkeit* der beiden Kernteilchen, die im direkten Zusammenhang mit der Temperatur des jeweiligen Plasmas steht (siehe 2.1.2.).

2.1.2 Plasmatemperatur und Geschwindigkeitsverteilung

In der Plasmaphysik ist es üblich thermonukleare Reaktionssysteme durch die kinetische Temperatur zu charakterisieren. Die kinetische Temperatur eines Plasmas wird als die der Maxwellverteilung angemessene Temperatur definiert, die von den Gasteilchen nach Gleichverteilung der Energie unter den drei Freiheitsgraden angenommen wird [2].

³ Plasma (griechisch: $\pi\lambda\dot{\alpha}\sigma\mu\alpha$ = Geformtes, Gebildetes)

Für die Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung gilt:

$$\frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{N}} = \frac{4\mathrm{v}^2}{\sqrt{\pi}} \cdot \left(\frac{\mathrm{m}_{\mathrm{T}}}{2\mathrm{k}\mathrm{T}}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \mathrm{ex}\,\mathrm{p}\left(-\frac{\mathrm{m}_{\mathrm{T}}\mathrm{v}^2}{2\mathrm{k}\mathrm{T}}\right) \mathrm{dv}\,,\qquad(1.3)$$

wobei sich durch Differenzieren und Untersuchung auf das Maximum eine wahrscheinlichste Geschwindigkeit⁵ von

$$\hat{\mathbf{v}} = \sqrt{\frac{2kT}{m_{\rm T}}} \tag{1.4}$$

ergibt.



Abb. 5: Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung

2.1.3 Fusionswahrscheinlichkeit und Wirkungsquerschnitt

Durch die *quantenmechanische Theorie des Tunneleffekts* ist es möglich die Wirkungsquerschnitte (engl. *Cross-sections*) von Fusionsreaktionen abzuschätzen. Durch Versuche in Teilchenbeschleunigern wurden die Wirkungsquerschnitte von fusionstechnisch attraktiven *Targets* wie Deuterium, Tritium und Helium3 genau bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt ist als "Maß der

Fusionskollisionen" eine Funktion der jeweiligen Plasmatemperatur und wird meist in der Einheit $barn^6$ angegeben.

Die *Fusionsrate* eines Plasmas (Reaktionen pro cm³ und Sekunde) mit konstanter Dichteverteilung und Kernteilchen einer Art (z.B. D-D, T-T) berechnet sich mit

$$R_{fus} = \frac{1}{2}n^2 \cdot \sigma(v_R) \cdot v_R \quad . \tag{1.5}$$

n ist hierbei die Gasdichte in Teilchen pro $\rm cm^3$ und $\rm V_R$ die Relativgeschwindigkeit der Teilchen im Plasma.

Da die Teilchengeschwindigkeiten in der Regel maxwellsch verteilt sind (2.1.2), ist es sinnvoll σv über den gesamten Bereich der Relativgeschwindigkeit zu mitteln. Dieser gemittelte Wert $\overline{\sigma v}^7$ ist in Abb. 6 dargestellt (Einheit cm³/s). Gleichung (1.5) lässt sich umformen zu:

$$R_{fus} = \frac{1}{2}n^2 \overline{\sigma v}$$
(1.6)



Möchte man die Zahl der Fusionsreaktionen in einem bestimmten Volumenelement des Plasmas bestimmen, so kann folgende Formel angewendet werden:

$$R_{fus} = \iiint \frac{1}{2} n^2 (x) \langle \sigma v_R \rangle dV$$
(1.7)

⁵ Dieser Begriff ist nicht zu verwechseln mit der *mittleren quadratischen Geschwindigkeit* und dem *Mittelwert der Geschwindigkeit*

⁶ Das *barn* ist eine Flächeneinheit in der Kern- und Teilchenphysik: 1 barn = 10^{-28} m²

⁷ Meist wird anstelle von σv die Schreibweise $\langle \sigma v \rangle$ verwendet.

2.1.4 Relevante Kernfusionsreaktionen

Wie in Abb. 6 ersichtlich, ist eine Kernfusion der Elemente D, T und He₃ am leichtesten in der Praxis umsetzbar⁸. Technisch am interessantesten sind hierbei folgende Fusionsreaktionen:

 ${}^{2}_{1}D + {}^{2}_{1}D \xrightarrow{50\%}_{50\%} {}^{3}_{2}\text{He} + {}^{1}_{0}n + 3,27\text{MeV} [["Neutronenzweig"]]}_{(0.82\text{MeV})(2,45\text{MeV})} \\ {}^{3}_{1}T + {}^{1}_{1}p + 4,03\text{MeV} [["Protonenzweig"]]}$

(1.8)

In Fusionsplasmen, die reines Deuterium enthalten, laufen folglich parallel zwei verschiedene Fusionsreaktionen mit etwa derselben Wahrscheinlichkeit ($p \approx 50\%$) ab.

Da die Summe der Massen der *Produkte* in beiden Zweigen geringer als die der *Edukte* ist, tritt ein *Massendefekt* auf. Nach $E = mc^2$ entspricht dieser Massendefekt einem Energiebetrag der überwiegend in Form von kinetischer Energie auf die Produkte verteilt wird. Entsprechend dem Impulserhaltungssatz ist das Verhältnis der Energie beider Produkteilchen umgekehrt proportional zu den jeweiligen Massen. Sowohl das entstehende Neutron des *"Neutronenzweigs"* als auch das Proton des *"Protonenzweigs"* beinhaltet folglich ca. 75% der in der Fusionsreaktion frei werdenden Energie in Form von Geschwindigkeit.

2.1.5 Methoden der Umsetzung von Kernfusion



Abb. 7 Einschluss m. Tokamak-Prinzip Wie bereits in 2.1.3 beschrieben muss ein Plasma eine bestimmte *Dichte* und *kinetische Temperatur* aufweisen, damit Fusionsreaktionen ablaufen können. Diese extremen Temperaturen von über 100 Mio. Kelvin können durch verschiedene Methoden erreicht werden.

So wurden im Jahre 1949 erstmals von Sir G. P.Thomson⁹ und zwei seiner Studenten der sog. *Pincheffekt*¹⁰ innerhalb einer Ringentladung in einem Wirbelrohr beobachtet. Zwei Jahre später wurde von Lyman Spitzer der *Stellerator*¹¹ entwickelt, der ebenso wie das russische *Tokamak-Prinzip* aus dem Jahr 1968 auf dem *magnetischen Einschluss* basiert. Diese Verfahren erzielen durch hochkomplexe Spulenanordnungen Magnetfelder, die das Plasma einschließen und von der Reaktorwand fernhalten.

Geheizt wird das Plasma induktiv durch Magnetpulse, Hochfrequenzheizung und Neutralteilcheninjektion.

Neben den bereits beschriebenen Verfahren gibt es noch die *Trägheitsfusion*¹³.

1960 entwickelte *PiloFarnsworth* und *Robert L.Hirsch das* Konzept der *Inertial electrostatic confinement (IEC¹⁵* Fusion. Dieses heutzutage weitgehend unbekannte Fusionsverfahren wird im Folgenden beschrieben.

⁸ Die hohe Coulombbarriere von Elementen großer Ordnungszahl ist u.a. nach Formel (1.1) und (1.2) Ursache für eine geringe Fusionswahrscheinlichkeit. Man benützt deshalb in der Forschung fast ausschließlich leichte Elemente wie D, T, He3.

⁹ Englischer Physiker und Sohn des Nobelpreisträgers J.J.Thomson

¹⁰ Der Pincheffekt ist ein Verfahren, bei dem durch die Entladung eines großen Stroms durch eine mit Deuterium gefüllte Röhre kurzzeitig ein Plasma eingeschnürt und komprimiert wird. Der schnelle Anstieg von Dichte und Temperatur schafft kurzzeitig Bedingungen in denen Fusionsreaktionen stattfinden.

¹¹*Stellerator* (von lat. Stella "Stern"), als Anspielung auf die Energieerzeugung durch Kernfusion in den Gestirnen.

¹³ Engl.: "*Inertial confinement*". Trägheitsfusion ist ein Verfahren, bei dem tiefgefrorene D-D- oder D-T-Pellets als *Target* eingesetzt und mit starken Laser- oder Teilchenpulsen beschossen werden. Durch die schlagartige Energiezufuhr wird der Brennstoff extrem verdichtet (das *Lawson-Kriterium* ist erfüllt) und es kommt zur Kernfusion (Prinzip der Wasserstoffbombe).

¹⁵ Für IEC gibt es im Deutschen keine geeignete Übersetzung

2.2 Inertial Electrostatic Confinement Fusion

2.2.1 Deuteronenbeschleunigung

Die bisher beschriebenen Verfahren arbeiten nach vollkommen anderen Grundprinzipien. Klassische Versuchsanordnungen des IEC-Verfahrens bestehen aus einer kugelförmigen Reaktorkammer, die auf einen Druck von $<10^{-3}$ mbar evakuiert und mit einem konstanten Einstrom von Deuterium betrieben werden. In der Reaktorkammer ist eine von der Kammerumgebung elektrisch abgeschirmte *Gitterkugel* (Anode) positioniert (Abb. 8) Innerhalb dieser Gitteranode befindet sich eine weitere kleine *Gitterkathode*. Wird nun an diese Gitterkugel eine negative Hochspannung U_K angelegt, so wirkt diese als Kathode, die Äußere mit Spannung U_A als Anode. Dieses System lässt sich nun vereinfacht als Kugelkondensator auffassen.



Abb. 8: 8a) Ionisation und Beschleunigung8b) Potential und Feldverlauf zwischen im Zwischenraumzwischen den Gitterkugeln

Für den Potentialverlauf zwischen den beiden Gitterkugeln gilt daher relativ zum Erdpotential:



8c) Deuteronendurchdringung des Gitters

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{U}_{\mathrm{K}} - \mathbf{U}_{\mathrm{A}}}{\left(\frac{1}{\mathbf{R}_{\mathrm{K}}} - \frac{1}{\mathbf{R}_{\mathrm{A}}}\right)} \cdot \left(\frac{1}{\mathbf{r}} - \frac{1}{\mathbf{R}_{\mathrm{A}}}\right) + \mathbf{U}_{\mathrm{A}}$$
(2.1)

Mit \overline{E} = -grad ϕ ist der Verlauf der Feldstärke:

$$E(\mathbf{r}) = -\frac{\mathbf{U}_{\mathrm{K}} - \mathbf{U}_{\mathrm{A}}}{\left(\frac{1}{\mathbf{R}_{\mathrm{K}}} - \frac{1}{\mathbf{R}_{\mathrm{A}}}\right) \cdot \mathbf{r}^{2}}$$
(2.2)

Durch die hohe Feldstärke werden nun die Deuteriummoleküle ionisiert: $D_2 \rightarrow 2D^+ + 2e^-$. Die entstehenden D^+ werden nun in Richtung des Gradienten beschleunigt. Die Energie eines solchen

beschleunigten Ions im Abstand r vom Mittelpunkt ist bei bekanntem Ionisationsort r_{Start}:

$$W(\mathbf{r}_{\text{Start}};\mathbf{r}) = \mathbf{Q}_{\text{T}} \cdot \int_{\mathbf{r}_{\text{Start}}}^{\mathbf{r}} \mathbf{E}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \mathbf{Q}_{\text{T}} \cdot \frac{\mathbf{U}_{\text{K}} - \mathbf{U}_{\text{A}}}{\frac{1}{\mathbf{R}_{\text{K}}} - \frac{1}{\mathbf{R}_{\text{A}}}} \cdot \left(\frac{1}{\mathbf{r}_{\text{Start}}} - \frac{1}{\mathbf{r}}\right)$$
(2.3)

Die Geschwindigkeit eines beschleunigten Deuterons ergibt sich aus

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{2\mathbf{Q}_{\mathrm{T}} \cdot \Delta \boldsymbol{\varphi}}{\mathbf{m}_{\mathrm{T}}}} \quad , \tag{2.4}$$

wobei $\Delta \varphi$ das durchlaufene Potential ist. Gelangen nun die elektrostatisch radial nach innen beschleunigten Deuteronen zur Anode, prallen sie entweder auf ihrer Gitterstruktur auf, werden abgelenkt oder durchdringen eine Gittermasche (Abb. 8c). Da die Oberfläche des Kathodendrahts im Vergleich zur der Gesamtfläche aller Maschen relativ klein ist und nur ca. 5% der Gesamtoberfläche ausmacht, durchdringen die meisten Deuteronen jedoch diese Hülle und gelangen in das Innere der Gitterkathode. Im Verlauf dieser Gitterdurchdringung werden die Ionen nun entweder durch *Elektronenemission* vom Gitter neutralisiert oder fliegen weiterhin als geladenes Teilchen in Richtung Zentrum. Da die Gitterkugel als *Faradaykäfig* wirkt, ist ihr Innenraum feldfrei und die Ladung des Teilchens übt, abgesehen von den Kräften gegenüber anderen Ionen, keinen Einfluss auf dessen Bewegung aus.

2.2.2 Fusionsvorgänge im Kathodeninnenraum

Der Ladungstransport aller beschleunigten Deuteronen pro Zeiteinheit entspricht einem bestimmten Strom I_{beam}. Wenn Q_T die Ladung, n_{beam} die Dichte, v_T die Geschwindigkeit der Deuteronen und A die Strömungsquerschnittsfläche ist, gilt:

$$\mathbf{I}_{\text{beam}} = \mathbf{n}_{\text{beam}} \cdot \mathbf{v}_{\text{T}} \cdot \mathbf{Q}_{\text{T}} \cdot \mathbf{A}$$
(2.5)

Definiert man als Strömungsquerschnittsfläche A die Oberfläche einer Kugel mit Radius r, so erhält man für die Dichte n_{beam} in Abhängigkeit von r:

$$n_{beam}(r) = \frac{I_{beam}}{Q_T \cdot v_T \cdot 4\pi r^2}$$
(2.6)

Wie man erkennen kann gilt diese Formel nur für eine perfekte Fokussierung in Richtung Zentrum, die in der Praxis jedoch kaum umsetzbar ist. Der Grenzwert $\lim n_{\text{beam}}(r) = \infty$ ist daher nicht korrekt.

Dennoch liefert die Formel (2.6) zusammen mit Gl. (1.7) wichtige Zusammenhänge. Werden die beiden Gitterelektroden symmetrisch konstruiert und ineinander platziert, so ist es möglich im Inneren der Gitterkathode Fusionsreaktionen nach (1.8) zu erzielen. Die Deuteronen werden hierbei von allen Seiten gleichmäßig in Richtung Kathode beschleunigt, durchdringen das Gitter und erzeugen im Mittelpunkt ein kugelförmiges Plasma, dessen Erscheinung einem Stern ähnelt. Für diesen *Poissor* genannten Plasmastern errechnet sich die *Fusionsrate* sofern man von Stößen beschleunigter Ionen (*beam-beam-Stöße*) ausgeht, mit:

$$R_{\text{fus,bb}} = \iiint \frac{1}{2} n_{\text{beam}}^2 dV = \iiint \frac{1}{2} \left(\frac{I_{\text{beam}}}{Q_T v_T 4\pi r^2} \right)^2 \cdot \langle \sigma v_T \rangle dV$$

$$= I_{\text{beam}}^2 \cdot \iiint \frac{1}{2} \left(Q_T v_T 4\pi r^2 \right)^{-2} \cdot \langle \sigma v_T \rangle dV$$
(2.7)

Bei Fusionsreaktionen die durch die Kollision von Deuteronen mit Hintergrundgas der Dichte ng ausgelöst werden (*beam-Hintergrundgas-Stöße*) ergibt sich:

$$R_{fus,bH} = n_{g} \cdot \iiint n_{beam}(r) \langle \sigma v \rangle dV = n_{g} \iiint \frac{I_{beam}}{Q_{T} v_{T} 4\pi r^{2}} \langle \sigma v \rangle dV$$

$$= n_{g} \cdot I_{beam} \cdot \iiint (Q_{T} v_{T} 4\pi r^{2})^{-1} \langle \sigma v \rangle dV$$
(2.8)

Aus Gl. (2.7) wird ersichtlich dass $R_{fus,bb} \sim I_{beam}^2$ ist, während im Falle von Gl. (2.8) $R_{fus,bH} \sim I_{beam}$ ist. Tatsächlich ist die Gesamtfusionsrate die Addition von $R_{fus,bb}$ und $R_{fus,bH}$:

$$R_{fus,ges} = R_{fus,bb} + R_{fus,bH}$$
(2.9)

2.2.3 Verluste durch Elektronenstrom

Der Kathodenstrom $I_{K}=I_{ges}$ ist messbar und setzt sich aus dem *Ionenstrom* I_{beam} und dem *Elektronenstrom* I_{e} zusammen. Da die innere Gitterelektrode als Kathode einem starken Beschuss von Deuteronen ausgesetzt ist, beginnt das Material (Wolfram; näheres Kapitel 3.4) stark zu glühen. Dies begünstigt eine Glühemission von Elektronen (*Glühelektrischer Effekt* bzw. Edison-*Richardson-Effekt*) die von der Gitterkathode nach außen zur Anode beschleunigt werden.

$$I_{ges} = I_{beam} + I_e \tag{2.10}$$

Zwar führt dieser Elektronenstrom zu einer Ionisation der Gasmoleküle, jedoch findet diese mit höherer Wahrscheinlichkeit in der Nähe der Kathode als in der Nähe der Anode statt. Derart erzeugte Deuteronen durchlaufen somit ein kleineres Potential und können für Fusionsbedingungen nicht hinreichend kinetische Energie aufbauen.

Der Elektronenstrom I_e ist demnach ein Verlustfaktor in der Energiebilanz. Ein wesentliches Ziel dieser Arbeit bestand darin, diesen Verlust durch Gegenmaßnahmen zu reduzieren und die Fusionseffizienz zu erhöhen. Dies kann dadurch erreicht werden, dass der Ionenstrom I_{beam} gezielt gegenüber dem Elektronenstrom I_e erhöht wird. Um den Ionenstrom zu begünstigen ist es notwenig, mehr Deuteriummoleküle in der Umgebung der Gitteranode zu ionisieren und damit die Anzahl der für die Beschleunigung verfügbaren Deuteronen zu erhöhen Hierfür entstanden verschiedene Ideen, jedoch wurden radioaktive Strahler¹⁸ nicht in Erwägung gezogen, da deren Einsatz inakzeptabel für das Projekt wäre. *Ionenkanonen*¹⁹ besitzen den Nachteil, dass diese nur sehr punktuell ionisieren. Unser Anspruch einer gleichmäßigen Ionisierung über der gesamten Gitteranode wäre damit verletzt. Es galt also eine Lösung zu finden die keine der genannten Probleme mit sich bringt.

2.2.4 Konzept gegen Effizienzverluste durch Elektronenstrom

Hierbei erwies sich eine gezielte *Elektronenemission* in der Umgebung der Gitteranode (vgl. Abb. 8) als viel versprechend. Eine Reduzierung der durch den Elektronenstrom verursachten Verluste mit einer gezielten Elektronenemission erscheint zunächst paradox, jedoch konnte ein Nutzen dieses Effekts zur Effizienzsteigerung erschlossen werden, da beschleunigte Elektronen zusätzliche Deuteronen als Brennstoff für die Fusion ionisieren können.

Um diesen Vorteil zum Tragen zu bringen gilt es, Elektronen an einer für die Stoßionisierung günstigen Stelle mit einer ausreichenden kinetischen Energie bereit zu stellen. Der Ansatz war nun, eine Wolfram Filamentdrahtbespannung außerhalb der Gitteranode durch Niederspannung zum Glühen zu bringen und durch eine Spannung von ca. +1000V an der Gitterkanode ein elektrisches Feld zwischen Filamentdrahtbespannung und Anode zu erzeugen. Nach dem *Edison-Richardson-Effekt* werden nun Elektronen aus dem Material des Glühdrahts herausgelöst und zur Gitteranode beschleunigt. Für die Stromdichte J in der Umgebung des Filamentdrahtes gilt

$$J(T, W_e) = AT^2 e^{-\frac{(W_e - \Delta W)}{k \cdot T}},$$
 (2.11)

wobei A die *materialspezifische Richardsonkonstante*, T die Temperatur des Drahtes in Kelvin und ΔW eine "helfende Auslösearbeit" hervorgerufen durch die Feldstärke \overline{E} ist.

$$\Delta W = \sqrt{\frac{e^{3}E}{4\pi\epsilon_{0}}} \qquad T = \sqrt[4]{\frac{U_{\rm Heiz} \cdot I_{\rm Heiz}}{\epsilon \cdot k \cdot A_{\rm Oberfläche}}} \qquad I_{\rm ges} = \iint \vec{J} dA$$

Die so beschleunigten Elektronen können nun durch Stoßionisation nach der Townsend Formel

$$N = N_0 \cdot \frac{e^{\gamma \cdot d}}{1 - \delta(e^{\gamma \cdot d} - 1)}$$
(2.12)

in einer Kettenreaktion [3] viele Deuteriummoleküle zu Deuteronen umwandeln:

$$e^- + D_2 \rightarrow 2D^+ + 3e^-$$

Letztendlich steht eine größere Anzahl von Deuteronen zur Verfügung, die das Verhältnis von $I_{\text{beam}}/I_{\text{e}}$ in Gl. (2.1) zu Gunsten von I_{beam} zu verschieben vermögen.

Die Besonderheit bei der Umsetzung dieses Ansatzes ist eine neuartige Bespannungsform des Filamentdrahts. Während einfache Glühdrähte bzw. ein Glühdrahtring bereits in dem Patent *"Apparatus for Generating Fusion Reactions"* von Robert L. Hirsch und Gene A. Meek aus dem Jahr 1968 genannt werden [1], entwickelten wir das Konzept weiter, mit dem Ziel durch den Glüheffekt die Deuteronenproduktion nicht nur in einer Ebene sondern über der gesamten Anodenfläche zu verstärken und damit eine sichtbare Steigerung der Fusionsrate und Effizienz zu bewerkstelligen.

Hierzu wurde ein Netzwerk aus stufenweise per Abstandshalter geführten Wolframdrähten entwickelt, das die gesamte Anodenfläche parallel bespannt (3.4.2). Die Wirkung des Filamentdrahtsystems wird experimentell ermittelt.

¹⁸ Radioaktive Strahler wie z.B. thoriumhaltige Legierungen

¹⁹ Ionenkanonen nach dem Prinzip des Magnetrons erzeugen Ionen durch Hochfrequenstrahlung.

3. Versuchsaufbau

Für den Versuchsaufbau war neben der Sicherheit die Mobilität eine der wichtigsten Anforderungen und zugleich eine nicht zu unterschätzende Herausforderung. Um diesen Anspruch gerecht zu werden, wurde der Versuch auf einem Plattformwagen (100cm x 70cm x 90cm) aufgebaut und durch ein 19"-Rack für die Messcomputer ergänzt. Hiermit lässt sich der gesamte Aufbau relativ einfach transportieren und vor Ort schnell in Betriebsbereitschaft versetzen.

Bereits zu Beginn der Planung wurde festgesetzt, dass die Hochspannungsversorgung streng vom Niederspannungsbereich, der Messtechnik und der restlichen Peripherie getrennt wird. So befindet sich in der linken Hälfte der Unteretage des Wagens, durch Acrylglas abgeschirmt und gegen Zugriff gesichert, die Hochspannungstechnik. Die Übertragung der Messwerte der Ströme und Spannungen geschieht dabei wie in (3.5) beschrieben durch *Lichtwellenleiter* und somit vollkommen galvanisch getrennt. Die Hochspannung selbst wird direkt von der Unteretage aus in das darüber liegende Vakuumkammer geführt und ist zusätzlich durch ein Acrylglasrohr geschützt. An der Kammer angeflanscht sind *Druckmesser* und *Videokamera*. Daneben befinden sich auf der Tischplatte *Neutronenzähler, Turbomolekularpumpe* und *Gasarmaturen*.

Die Gaszuleitungen führen zu den *Gasflaschen* auf der Rückseite der Unteretage, die Balgschlauchverbindung zu den an der rechten Wagenseite befindlichen Ventilen und der *Drehschieberpumpe*. Auf der Zwischenetage sind Anzeigen- und Steuerungsgeräte für die Druckmesser, die Turbomolekularpumpe, das *Proportionalventil* sowie die Hochspannung platziert.



Abb. 9: Versuchsaufbau hinten: Plattformwagen mit Vakuumkammer, Neutronendetektor, Gaspult, Hochspannungs- und Steuerungstechnik rechts: Messcomputer, Neutronenzähler mit Oszilloskop, Bildschirm für Plasmen

3.1 Die Vakuumkammer

3.1.1 Funktion

Die Vakuumkammer ist das zentrale Element des Versuchsaufbaus. An ihm treffen Vakuum-, Gas-, Hochspannungs-, Mess- und Videotechnik zusammen, im Inneren der Kammer findet die Fusion statt. Die Kammer besteht aus zwei Halbkugelhälften die sich über NW150 CF Flanschanschlüsse zusammenschrauben lassen. Im geschlossenen Zustand ergeben sie einen Kugelförmigen Innenraum mit dem Durchmesser 156 mm, die Wandstärke beträgt 5mm. Die Vakuumkammer verfügt über verschiedene Flanschanschlüsse und Stromdurchführungen. Durch ein Sichtfenster ist der Einblick mit einer Kamera möglich..

3.1.2 Fertigungsverfahren

Das Material der Kammer ist ein *austinitischer Chrom-Nickel-Stahl* (X2 CrNi 18-10), der sich durch gute Schweißbarkeit und Korrosionsbeständigkeit auszeichnet.

Die Halbkugeln wurden jeweils in einem Stück aus einem zylindrischen Block gedreht, anschließend wurden die Löcher zur Durchführung der Flanschhälse gebohrt. Nach Einführen der Flanschhälse wurden diese mit der Halbkugel verschweißt, die Nähte durch Elektropolitur geglättet.

3.2 Vakuum- und Gastechnik

Da das Fusionsplasma nur bei geringen Gasdichten und Drücken entstehen kann, galt es eine leistungsfähige Vakuumtechnik mit einer kontrollierten Gaszuführung zu kombinieren.



Abb. 10: Schematischer Aufbau der Vakuum- und Gastechnik

3.2.1 Pumpensystem

Um ein Hochvakuum erzeugen zu können, wurden eine *Drehschieberpumpe*²⁰der Firma Leybold als Vorstufe mit einer Turbomolekularpumpe der Firma Alcatel in Reihe geschaltet.

Der Arbeitsbereich der *Turbomolekularpumpe*²¹ beginnt bei Drücken kleiner 10⁻² mbar, weshalb in einem ersten Schritt der Druck im Rezipienten durch die Drehschieberpumpe auf den benötigten Vordruck reduziert wird. Druckmesser geben dabei die Drücke in der Reaktorkammer und zwischen der Drehschieber- und Turbomolekularpumpe wieder. Die Anzage erfolgt sowohl über die *Steuerungseinheit* als auch über den *Messcomputer* (siehe Abb.13).

Für den Ausschaltvorgang der Turbomolekularpumpe wurde zusätzlich ein Ventil zur kontrollierten Belüftung eingebaut (Belüftungsventil 1). Die Zeit mit der die Turbomolekularpumpe ihre Drehzahl im Ausschaltvorgang reduziert ist im Hochvakuum sehr lange. Da sich im Drehzahlband verschiedene Resonanzbereiche befinden die zügig durchlaufen werden müssen, kann durch Belüftung der Gegendruck erhöht und somit die Mechanik schneller zum Stillstand gebremst werden.

3.2.2 Gassystem

Da die Pumpen mit kontinuierlicher Leistung arbeiten, wird der gewünschte Druck im Rezipienten durch eine kontrollierte Gaszufuhr geregelt.

Es stehen die Gase Helium 5.0^{22} , Stickstoff 5.0, Wasserstoff 5.0 und Deuterium 3.0 zur Verfügung. Diese sind mit einem Druck von 150 bar in 1 Liter Ecocyl Flaschen der Firma Linde gelagert. Die Flaschen verfügen jeweils über einen Druckminderer der auf 3,5 bar reduziert. Die Zweige der vier Gastypen können über separate Kugelhähne zu- und abgestellt werden.

Um eine Gasmischung zu vermeiden kann vor jedem Gaswechsel der Zusammenführungsabschnitt zwischen dem Proportionalventil und den Einzelzweigen evakuiert werden.

²⁰Typ Trivac D4A; P=0,25kW, Umdrehungen pro min: 1680; Saugvermögen 4m³/h

²¹ Typ ATH20/40; Max. Umdrehungen pro min: 60.000

²² Die Werte 5.0 und 3.0 geben den Reinheitsgrad der Gase in Nachkommastellen an. Zum Beispiel entspricht der Wert 5.0 fünf Nachkommastellen, also 0,99999 oder 99,999% Reinheit.

3.3 Spannung- und Stromversorgungen

Für den Betrieb des Fusionsreaktors mussten drei verschiedene Stromversorgungen konzipiert werden.



Abb. 11: Vereinfachter Schaltplan der Stromversorgung

3.3.1 40kV-Kathodenversorgung

Für die Beschleunigung der Deuteronen zur Gitterkathode (vgl. 3.4.1) ist eine leistungsstarke Gleichstromversorgung essentiell. Diese Kathodenversorgung sollte bei einer maximalen Leistung von 2500W eine konstante Hochspannung bis zu -40kV liefern. Im "niederen Spannungsbereich" (U<20kV) sollte der Spannungsquelle bis zu 100mA²⁴ Strom entnommen werden können, während im oberen Spannungsbereich (U>20kV) ein maximal entnehmbarer Strom von 50mA angestrebt wurde.

Zudem sollte die Kathodenversorgung eine möglichst geringe *Welligkeit* <6% bei einem Strom von 50mA im Spannungsbereich von 40kV aufweisen. Im Anschluss an ein Praktikum von Max Bigelmayr bei E.ON Bayern²⁵ wurde uns ein leistungsfähiger *Spannungswandler*²⁶ für das Projekt überlassen.

Dieser für mehrere kW ausgelegte Transformator kann "rückwärts" betrieben werden und liefert bei einer Eingangsspannung von 400Veff. eine Ausgangsspannung von 20kVeff. Die Eingangsspannung kann über einen Regeltransformator von 0-400V geregelt werden (Abb.11)

Mit einer sog. *Villard-Verdopplerschaltung* wird der Strom über einen Maxwell Kondensator²⁷ (C=220nF) und einen Diodenstrang gegen Erde geleitet (Abb. 10), sodass in jeder zweiten Halbwelle

²⁴ Beim Einsatz von Helium als Plasmagas ist es schon möglich bei erheblich niedrigeren Spannungen (U<3kV) denselben Ladungstransport (I=dQ/dt) zu erzeugen, wie bei dem Einsatz von Wasserstoff, Stickstoff, oder Deuterium. Da für erste Pasmaversuche Helium eingesetzt werden sollte, wurde die Spannungsquelle für einen max. Strom von 100mA ausgelegt.</p>

²⁵ Schnupperpraktikum aus der Wettbewerbsrunde 2006: "Arbeiten unter Hochspannung" bei E.ON Bayern

²⁶ Spannungswandler (=Messwandler) dienen in der Regel dazu Spannungen im Mittelspannungsnetz (20 kV bis 25 kV) der Netzbetreiber herunterzuspannen um so mit Messinstrumenten Strom, Spannung und Energieverbrauch zu ermitteln

²⁷ Die Kondensatoren der Firma Maxwell Capacitors sind speziell f
ür Puls- und Hochfrequenzanwendung ausgelegt und besitzen eine Spannungsfestigkeit von 50kV

$$\Delta U_s = (n^2 + n) \cdot \frac{I_R}{4 fC}$$
(3.1)

wobei, n die Anzahl der Stufen in der Verdopplerschaltung ist. Da die *Villardschaltung* eine einstufige *Kaskade* ist, ergibt sich bei einem Strom von 50mA bei U_s =40kV eine Welligkeit von

$$\Delta U_s = 2 \cdot \frac{0.05A}{4 \cdot 50Hz \cdot 220 \cdot 10^{-9}F} = 2273V \qquad (3.2)$$

Dies entspricht einem *Ripple* von 2273/40000≈0,057=5,7% Über einen Widerstandstrang wird diese geglättete, negative Hochspannung dann zur Vakuumkammer geführt, wo sie die Gitterkathode (3.4.1) versorgt. Nach dem Versuch werden die Kondensatoren mit einer speziellen Sicherheitssteuerung über ein Hochvakuumentladerelais kurzgeschlossen.

Nach $U(t) = U_0 \cdot e^{\frac{t}{RC}}$ sinkt die Spannung dann exponentiell in weniger als einer Sekunde auf ungefährliche Spannungswerte <10V ab. Über einen Spannungsteiler kann die proportionale Teilspannung dem Messsystem (3.5.2) zugeführt werden. Der Strom wird über einen *Shuntwiderstand* gemessen und ebenso dem Messsystem zugeführt.

3.3.2 2kV-Anodenversorgung

Die Anodenversorgung arbeitet ähnlich der Kathodenversorgung. Über einen Regeltrafo (engl. Variac) wird ein Transformator aus einem Mikrowellengerät (MOT) variabel gespeist. Die Ausgangsspannung (ca. 2kVeff.) wird nun über einen Gleichrichter einem Glättungskondensatoren²⁹ (C_{ges} =4µF) zugeführt und zur Gitteranode weitergeleitet. Auch hier wird die Spannung über einen Spannungsteiler gemessen und zum Messsystem weitergeleitet (3.5.2). Der Strom über einen *Shuntwiderstand* gemessen und ebenso dem Messsystem zugeführt.

3.3.3 Filamentdrahtversorgung

Mit einem weiteren Regeltrafo kann die Heizleistung über die Ausgangsspannung eines Niederspannungstrafos geregelt werden. Sekundär liefert diese Versorgung nach einer *Grätzbrücke* eine Spannung von ca. 40V, die kapazitiv geglättet wird. Über Schutzdioden und Spannungsableiter ist die Versorgung vor evtl. Einschlägen aus der Gitteranode geschützt. Analog zu den anderen Versorgungen werden auch hier die Spannung über einen Spannungsteiler und der Strom über einen *Shuntwiderstand* gemessen.

3.4 Gitterelektroden

3.4.1 Gitterkathode

Wie durch das rote Glühen der Gitterkathode auf Abbildung 15 erkennbar, kommt es durch den Beschuss mit bis zu 40kV beschleunigten Ionen bei hohen Ionenströmen zu einer starken Aufheizung des Materials. Die Wärmeenergie kann aufgrund der geringen Gasdichte und deren enormer Temperatur nur über die Halterung und durch Schwarzkörperstrahlung abgeführt werden. Die hierbei herrschende Materialtemperatur liegt je nach Betriebszustand des Reaktors deutlich über den Schmelzpunkten herkömmlicher Metalle und Stahllegierungen.

Daher wurde die Kathode aus Wolfram gefertigt, dem Element mit dem höchsten Schmelzpunkt aller Reinmetalle (3422°C). Die Halterung wurde aus ebenfalls hoch schmelzendem Tantal gefertigt (Schmelzpunkt: 3017°C), das im Vergleich zu Wolfram relativ weich ist und sich gut mechanisch bearbeiten lässt Da die Halterung der Kathode auch gleichzeitig als Hochspannungszuführung dient, wurde sie gegenüber der Reaktorwand und Gitteranode durch ein System aus ineinander steckbaren Keramikröhrchen isoliert (Abb. 12).

²⁸ Hierbei ist vorausgesetzt, dass die Kondensatoren sämtlicher Stufen die gleiche Kapazität haben.

²⁹Die Glättungskondensatoren sind jeweils zur Sicherheitsentladung mit Widerständen parallel geschaltet

3.4.2 Gitteranode mit sphärischer Filamentdrahtbespannung

Als große Besonderheiten verfügt die Kathode über einen zur Gitterstruktur parallel gespannten Filamentdraht (Theorie hierfür siehe 2.2.4) der sowohl über die vertikalen als auch horizontalen Drahtabschnitte läuft und durch Keramikabstandshalter stufenweise geführt wird.

Die Kathode wurde aus einer 1mm starken X5CrNi18-10 Legierung gefertigt, da sich dieser Stahl durch seine gute plastische Verformbarkeit und Schweißbarkeit auszeichnet.



Abb. 12a): Anode, Kathode und Glühdraht in der Kammer

Die Gitteranode ist außen mit einem elektrisch isolierten Filamentdraht bespannt und an Keramik Abstandshaltern befestigt (Abb.12).

3.5 Elektrische Messtechnik

Um die relevanten Messgrößen erfassen zu können kommen folgende elektronische Messsysteme zum Einsatz: Digitaler Druckmesser mit Hochvakuummessstelle, Analoger Druckmesser, Spannungs- und Strommesssystem mit Mikrocontroller, Neutronendetektor / Zähler und $\alpha\beta\gamma$ -Strahlungsdetektor *Gammascout* (siehe 3.5.4).



Abb. 13: Schematischer Plan der Messtechnik

Die Kommunikation mit den Messgeräten erfolgt überwiegend über RS-232. Um alle Daten mit einem PC in Echtzeit speichern zu können werden alle RS-232 Signale über ein RS-232-to-USB Hub zusammengefasst und über ein USB-Kabel zum PC übertragen. Dort werden die Daten mit einer *Labview* Anwendung erfasst, verarbeitet, dargestellt und gespeichert. Die Software übernimmt neben der Datenerfassung auch einige Berechnungen zu aktuellen Werten wie Fusionsrate und Leistungsaufnahme.

3.5.1 Druckmessungen

Zur Messung des Vakuums in der Kammer wird ein IONIVAC ITR 90 Druckmesser der Firma Leybold eingesetzt. Durch Kombination eines Pirani- und eines Bayard-Alpert- Vakuummeters (*Glühkathoden-Ionisationsvakuummeter*) deckt er einen Messbereich von 5 x 10^{-10} bis 1000mbar ab. Zur Überwachung des Vorvakuums ist zwischen *Drehschieberpumpe* und *Turbopumpe* ein zweiter, jedoch, analoger Druckmesser installiert.

3.5.2 Spannungs- und Strommessung

Die Spannungs- und Strommessung erfolgt mit einem selbstentwickelten Messsystem, da solche Systeme im Handel sehr teuer sind. Gemessen werden die Spannungen und Ströme der inneren Gitterkathode, der äußeren Gitteranode und der Heizdrähte. Das Messsystem ist auf eine Messgenauigkeit von maximal 16-bit ausgelegt. Allerdings werden nur die ersten 14-bit berücksichtigt, da davon auszugehen ist, dass die letzten zwei Stellen nicht mit der erforderlichen Genauigkeit gemessen werden können. Dennoch ist es möglich alle Größe mit ausreichender Genauigkeit darzustellen.

Beim Entwurf der Schaltung wurde Wert auf Präzision und Schnelligkeit gelegt. Allen Eingänge ist eine Impedanzwandlung mit mittels Operationsverstärkern nachgeschaltet um die Messgrößen so gering wie möglich zu beeinflussen. Zwei AD-Wandler (AD974) von Analog Devices verarbeiten die Analogsignale der Messkanäle. Ein Mikrocontroller sendet die Daten mit 115200 Baud über RS-232 an den PC (das entspricht bis zu 1000 Werten pro Sekunde und Kanal).

Zum Schutz vor Überspannung kommen *Überspannungsschutzdioden* in der Schaltung und ein Lichtwellenleiter-System für die Übertragung zum PC zum Einsatz. Die *Spannungsteiler* und *Shuntwiderstände* (siehe Abb. 10) für die Messungen sind ebenso gegen Elektromagnetische Strahlung abgeschirmt wie die Schaltung an sich und alle Verbindungskabel.

3.5.3 Kameratechnik

Da bei der Fusion in der Kugel Röntgenstrahlung entsteht, sollte man nicht mit dem bloßen Auge durch das in die Kammer eingebaute Sichtfenster blicken. Um dennoch das Plasma beobachten zu können wurde dort eine DFW-VL500 Digitalkamera der Firma Sony montiert, und diese zusätzlich durch Bleifolie ummantelt. Der Videostream wird per FireWire an einen PC weitergeleitet, dort aufgenommen und wiedergegeben. Zoom, Blende, Schärfeeinstellung, Kontrast, Farbe etc. können mit der Software SonyCap genau justiert werden. Dadurch werden eine Aufzeichnung der Versuche und eine detaillierte Betrachtung des Fusionsplasmas ohne Risiko möglich.

3.5.4 Strahlungsüberwachung

Die bei der Fusion entstehende Strahlung wird mit Hilfe zweier Messgeräte gemessen: Dem Universalmessgerät *GammaScout* für *Alpha-, Beta-* und *Gammastrahlung*, welches in erster Linie zur Überwachung der entstehenden *Röntgenstrahlung* eingesetzt wird. Diese wird durch die Kammer abgeschirmt. Um sicherzustellen, dass trotzdem auf eine etwaige Strahlenbelastung durch das System reagiert werden kann, misst das Gerät die Strahlung während den Versuchen und warnt im Notfall. Mit dem Neutronendetektor *nm500* der *Firma Münchner Apparate Bau* werden die bei der Fusion entstehenden Neutronen erfasst und ablaufenden Fusionsreaktionen nachgewiesen.

Bei dem Neutronendetektor handelt es sich um einen von einem Polyethylen- Moderator umgebenes *Bortriflourid (BF₃) –Proportionalzählrohr*. Neutronen im Energiebereich zwischen 0,025eV-10MeV werden durch den Moderator so abgebremst, dass sie mit dem Bor in der Röhre reagieren können:

$${}^{10}_{5}B + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{7}_{3}Li + {}^{4}_{2}He$$

Das entstehende Alphateilchen Ionisiert das Zählrohr, sodass ein kurzer Spannungsstoß erfolgt. Diese Impulse werden von der internen Elektronik in eine entsprechende Äquivalentdosis umgerechnet.

4. Ergebnisse

4.1 Neutronenrate

Um die physikalischen Zusammenhänge der Fusionsrate zu verstehen haben wir Plasmen bei annähernd gleicher Stromstärke, jedoch unterschiedlicher Beschleunigungsspannung erzeugt. Die Neutronenrate im Zentrum der Vakuumkammer kann aus der Zählrate des Detektors bestimmt werden:



Diagramm 1: Neutronenrate in Abhängigkeit von der Kathodenspannung

4.2 Maximale Effizienz und Fusionsleistung

Eine maximale Fusionseffizienz erhalten wir bei einer Kathodenspannung von ca. -30,5kV und einem Druck von 3,07E-2mbar. Bei Versuchen mit normalem Wasserstoff $\binom{1}{1}H_2$ als Plasmagas werden bei gleichen Parametern keine Neutronenpulse gemessen, sodass eine Fehldetektion durch Gamma- bzw. Röntgenstrahlung ausgeschlossen werden kann. In Diagramm 2 sind verschiedene Daten angegeben, die aus den Messungen berechnet wurden.



Diagramm 2: Messwerte und berechnete Daten eines Deuteriumlaufs bei -30,50kV Kathodenspannung

5. Anwendung als Neutronenquelle

Auch wenn die bisher erzeugte Energie in unserem System nicht ausreichend ist ein funktionsfähiges Kraftwerk zu bauen, war die Tatsache, dass eine wirtschaftliche Erzeugung nutzbarer Energie durch IEC-Fusion nicht vollkommen ausgeschlossen ist, stets inspirierend. Abgesehen von diesem "utopisch fernen Ziel" bietet das Konzept reizvolle Chancen zur Fusionsforschung und praktischen Verwendung. Es bestehen Möglichkeiten zur kommerziellen Anwendung als portable Neutronenquelle, die im Gegensatz zu strahlenden Präparaten abschaltbar und regulierbar ist. Die von uns neu entwickelte Ionisationstechnik mit sphärischer Filamentdrahtbespannung ermöglicht eine Effizienz steigernde Beeinflussung der Fusionsplasmen. Durch eine solche Neutronenquelle können Neutronendetektoren Materialien analysiert bestehen z.B. geeicht. oder werden. So durch eine "IEC-Neutronenaktivierungsanalyse" neuartige Möglichkeiten zur qualitativen und quantitativen Bestimmung von Elementen in chemischen Verbindungen.

6. Danksagungen

Wegen der Komplexität der eingesetzten Versuchskomponenten, die im privaten Rahmen nicht alle herstellbar sind, waren wir auf Unterstützung angewiesen. Während des Jugend forscht *Schnupperpraktikums* Arbeiten unter Hochspannung bei *E.ON Bayern* aus der Wettbewerbsrunde 2006 wurde uns der in der Kathodenversorgung eingesetzte Spannungswandler überlassen. Für dieses nicht selbstverständliche Vertrauen möchten wir Klaus Dütsch und Marco Zahn danken. Ein besonderer Dank gilt auch Josef Schönhammer von *E.ON Bayern* und Jürgen Dotterweich vom *Sponsorpool Bayern*, die uns finanzielle Mittel zur Verfügung stellten. Der Firma *Linde* und hierbei insbesondere Hartmut Koch verdanken wir die unkomplizierte Bereitstellung der Gase, die uns ebenfalls gesponsert wurden. Herrn Dr. Karl-Heinz Steuer vom Max Planck Institut für *Plasmaphysik in Garching* sind wir zu größtem Dank verpflichtet. Durch sein uneingeschränktes Vertrauen, seine Begeisterung und sein Engagement während des 2006 bei Jugend forscht gewonnenen Praktikums (M.B.) konnte die Herstellung einer optimal geeigneten Vakuumkammer realisiert werden. Für die fantastische Unterstützung bei technischen Problemen in der Vakuumtechnik danken wir außerdem Michael Ebner, Dieter Fuß, Robert Stephan und Karl Eismann.

7. Quellen und weiterführende Literatur

<u>Bücher:</u>

[1] Farnsworth P.T., <u>U.S. Patent 3,386,883</u> "Method and Apparatus for Producing Nuclear-Fusion Reactions Juni 1968

[2] Glasstone-Lovberg: "Kontrollierte thermonukleare Reaktionen- Einführung in die theoretische und experimentelle Plasmaphysik", Verlag Karl Thiemig KG München, München 1964

[3] Meschede D. : "Gerthsen Physik", Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York, Bonn 2005

[4] Roth.: "Hochspannungstechnik" Springer Verlag, Berlin. 1927

[5] Schumacher, Uwe.: "Fusionsfoschung- Eine Einführung", Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt 1993

Zeitschriften:

[6] Hirsch R., "Inertial-Electrostatic Confinement of Ionized Fusion Gases," Journal of Applied Physics 38, 4522 (1967).

[7] Langmuir Irving, B. Blodgett Katharine B, "*Currents limited by space charge between concentric spheres*" Physics Review, vol. 24, No.1, S. 49-59, 1924

[8] Thorson T.A., Durst R.D., Fonck R.J., Sontag A.C., *Fusion Reactivity Characterization of a Spherically Convergent Ion Focus*, Nuclear Fusion, Vol. 38, No. 4. S. 495, April 1998.

[9] Thorson T.A., Durst R.D., Fonck R.J., and Wainwright L.P., "Convergence, Electrostatic potential, and desity measurements in a spherically convergent ion focus," Physics of Plasmas 4, 4 (1997).

Websiten:

[10] <u>http://fti.neep.wisc.edu/iec/ftisite1.htm</u> : 22.1.2008, Website der University of Wisconsin-Madison, "*Inertial Electrostatic Confinement Fusion Research*"

[11] <u>http://fti.neep.wisc.edu/iecworkshop/PDF/TECHNICAL_TALKS/yamauchi.pdf</u>: 22.01.2008, Vortrag von Kunihito Yamauchi (Department of Energy Sciences, Tokyo Institute of Technology) *"Fundamental Study of Radially convergent beam Fusion"*