Diagnostik geladener Fusionsreaktionsprodukte in ASDEX

Hans–Stephan Bosch

IPP III/116 Januar 1987

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Diagnostik geladener Fusionsreaktionsprodukte in ASDEX

Hans–Stephan Bosch

IPP III/116 Januar 1987

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) genehmigten Dissertation.

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

DIAGNOSTIK GELADENER FUSIONSREAKTIONSPRODUKTE AN ASDEX

Hans–Stephan Bosch

IPP III/116

Abstract: A diagnostic method was developed to look for the charged fusion products from the D(D,p)T–reactions in the divertor tokamak ASDEX. With a semi-conductor detector it was possible to evaluate the ion temperature in thermal plasmas from the proton energy spectra as well as from the triton spectra. In lower-hybrid wave heated plasmas non–thermal (fast) ions were observed. These ions create fusion products with a characteristically different energy spectrum.

INHALTSVERZEICHNIS

1. EINLEITUNG 1

2. GRUNDLAGEN DER DIAGNOSTIK GELADENER FUSIONSPRODUKTE 9

2.1. Bewegung geladener Teilchen im Magnetfeld 9
2.1.1. Magnetfeld in Tokamaks 9
2.1.2. Teilchenbewegung im Tokamak 13
2.1.3. Numerische Teilchenbahn–Rechnungen 18
2.1.4. Abbildung im Magnetfeld 22
2.1.5. Profilmessungen an ASDEX 26

2.2. Energiespektren der Fusionsprodukte 31
2.2.1. Reaktionskinematik 31
2.2.2. Spektren aus thermischen Plasmen 34
2.2.3. Spektren aus Plasmen mit nicht–isotropen Verteilungen 38
2.2.4. Spektren aus rotierenden Plasmen 40

3. EXPERIMENTELLER AUFBAU 43

3.1. Halbleiter–Sperrschichtzähler 44
3.1.1. Detektor 44
3.1.2. Signalverarbeitung 44
3.1.3. Eichmessungen 48
3.1.4. Probleme des Sperrschichtzählers 49
3.1.5. Schlußfolgerungen 51

3.2. Kernspurfolien 52
3.2.1. Energieverlust in Festkörpern 53
3.2.2. Eichung der Kernspurfolien 54
3.2.3. Deutung des Eichexperimentes 57

4. ERGEBNISSE AUS THERMISCHEN PLASMEN 61

4.1. Spektrale Bestimmung der Ionentemperatur 61
4.1.1. Auswertung der Spektren 61
4.1.2. Ortsauflösung der Messsung 63
4.1.3. Vergleich verschiedener Diagnostikmethoden zur Bestimmung der Ionentemperatur 68
4.2. Messung des Protonenflusses 74

5. ERGEBNISSE AUS PLASMEN MIT NICHT–THERMISCHEN IONENENERGIEVERTEILUNGEN 77

5.1. LH–Experimente an ASDEX 77
5.2. Nichtthermische Ionen bei LH–Experimenten 78
5.3. Spektren der Fusionsprodukte bei LH–Experimenten 81
5.4. Radialprofil der nichtthermischen Ionen 83

6. SPEKTREN VON TOROIDAL EMITTIERTEN TEILCHEN 85

7. AUSBLICK AUF ZUKÜNFTIGE MESSUNGEN DER GELADENEN FUSIONSPRODUKTE 89

8 ZUSAMMENFASSUNG 91

9. LITERATURVERZEICHNIS 93

1. EINLEITUNG

Die kontrollierte Kernfusion ist eine mögliche Alternative für die langfristige Energieversorgung. Dabei soll die Energie genutzt werden, die bei der Verschmelzung leichter Atomkerne frei wird. Damit Atomkerne verschmelzen können, müssen sie die Coulombbarriere durchtunneln [1.1]. Die Tunnelwahrscheinlichkeit P_T ist proportional zu $\exp(-C \cdot Z_1 \cdot Z_2 \cdot \sqrt{m_r/E})$, wobei C eine Konstante, Z_1, Z_2 die Ladungen, m_r die reduzierte Masse und E die Relativenergie der Reaktionspartner sind.

D	+	D	$\longrightarrow$	p	(3.024 MeV)	+	T	(1.008 MeV)	(1)
D	+	D	$\longrightarrow$	n	(2.450 MeV)	+	^{3}He	(0.817 MeV)	(2)
D	+	T	$\longrightarrow$	n	(14.069 MeV)	+	α	(3.517 MeV)	(3)
D	+	^{3}He	$\longrightarrow$	p	(14.681 MeV)	+	α	(3.670 MeV)	(4)

Tab. 1.1 : Die wichtigsten Fusionsreaktionen. Dabei steht $p = {}^1_1H$ für einen Wasserstoffkern, $D = {}^2_1H$ (Deuteron) und $T = {}^3_1H$ (Triton) für die schweren Wasserstoffisotopenkerne, $\alpha = {}^4_2He$ für einen Heliumkern und n für ein Neutron.

Weil P_T mit zunehmender Ladung Z und Masse m der Reaktionspartner exponentiell sinkt, kommen praktisch nur die Fusionsreaktionen zwischen leichten Kernen, wie Wasserstoff und Helium, in Frage. Die wichtigsten dieser Reaktionen sind in Tab. 1.1 dargestellt, und in Abb. 1.1 ist der Fusionsreaktionsquerschnitt als Funktion der Relativenergie aufgetragen.

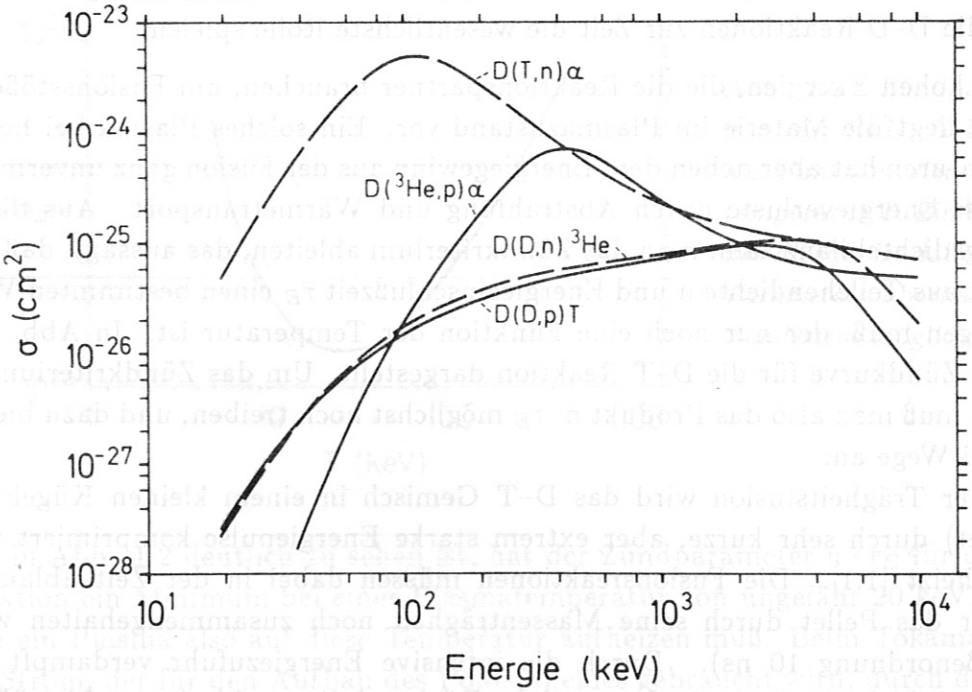


Abb. 1.1 : Fusionsreaktionsquerschnitte als Funktion der Relativenergie der Reaktionspartner [1.2].

Hier wird deutlich, warum die D–T Reaktion als die Grundlage für einen Fusionsreaktor angesehen wird. Sie hat den weitaus größten Reaktionsquerschnitt und erfordert die kleinsten Relativenergien der Reaktionspartner. Außerdem ist die Wärmetönung bei dieser Reaktion wesentlich größer als bei den D–D Reaktionen. Eines der Probleme bei der Ausnutzung dieser Reaktion ist die Tatsache, daß Tritium radioaktiv ist und wegen seiner kurzen Halbwertszeit von 12.3 Jahren nicht natürlich vorkommt. Es kann aber mit den bei der Fusion entstehenden Neutronen in einem Brutmantel aus Lithium erbrütet werden. Ein anderes Problem ist die Aktivierung der den Fusionsreaktor umgebenden Struktur durch die 14.1 MeV Neutronen. Wegen dieser radiologischen Probleme mit dem Tritium und der Neutronenaktivierung wird heute noch nicht mit D–T Gemischen gearbeitet, weil sich die meisten der grundlegenden Probleme, die bisher untersucht werden, ebenso gut in Wasserstoff– oder Deuterium–Plasmen bearbeiten lassen. Deshalb tritt die D–T Reaktion bislang nur sekundär auf, wenn die in der D–D Reaktion erzeugten 1 MeV Tritonen weitere Fusionsreaktionen machen.

Die D–^{3}He Reaktion hat gegenüber der D–D Reaktion den großen Vorteil, daß die ganze erzeugte Energie in geladenen Teilchen steckt, hat aber einen zu kleinen Reaktionsquerschnitt, und außerdem ist das Helium–Isotop ^{3}He so selten, daß es auf die Dauer nicht als Brennstoff in Frage kommt. Mit ^{3}He wird heute bei Hochfrequenzheizung mit Ionenzyklotronwellen (^{3}He-Minoritätsheizung in D-Plasmen) gearbeitet, und im übrigen kommt diese Reaktion vor, wenn die in der D–D Reaktion erzeugten ^{3}He-Ionen weitere Fusionsstöße machen. Die meisten Fusionsexperimente arbeiten bislang noch mit reinen Wasserstoff– oder Deuterium–Plasmen, so daß die D–D Reaktionen zur Zeit die wesentlichste Rolle spielen.

Bei den hohen Energien, die die Reaktionspartner brauchen, um Fusionsstöße zu machen, liegt die Materie im Plasmazustand vor. Ein solches Plasma bei hohen Temperaturen hat aber neben dem Energiegewinn aus der Fusion ganz unvermeidlich auch Energieverluste durch Abstrahlung und Wärmetransport. Aus dieser Leistungsdichtebilanz kann man das Zündkriterium ableiten, das aussagt, daß das Produkt aus Teilchendichte n und Energieeinschlußzeit τ_E einen bestimmten Wert übersteigen muß, der nur noch eine Funktion der Temperatur ist. In Abb. 1.2 ist diese Zündkurve für die D–T Reaktion dargestellt. Um das Zündkriterium zu erfüllen, muß man also das Produkt $n \cdot \tau_E$ möglichst hoch treiben, und dazu bieten sich zwei Wege an:

a) Bei der Trägheitsfusion wird das D–T Gemisch in einem kleinen Kügelchen (Pellet) durch sehr kurze, aber extrem starke Energiepulse komprimiert und aufgeheizt [1.1]. Die Fusionsreaktionen müssen dabei in der Zeit ablaufen, in der das Pellet durch seine Massenträgheit noch zusammengehalten wird (Größenordnung 10 ns). Durch die intensive Energiezufuhr verdampft die äußere Schicht des Pellets sofort, und der Rückstoß dieser ablatierten Oberfläche treibt Stoßwellen in das Pellet hinein, die das Pellet aufheizen und auf das ca. 10^4-fache seiner Festkörperdichte komprimieren. Durch diese extrem hohen Dichten im Zentrum des Pellets ist die Fusionsrate sehr hoch, und außerdem

wird dadurch die bei der Fusion erzeugte Energie sehr gut absorbiert, so daß das Pellet nun von seinem Zentrum aus gezündet wird.

Die ersten Konzepte zur Trägheitsfusion [1.3] basierten auf der Idee, das Pellet mit Laserpulsen zu heizen, und in dieser Richtung sind auch schon große Anstrengungen unternommen worden [1.4], aber inzwischen gibt es auch Überlegungen, das Pellet mit Ionenstrahlen [1.5, 1.6] zu heizen, weil sowohl der Wirkungsgrad als auch die Repetitionsraten viel höher sind als bei Lasern.

b) Beim magnetischen Einschluß wird ein Plasma mit moderaten Dichten im Bereich von 10^{20} m^{-3} über längere Zeit eingeschlossen und aufgeheizt [1.7]. Hier wird die Eigenschaft, daß elektrisch geladene Teilchen sich nur längs von Magnetfeldlinien bewegen können, benutzt, um das Plasma mit Magnetfeldern einzuschließen und es von den Wänden des umgebenden Vakuumgefäßes fernzuhalten. Bei linearen Anordnungen, wie Θ-Pinchen und Spiegelmaschinen können die Teilchen dabei an den Enden verloren gehen. Deshalb haben sich inzwischen die toroidalen Anordnungen, bei denen das Plasma die Form eines in sich geschlossenen Schlauches hat, durchgesetzt. Dabei liegt der Schwerpunkt der Forschung vor allem auf den Konzepten des Stellarators [1.8] und des Tokamaks [1.9], wobei der Tokamak die fortgeschrittenste und am meisten untersuchte Variante ist. Im Folgenden wollen wir uns auch auf die Aspekte des magnetischen Einschlusses in Tokamaks beschränken.

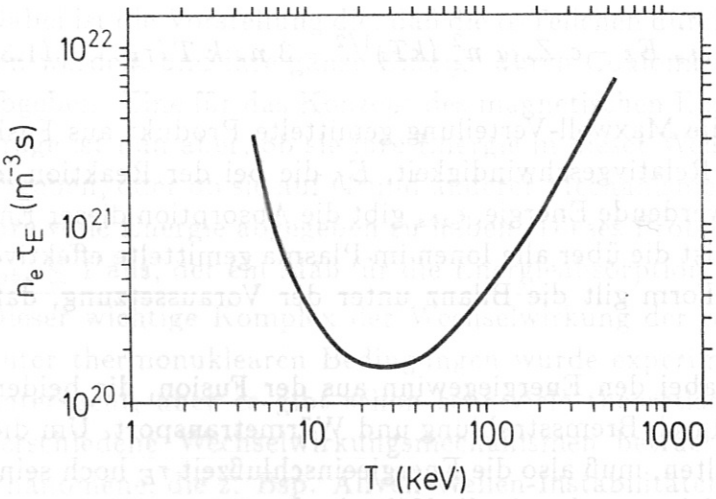


Abb. 1.2 : Zündparameter $n \cdot \tau_E$ für die D – T Reaktion als Funktion der Plasmatemperatur T. Ein brennendes Plasma ist dabei nur bei Parametern oberhalb dieser Zündkurve möglich.

Wie in Abb. 1.2 deutlich zu sehen ist, hat der Zündparameter $n \cdot \tau_E$ für die D–T Reaktion ein Minimum bei einer Plasmatemperatur von ungefähr 20 keV, so daß man ein Plasma also auf diese Temperatur aufheizen muß. Beim Tokamak heizt der Strom, der für den Aufbau des Poloidalfeldes gebraucht wird, durch den zwar geringen, aber endlichen Plasmawiderstand gleichzeitig das Plasma auf. Da der spezifische Widerstand η aber mit steigender Plasmatemperatur T abnimmt,

$$\eta \sim T^{-3/2} \tag{1.1}$$

ist diese sogenannte ohmsche Heizung auf Temperaturen unter 1-2 keV beschränkt. Darüber hinaus muß man das Plasma mit zusätzlichen Heizverfahren wie dem Einschuß schneller neutraler Atome [1.10] oder mit Hochfrequenzwellen [1.11] heizen.

Da man also hohe Plasmadichten und hohe Temperaturen erreichen muß, baut man auch einen hohen Plasmadruck auf, dem man durch den Druck des Magnetfeldes das Gleichgewicht halten muß. Das Verhältnis des volumengemittelten Plasmadruckes $< p >$ zum Magnetfelddruck $B^2/2\mu_0$ bezeichnet man als β.

$$\beta = \frac{< p >}{(B^2/2\mu_0)} \tag{1.2}$$

Da es für die Herstellung starker Magnetfelder sowohl technologische, als auch ökonomische Grenzen gibt, muß man versuchen, das Plasma bei möglichst niedrigem Magnetfelddruck einzuschließen. Man muß also möglichst hohe Werte für β erreichen, und zwar haben Systemstudien zum Tokamakreaktor ergeben, daß ein solcher Tokamak ein β von wenigstens 5 % haben sollte. Andererseits gibt es auch Grenzen für das β, oberhalb derer das Plasma durch magnetohydrodynamische (MHD) Instabilitäten zerstört wird. Die theoretisch vorhergesagte Grenze [1.12] ist inzwischen auch experimentell bestätigt worden [1.13].

Die weiteren Probleme, die beim magnetischen Einschluß noch zu lösen sind, erkennt man gut, wenn man sich die Leistungsdichtebilanz des Plasmas im Detail ansieht.

$$P_{netto} = \frac{1}{4}\, n_e^2 < \sigma v > \epsilon_{abs}\, E_f - c\, Z_{eff}\, n_e^2\, (kT)^{1/2} - 3\, n_e\, k\, T/\tau_E \tag{1.3}$$

Dabei ist $< \sigma v >$ das über die Maxwell-Verteilung gemittelte Produkt aus Fusionsreaktionsquerschnitt und Relativgeschwindigkeit, E_f die bei der Reaktion in Form geladener Teilchen freiwerdende Energie, ϵ_{abs} gibt die Absorption dieser Energie im Plasma an und Z_{eff} ist die über alle Ionen im Plasma gemittelte effektive Kernladungszahl. In dieser Form gilt die Bilanz unter der Voraussetzung, daß $T_i = T_e = T$.

Der erste Term beschreibt dabei den Energiegewinn aus der Fusion, die beiden anderen Terme die Verluste durch Bremsstrahlung und Wärmetransport. Um die Transportverluste klein zu halten, muß also die Energieeinschlußzeit τ_E hoch sein. Während man bei ohmscher Heizung schon in die Nähe des benötigten Wertes von ca. 1 s kommt [1.14], hat sich gezeigt, daß τ_E bei Zusatzheizung mit steigender Heizleistung sinkt [1.15]. Einen Ausweg aus diesem sogenannten L–Regime des verminderten Einschlusses (low confinement) gibt es, seit am Divertor–Tokamak ASDEX des IPP [1.16] das H–Regime gefunden wurde (high confinement), ein Arbeitsbereich, in dem der Einschluß bei Zusatzheizung praktisch die ohmschen Werte errreicht [1.17].

Um die vom Plasma abgestrahlte Leistung gering zu halten, muß Z_{eff} möglichst niedrig gehalten werden. Im Idealfall eines reinen Wasserstoffisotopenplasmas ist

$Z_{eff} = 1$. Durch die Wechselwirkung des Plasmas mit der umgebenden Wand werden dort aber immer Verunreinigungen erzeugt, die im Plasma ionisiert werden und dann über die Bremsstrahlung dem Plasma Energie entziehen. Da die abgestrahlte Leistung mit Z_{eff} geht, sind insbesondere die sogenannten Hoch–Z–Materialien, wie Fe aus der Wand sehr gefährlich. An diesem Verunreinigungsproblem wird an allen Fusionsexperimenten intensiv gearbeitet, und dabei hat sich das Konzept des Divertors, mit dem die Verunreinigungen aus dem Plasmarand verstärkt abgesaugt werden, und wie er an ASDEX betrieben wird, als sehr hilfreich herausgestellt, um sehr reine Plasmen mit $Z_{eff} \simeq 1$ herzustellen.

Mit dem Verunreinigungsproblem hat man es allerdings auch bei einem sauberen D–T Plasma zu tun. Wenn die in der Fusionsreaktion erzeugten 3.51 MeV α-Teilchen ihre Energie abgegeben haben, sammeln sie sich als langsame Teilchen im Plasma an, und da sie eine Kernladungszahl von 2 haben, strahlen sie sehr viel Energie ab. Es entsteht damit das Problem wie man diese langsamen α-Teilchen aus dem Plasma entfernen kann ("Helium–Asche Abfuhr").

Die Fusionsleistungsdichte steigt (wie der Reaktionsparameter) sehr stark mit der Temperatur und ist proportional zur pro Reaktion freiwerdenden Energie, beziehungsweise zu dem Energiebetrag, der im Plasma wieder absorbiert werden kann. Da die Neutronen mit dem Plasma wegen dessen geringer Dichte nicht wechselwirken, kann die Plasmaheizung nur durch geladene Fusionsprodukte erfolgen. Weil dies bei der D–T Reaktion das 3.51 MeV α-Teilchen ist, spricht man in diesem Zusammenhang auch von der α-Teilchen-Heizung.

Dabei ist die Vorstellung die, daß die α-Teilchen durch das Magnetfeld eingeschlossen werden, und ihre ganze Energie durch Coulomb–Stöße an die Plasmateilchen abgeben. Eine für das Konzept des magnetischen Einschlusses ganz entscheidende Frage ist nun aber, ob sie ihre Energie in dieser Weise (klassisches slowing down) abgeben, oder ob sie auf Grund anderer Mechanismen das Plasma verlassen, ohne ihre volle Energie abgegeben zu haben. Dieses Problem drückt sich in dem Faktor $\epsilon_{abs} \leq 1$ aus, der ein Maß für die Energieabsorption im Plasma sein soll.

Dieser wichtige Komplex der Wechselwirkung der α-Teilchen mit einem Plasma unter thermonuklearen Bedingungen wurde experimentell noch überhaupt nicht untersucht, aber es gibt schon sehr viele theoretische Arbeiten [1.18–1.20], die verschiedene Wechselwirkungsmechanismen betrachten, insbesondere kollektive Phänomene, die z. Bsp. Alfvén-Wellen-Instabilitäten anregen können.

Bislang waren experimentelle Untersuchungen nicht möglich, da noch keine D–T Plasmen zur Verfügung standen, und weil die bisherigen Tokamaks zu klein waren und zu geringe Plasmaströme hatten, um die geladenen Fusionsprodukte aus den D–D Reaktionen magnetisch einzuschließen. Rechnungen für PLT (Princeton Large Torus) ergaben, daß dort bei einem Plasmastrom von 500 kA etwa 40% der Tritonen eingeschlossen sein sollen [1.21]. Das gemeinsame europäische Tokamak–Experiment JET in Culham (GB) ist das erste Experiment, in dem die Tritonen und Protonen aus der D–D Reaktion zu nahezu 100% und die 14.7 MeV Protonen aus der D–^{3}He Reaktion zum Teil eingeschlossen sind [1.22], und bei dem im D–T

Betrieb auch die α-Teilchen vollständig eingeschlossen werden können. Vor allem waren aber in den bisherigen Plasmen die Fusionsdichten noch so gering, daß kollektive Phänomene gar nicht erwartet werden konnten.

Weil sich aus dem Verhalten der α-Teilchen aber – mit der "Helium–Asche–Abfuhr" und der "α-Teilchen–Heizung" – zwei für die Fusion so wesentliche Fragen ergeben, wird man im D–T Betrieb von JET und TFTR (dem amerikanischen Tokamak Fusion Test Reactor in Princeton) und an zukünftigen Experimenten unbedingt sehr umfangreiche α-Teilchen–Diagnostik betreiben müssen, um die Einflüsse der kollektiven Phänomene zu verstehen [1.23]. Die Energie- und Ortsverteilung der eingeschlossenen α-Teilchen gibt Aufschluß über ihr slowing down und die Quellverteilung. Mit der Verteilung der niederenergetischen α-Teilchen läßt sich das Problem der He–Asche behandeln. Die verlorengehenden α-Teilchen, die – senkrecht zur Plasmaachse startend – das Plasma verlassen und mit hoher Energie auf die Wand treffen, müssen unbedingt in Bezug auf ihre Energieverteilung und die Flußverteilung untersucht werden. Zum einen ist noch nicht klar, wie stark diese α-Teilchen zur Wanderosion beitragen [1.24,1.25], zum anderen gibt es auch die Möglichkeit, aus der Flußverteilung Plasmaparameter zu bestimmen [1.26].

In den kleineren Experimenten, wie den Princetoner Tokamaks PLT und PDX und an dem Garchinger Tokamak ASDEX verläßt noch der größte Teil der geladenen Fusionsprodukte das Plasma,und zwar ohne auf diesem Weg Stöße mit Plasmateilchen zu machen. Bei JET trifft dies nur noch für die 14.7 MeV Protonen zu, und auch nur bei Strömen unter ca. 1.5 MA. In diesen Experimenten kann man die geladenen Fusionsprodukte also außerhalb des Plasmas mit ihrer vollen Energie nachweisen und zur Plasmadiagnostik nutzen. Gleichzeitig bietet sich dadurch die Möglichkeit, Diagnostiktechniken für die verlorengehenden α-Teilchen zu erarbeiten.

Schon sehr früh wurden die Fusionsprodukte in Plasmaexperimenten zu Diagnostikzwecken benutzt, und zwar sowohl die Neutronen [1.27] , als auch die Protonen [1.28, 1.29] aus den D–D Reaktionen . Bei den linearen Anordnungen war die Messung der geladenen Teilchen nur an den Enden möglich. Mit den toroidalen Anordnungen, wie den Tokamaks, verlagerte sich das Schwergewicht der Diagnostik auf die Neutronen, die heute in großem Umfang zur Diagnostik genutzt werden.

Trotz der Probleme bei der Diagnostik geladener Fusionsprodukte, deren Bahnen durch das Magnetfeld bestimmt werden, und die deshalb das Plasma auf helikal verschraubten Trajektorien verlassen, gibt es seit einigen Jahren Arbeiten auf diesem Gebiet [1.30]. Zum einen bietet die Diagnostik geladener Fusionsprodukte meßtechnische Vorteile gegenüber der Neutronendiagnostik, wie zum Beispiel die höhere Nachweiseffizienz (damit verbunden kleinere Kollimatoren und Detektoren) und die bessere Energie– und Zeitauflösung. Zum anderen können die geladenen Fusionsprodukte, gerade weil sie von den Magnetfeldern beeinflußt werden, zusätzliche Informationen liefern, zum Beispiel über die Stromdichteverteilung. Ein wichtiges Argument für die Diagnostik geladener Fusionsprodukte

entsteht auch gerade bei ^{3}He–Minoritätsheizung in Deuterium, wo keine Neutronen entstehen und nur die geladenen Fusionsprodukte Aussagen über die Reaktionsmechanismen erlauben.
Inzwischen gibt es an mehreren Tokamaks Arbeiten zur Diagnostik geladener Fusionsprodukte, und zwar vor allem im Plasma Physik Institut in Princeton [1.21, 1.30, 1.31], an JET [1.32], und am Tokamak TFR in Fontenay-aux-Roses [1.33]. Außerdem gibt es an Plasmafokus–Experimenten umfangreiche Arbeiten zu diesem Thema [1.34].
Mit den geladenen Fusionsprodukten bieten sich also nun mehrere Möglichkeiten an, um Aussagen über Plasmaparameter zu erhalten, und zwar aus den absoluten Flüssen, aus den poloidalen Flußverteilungen und aus den Energiespektren. Dabei steckt ein ganz wesentlicher Teil der Informationen in der Energieverteilung der Teilchen. Um diese spektrale Information verwerten zu können, benötigt man ein Spektrometer mit einer Energieauflösung im Bereich von einigen Prozent. Da die geladenen Teilchen am Plasmarand gemessen werden, und ihre Bewegung durch das Magnetfeld im Tokamak bestimmt wird, müssen die Messungen zu ihrer Interpretation ständig von Berechnungen der Teilchenbahnen begleitet werden.

Deshalb ergab sich für diese Arbeit die Aufgabenstellung, zunächst einmal eine solche Diagnostik zur Messung der Spektren geladener Fusionsprodukte zu konzipieren und an ASDEX zur Anwendung zu bringen. Parallel dazu mußten auch die notwendigen Programme für die Berechnungen der Bahnen der geladenen Fusionsprodukte erstellt werden. Mit dieser apparativen Ausrüstung und den numerischen Methoden sollten die Energieverteilungen der Ionen im Plasma bestimmt werden.

In thermischen Plasmen, in denen die Ionen eine Maxwellsche Energieverteilung haben kann daraus die Ionentemperatur berechnet werden. Die Ionentemperatur ist in Fusionsplasmen einer der wichtigsten Parameter, der sehr stark die Fusionsreaktionsrate bestimmt. Wenn die Ionenergieverteilung allerdings von der Maxwellverteilung abweicht und ein Anteil schneller Ionen erzeugt wird, sind die geladenen Fusionsprodukte ein sehr empfindliches Instrument, um solche Vorgänge zu untersuchen. Da der Reaktionsquerschnitt sehr stark mit der Relativenergie der Reaktionspartner steigt, ist die Fusionsrate solcher schnellen Ionen (auch bei sehr geringen Teilchendichten) so hoch, daß sie den Fluß und auch die Spektren der Fusionsprodukte stark beeinflussen. Nichtthermische Spektren sind zum Beispiel dann zu erwarten, wenn einer der Reaktionspartner direkt geheizt wird. Allerdings gab es bei ASDEX auch in Entladungen mit Wasserstoff–Injektion in ein Deuteriumplasma, wo man Maxwellsche Ionenverteilungen erwartet, Anzeichen für nichtthermische Ionenverteilungen [1.35].

Außer der sehr wichtigen Fragestellung der Ionentemperaturbestimmung sollte im Rahmen dieser Arbeit auch der Fragenkomplex nichtthermischer Ionenverteilungen behandelt werden.

Im nächsten Kapitel dieser Arbeit werden einige Grundlagen zur Diagnostik geladener Fusionsprodukte dargestellt. Das dritte Kapitel beschäftigt sich mit den benutzten Meßverfahren und dem experimentellen Aufbau. Im vierten Kapitel werden die Ergebnisse aus thermischen Plasmen dargestellt und besonders unter dem Gesichtspunkt der Ionentemperaturbestimmung aus den Spektren der geladenen Fusionsprodukte diskutiert. Die Ergebnisse der Untersuchungen an nichtthermischen Ionenverteilungen bei Hochfrequenzheizung werden im fünften Kapitel besprochen. Anschließend sollen die Spektren der geladenen Fusionsprodukte diskutiert werden, die sich bei Beobachtung in toroidaler Richtung ergeben. Zum Schluß wird ein Ausblick auf die Diagnostik der geladenen Fusionsprodukte an den nächsten Fusionsexperimenten mit Vorschlägen für die zukünftige Weiterentwicklung der Diagnostikmethoden gegeben.

2. GRUNDLAGEN DER DIAGNOSTIK GELADENER FUSIONSPRODUKTE

2.1. Bewegung geladener Teilchen im Magnetfeld

Da die Bewegung von Ionen in einem Tokamak sehr wesentlich durch das Magnetfeld bestimmt wird und diese komplizierten Bewegungen in Betracht gezogen werden müssen, wenn man geladene Fusionsprodukte ausserhalb eines Plasmas messen möchte, soll hier erst einmal das Magnetfeld diskutiert werden, und dann seine Effekte auf die Bewegung der geladenen Fusionsprodukte.

2.1.1. Magnetfeld in Tokamaks

Das Magnetfeld innerhalb eines Tokamaks besteht im wesentlichen aus zwei Komponenten, nämlich dem Toroidalfeld B_ϕ der Hauptfeldspulen und dem Poloidalfeld B_θ, das durch den Plasmastrom erzeugt wird. Dabei ist in einem Tokamak B_ϕ ungefähr um einen Faktor 10 größer als B_θ. In Abbildung 2.1 ist die Geometrie eines Tokamaks mit den verwendeten Bezeichnungen dargestellt.

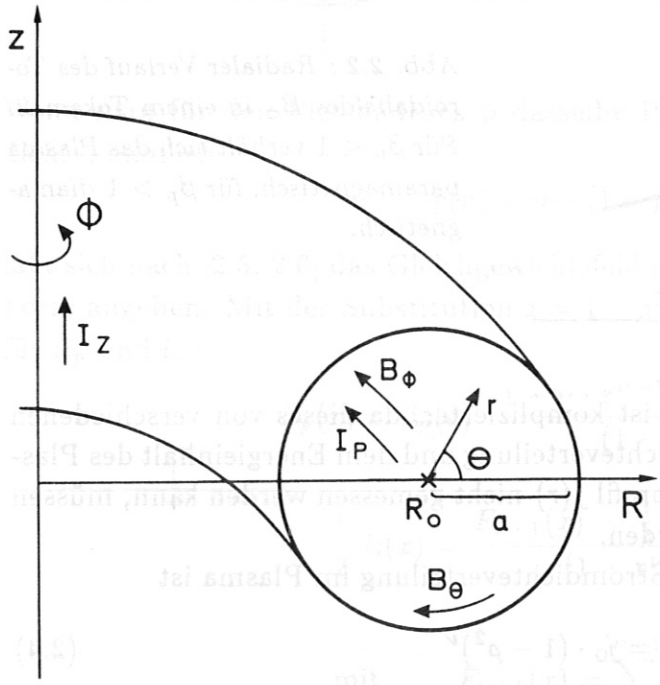


Abb. 2.1 : Geometrie eines Tokamaks mit den Stromrichtungen, wie sie im allgemeinen an ASDEX verwendet werden. B_ϕ ist das Toroidalfeld, B_θ das Poloidalfeld, R_0 ist der große Plasmaradius und a der kleine Plasmaradius. Die ASDEX–Parameter sind R_0 =165 cm, a =40 cm, $I_p \leq$ 500kA und $B_\theta \leq$ 2.8T.

Nach dem Durchflutungsgesetz ergibt sich für das Toroidalfeld:

$$B_\phi = \frac{\mu_0 \cdot I_z}{2\pi \cdot R} \tag{2.1}$$

Dabei ist I_z die Summe der in allen Spulen fließenden Ströme. Da die Anzahl der Hauptfeldspulen begrenzt ist, ist das Toroidalfeld nicht rein axialsymmetrisch, sondern es hat noch eine bestimmte Welligkeit δ (Ripple), weil es innerhalb der

Spulen etwas stärker ist als zwischen zwei Spulen. Der Hauptfeldripple δ ist eine Funktion von r und z [2.1] und das Toroidalfeld ergibt sich damit bei N Hauptfeldspulen (N=16 für ASDEX) als

$$B_\phi = \frac{\mu_0 \cdot I_z}{2\pi \cdot R} \cdot (1 + \delta \cdot sin\left(\frac{\phi}{N}\right)) \tag{2.2}$$

Abweichungen von diesem reinen 1/R–Abfall des Vakuumfeldes entstehen durch den Einfluß der gyrierenden Ladungsträger und durch poloidale Stromkomponenten [2.2]. Dieser Effekt hängt vom poloidalen Beta β_p ab, dem Verhältnis vom volumengemitteltem Druck $< p >$ zum Druck des Poloidalfeldes:

$$\beta_p = \frac{< p >}{(B_\theta^2/2\mu_0)} \tag{2.3}$$

Für $\beta_p < 1$ zeigt das Plasma paramagnetisches Verhalten, für $\beta_p > 1$ diamagnetisches Verhalten, wie es in Abb. 2.2 schematisch dargestellt ist.

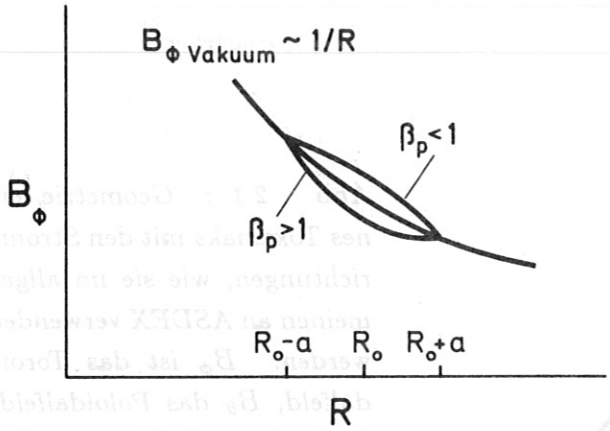


Abb. 2.2 : Radialer Verlauf des Toroidalfeldes B_ϕ in einem Tokamak. Für $\beta_p < 1$ verhält sich das Plasma paramagnetisch, für $\beta_p > 1$ diamagnetisch.

Die Berechnung des Poloidalfeldes ist komplizierter, da dieses von verschiedenen Plasmaparametern wie der Stromdichteverteilung und dem Energieinhalt des Plasmas abhängt. Da das Stromdichteprofil $j(r)$ nicht gemessen werden kann, müssen hier Modellannahmen gemacht werden.
Ein gebräuchlicher Ansatz für die Stromdichteverteilung im Plasma ist

$$j(\rho) = j_0 \cdot (1 - \rho^2)^\nu \tag{2.4}$$

Dabei ist ρ = r /a der normierte Radius und a der Plasmaradius. ν ist ein freier Parameter, der die Form der Verteilung bestimmt. Für diese Klasse von Stromdichteprofilen ergibt sich das Poloidalfeld als

$$B_\theta = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I_p}{r} \cdot \frac{R_0}{R} \cdot (1 - (1 - \rho^2)^{\nu+1}) \tag{2.5}$$

wobei R_0/R als zusätzlicher Korrekturfaktor zur Berücksichtigung der toroidalen Geometrie auftritt. Dieses einfache Modellfeld, das kreisförmige, konzentrische Poloidalschnitte der magnetischen Flächen erzeugt, ist aber ein reines Vakuumfeld

und vernachlässigt alle Einflüsse des Plasmas selbst. Wenn man dazu den Plasmadruck p(r) und die innere Induktivität l_i betrachtet und das Poloidalfeld über die magnetohydrodynamische Stabilität herleitet, erhält man das Gleichgewichtsfeld, das für Tokamaks im allgemeinen in der sogenannten Shafranov–Näherung (für $a/R << 1$) [2.3, 2.4] betrachtet wird. In dieser Näherung sind die magnetischen Flächen immer noch kreisförmig, aber ihr Zentrum ist radial gegen die Plasmaachse verschoben, wie in Abb. 2.3 dargestellt.

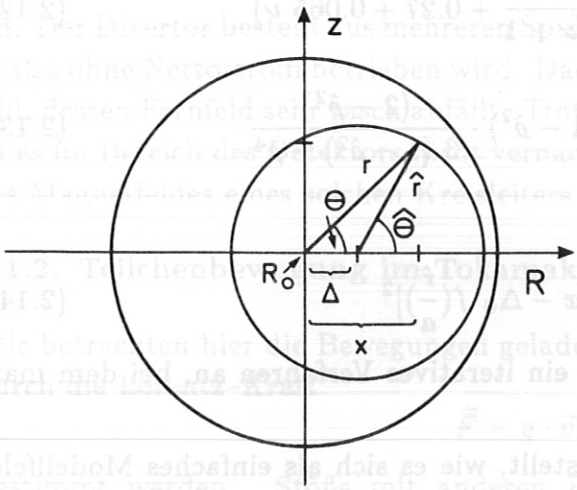


Abb. 2.3 : Die Geometrie der verschobenen magnetischen Flächen in der Shafranov - Näherung. Dabei ist Δ eine Funktion von $\hat{r}$.

Wenn man für den Plasmadruck p dasselbe Profil annimmt, wie für die Stromdichte, nämlich

$$p(\rho) = p_0 \cdot (1 - \rho^2)^\nu \tag{2.6}$$

läßt sich nach [2.5, 2.6] das Gleichgewichtsfeld in einer sehr einfachen analytischen Form angeben. Mit der Substitution $x = 1 - \rho^2$ ergeben sich die folgenden Profile für β_p und l_i :

$$\beta_p(x) = \beta_p(a) \cdot \frac{1 + \nu \cdot x^{\nu+1} - (\nu + 1) \cdot x^\nu}{(1 - x^{\nu+1})^2} \tag{2.7}$$

$$\frac{1}{2}\, l_i(x) = \frac{F_{\nu+1}(x) - \frac{1}{2}\, F_{2(\nu+1)}(x)}{(1 - x^{\nu+1})^2} \tag{2.8}$$

$$\text{mit} \qquad F_{\nu+1}(x) = \sum_{k=1}^{\nu+1} \frac{1}{k}\,(1 - x^k) \tag{2.9}$$

Im Koordinatensystem der verschobenen magnetischen Flächen läßt sich das Poloidalfeld nun berechnen nach

$$B_\theta = \frac{\mu_0\, I_p}{2\,\pi\,\hat{r}} \cdot [1 - (1 - \hat{\rho}^2)^{\nu+1}] \cdot [1 + \frac{\hat{r}}{R_0}\,(\beta_p(\hat{r}) + \frac{1}{2}\, l_i(\hat{r}) - 1) cos\hat{\theta}] \tag{2.10}$$

Man muß dafür nur noch aus den gegebenen Koordinaten eines Punktes (r,θ bzw. x,z) die Koordinaten auf der zugehörigen magnetischen Fläche $(\hat{r}, \hat{\theta})$ berechnen.

Bei dieser Transformation geht im wesentlichen die Verschiebung $\Delta(\hat{\rho})$ der magnetischen Fläche gegen das Plasmazentrum ein und für diese gilt:

$$\Delta(\hat{\rho}) = \Delta_0 \cdot f(\hat{\rho}) \tag{2.11}$$

mit folgenden Näherungen für

$$\Delta_0 = \frac{a^2}{2\,R_0} \cdot (\beta_p(a)\,\frac{\nu}{\nu+1} + 0.27 + 0.065\,\nu) \tag{2.12}$$

$$\text{und} \qquad f(\hat{\rho}) = \frac{3}{2}\,(1-\hat{\rho}^2) \cdot \frac{(2-\hat{\rho}^2)}{3\,(1-\hat{\rho}^2)+\hat{\rho}^4} \tag{2.13}$$

$\hat{r}$ ist nun gegeben durch die Gleichung

$$\hat{r}^2 = z^2 + [x - \Delta_0\, f(\frac{\hat{r}}{a})]^2 \tag{2.14}$$

Da aber gilt $\Delta_0 << a$, bietet sich hier ein iteratives Verfahren an, bei dem man mit $\hat{r} = r$ startet.

In Abb. 2.4 ist das Poloidalfeld dargestellt, wie es sich als einfaches Modellfeld nach Gl.(2.5) ergibt, bzw. als analytisches Gleichgewichtsfeld nach Gl.(2.10)

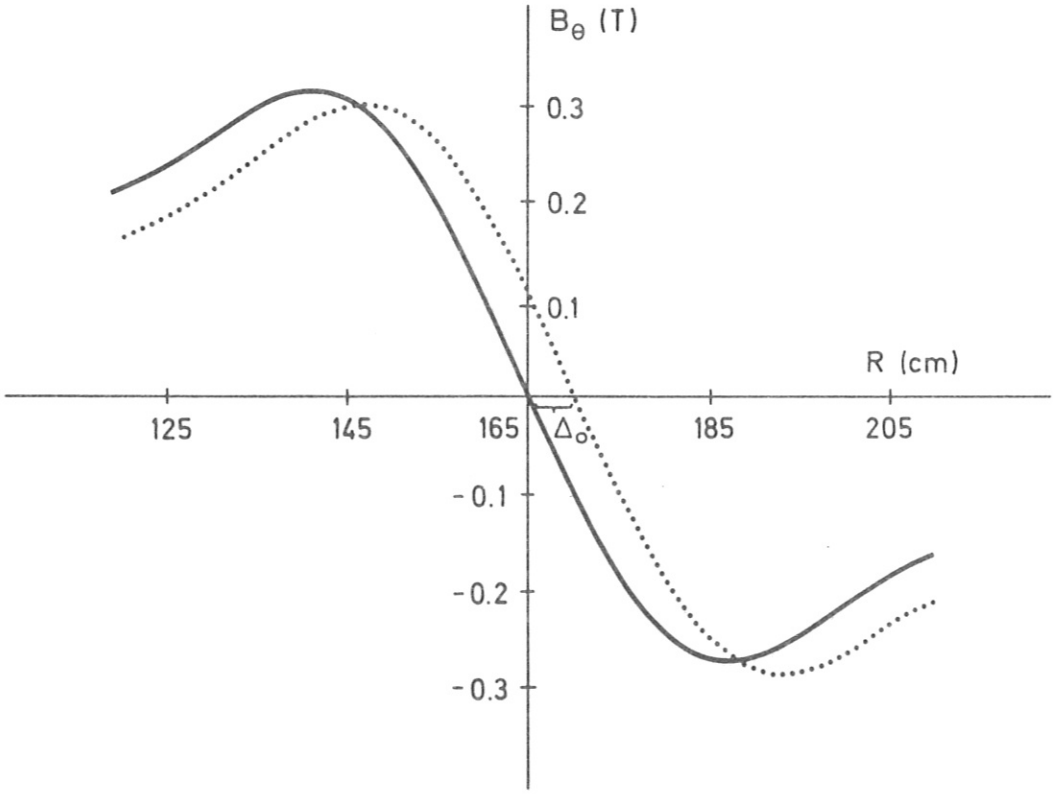


Abb. 2.4 : Poloidalfeld $B_\theta(r)$ (für z=0) bei einem Plasmastrom von $I_p = 400kA$, $j(r) \sim (1-\rho^2)^3$. Die durchgezogene Kurve stellt das Modellfeld nach Gl. (2.5) dar, die gepunktete Kurve das analytische Gleichgewichtsfeld aus Gl. (2.10) mit β_p (a) = 0.8. Das ergibt eine Shafranov–Verschiebung Δ_0 = 5.2 cm.

Ähnliche analytische Modelle zur Berechnung der Poloidalfeldes gibt es auch für D–förmige Plasmaquerschnitte, wie zum Beispiel bei JET [2.7].

Will man von dieser Beschränkung auf die einfachen Stromprofile abgehen, gibt es nur die Möglichkeit, aus gemessenen Werten des magnetischen Flusses numerische Gleichgewichskonfigurationen für den magnetischen Fluß Ψ zu berechnen, aus dessen Ableitungen sich dann das Magnetfeld ergibt.

Ein zusätzliches Problem bei ASDEX ist das poloidale Magnetfeld der Divertorspulen. Der Divertor besteht aus mehreren Spulen, deren Ströme sich aufheben, so daß er also ohne Nettostrom betrieben wird. Dadurch ist das Divertorfeld ein Multipolfeld, dessen Fernfeld sehr rasch abfällt. Trotzdem spielt es hier eine wichtige Rolle, da es im Bereich des Detektors nicht vernachlässigt werden kann. Die Berechnung des Magnetfeldes eines solchen Kreisleiters ist nur numerisch durchführbar.

2.1.2. Teilchenbewegung im Tokamak

Wir betrachten hier die Bewegungen geladener Teilchen im Magnetfeld, die allein durch die Lorentz–Kraft

$$\vec{F} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \tag{2.15}$$

bestimmt werden. Stöße mit anderen Plasmateilchen werden vernachlässigt, ebenso Diffusion und Energieverluste durch Wärmeleitung.

Die Bewegung geladener Teilchen in einem Tokamak setzt sich im wesentlichen aus drei Anteilen zusammen:

1.) Die Geschwindigkeitskomponente $v_\perp$ senkrecht zum Magnetfeld bewirkt über die Lorentzkraft eine Gyration (Kreisbewegung) in der Ebene senkrecht zu $\vec{B}$ mit der Zyklotronkreisfrequenz (oder Larmorfrequenz)

$$\omega_c = \frac{q \cdot B}{m} \tag{2.16}$$

Dabei ist q der Betrag der Teilchenladung, da ω positiv sein soll. Das Vorzeichen der Ladung bestimmt nur den Drehsinn der Rotation. Für ein Magnetfeld von 1 T ist die Zyklotronfrequenz für Elektronen $\nu_{ce} = 28.0$ GHz, für Protonen $\nu_{ci} = 15.3$ MHz. Diese Kreisbewegung hat den Larmorradius

$$r_L = \frac{v_\perp \cdot m}{q \cdot B} \tag{2.17}$$

Für einen typischen Wert des Magnetfelds in ASDEX von 2.2 T haben die Plasmateilchen sehr kleine Larmorradien (Bei 2 keV: Elektronen 68 μm, Protonen 3 mm und Deuteronen 4 mm). Der größte Larmorradius (für $v_{||} = 0$) der Fusionsprodukte ist dagegen sehr groß. Weil die 3.02 MeV Protonen und die 1.01 MeV Tritonen den gleichen Impuls haben, beträgt er für beide 11.4 cm und für das .82 MeV ^{3}He beträgt er 5.1 cm. Die 3.52 MeV α-Teilchen haben einen Larmorradius von 12.3 cm und für die 14.68 MeV Protonen beträgt der Larmorradius 25.2 cm.

Da die Larmorgyration ein sehr hochfrequenter Vorgang ist und die Larmorradien im allgemeinen sehr klein gegen die Plasmadimensionen sind, betrachtet man oft nicht die volle Teilchenbewegung, sondern nur die Bewegung des Mittelpunktes der Gyration, des sogenannten Führungszentrums (guiding-center).

2.) Die Geschwindigkeitskomponente $v_{||}$ parallel zu $\vec{B}$ führt dazu, daß das Teilchen spiralförmig längs der Feldlinie gyriert. Das heißt, das guiding-center bewegt sich im wesentlichen längs der Feldlinie. Dabei hat es in der Projektion auf die Poloidalebene die Geschwindigkeit

$$v_\theta \simeq v_{||} \cdot B_\theta / B_\phi \tag{2.18}$$

3.) In toroidalen Anordnungen, deren Magnetfeld mit 1/R abfällt, entsteht durch den Feldgradienten und durch die Zentrifugalkraft eine nach oben (bzw. unten) gerichtete Bewegung des guiding center mit der Driftgeschwindigkeit [2.8]

$$\vec{v}_D = \frac{m}{q} \cdot \left(v_{||}^2 + \frac{1}{2} v_\perp^2 \right) \cdot \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{R^2 B^2} \tag{2.19}$$

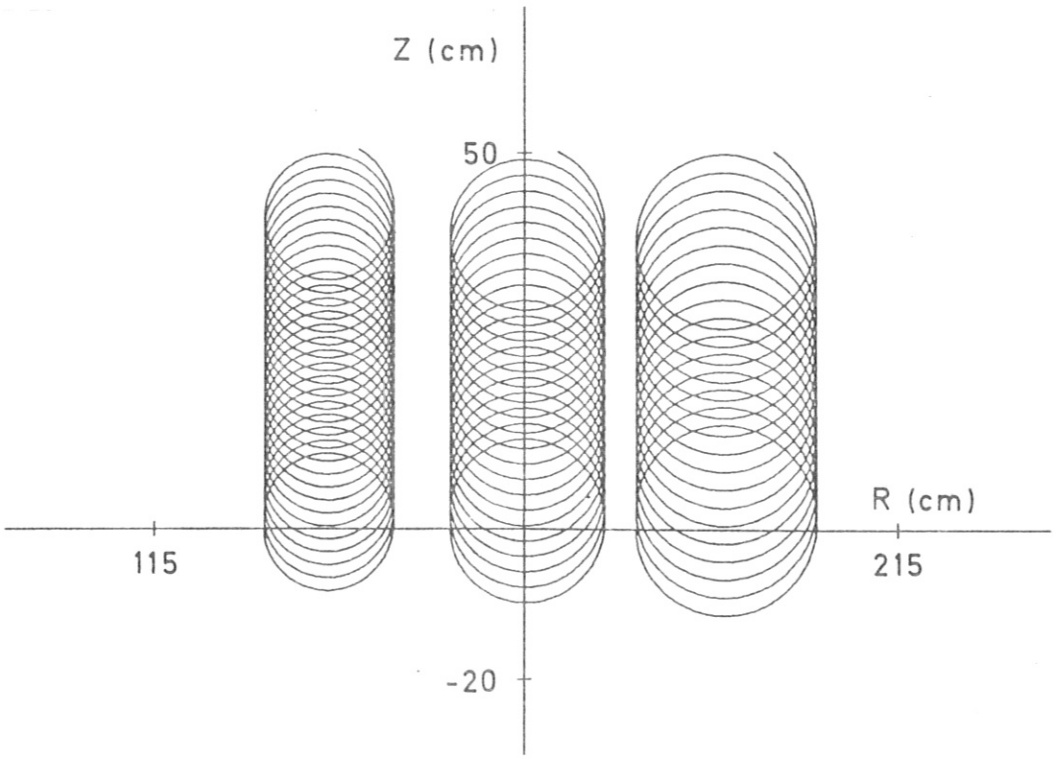


Abb. 2.5 : Bahnen von 3.02 MeV Protonen in der Projektion auf die Poloidalebene (R–z–Ebene). Die Protonen driften in einem reinen Toroidalfeld $B_\phi[T] = 2.8 \cdot R_0/R$, $B_R = B_z = 0$ (Start bei R = 130, 155, 180 cm nach unten ($v_\phi = v_R = 0$)). Da der Larmorradius $r_L \sim 1/B$, steigt r_L mit dem Radius. Für das mittlere Proton ist $\nu_{ci} = 37.0$ MHz, $\vec{v}_D = 7.57 \cdot 10^7$ cm/s. Damit wird sein guiding center pro Gyration um 2.0 cm versetzt, und bis zum Verlassen des Plasmas macht es $\simeq$ 20 Gyrationen.

In Abb. 2.5 sieht man die Projektionen dreier Teilchenbahnen auf die Poloidalebene. Dabei handelt es sich um 3.02 MeV Protonen, die an verschiedenen Radien nach unten ($v_\phi = v_R = 0$) starten und die in einem reinen 1/R–Feld nach oben driften. Man erkennt gut, daß mit sinkendem Magnetfeld der Larmorradius steigt. In Abb. 2.6 sind dieselben Teilchen dargestellt, aber diesmal in einem kompletten Tokamakfeld, also Toroidal– und Poloidalfeld.

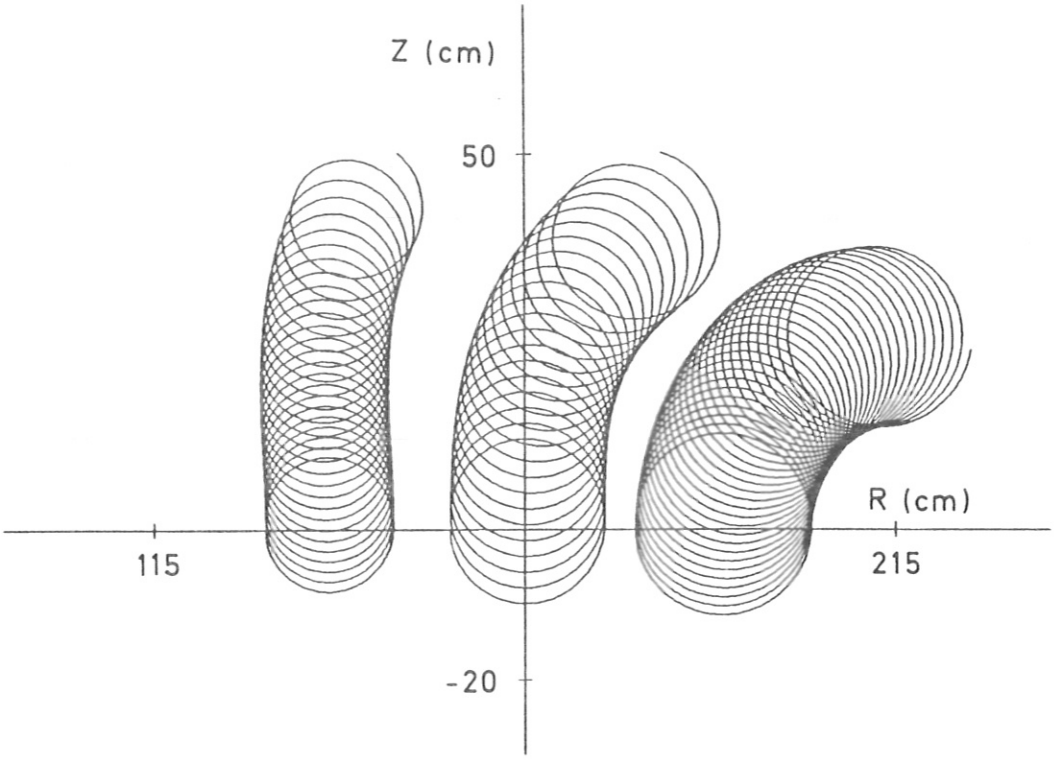


Abb. 2.6 : Bahnen derselben Protonen wie in Abb. 2.5, aber mit zusätzlichem Poloidalfeld. B_θ ist das Gleichgewichtsfeld, wie es in Abb. 2.4 abgebildet ist (gestrichelte Kurve). Außerdem ist das ASDEX–Divertorfeld überlagert. Durch das Poloidalfeld bekommen die Protonen hier eine toroidale Geschwindigkeitskomponente $v_\phi \neq 0$, und somit tritt nach Gl 2.18 auch eine poloidale Drift auf, die bei dieser Startrichtung der Protonen allerdings sehr gering ist.

Die charakteristischen Parameter einer Teilchenbahn sind der Larmorradius r_L und das Verhältnis der Driftgeschwindigkeiten v_D/v_θ. Beides, r_L und v_D/v_θ ist im wesentlichen proportional zum Impuls des betrachteten Teilchens. Daraus folgt, daß die Protonen und die Tritonen, die wegen des Impulssatzes den gleichen Impulsbetrag haben[1], auch die gleiche Bahn durchlaufen. Der einzige Unterschied ist die Geschwindigkeit für das Durchlaufen dieser Bahn, die für die Protonen einen Faktor 3 höher ist.

[1]Strenggenommen ist der Impuls der beiden Teilchen nur im Schwerpunktssystem gleich, aber bei nicht zu hoher Schwerpunktsgeschwindigkeit $\vec{v}_s$, oder wenn die Teilchen ungefähr senkrecht zu $\vec{v}_s$ emittiert werden, sind die Impulse auch im Laborsystem in erster Näherung gleich.

Wie man bereits in der Gleichung für die Lorentzkraft (Gl.2.15) sieht, hängt die Kraft auf ein Teilchen, und damit seine Bahn, nicht nur vom Betrag der Geschwindigkeit v, sondern insbesondere von deren Aufteilung auf die Richtungen parallel und senkrecht zu $\vec{B}$ ab. Man definiert deshalb den sogenannten Steigungswinkel (pitch angle) φ zwischen der Geschwindigkeit $\vec{v}$ und der ϕ–Achse. φ ist also eigentlich der Winkel zwischen $\vec{v}$ und $\vec{B}_\phi$, da aber $B_\phi >> B_\theta$, ist $\vec{B} \simeq \vec{B}_\phi$ und

$$v_\perp = v \cdot sin\varphi \qquad\qquad v_{||} = v \cdot cos\varphi \tag{2.20}$$

Allerdings wird die Bahn nicht nur von φ beeinflusst, sondern auch von dem Poloidalwinkel Θ, den $\vec{v}_\perp$ mit der R–Achse bildet, und mit dem sich über

$$v_R = v_\perp \cdot cos\Theta \qquad\qquad v_z = v_\perp \cdot sin\Theta \tag{2.21}$$

die kartesischen Geschwindigkeitskomponenten ergeben. Den Einfluß von Θ auf die Teilchenbahn sieht man in Abb. 2.7, wo zwei 3.02 MeV Protonen (bzw. 1.01 MeV Tritonen) mit $\varphi = 90^0$ und $\Theta = 0^0$, bzw. 90^0 starten. Dabei legt Θ einfach den Startpunkt des guiding centers fest, der sich hier um den Larmorradius r_L unterscheidet, und eine Versetzung der beiden Bahnen um r_L in R–Richtung bewirkt,

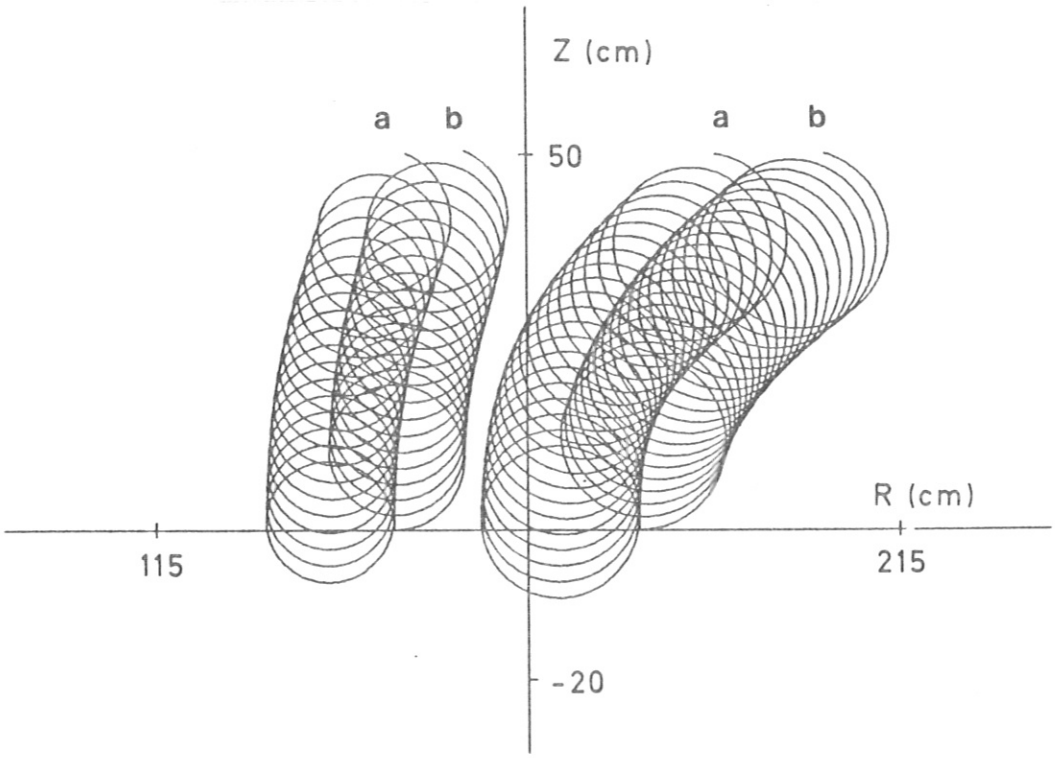


Abb. 2.7 : Bahnen von 3.02 MeV Protonen in der Projektion auf die Poloidalebene (R–z–Ebene). Die Protonen starten bei R= 147, 180 cm nach oben ($v_\phi = v_R = 0$, Spur a), bzw. nach rechts ($v_\phi = v_z = 0$, Spur b). Die Bahnen sind deshalb in R–Richtung um einen Larmorradius r_L = 9.2 cm, bzw. 11.3 cm gegeneinander versetzt. Das Magnetfeld ist dasselbe wie in Abb. 2.6 (I_p = 420 kA, B_ϕ = 2.4 T).

die die Bahnen aber qualitativ nicht verändert. Der Winkel Θ wird deshalb oft nicht betrachtet, weil er insbesondere bei kleinen Larmorradien keine Rolle spielt.

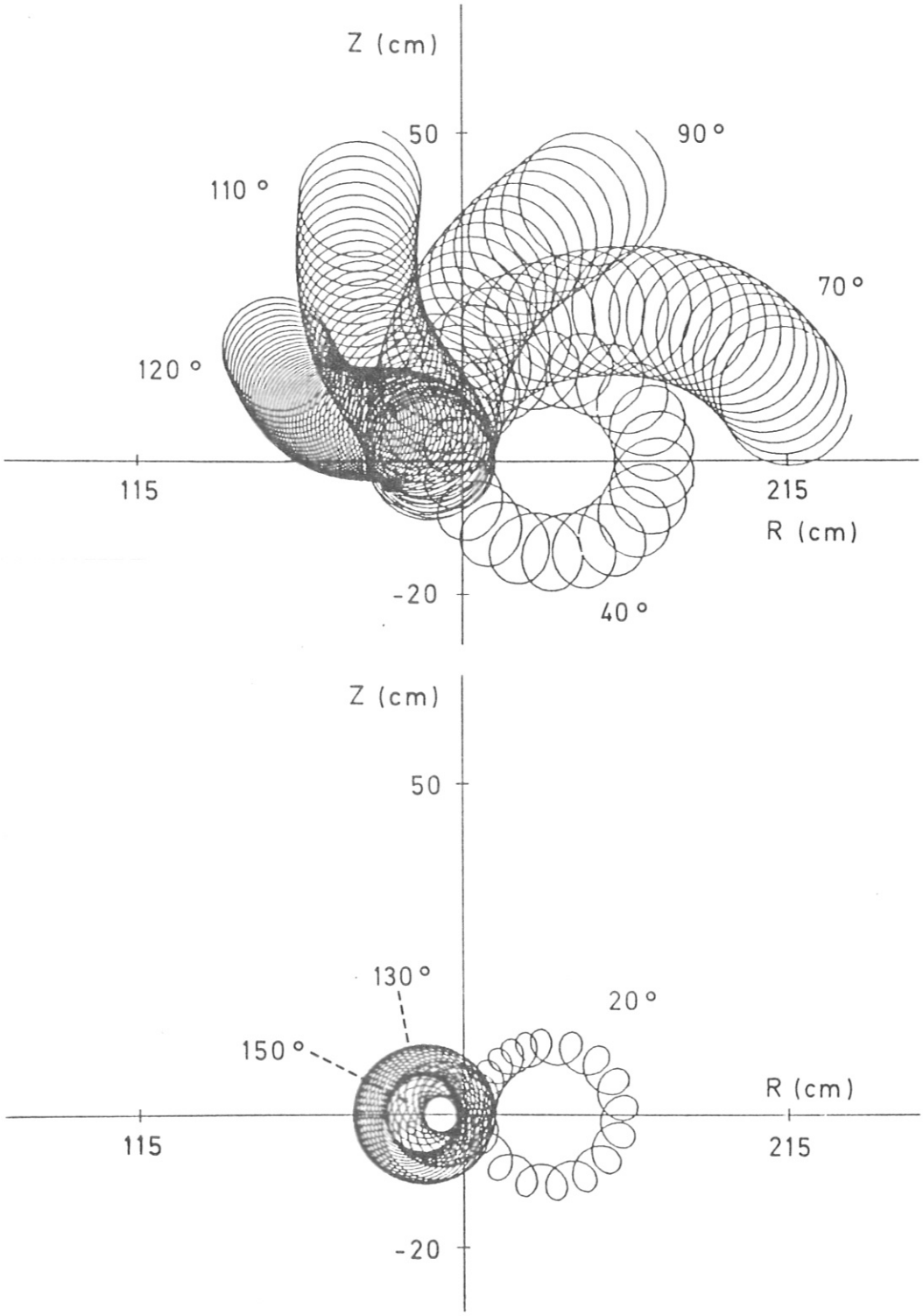


Abb. 2.8 : Bahnen von 3.02 MeV Protonen für verschiedene Werte des Steigungswinkels φ. Das Proton startet jeweils bei $R = 170$ cm, $z = 0$ cm mit $v_R = 0$ in einem Magnetfeld wie in Abb. 2.6. Mit steigender $v_\perp$-Komponente wächst der Larmorradius, und auch der Einfluß des Toroidalfeldes auf die Bahn, der sich in steigendem Einfluß der Gradientendrift bemerkbar macht.

Außerdem wird eigentlich bei allen im Plasma auftretenden Effekten Symmetrie um das Magnetfeld (das heißt im wesentlichen um die ϕ–Achse) angenommen, so daß Θ keine interessante Variable ist.

Der Einfluß des Steigungswinkels φ auf die Teilchenbahn ist in Abb. 2.8 zu sehen, wo für ein 3.02 MeV Proton die Bahn für verschiedene Werte von φ dargestellt ist.

2.1.3. Numerische Teilchenbahn–Rechnungen

Um die Bahn eines geladenen Teilchens mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$, ausgehend vom Ort $\vec{r}$, im Tokamak zu berechnen, gibt es nun zwei Möglichkeiten.

Erstens kann man die volle Bewegungsgleichung mit der Lorentzkraft (2.15) lösen und so die komplette Bahn inklusive der Gyration berechnen. Diese numerische Integration der Differentialgleichung ist physikalisch exakt und die Genauigkeit hängt im wesentlichen von der Genauigkeit ab, mit der man die Felder kennt. Allerdings ist dieses Verfahren relativ zeitaufwendig.

Die zweite Möglichkeit zur Bahnberechnung ist eine Näherung für räumlich nicht zu stark variierende Felder [2.9]. Ausgehend von der Tatsache, daß das magnetische Moment

$$\mu = \frac{m\, v_\perp^2}{2\, B} \tag{2.22}$$

in allen axialsymmetrischen Feldern über die Bewegung konstant bleibt, ist es möglich, die Bewegungsgleichung für das guiding–center nach r_L/L_B zu entwikkeln. Dabei ist L_B die Länge, über die sich das Magnetfeld ändert. In einem Tokamak, in dem das Magnetfeld hauptsächlich durch das Toroidalfeld bestimmt ist ist $L_B = B/\nabla B \approx R_0$. Die Bedingung für die Anwendbarkeit dieser guiding–center–Näherung ist $r_L/L_B < 0.2$. Für die geladenen Fusionsprodukte in ASDEX gilt diese Näherung also sehr gut, aber sie liefert natürlich keine Aussage über die genaue Phasenlage während der Gyration, das heißt über den genauen Ort und die Geschwindigkeitskomponenten des Teilchens. Die guiding–center–Näherung bietet sich also an für Übersichtsrechnungen und bei Fällen, wo viele Bahnen gerechnet werden müssen.

Die Berechnungen der Bahnen geladener Teilchen in ASDEX erfolgen auf der CRAY des IPP–Rechenzentrums, und zwar mit einem Programm, das auf dem GOURDON–Code basiert, der 1966 in Fontenay-aux-Roses/Frankreich entwickelt wurde.

Dieses Programm bietet für unsere Zwecke zwei verschiedene Möglichkeiten an, um Magnetfelder zu berechnen.

1) **Fadenströme:** Es kann mit Reihenentwicklungen numerisch das Magnetfeld eines kreisförmigen Fadenstromes um die z–Achse berechnen. Diese Darstellung ist nur ausserhalb des Leiters eine sinnvolle Näherung und bietet sich deshalb für die Berechnung der Felder der Divertorspulen an.

2) **analytische Felder:** Dabei wird das Toroidalfeld in der axialsymmetrischen Form nach Gl.(2.1) berechnet. Für das Poloidalfeld gibt es zwei Möglichkeiten : Man kann entweder das Poloidalfeld in der einfachen Näherung nach Gl.(2.5) benutzen, oder das analytische Gleichgewichtsfeld nach Gl.(2.10) berechnen.

Unter Verwendung der so konstruierten Magnetfelder bietet der GOURDON–Code verschiedene Routinen an, mit denen sich Teilchenbahnen (siehe Abb. 2.5–2.8), guiding–center–Bahnen, oder – durch Verfolgung von Magnetfeldlinien – poloidale Schnitte der magnetischen Flächen berechnen lassen.

Die Routinen des GOURDON–Codes eignen sich sehr gut, um das Verhalten einzelner, im Plasma startender Teilchen zu berechnen. Ein Problem bei der Diagnostik geladener Teilchen im Tokamak ist jedoch, daß man, ausgehend von einem Detektorort und einer festen Kollimatorrichtung, feststellen muß, welche Teilchen, charakterisiert durch $\vec{r}$ und $\vec{v}$ bei ihrer Entstehung, den Detektor erreichen können.

Da die Zeit, die die Fusionsprodukte in ASDEX benötigen, um das Plasma zu verlassen, ungefähr 10^4 mal kürzer ist als die Stoßzeit, kann man den Einfluß von Stössen vernachlässigen, und die Teilchenbewegung wird nur von der Lorentzkraft bestimmt. Damit ist die Bewegungsgleichung also hamiltonisch und nach dem Satz von Liouville bleibt der Phasenraum bei dieser Bewegung im Magnetfeld erhalten. Die Phasenraumverteilung der gemessenen Teilchen am Detektor ist also eine eindeutige Abbildung eines Teils des Phasenraumes im Plasma. Da es hierfür aber keine einfache Abbildungsvorschrift gibt, muß die Rücktransformation numerisch durchgeführt werden.

Man muß also die Bahnen rückwärts, vom Detektor ins Plasma hinein, rechnen. Dies geschieht am einfachsten, indem man die Vorzeichen der Ladung q und der Geschwindigkeit $\vec{v}$ umkehrt, wodurch die Lorentzkraft (Gl. 2.15) erhalten bleibt. Eine solche rückwärts gerechnete Bahn ist praktisch eine Sichtlinie des Detektors in das Plasma hinein. Alle Teilchen, die (mit der Energie, für die die Bahn gerechnet ist) auf dieser – gekrümmten – Sichtlinie entstehen, und mit einer Geschwindigkeit $\vec{v}$ starten, die parallel zur Tangente an die Bahn ist, erreichen den Detektor. Jeder berechnete Punkt dieser Sichtlinie kennzeichnet einen Punkt im 6–dimensionalen Phasenraum $(r, \phi, z, v, \varphi, \Theta)$ der Teilchen, der auf den Detektor abgebildet wird. Dieser 6–dimensionale Phasenraum vereinfacht sich sehr stark, da wir Axialsymmetrie annehmen und die Plasmaeigenschaften, die die Fusionsreaktionen bestimmen, in erster Näherung auf den magnetischen Flußflächen als konstant annehmen. Damit bleibt $\hat{r}$, der Radius der Flußfläche als einzige Ortsvariable übrig. Da die Geschwindigkeit – als Eingabeparameter – bekannt ist, und meistens Symmetrie um die ϕ–Achse angenommen wird – der Winkel Θ also keine Rolle spielt – bleibt schließlich ein 2–dimensionaler Phasenraum übrig, in dem die Koordinaten $\hat{r}$ und φ die Teilchen charakterisieren.

Um den kompletten, auf den Detektor abgebildeten Teil des Phasenraumes zu erfassen, müssen diese Sichtlinien noch über die Detektorfläche und den

Öffnungswinkel des Kollimators integriert werden. Da die Detektorfläche sehr klein gegen die Plasmadimensionen ist, und somit die Variation von Bahnen, die an verschiedenen Stellen des Detektors auftreffen, zu vernachlässigen ist, kann diese Integration separiert werden. Es müssen jedoch verschiedene Bahnen, verteilt über den Öffnungswinkel $d\Omega$ des Kollimators, betrachtet werden, die mit der Transmission $T(\xi)$ gewichtet werden, da die effektive Detektorfläche vom Winkel ξ zwischen Kollimatorachse und Teilchenbahn abhängt, wie es von Heidbrink ausführlich diskutiert wurde [1.31].

Ein wichtiger Punkt bei der Auswertung von Flußmessungen der geladenen Fusionsprodukte ist die Frage, welcher Bruchteil ϵ der im gesamten Plasma emittierten Teilchen den Detektor erreicht. Der Gesamtfluß der vom Plasma emittierten Teilchen F_P ergibt sich dann aus dem gemessenen Fluß auf den Detektor F_D als

$$F_P = \epsilon^{-1} \cdot F_D \tag{2.23}$$

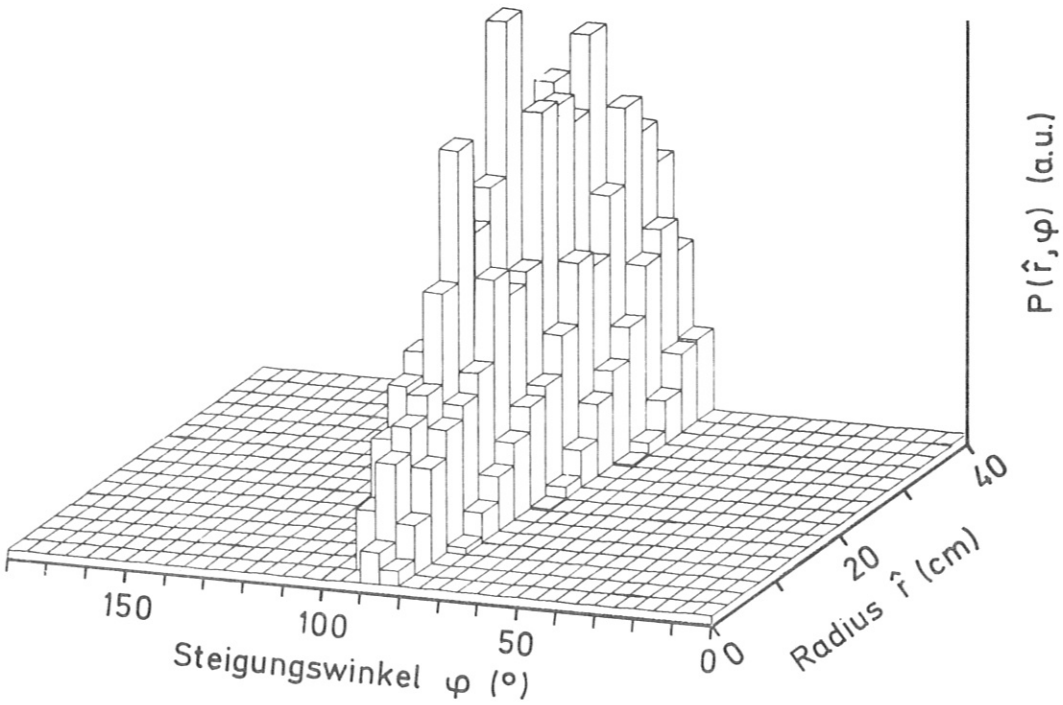
Die Berechnung dieser Ausbeute ϵ wurde bereits in zwei Arbeiten in Princeton [1.31, 2.10] ausführlich behandelt. Aus Betrachtungen zur Transformation des Phasenraumes – ähnlich wie oben – ergab sich die Ausbeute als

$$\epsilon = \frac{A \int\int S(r)\ dl\ T(\xi)\ d\Omega}{4\pi \int S\ dV} \tag{2.24}$$

Dabei ist $S(r)$ das Emissionsprofil (Fusionsratendichte) und $T(\xi)$ die Transmission des Kollimators als Funktion des Winkels ξ zwischen Kollimatorachse und Teilchenbahn. $\int S(r)\ dl$ bedeutet Integration längs einer Bahn durch das ganze Plasma. Die Fusionsrate ist proportional zu $n_e^2 \cdot < \sigma v >$, und da $< \sigma v >$, der über eine Maxwellverteilung gemittelte Reaktionsparameter, von der Temperatur abhängt, müssen für die Berechnung von $S(r)$ Annahmen über das Dichte- und Temperaturprofil getroffen werden.

Die Berechnung von ϵ erfolgt, zusammen mit der Rücktransformation des Phasenraums, in einer für den GOURDON–Code neu geschriebenen Routine auf die Art, daß über den Öffnungswinkel des Kollimators verteilt, und mit $T(\xi)$ gewichtet, mehrere Bahnen durch das Plasma gerechnet werden, längs derer dann über S aufintegriert wird. Da bei Ionentemperaturen T_i im Bereich von 1-2 keV $< \sigma v >$ ungefähr proportional zu T_i^5 ist, und sowohl für die Dichte als auch für die Ionentemperatur Profile $\simeq (1 - (r/a)^2)$ angenommen werden, wird für die Berechnung von ϵ ein Radialprofil $S(r) \simeq (1 - (r/a)^2)^7$ verwendet. Dies ist eine relativ grobe Näherung, die auch nur bei Entladungen mit ohmscher Heizung und Neutralinjektion mit Wasserstoff in Deuteriumentladungen sinnvoll ist. Speziell bei Hochfrequenzheizungen, wo das Depositionsprofil unbekannt ist, darf diese Näherung nicht benutzt werden.

Gleichzeitig speichert diese Routine für jeden dabei berechneten Punkt (gewichtet mit der Transmission seiner Bahn) seine Koordinaten im Phasenraum, den



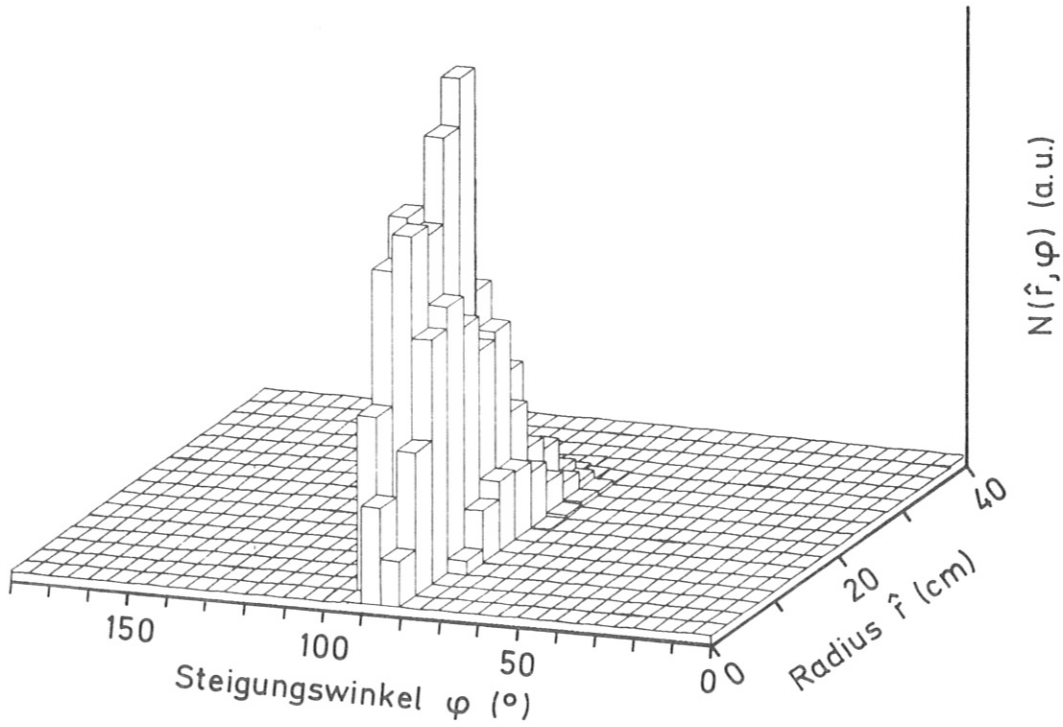


Abb. 2.9 : Ergebnis einer Phasenraumtransformation für eine ASDEX-Entladung ($I_p = 430\ kA$, $B_\phi = 2.7\ T$, $\beta_p = 0.4$). Die Detektorposition ist $R = 204$ cm, $z = 42.2$ cm mit einem Steigungswinkel φ der Kollimatorachse von 70^0 und einem Poloidalwinkel $\Theta = 126^0$. Oben ist die Nachweiswahrscheinlichkeit $P(\hat{r}, \varphi)$ dargestellt, unten die effektive Messwahrscheinlichkeit $N(\hat{r}, \varphi)$, die sich daraus mit einem Emissionsprofil $S(r) \sim (1 - (r/a)^2)^7$ ergibt.

Flußflächen-Radius $\hat{r}$ und den Steigungswinkel φ der Bahn in einer Matrix ab. Diese Verteilung $P(\hat{r},\varphi)$ (Abb. 2.9 a) gibt dann eine relative Nachweiswahrscheinlichkeit an, mit der ein Teilchen mit den Startparametern $\hat{r}$ und φ den Detektor erreicht. Die Wahrscheinlichkeit $N(\hat{r},\varphi)$(Abb. 2.9 b), ein solches Teilchen wirklich zu messen, ist das Produkt aus $P(\hat{r},\varphi)$ und dem Emissionsprofil $S(r)$.

Bei der Betrachtung radialer Profile ist man an der Abhängigkeit vom Steigungswinkel φ häufig nicht interessiert, so daß man dort besser die über φ summierten Verteilungen $\hat{P}(\hat{r})$ und $\hat{N}(\hat{r})$ benutzt.

2.1.4. Abbildung im Magnetfeld

Wie im letzten Abschnitt diskutiert wurde, bildet das Magnetfeld den Phasenraum der geladenen Fusionsprodukte im Plasma auf den Raum der Detektorparameter (Detektorort und Kollimatorrichtung) ab. Es soll nun diskutiert werden, inwieweit sich daraus die Möglichkeit ergibt, bei der Messung geladener Fusionsprodukte Informationen über die räumliche Verteilung von Plasmaparametern wie Ionentemperatur oder Fusionsrate zu bekommen. Grundlegende Überlegungen zu dieser Abbildung und den daraus resultierenden Möglichkeiten zur Messung radialer Profile werden in diesem Abschnitt geschildert, die Situation an ASDEX und die dort realisierbaren Möglichkeiten im Abschnitt 2.1.5.

Für die Abbildung der geladenen Fusionsprodukte durch das Magnetfeld gibt es keine einfache Abbildungsvorschrift, und sie kann im Einzelfall nur numerisch berechnet werden. Einige allgemeine Eigenschaften der Abbildung sollen hier aber kurz diskutiert werden. Für diese Überlegungen sollen Detektororte betrachtet werden, die konstanten Abstand vom Plasmazentrum haben, die also auf einem Kreis liegen. Diese Orte mit den Koordinaten (x_D, z_D) können dann einfach durch den Poloidalwinkel θ_D ($\tan\theta_D = z_D/x_D$) beschrieben werden (siehe Abb. 2.1).

In Abb. 2.8, wo Protonen von einem Ort unter verschiedenen Steigungswinkeln starten, sehen wir, daß Teilchen mit sehr kleinem und sehr großem Steigungswinkel φ eingeschlossen werden. Bei den Teilchen, die das Plasma verlassen, steigt mit dem Steigungswinkel φ auch der Poloidalwinkel des Nachweisortes. Aus Abb. 2.7 wird deutlich, daß bei gleichem Steigungswinkel, aber unterschiedlichem Poloidalwinkel Θ der Startrichtung (siehe Gl.(2.21)), die Teilchen mit dem kleineren Θ auch bei kleinerem Poloidalwinkel θ_D den Detektor erreichen. Bei Teilchen, die mit identischer Richtung, aber bei verschieden großen Radien R starten (Abb. 2.6), ist es so, daß mit steigendem R der Poloidalwinkel θ_D des Detektors steigen muß.

Der Steigungswinkel eines Ions beim Start im Plasma, und der entsprechende Steigungswinkel des Kollimators sind durch die Konstanz des magnetischen Moments (Gl. 2.22) verknüpft. Da das Magnetfeld im Tokamak ungefähr mit 1/R geht, muß das Produkt $v_\perp^2 \cdot R^2$ konstant sein. Wenn Ionen auf ihrer Bahn keine große

Exkursion in R haben, ändert sich $v_\perp$ nur wenig, und somit bleibt bei konstanter Energie auch das Verhältnis $v_\perp/v_\parallel$ ungefähr konstant (vergleiche in Abb. 2.7 die Bahnen ab R = 147 cm). Bei großen Änderungen in R, wie in Abb. 2.8 bei der Bahn mit $\varphi = 70^0$, ändert sich auch der Steigungswinkel der Teilchenbahn.

Die relativ geringste Änderung des Steigungswinkels, und damit die einfachsten Verhältnisse liegen, wie man in Abb. 2.8 sieht, bei Teilchen vor, die mit Steigungswinkeln von $\approx 90^0$ im Plasma starten. Dieser Steigungswinkel hat für die Diagnostik geladener Fusionsprodukte auch den Vorteil, daß die Teilchenbahnen am wenigsten vom Poloidalfeld beeinflußt werden, man also von der Ungenauigkeit der in Kap. 2.1.1 beschriebenen Modelle und von unterschiedlichen Plasmaparametern am wenigsten gestört wird. Außerdem wirken sich bei diesen Teilchen toroidale Effekte, wie Plasmarotation und beam–target Reaktionen durch tangentiale Neutralinjektion am wenigsten aus. Um also mit diesen in der Poloidalebene startenden, Teilchen Emissionsprofile zu untersuchen benötigt man mehrere Detektoren an verschiedenen Orten, deren Kollimatoren alle ungefähr in der Poloidalebene liegen, wie dies an PLT mit 7 Detektoren gemacht wurde [1.31, 2.11].

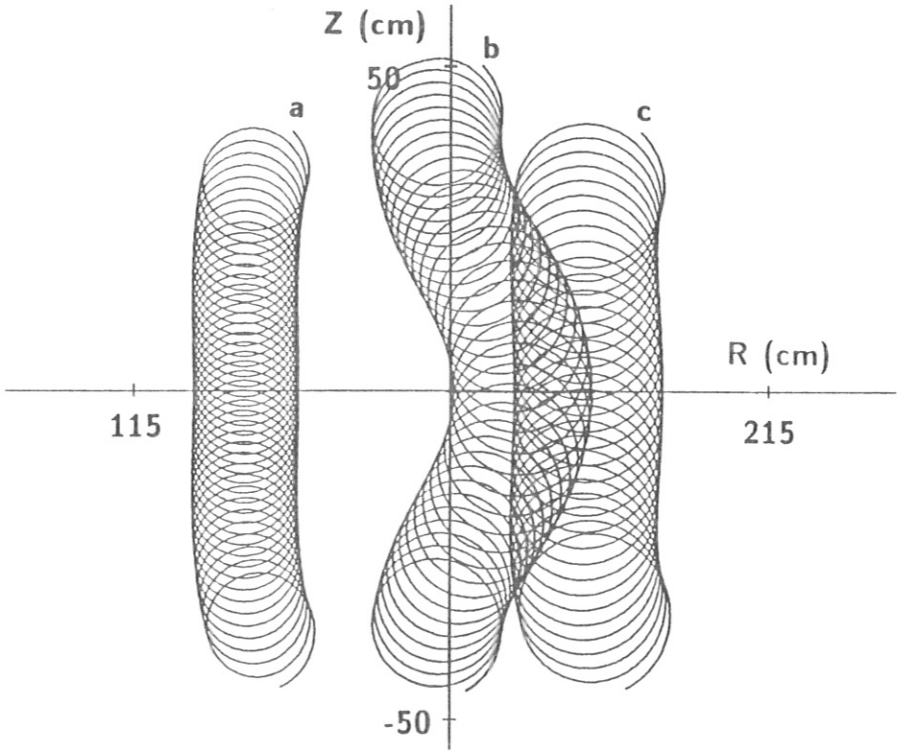


Abb. 2.10 : Poloidale Projektion der zentralen Bahnen von Detektoren, deren Kollimatoren ungefähr in der Poloidalebene liegen ($\varphi_K = 70^0$, $\Theta_K = 126^0$). Die Parameter für das Magnetfeld waren $I_p = 420$ kA, $\nu = 3$, $\beta_p(a) = 0.8$, $R_0 = 165$ cm und $B_\phi(165) = 2.2$ T.

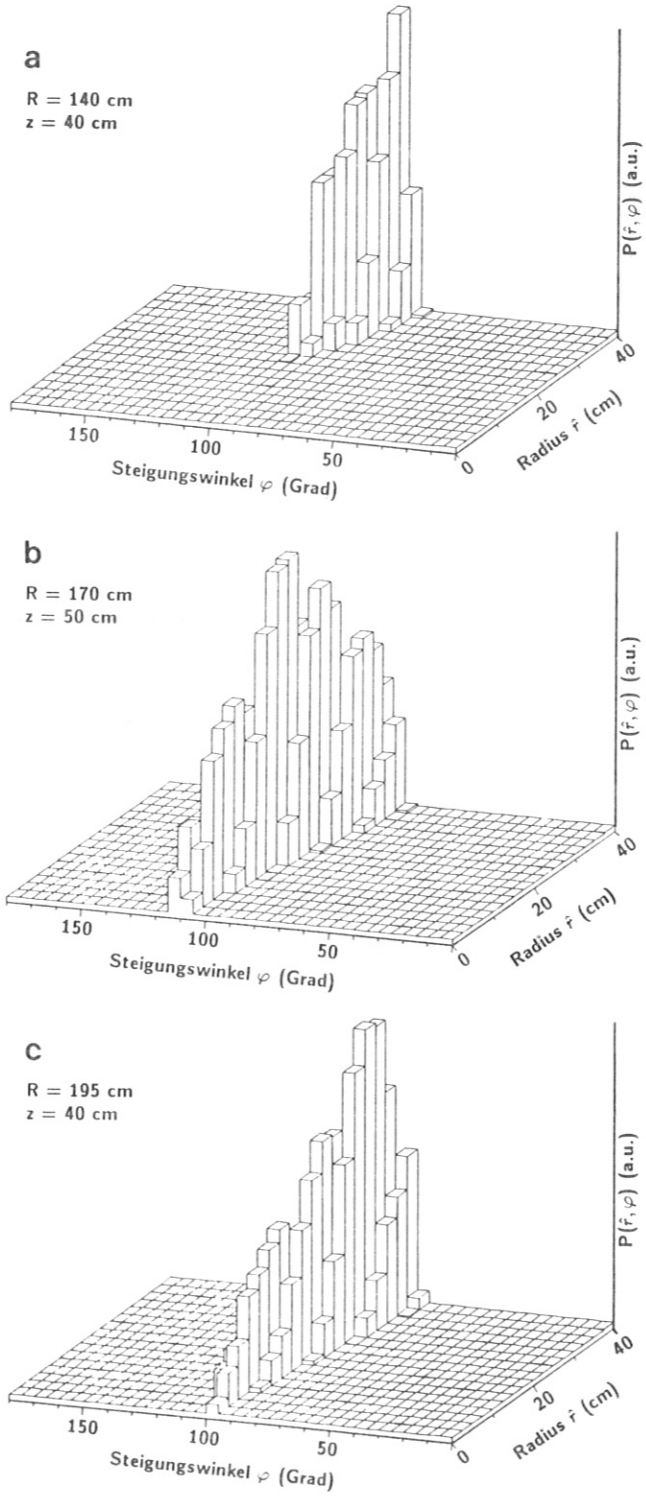


Abb. 2.11 : Die Nachweiswahrscheinlichkeiten im Phasenraum für die Detektoren aus Abb. 2.10. Die Kollimatoren haben hier eine Tiefe von 10 mm und einen Durchmesser von 2 mm.

Abb. 2.10 zeigt solche Trajektorien und Abb. 2.11 die zugehörigen Nachweiswahrscheinlichkeiten für eine entsprechende Konfiguration mit drei Detektoren an ASDEX. Wegen des Divertors steht der Raum oberhalb des Plasmas in ASDEX für Detektoren nicht zur Verfügung, so daß sich eine solche Konfiguration in der Praxis verbietet. Im übrigen erlauben drei Detektoren (wie hier im Beispiel) nur sehr beschränkte Aussagen. Um aus Messungen, die über eine (hier gekrümmte) Sichtlinie integriert sind, Ortsprofile bestimmen zu können (wie man dies bei optischen Messungen, wo die Sichtlinien einfache Geraden sind, mit der Abel–Inversion macht), braucht man möglichst viele Sichtlinien. Vom theoretischen Standpunkt aus wäre es für eine genaue Bestimmung des Emissionsprofils notwendig, den Fluß der geladenen Fusionsprodukte auf die Wand möglichst für alle Poloidalwinkel zu messen [1.26]. Dies bedeutet aber einen sehr hohen Aufwand und ist praktisch kaum zu realisieren.

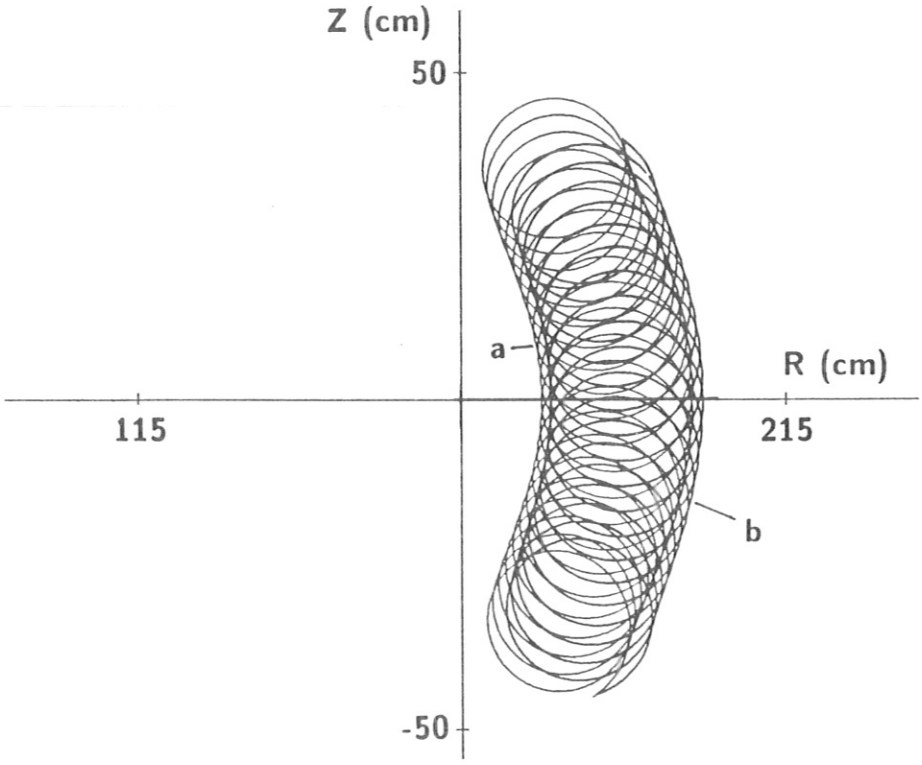


Abb. 2.12 : Poloidale Projektion der zentralen Bahnen zweier Detektoren, deren Kollimatoren in der Poloidalebene liegen und den gleichen Steigungswinkel $\varphi_K = 0^0$, aber verschiedene Poloidalwinkel haben. Bei Detektor "a" ist $\Theta_K = 106^0$ und von Detektor "b" beträgt $\Theta_K = 146^0$. Für diese Rechnungen wurde dasselbe Magnefeld benutzt wie in Abb. 2.10. Der Kollimator ist 10 mm tief und 2 mm breit.

Eine andere Möglichkeit um verschiedene Plasmabereiche zu untersuchen bietet sich, wenn man mehrere Detektoren an einem Ort hat, deren Kollimatoren identi-

sche Steigungswinkel aber unterschiedliche Poloidalwinkel Θ haben. In Abb. 2.12 sind die zentralen Sichtlinien zweier solcher Detektoren (für einen zumindest prinzipiell möglichen Ort) in ASDEX dargestellt. Die Ortsverteilungen $\hat{P}(\hat{r})$ beider Detektoren unterscheiden sich dabei vor allem im Plasmazentrum. Der Detektor "a" sieht zwei cm näher zur Plasmamitte hin. Dieser Unterschied ist nur gering, aber da das Emissionsprofil sehr schmal ist, reagiert der Teilchenfluß sehr empfindlich auf diese geringe Ortsdifferenz. Dieses Verfahren ist natürlich genauso gut für kleinere Steigungswinkel anwendbar, aber da dann – bei kleinerer $v_\perp$–Komponente und damit sinkendem Larmorradius – die Versetzung der Bahnen gegeneinander geringer wird, ist der Unterschied in der Ortsauflösung noch kleiner. Bei dieser Methode ist der zugängliche Teil des Plasmas allerdings stark beschränkt, aber sie bietet sich an, um lokale Gradienten zu messen.

Bei der ersten Methode benötigt man mehrere Detektoren an verschiedenen Orten im Gefäß , was den technischen Aufwand stark erhöht. Bei der zweiten Methode benötigt man zwar prinzipiell auch mehrere Detektoren, aber da diese an einem Ort sein sollen, bieten sich hier zum Beispiel ortsauflösende Halbleiterzähler oder Kernspurfolien an, die hinter einer Lochkamera die Teilchen aus verschiedenen Richtungen messen. Solche Messungen wurden an PLT zur Bestimmung des Depositionsprofils bei der Plasma–Heizung mit Ionenzyklotronwellen gemacht [2.12]. Da aber die Teilchenenergie bei der Messung mit Kernspurfolien nur sehr schwer bestimmt werden kann, muß die Energieselektion über den Larmorradius erfolgen. Es ist also außer der Lochblende noch eine weitere Begrenzung nötig, um die genaue Auftreffrichtung zu bestimmen.

2.1.5. Profilmessungen an ASDEX

Im Rahmen dieser Arbeit waren Messungen nur mit einem Detektor möglich. Dieser Detektor konnte an einem Manipulator längs der Manipulatorachse (die gestrichelte Linie in Abb. 2.13) verschoben werden. Die Manipulatorachse ist um 36^0 gegen die Äquatorialebene geneigt, und der Kollimator ist senkrecht zur Achse gerichtet, aber um 20^0 um die Achse aus der Poloidalebene herausgedreht, und zwar entgegen dem Toroidalfeld und dem Plasmastrom (in Abb. 3 also aus der Bildebene heraus). Die Kollimatorachse liegt also genau in der Richtung von Teilchen, die den Kollimatorort mit einem Steigungswinkel $\varphi_K = 70^0$ und einem Poloidalwinkel $\Theta_K = 126^0$ erreichen.

In Abb. 2.13 ist eine typische Protonenbahn eingezeichnet, und man sieht daß die Manipulatorachse sich relativ genau mit der Bahn des Führungszentrums deckt, so daß ein Verschieben des Detektors längs der Manipulatorachse eine kaum unterschiedliche Phasenraumwahrscheinlichkeit $P(\hat{r}, \varphi)$ zur Folge hat. Dies hat den Vorteil, daß der Detektor relativ weit ($\simeq$ 15 cm) vom Plasma entfernt sein kann, und dadurch der Einfluß der störenden Röntgenstrahlung etwas reduziert wird.

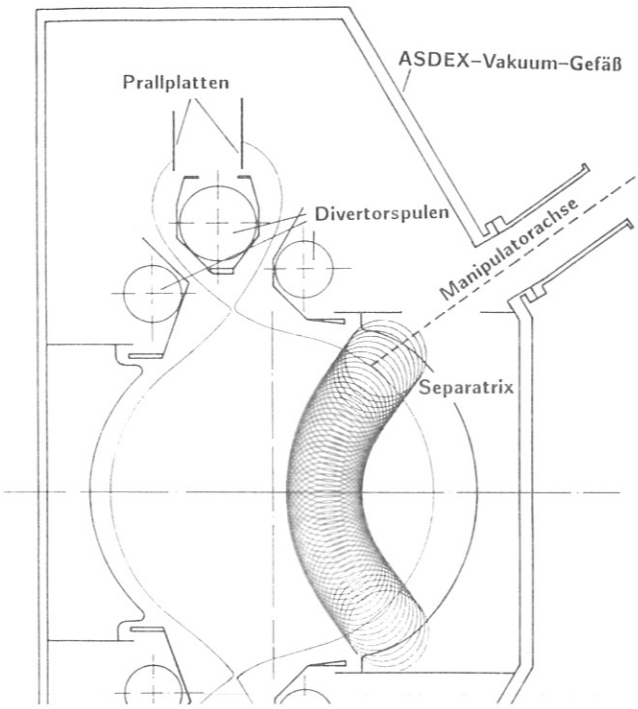


Abb. 2.13 : Der poloidale Querschnitt des ASDEX–Vakuumgefässes. Der Detektor lässt sich mit dem Manipulator längs der gestrichelten Linie bewegen. Für eine typische Detektorposition bei R = 204 cm und z = 42.2 cm ist eine 3 MeV Protonenbahn (I_p = 420 kA, B_ϕ = 2.2 T) eingezeichnet.

Die Tatsache, daß man auf einen Detektor an einem festen Ort beschränkt ist, begrenzt den zugänglichen Teil des Phasenraums der geladenen Fusionsprodukte sehr stark. Aber auch unter diesen Umständen gibt es zwei Möglichkeiten, die Phasenraumwahrscheinlichkeit $P(\hat{r}, \varphi)$ des Detektors zu variieren. Wenn man Ort und Richtung des Kollimators festhält, aber das Plasma (in Richtung von R) verschiebt, ändern sich die sichtbaren Steigungswinkel nicht, aber die Ortsverteilung $\hat{P}(\hat{r})$. In Abb. 2.14 sind Ortsverteilungen für verschiedenen Plasmalagen dargestellt. Durch die Verschiebung des Plasmas ändert sich auch die absolute Ausbeute ϵ des Detektors. In Abb. 2.15 ist ϵ als Funktion der Plasmalage aufgetragen, und zwar für verschieden steile Emissionsprofile $S \sim (1 - \rho^2)^\kappa$, wobei κ ein Profilparameter ist. Aus der Variation des Teilchenflusses mit der Plasmalage lassen sich also nun Rückschlüsse auf den Profilparameter ziehen.

Diese Methode mit dem Verschieben des Plasmas hat den Vorteil, daß nur ein Detektor verwendet wird. Dadurch fallen die Probleme weg, die bei der Absoluteichung mehrerer Detektoren entstehen, die alle unerschiedliche Sichtgeometrien haben. Bei nur einem Detektor fallen systematische Fehler bei der Absoluteichung nicht so stark ins Gewicht. Abb. 2.15 zeigt, daß der Teilchenfluß als Funktion der Plasmalage von der Steilheit des Emissionsprofils abhängt. Allerdings ist diese Abhängigkeit sehr schwach. Dies könnte bei engeren Kollimatoren anders sein, aber dort ist die Ausbeute ϵ auch viel geringer.

Die zweite Möglichkeit an ASDEX ist, den ganzen Manipulator um seine Achse zu drehen, so daß der Winkel des Kollimators zur Poloidalebene variiert wird.

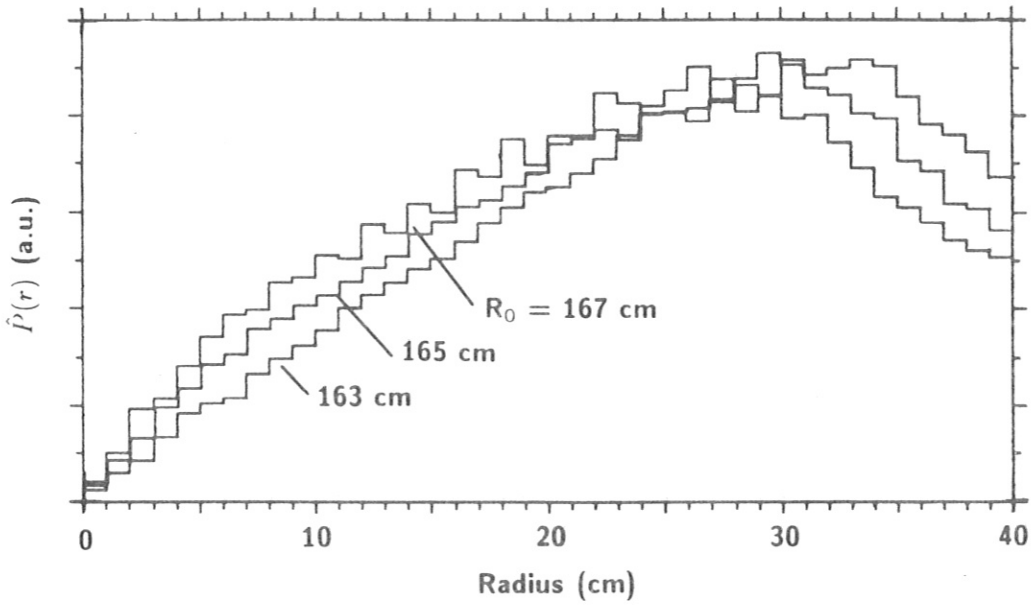


Abb. 2.14 : Wahrscheinlichkeitsverteilungen $\hat{P}(\hat{r})$ bei variierender Lage des Plasmazentrums. Der Detektor befindet sich an der Position $R = 204$ cm, $z = 42.2$ cm und die Kollimatorrichtung ist $\varphi_K = 70^0$, $\Theta_K = 126^0$. Das Magnetfeld ist wiederum dasselbe wie in Abb. 2.10 $\left(I_p = 420\ kA,\ B_\phi(165) = 2.2\ T\right)$.

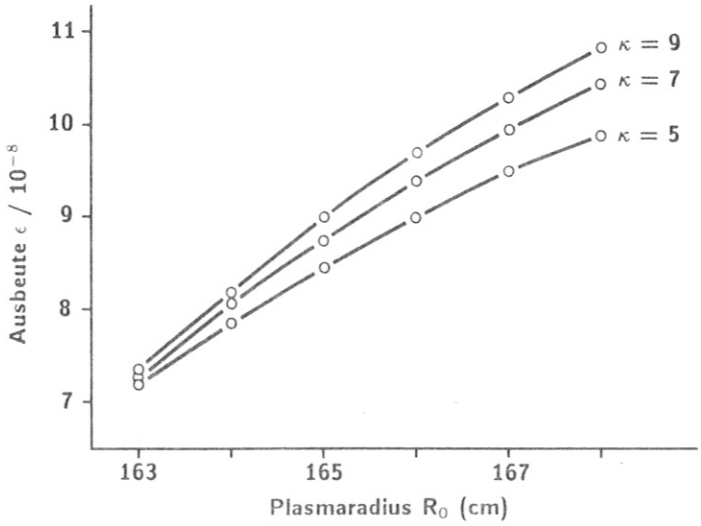


Abb. 2.15 : Absolute Ausbeute des 3 MeV Protonen–Detektors bei variierender Lage des Plasmazentrums. Die Ausbeute hängt von der Wahrscheinlichkeitsverteilungen $\hat{P}(\hat{r})$ab, die für dieses Beispiele in Abb. 2.14 dargestellt war, und von der Form des Fusionsemissionsprofils S(r). Die Ausbeute ist hier für verschiedene Profilparameter κ $\left(S(r) \sim (1-\rho^2)^\kappa\right)$ berechnet worden. Dabei ist der Kollimator 10 mm tief und hat einen Durchmesser von 2 mm.

In Abb. 2.16 sind die zentralen Teilchenbahnen für solche Kollimatorrichtungen dargestellt, und in Abb. 2.17 die zugehörigen Wahrscheinlichkeitsverteilungen $P(\hat{r}, \varphi)$. Das Problem ist dabei, daß sich damit der zugängliche Plasmabereich gleichzeitig mit dem Steigungswinkel der Teilchen ändert, man also immer zwei Parameter gemeinsam variiert. Bei Steigungswinkeln von ungefähr 90^0 variiert die Ortsverteilung $\hat{P}(\hat{r})$ bei der Manipulatordrehung aber sehr viel stärker als die Steigungswinkel, so daß man in diesem Bereich relativ einfach Profile aufnehmen kann (siehe Kapitel 5.).

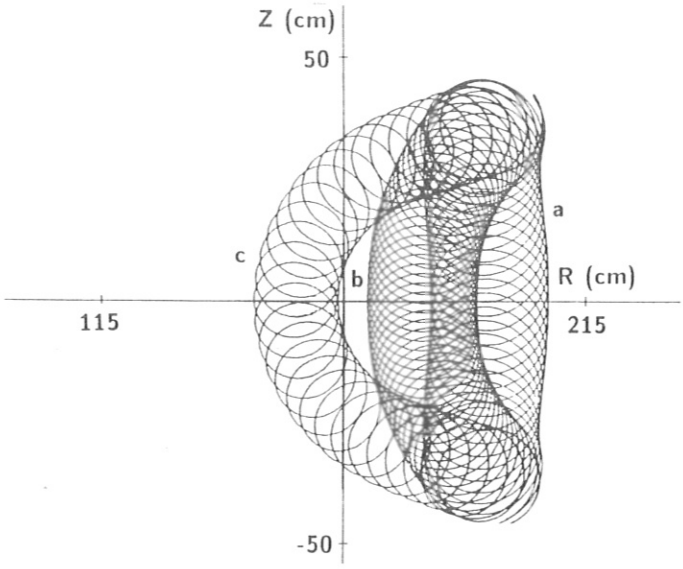


Abb. 2.16 : Projektion der zentralen Trajektorien bei der Drehung des Manipulators um seine Achse (die gestrichelte Linie in Abb. 2.13). Der Detektor befindet sich an der Position $R = 204$ cm, $z = 42.2$ cm und das Magnetfeld ist wieder dasselbe wie in Abb. 2.10 ($I_p = 420$ kA, $B_\phi(165) = 2.2$ T). Alle Detektoren haben den gleichen Poloidalwinkel $\Theta_K = 126^0$, aber verschiedene Steigunswinkel : Bahn a*: $\varphi_K = 80^0$, Bahn* b*: $\varphi_K = 70^0$, Bahn* c*: $\varphi_K = 50^0$.*

Es gibt also mehrere Möglichkeiten, mit einem oder mehreren Detektoren, die unterschiedliche Kollimatoren haben, Aussagen über das Fusionsemissionsprofil zu erhalten. Allerdings ist die Zuordnung der (über Sichtlinien integrierten) Teilchenflüsse zum Entstehungsort der Teilchen im Plasma durch das Magnetfeld im Tokamak sehr kompliziert. Solange die geladenen Fusionsprodukte das Plasma ohne Stöße verlassen, können die Bewegungen der Teilchen numerisch aber noch verfolgt werden, so daß eine Abelinversion der Daten möglich ist.

Im Rahmen dieser Arbeit soll der Schwerpunkt der Untersuchungen aber auf den Spektren der geladenen Fusionsprodukte liegen, und dafür ist der experimentelle Aufbau ausgelegt worden. Insofern soll dieser Abschnitt auch nur eine Übersicht über die Möglichkeiten aufzeigen, die sich aus der Abbildung im Magnetfeld ergeben.

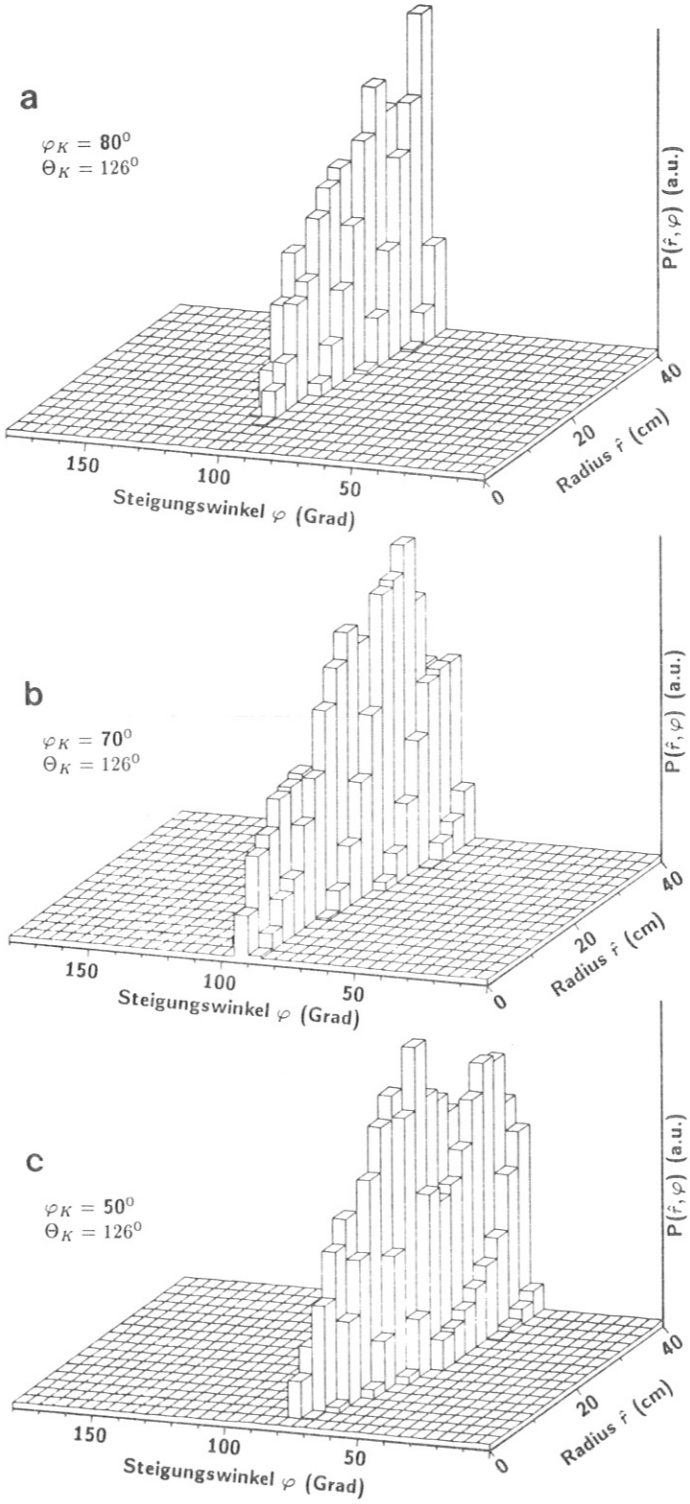


Abb. 2.17 : Wahrscheinlichkeitsverteilungen im Phasenraum für die Kollimatorstellungen aus Abb. 2.16. Man sieht deutlich, daß sich bei der Drehung des Detektors der zugängliche Teil des Ortsraumes ändert, daß sich aber gleichzeitig die Verteilung der Steigungswinkel φ der Teilchen im Plasma ändert.

2.2 Energiespektren der Fusionsprodukte

In diesem Kapitel sollen die Zusammenhänge zwischen der Energieverteilung der reagierenden Ionen und der Energieverteilung der bei der Fusionsreaktion entstehenden Teilchen behandelt werden. Dazu wird erst kurz die Reaktionskinematik zweier Einzelteilchen beschrieben (2.2.1), bevor dann isotrope Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilungen (2.2.2) und nicht–isotrope Verteilungen (2.2.3) behandelt werden. Abschließend soll noch der Einfluß von Plasmarotation auf die Fusionsspektren diskutiert werden (2.2.4).

2.2.1 Reaktionskinematik

Wir betrachten zwei Teilchen A und B mit den Massen m_A, m_B und den Geschwindigkeiten $\vec{v}_A$, $\vec{v}_B$, die nach

$$A + B \longrightarrow C + D + Q \tag{2.25}$$

reagieren, wobei die Reaktionsenergie Q frei wird. Da der Reaktionsquerschnitt nur vom Betrag der Relativgeschwindigkeit $\vec{g}$ der Teilchen abhängt,

$$\vec{g} = \vec{v}_A - \vec{v}_B \tag{2.26}$$

betrachtet man die Reaktion im Schwerpunktsystem, das sich mit der Schwerpunktgeschwindigkeit

$$\vec{s} = \frac{m_A\ \vec{v}_A + m_B\ \vec{v}_B}{m_A + m_B} \tag{2.27}$$

gegenüber dem Laborsystem bewegt. Die kinetische Energie der Teilchen im Schwerpunktsystem ist

$$E_{kin,S} = \frac{\mu}{2}\ g^2 \tag{2.28}$$

mit der reduzierten Masse

$$\mu = \frac{m_A \cdot m_B}{m_A + m_B} \tag{2.29}$$

Nach der Fusionsreaktion verteilt sich die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem wegen der Impulserhaltung im umgekehrten Massenverhältnis auf die Reaktionsprodukte C und D :

$$E_{C,S} = \frac{m_D}{m_C + m_D}\ (Q + \frac{\mu}{2}\ g^2) \qquad E_{D,S} = \frac{m_C}{m_C + m_D}\ (Q + \frac{\mu}{2}\ g^2) \tag{2.30}$$

Während die Geschwindigkeiten im Schwerpunktsystem $v_{C,S}$ und $v_{D,S}$ isotrop sind, hängen die Geschwindigkeiten im Laborsystem $v_{C,L}$ und $v_{D,L}$, die sich durch Addition der Schwerpunktgeschwindigkeit ergeben,

$$\vec{v}_{i,L} = \vec{v}_{i,S} + \vec{s} \qquad (i = C, D) \tag{2.31}$$

vom Winkel θ ab, den $\vec{s}$ mit $\vec{v}_{i,L}$ bildet. Die Geometrie für diese Betrachtungen ist in Abb. 2.18 dargestellt.

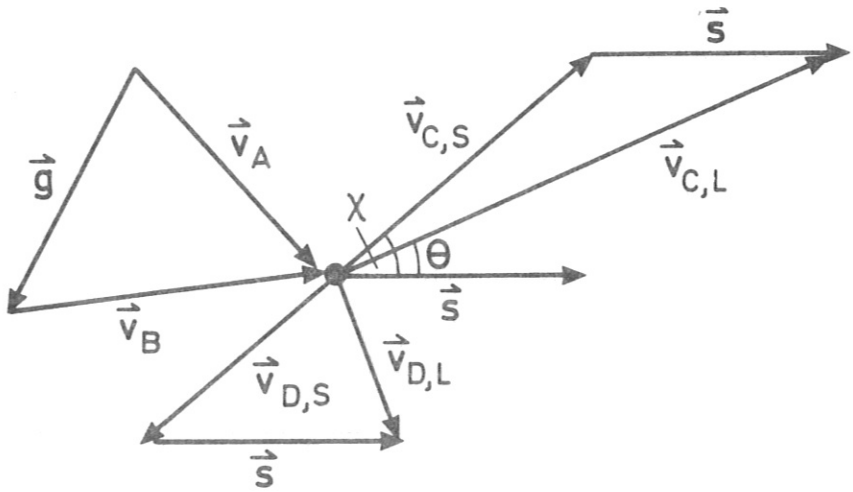


Abb. 2.18 : Geometrie der Fusionsreaktion zweier Teilchen mit der Koordinatentransformation vom Schwerpunktsystem ins Laborsystem.

Mit dem Cosinussatz ergibt sich die Transformation vom Schwerpunktsystem ins Laborsystem für das Teilchen i mit

$$v_{i,L} = s\ \cos\theta\ +\ (v_{i,S}^2 - s^2\ \sin^2\theta)^{1/2} \tag{2.32}$$

$$E_{i,L} = E_{i,S}\left(\frac{s}{v_{i,S}}\ \cos\theta\ +\ \left(1-(\frac{s}{v_{i,S}})^2\ \sin^2\theta\right)^{1/2}\right)^2 \tag{2.33}$$

Für den einfachen Fall, wenn schnelle Deuteronen auf ein ruhendes Deuteronentarget treffen, wie er zum Beispiel bei Beschleunigerexperimenten vorliegt, ist in Abb. 2.19 die Energie der Fusionsprodukte im Laborsystem als Funktion des Winkels θ dargestellt. Der Faktor für die Energietransformation in Gl. 2.33 hängt nur vom Verhältnis $s/v_{i,S}$ ab. Wegen des Impulssatzes gilt aber im Schwerpunktsystem für die Fusionsprodukte aus der D–D Reaktion :

$$v_p = 3 \cdot v_t \qquad v_n = 3 \cdot v_{^3He} \tag{2.34}$$

Dadurch ist die relative Energieverschiebung durch die Koordinatentransformation bei den Tritonen und ^{3}He–Ionen stärker ausgeprägt als bei den leichteren Teilchen, was man auch in Abb. 2.19 sieht. Die absolute Energieverschiebung der Protonen und Tritonen (bzw. der Neutronen und ^{3}He–Ionen) ist dagegen in erster Näherung gleich. Eine Konsequenz daraus ist natürlich, daß die Impulse im Laborsystem nicht mehr identisch sind. Dieser Effekt kann bei der Diagnostik geladener Fusionsprodukte in Tokamaks eine Rolle spielen, da die Bahn der Teilchen im Magnetfeld nur von ihrem Impuls abhängt. Für sehr kleine Schwerpunktsgeschwindigkeiten, oder bei $\theta \approx 90^0$, wo die Verschiebung jeweils sehr klein ist, haben die Protonen und Tritonen aber in guter Näherung identischen Impuls und somit identische Bahnen.

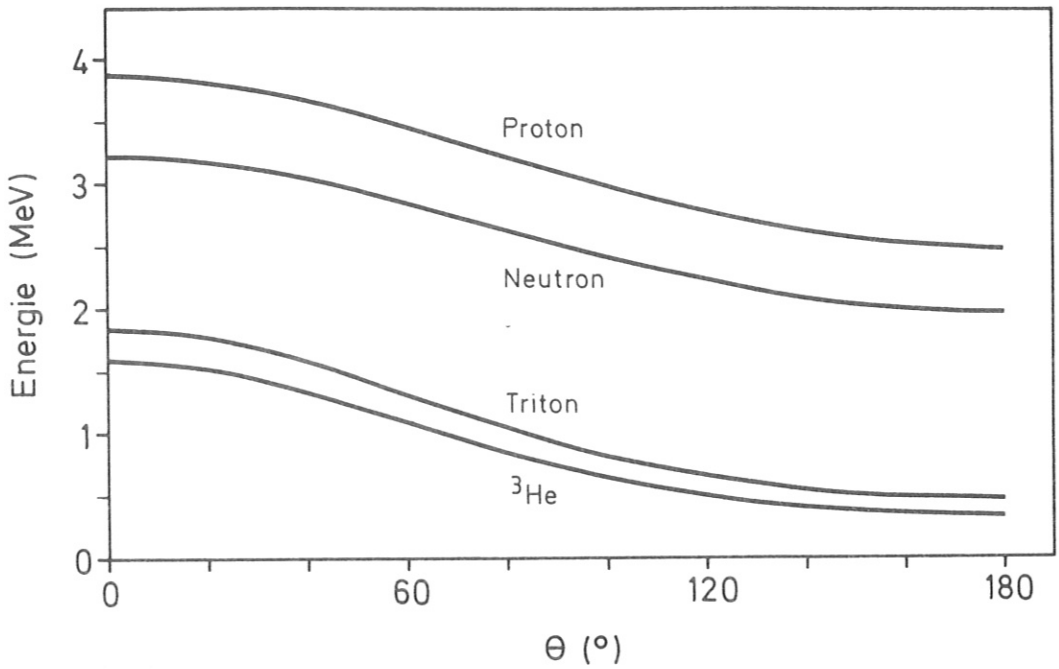


Abb. 2.19 : Winkelabhängigkeit der Energie im Laborsystem für Protonen, Tritonen, Neutronen und ^{3}He-Ionen, wie sie erzeugt werden, wenn 300 keV Deuteronen auf ruhende Deuteronen treffen ($s = 2.68 \cdot 10^6\ m/s$).

Der Fusionsreaktionsquerschnitt σ für die D–T Reaktion ist isotrop, hängt also nicht vom Emissionswinkel χ im Schwerpunktsystem ab [2.13]. Bei den D–D Reaktionen ist das anders. Sowohl der Protonenzweig, als auch vor allem der Neutronenzweig haben einen anisotropen Reaktionsquerschnitt [2.13, 2.14]. Diese Anisotropie wächst allerdings sehr stark mit der Energie der Reaktionspartner und ist bei den hier betrachteten Energien vernachlässigbar [2.15].

Aber selbst für den Fall eines isotropen Reaktionsquerschnittes ist der Teilchenfluß im Laborsystem allein durch die Schwerpunktsbewegung anisotrop, und zwar ist er wie aus Abb. 2.18 leicht zu sehen ist) in Vorwärtsrichtung verstärkt. Dies läßt sich so darstellen, daß ein Raumwinkelelement $d\Omega_S$ im Schwerpunktsystem, in das Teilchen isotrop emittiert werden, sich analog zur Energie, abhängig von θ, in ein Raumwinkelelement $d\Omega_L$ im Laborsystem transformiert wie

$$d\Omega_S = \left(\frac{s}{v_{i,S}} \cos\theta + \left(1 - (\frac{s}{v_{i,S}})^2 \sin^2\theta\right)^{1/2} \right)^2 d\Omega_L \qquad (2.35)$$

Dies ist eine erste Näherung [2.16] der exakten (aber sehr umständlichen) Transformationsformel aus [2.13], deren Abweichung aber kleiner als 0.7 % ist.

2.2.2 Spektren aus thermischen Plasmen

Die Gleichungen (2.25 – 2.35) beschreiben die Kinematik bei der Reaktion zweier Teilchen mit fester Energie. In einem Plasma haben wir es aber mit Reaktionspartnern mit Geschwindigkeitsverteilungen f_A und f_B zu tun, wodurch nicht nur eine Verschiebung der Energie auftritt, sondern auch eine Dopplerverbreiterung der Linie im Energiespektrum.

Wie diese Verteilungen f_A und f_B das Spektrum der Fusionsprodukte beeinflussen, wurde schon mehrfach untersucht. Brysk [2.17] gibt analytische Formeln für die Spektren der 2.45 MeV Neutronen bei einer Maxwellverteilung der Deuteronen. Lehner und Pohl [2.18, 2.19] untersuchen zusätzlich nicht-isotrope und monoenergetische Verteilungen, und mehrere Autoren [1.33, 2.19, 2.20, 2.25] berechnen analytisch die Spektren bei "beam–target" Reaktionen im Magnetfeld. Ausser den numerischen Behandlungen dieses Problems [1.33, 2.17–2.21] gibt es auch Arbeiten, in denen Fusionsspektren numerisch simuliert werden [2.22–2.24]. In diesem Abschnitt sollen nur kurz die Ergebnisse des Ansatzes aus [2.18] für eine dreidimensionale (d.h. isotrope) Maxwellverteilung der Reaktionspartner dargestellt werden.

Die Wahrscheinlichkeit für eine Fusionsreaktion zwischen den Teilchen A und B ist

$$dR = n_A \cdot n_B \cdot f_A(\vec{v}_A) \cdot f_B(\vec{v}_B) \cdot g \cdot \sigma(g) \cdot d^3\vec{v}_A \cdot d^3\vec{v}_B \tag{2.36}$$

Für den Fall, daß A und B identische Teilchen sind – wie bei der D–D Reaktion – und für eine Maxwellverteilung dieser Ionen

$$f(\vec{v}) = \left(\frac{m_D}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \exp(-\frac{m_D\, v^2}{2kT}) \tag{2.37}$$

ergibt sich in der Näherung, daß die Ionentemperatur T_i sehr klein gegen die Wärmetönung Q der Fusionsreaktion ist, das Energiespektrum (hier für das Proton) als

$$\frac{dR}{dE_p} \approx \frac{n_D^2}{m\, v_0} \left(\frac{2\, m_p}{\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} < \sigma\, g > \exp\left(-\frac{2\, m_p}{kT}(v - v_0)^2\right) \tag{2.38}$$

wobei $v_0 = \sqrt{3Q/2m_p}$ die der Wärmetönung entsprechende Geschwindigkeit des Protons ist. $< \sigma\, g >$ ist der Reaktionsparameter, der über die Verteilung der Relativgeschwindigkeit gemittelte Fusionsreaktionsquerschnitt, wie er für Maxwellverteilungen zum Beispiel von Hively [2.26] berechnet wurde. Aus der Gl. 2.38 ergibt sich die Halbwertsbreite (FWHM = Full Width at Half Maximum) des Spektrums – identisch für beide Reaktionsprodukte – als

$$\Delta\, E \approx \sqrt{3\, \ln 2}\, \sqrt{Q\, kT_i} \tag{2.39}$$

Drückt man ΔE und T_i in keV aus, ergibt sich für die D(D,n)^{3}He – Reaktion mit Q = 3270 keV

$$\Delta\ E \approx 82.5\ \sqrt{T_i} \tag{2.40}$$

und für die D(D,p)T – Reaktion mit Q = 4032 keV ergibt sich

$$\Delta\ E \approx 91.6\ \sqrt{T_i} \tag{2.41}$$

Die Tatsache, daß ΔE für die Protonen und die Tritonen identisch ist, bedeutet, daß die relative Verbreiterung des Tritonenspektrums dreimal so hoch ist wie die des Protonenspektrums (Abb. 2.21). Dasselbe gilt für die Neutronen und die ^{3}He–Ionen aus dem Neutronenzweig der D–D Reaktion.

Außerdem ergeben diese Rechnungen eine Abschätzung für eine geringe Verschiebung des Maximums des Spektrums, die sich für das Proton ergibt mit

$$\delta E\ =\ E_0 - \tfrac{3}{4}Q\ \approx\ 4.9\,T_i^{\frac{2}{3}}\ +\ \tfrac{3}{8}\,T_i \tag{2.42}$$

Während die Halbwertsbreite des Spektrums, die in heutigen Tokamaks im Bereich von über 100 keV liegt, sowohl für die Neutronen als auch für die geladenen Fusionsprodukte gut gemessen werden kann, ist diese Energieverschiebung des Maximums, die sich im Bereich einiger 10 keV bewegt, nicht messbar. In Abb. 2.20 sind Spektren der 3.024 MeV Protonen für verschiedene Ionentemperaturen dargestellt. Die starke Abhängigkeit der spektralen Breite von T_i ist gut zu erkennen, ebenso wie die sehr kleine Verschiebung des Spektrums.

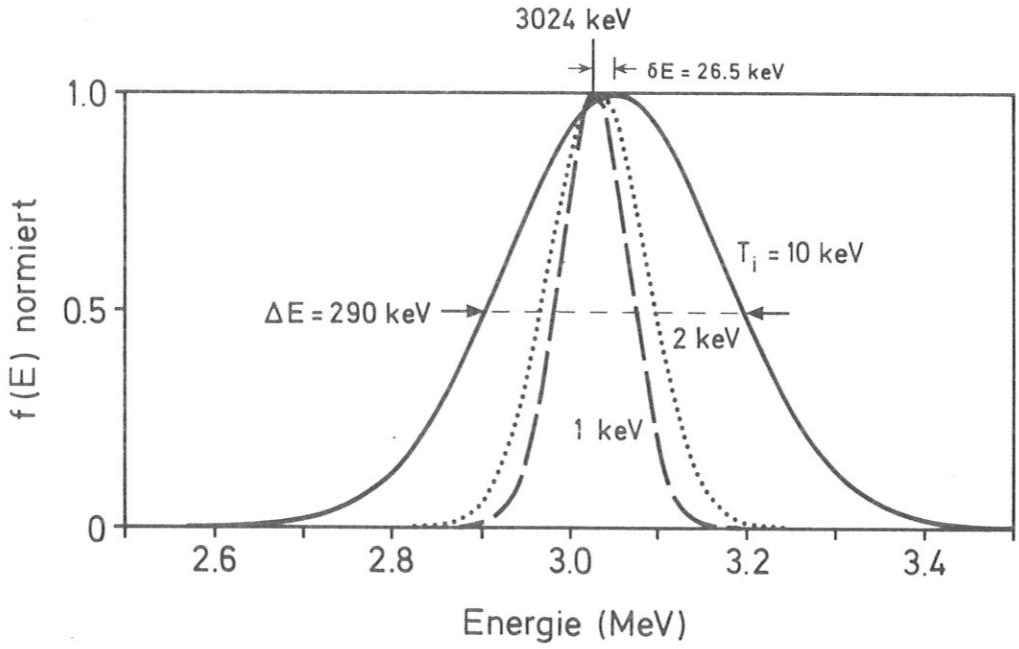


Abb. 2.20 : Energiespektren der 3.02 MeV Protonen (normiert auf ihr Maximum) für verschiedene Ionentemperaturen T_i. Die Spektren wurden nach Gl.(2.45) berechnet.Bei dem Spektrum für T_i = 10 keV ergibt sich eine Verschiebung von 26.5 keV (=0.9 %), bei den anderen Spektren ist sie kaum feststellbar.

Die Gleichungen (2.39 – 2.42) legen es nahe, das Energiespektrum der Fusionsprodukte als eine Gauß–Verteilung in Abhängigkeit von E darzustellen [2.22], nicht in Abhängigkeit von v ($\sim \sqrt{E}$), wie in der analytischen Darstellung in Gl.(2.38). Mit der allgemeinen Gauß–Verteilung

$$G(x) \sim e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\,\sigma_G}} \tag{2.43}$$

wo σ_G die Standarabweichung ist, die mit der Halbwertsbreite Δx verknüpft ist durch

$$\Delta x = \sqrt{8\ \ln 2} \cdot \sigma_G \tag{2.44}$$

ergibt sich die folgende Darstellung des Spektrums :

$$f(E) \sim e^{-\left(\frac{2.35\ (E-E_0)}{\sqrt{2}\ \Delta E}\right)^2} \tag{2.55}$$

Dabei sind ΔE und δE nach Gl. 2.39 und 2.42 Funktionen der Ionentemperatur T_i. Diese Darstellung unterscheidet sich von der Verteilung f(v) numerisch allerdings nur sehr wenig, auch wenn sie im Gegensatz zu dieser symmetrisch um E_0 ist.

Inzwischen gibt es mehrere Arbeiten, die die Spektren der Fusionsprodukte – bei Maxwell-verteilten Ionen – numerisch mit Monte-Carlo-Methoden untersucht haben [2.22–2.24]. Van Belle, der in seinen sehr umfangreichen Rechnungen auch die Anisotropie des Reaktionsquerschnittes berücksichtigt, gibt dabei als Ergebnis temperaturabhängige Koeffizienten für die spektrale Breite und für die Energieverschiebung an [2.24]. Dabei gilt dann $\Delta E = A(T) \cdot \sqrt{T}$ und sowohl A(T) als auch δE werden als Potenzreihe

$$X(T) \;=\; \alpha_0 + T \cdot \left(\alpha_1 + T \cdot (\alpha_2 + T \cdot \alpha_3)\right) \tag{2.46}$$

dargestellt. In Abb. 2.21 ist für die beiden Zweige der D–D Reaktion die Halbwertsbreite als Funktion der Ionentemperatur aufgetragen, und zwar sowohl mit dem konstanten Faktor von Lehner und Pohl [2.18], als auch mit dem temperaturabhängigen Koeffizienten von van Belle [2.24]. Bis zu Temperaturen von $\sim$ 5 keV liefern beide Modelle praktisch identische Ergebnisse, aber bei höheren Temperaturen, wo die in [2.18] gemachten Näherungen nicht mehr gut erfüllt sind, liefert das numerische Modell aus [2.24] die exakteren Ergebnisse. In Abb. 2.22 ist die Verschiebung des Spektrums δE nach der Formel von van Belle für Protonen und Tritonen aufgetragen. Die Werte für die Neutronen und die ^{3}He-Ionen sind praktisch identisch mit diesen Werten. Für die Protonen ist zum Vergleich die Verschiebung nach Gl. 2.42 aufgetragen, die deutlich von den Rechnungen abweicht. Sowohl für die spektrale Breite als auch für die Verschiebung des Spektrums sollen im folgenden die Werte von van Belle [2.24] übernommen werden, da die Gültigkeit dieser Koeffizienten nicht von der Ionentemperatur abhängt.

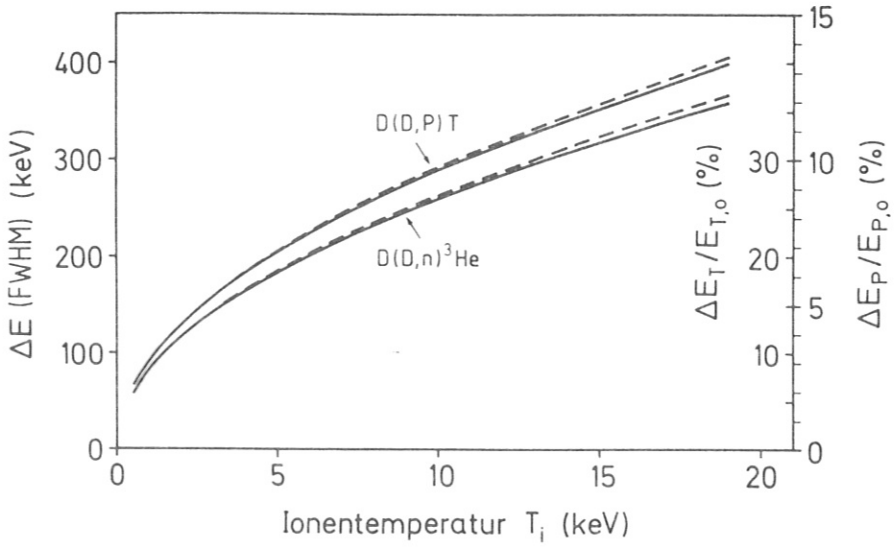


Abb. 2.21 : Halbwertsbreite (FWHM) des Energiespektrums von Fusionsprodukten aus den D–D Reaktionen als Funktion der Ionentemperatur T_i. Die durchgezogenen Linien stellen die Verbreiterung nach dem analytischen Modell (Gl. 2.39) dar, die gestrichelten Linien das Ergebnis der numerischen Rechnungen von van Belle. Da beide Produkte einer Reaktion jeweils die gleiche absolute Verbreiterung haben, ist die relative Verbreiterung für das schwerere Teilchen um das Massenverhältnis höher, wie es an der rechten Skala – für den Protonenzweig – zu sehen ist.

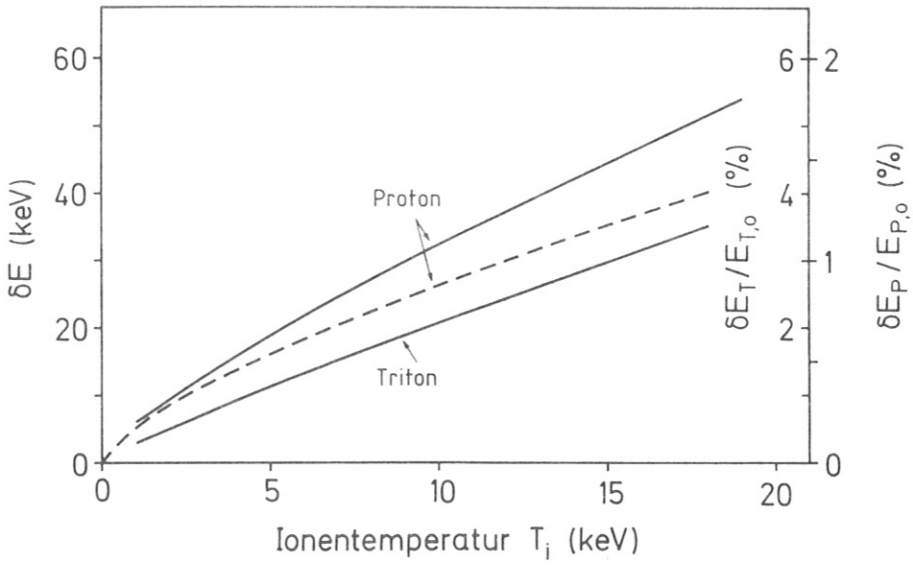


Abb. 2.22 : Verschiebung des Energiespektrums der Protonen und der Tritonen als Funktion der Ionentemperatur T_i. Die durchgezogenen Linien stellen die Verschiebung δE nach den numerischen Rechnungen von van Belle dar, die gestrichelte die Verschiebung für die Protonen nach der Abschätzung von Lehner und Pohl (Gl. 2.42). An der rechten Skala ist zu sehen, wie gering die relative Verschiebung der Spektren ist.

Für isotrope, aber nicht–Maxwellsche Ionenverteilungen können die Energiespektren auch noch analytisch berechnet werden [1.18]. Diese Rechnungen ergeben für monoenergetische Ionenverteilungen sehr schmale, etwa dreieckige Spektren. Numerische Untersuchungen solcher Spektren ergaben, daß auch monoenergetische Ionenverteilungen in sehr guter Näherung Gauß–Profile erzeugen, die jedoch viel schmaler sind, als bei Maxwellverteilungen mit gleicher mittlerer Energie [2.23]. Hier wird die Halbwertsbreite des Spektrums (für den Neutronenzweig) bei Maxwellverteilungen ($\bar{E} = 3/2$ kT) angegeben mit

$$\Delta E = 64.5 \cdot (\bar{E})^{0.515} \tag{2.47}$$

und für isotrope monoenergetische Verteilungen mit

$$\Delta E = 22.3 \cdot (\bar{E})^{0.676} \tag{2.48}$$

Für Maxwellverteilungen liegt diese Halbwertsbreite ≈ 4 % unter den Werten von Lehner und Pohl und van Belle, aber aus dem Vergleich der Gleichungen 2.47 und 2.48 ist trotzdem klar, daß monoenergetische Verteilungen sehr viel schmalere Spektren erzeugen als Maxwellverteilungen.

2.2.3 Spektren aus Plasmen mit nicht–isotropen Verteilungen

In Plasmen mit Zusatzheizung treten unter Umständen stark anisotrope Geschwindigkeitsverteilungen der reagierenden Ionen auf, da die verschiedenen Heizmethoden entweder eine Vorzugsrichtung (bei der Neutralteilcheninjektion die Strahlrichtung) oder eine Vorzugsebene (bei den Hochfrequenz–Heizmethoden) haben, in der sie bevorzugt Energie an die Plasmaionen ankoppeln. Im Tokamak mit seinem starken Magnetfeld muß man bei der Betrachtung der injizierten hochenergetischen Neutralteilchen, die im Plasma sofort ionisiert werden, auch den Winkel zwischen der Strahlrichtung und dem Magnetfeld (in erster Näherung der Plasmaachse) betrachten, da die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu $\vec{B}$ zu einer Gyrationsbewegung und damit ebenfalls zu einer zweidimensionalen Geschwindigkeitsverteilung in der Poloidalebene führt. Bei ASDEX beträgt der Winkel zwischen Strahl und Plasmaachse durch den tangentialen Einschuß zwischen 30^0 (am Plasmarand) und 0^0 (beim Tangentialradius von 140 cm). Der größere Teil der Energie geht also in die toroidale Richtung, das heißt in eine eindimensionale Verteilung. In JET, wo dieser Winkel $\sim 60^0$ beträgt, erzeugt auch die Neutralinjektion vor allem eine zweidimensionale Verteilung der Ionen.

Außerdem führen die Zusatzheizmethoden zu nichtthermischen Verteilungen. Solche zweimensionalen, nicht–Maxwellschen Verteilungen entstehen auch in Plasmafokus–Experimenten durch die Beschleunigung der Deuteronen in axialer Richtung [1.34, 2.25].

Einfache Fälle solcher nicht–isotropen, nichtthermischen Geschwindigkeitsverteilungen (wie zum Beispiel monoenergetische Verteilungen) können noch analytisch berechnet werden [1.33, 2.18, 2.20, 2.25]. Da aber bei der Neutralteilcheninjektion die Geschwindigkeitsverteilung durch das Abbremsen der schnellen Ionen im Plasma (beam–slowing–down) bestimmt wird, und nur numerisch berechnet werden kann, können die daraus folgenden Energiespektren der Fusionsprodukte auch nur noch numerisch berechnet werden [2.22, 2.24]. Wir wollen deshalb in diesem Abschnitt nur qualitativ einige Eigenschaften der Fusionsspektren für zweidimensionale Verteilungen betrachten.

Spektren für zwei zweidimensionale monoenergetische Verteilungen [2.18], bzw. eine solche Verteilung in einem Plasma [1.33, 2.20, 2.25], zeigen immer eine deutliche Höckerstruktur, wenn der Winkel zwischen der Beobachtungsrichtung und der Ebene der Geschwindigkeitsverteilung klein ist. Diese Struktur, wie sie in Abb. 2.23 skizziert ist, läßt sich aus Gleichung (2.33), bzw. aus Abb. 2.19 sofort leicht erklären, wenn man bedenkt, daß durch die Gyration in der Poloidalebene alle Winkel zwischen der Beobachtungsrichtung und der Schwerpunktgeschwindigkeit der Reaktion gleich gewichtet sind, daß aber die Energieverschiebung eine deutliche Cosinus–Struktur hat. Dadurch entstehen deutlich mehr Fusionsprodukte mit sehr starker Energieverschiebung, als solche ohne Verschiebung.

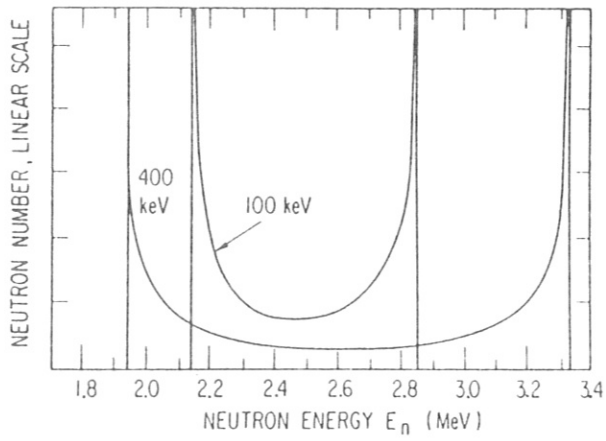


Abb. 2.23 : Spektrum von Fusionsneutronen aus der Reaktion eines monoenergetischen Teilchenstrahls mit einem kalten Hintergrundplasma. Der Teilchenstrahl ist zweidimensional isotrop und die Emissionsrichtung liegt in dieser Ebene. Die Abbildung ist aus [2.25] entnommen.

Die Höckerstruktur als solche ist also nur eine Folge der zweidimensionalen Geschwindigkeitsverteilung. Wie stark jedoch diese Struktur ausgeprägt ist, hängt von der Form der Geschwindigkeitsverteilung ab, und davon, wie hoch die Energie dieser Verteilung ist, da sie den Abstand der Höcker bestimmt (siehe Abb. 2.23).

Für einen 80 kV D–Strahl, der in einem 5 keV D^+–Plasma abgebremst wird, ergibt die Simulation zum Beispiel für das Spektrum der Neutronen [2.25] eine sehr breite Verteilung (ΔE = 480 keV), die aber nur noch eine sehr geringe Einsattelung hat.

2.2.4 Spektren aus rotierenden Plasmen

Bei der Zusatzheizung eines Plasmas durch Neutralteilcheninjektion wird der Neutralteilchenstrahl häufig ungefähr tangential in das Plasma eingeschossen, weil dann die Absorptionsstrecke im Plasma länger ist als bei senkrechtem Einschuß, und weil die bei den Stößen entstehenden Ionen eine höhere Toroidalkomponente der Geschwindigkeit haben, und so auf besser eingeschlossenen Bahnen entstehen [2.27]. Durch diesen tangentialen Einschuß erhöht sich aber nicht nur die Temperatur der Plasmaionen, sondern das Plasma als Ganzes erhält einen zusätzlichen Impulsübertrag, der es in eine toroidale Rotation versetzt. Dieser Effekt kann nur vermieden werden, wenn die Neutralteilcheninjektion bilanziert erfolgt, das heißt, wenn mit mehreren Injektoren die gleiche Leistung in beiden toroidalen Richtungen eingeschossen wird, so daß der Netto–Impulsübertrag verschwindet. Da einfache Überlegungen zeigen, daß in Richtung des Plasmastromes (co–Richtung) eingeschossene Teilchen besser eingeschlossen sein sollten als in Gegenrichtung (counter–Richtung) eingeschossene [2.27], erfolgt die Neutralteilcheninjektion an vielen Experimenten (so zum Beispiel auch an ASDEX) nicht bilanziert, sondern in co–Richtung. An diesen Experimenten wird während der Neutralteilcheninjektion auch eine toroidale Rotation des Plasmas beobachtet [2.28, 2.29].

Es erhebt sich nun die Frage, wie sich diese Plasmarotation auf die beobachteten Spektren auswirkt. Da ja das Plasma als Ganzes rotiert, kann man diese gerichtete Bewegung von der thermischen Bewegung der einzelnen Ionen separieren. Im Fall von Plasmarotation kann man das Plasma nun als rotierende Quelle betrachten, die in ihrem Ruhesystem – wie oben diskutiert – für den Fall von Ionen mit Maxwellverteilung Fusionsprodukte emittiert, deren Energieverteilung ein Gauß–Profil ist. Um die Energieverteilung im Laborsystem zu bekommen, muß man die Energieachse nur entsprechend der Gl. 2.33 transformieren, wobei die Rotationsgeschwindigkeit nun die Schwerpunktgeschwindigkeit ist. Außerdem müssen die Funktionswerte der Gauß-Verteilung in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel χ[1] gemäß der Gleichung 2.36 ins Laborsystem transformiert werden, was eine weitere, allerdings sehr geringe Verschiebung des Gauß–Profils bewirkt. In Abb. 2.24 ist das Spektrum der Fusionsprotonen für ein ruhendes Plasma und für zwei verschiedene Rotationsgeschwindigkeiten dargestellt, und zwar $\chi = 0$, das heißt in Richtung der Rotation. Wie man schon in Gl 2.33 und in Abb. 2.19 sieht, ist die Energieverschiebung in dem Fall, wo man die Spektren senkrecht zur Rotationsrichtung betrachtet, sehr gering, und entsprechend sind die Spektren für verschiedene Rotationsgeschwindigkeiten praktisch nicht unterscheidbar.

Spektren aus rotierenden Plasmen wurden von Scheffel auch schon numerisch mit Monte–Carlo–Methoden berechnet, wo die Bewegungen nicht separiert wurden,

[1] χ ist der Winkel zwischen der Teilchengeschwindigkeit im Laborsystem und der Richtung der Rotation.

wie es in dem oben geschilderten einfachen Modell geschehen war [2.22]. Für die in Rotationsrichtung emittierten Neutronenspektren zeigten die numerischen Rechnungen Ergebnisse, die mit den aus dem obigen Modell resultierenden praktisch identisch sind. Für senkrecht zur Emissionsrichtung emittierte Spektren ergeben die Rechnungen von Scheffel sehr schmale Spektren mit breiten Schultern, ohne daß dies allerdings physikalisch begründet wird [2.30]. Allerdings scheinen diese Verformungen des Spektrums auf Fehlern in der kinematischen Gleichungen zu beruhen, denn der neuere Monte–Carlo–Code für Fusionsspektren am JET findet solche Spektren nicht, sondern dieselben Ergebnisse, wie sie das Modell der bewegten Quelle liefert [2.31].

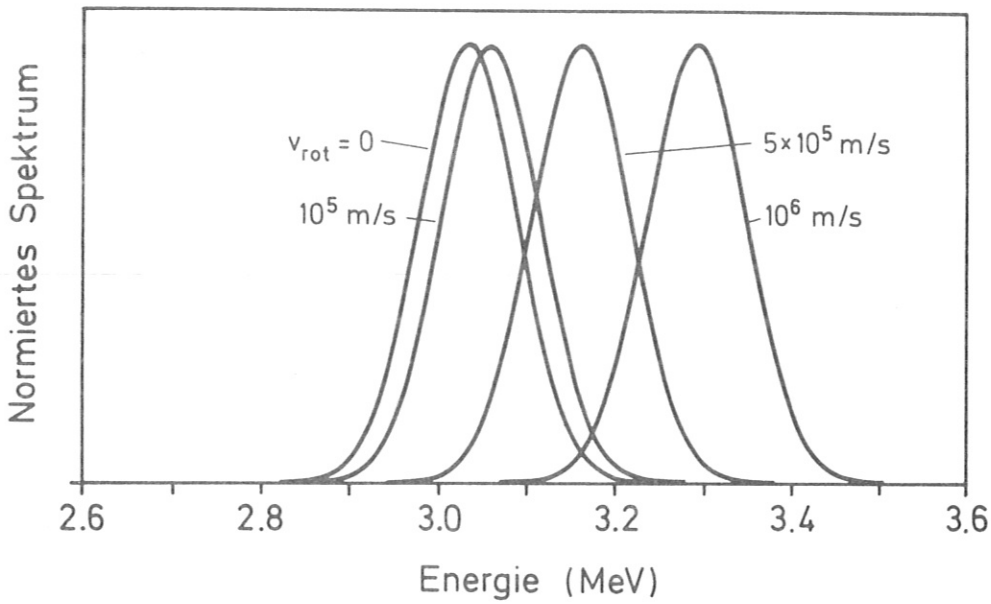


Abb. 2.24 : Mit dem Modell der rotierenden Protonenquelle berechnete Protonenspektren für verschiedene Rotationsgeschwindigkeiten. Die Emission ist jeweils in Richtung der Rotation. Bei $v_{rot} = 1 \times 10^6$ m/s beträgt die Verschiebung des Spektrums 129 keV.

Wenn man das zu Gl. 2.34 Gesagte über den Vergleich der Verschiebung der Protonen– und der Tritonenspektren für diesen Fall betrachtet, ist sofort klar, daß – bedingt durch die Plasmarotation – die in gleicher Richtung emittierten Tritonen und Protonen im Laborsystem verschiedene Impulse haben, was sich auf ihre Teilchenbahnen im Magnetfeld auswirkt. In Abb. 2.25 ist das Verhältnis der Impulse p_{triton}/p_{proton} als Funktion der Rotationsgeschwindigkeit aufgetragen, und zwar für Beobachtung entgegen der Rotation und Energien von 3.02 MeV, bzw. 1.01 MeV im Plasma. Mit steigendem Winkel der Beobachtungsrichtung zur Rotationsrichtung wird diese Ungleichheit der Impulse kleiner, wie aus Abb. 2.26 ersichtlich wird.

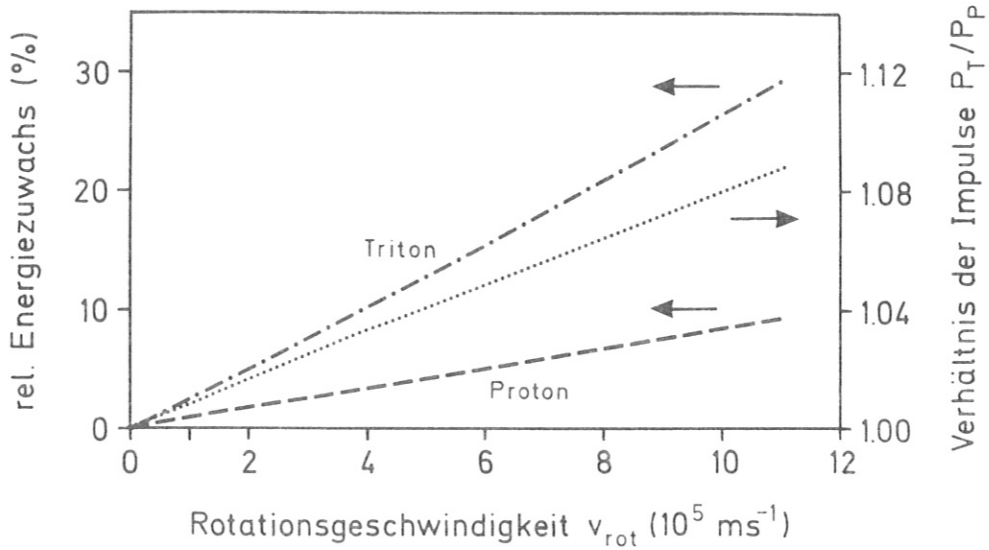


Abb. 2.25 : Das Verhältnis von Protonenimpuls zu Tritonenimpuls im Laborsystem als Funktion der Plasmarotation, wenn die Teilchen im rotierenden Plasma mit dem gleichen Impuls bei Energien von E_p = 3.024 MeV und E_t = 1.008 MeV emittiert werden. Da in der Energietransformation das Verhältnis aus Schwerpunkt– zu Teilchengeschwindigkeit eingeht, ist die Energieerhöhung für die Tritonen größer, so daß ihr Impuls im Laborsystem höher ist als der der Protonen.

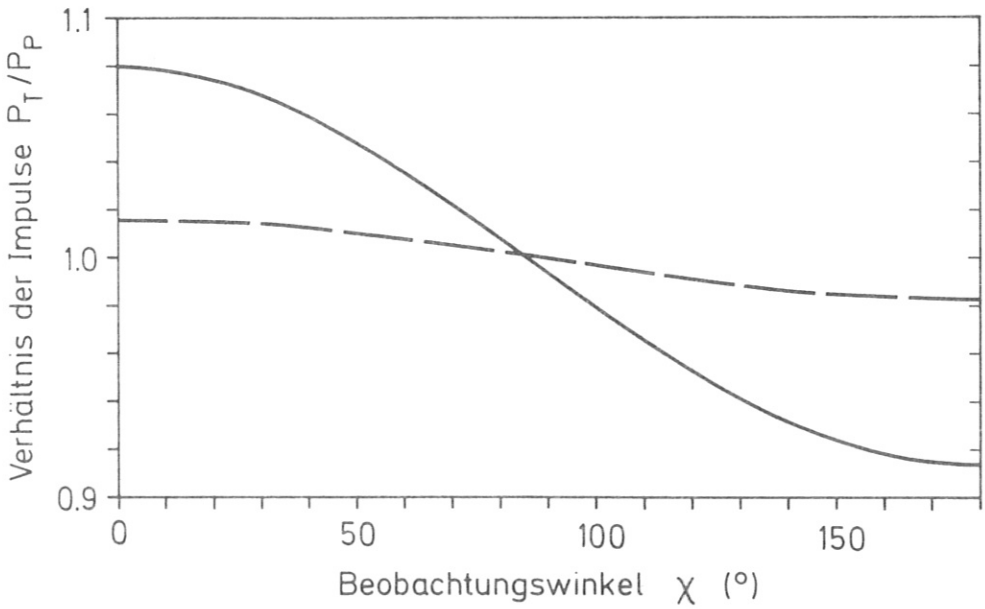


Abb. 2.26 : Das Verhältnis von Protonenimpuls zu Tritonenimpuls im Laborsystem als Funktion des Beobachtungswinkels χ. Die durchgezogene Linie ist eine Berechnung für $v_{rot} = 1 \cdot 10^6\ ms^{-1}$, die gestrichelte Linie für $v_{rot} = 2 \cdot 10^5\ ms^{-1}$. Die Teilchen werden im Plasma wieder mit den Energien E_p = 3.02 MeV und E_t = 1.01 MeV emittiert.

3. EXPERIMENTELLER AUFBAU

Aus der Tatsache, daß die geladenen Fusionsprodukte aus den Fusionsreaktionen – im Gegensatz zu den Neutronen – einen hohen spezifischen Energieverlust in Festkörpern haben, und auf Distanzen unter 1 mm abgebremst werden, resultiert zum einen der Vorteil, daß sie sich sehr gut messen lassen, zum anderen aber der Nachteil, daß die Messung innerhalb des Vakuumgefäßes stattfinden muß, da die Teilchen das Gefäß nicht – wie die Neutronen – durchdringen können.

Da die geladenen Fusionsprodukte in ASDEX keine Stöße machen, und so ihre Bahnen nur durch das Magnetfeld bestimmt werden, wie in 2.1 beschrieben, muß ein Detektor in ASDEX in der oberen Gefäßhälfte angebracht sein. Als Detektorsystem bieten sich nun zwei Möglichkeiten an (Halbleiterdetektoren und Kernspurfolien), die im folgenden besprochen werden. Da beide Systeme alternativ verwendet werden sollen, wird mit einem Manipulator gearbeitet, mit dessen Hilfe der Detektor ins Gefäß gebracht werden kann. Dieser Manipulator besteht im wesentlichen aus einem Membranwellbalg, an dessen hinterem Ende ein Flansch sitzt, an dem mit einem Rohr (Durchmesser 55 mm) der Detektor befestigt ist. Wenn der Detektor zurückgezogen und das Ventil zum Gefäß geschlossen ist, kann bei belüftetem Manipulator der Detektor ausgewechselt werden. Ausserdem ist in dem Kreuzstück eine ^{241}Am–Quelle zur Eichung der Detektoren angebracht. Die Anordnung ist in Abb. 3.1 dargestellt.

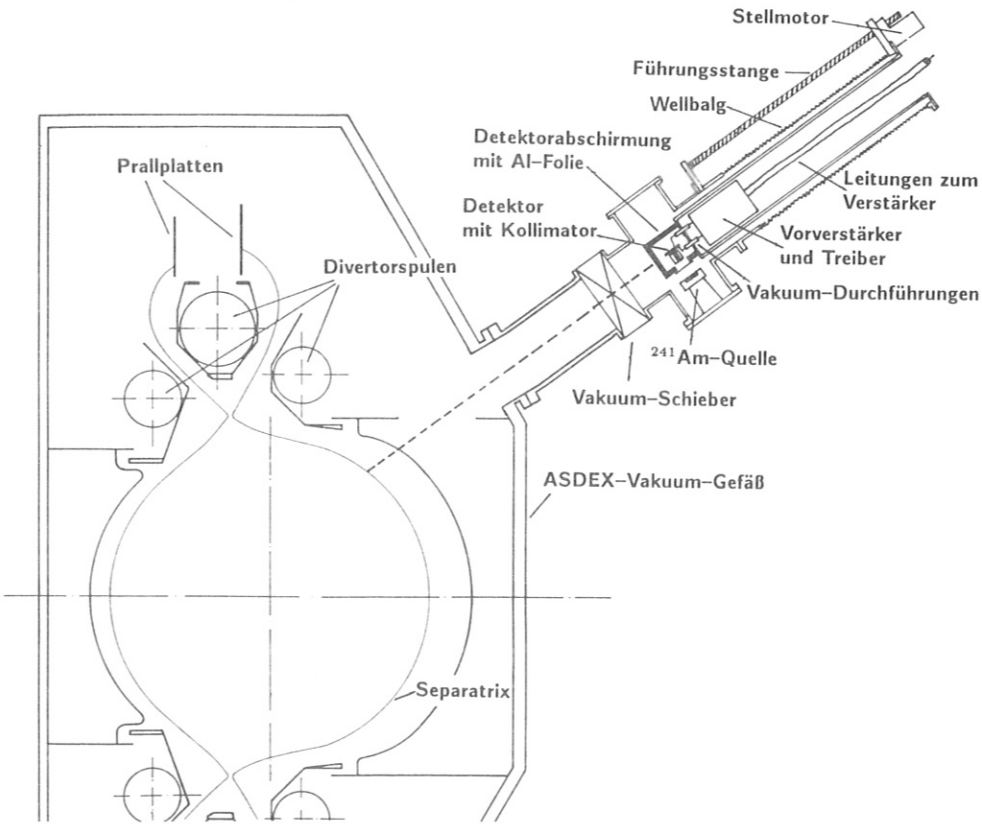


Abb 3.1 : Querschnitt durch die obere Hälfte von ASDEX mit dem Manipulator (in zurückgezogenem Zustand). Durch Zusammenschieben des Wellbalges wird das Rohr mit dem Detektor ins Gefäß gebracht.

3.1. Halbleiter–Sperrschichtzähler

3.1.1. Der Detektor

Bei der Messung geladener Teilchen mit Halbleiterzählern wird ausgenutzt, daß die Teilchen beim Eindringen in eine Sperrschicht Ladungsträgerpaare freisetzen, die mit der Sperrspannung U_B abgesaugt werden können. Da die Zahl der freigesetzten Ladungsträgerpaare sehr genau proportional zur absorbierten Energie ist (in Silizium entsteht ein Ladungsträgerpaar pro 3.6 eV), ist die Höhe des erzeugten Ladungspulses ein gutes Maß für die Energie des einfallenden Teilchens. Bei der Diagnostik geladener Fusionsprodukte wurde bislang vor allem mit Oberflächensperrschichtzählern gearbeitet, die aber für Anwendungen in der Plasmaphysik den Nachteil haben, daß sie sehr temperaturempfindlich sind [3.1]. Eine andere Möglichkeit, eine Sperrschicht zu erzeugen ist die Implantation von Dotierungsionen in den Halbleiterkristall. Seit einigen Jahren gibt es aus einer Entwicklung an der TU München solche ionenimplantierten Si–Detektoren, bei denen Bor–Atome in n–Silizium implantiert werden [3.2]. Diese Detektoren haben ein sehr gutes Energieauflösungsvermögen (10 keV FWHM bei 5.5 MeV α-Teilchen), sehr niedrige Leckströme (2.4 nA/cm^2 bei 100V) und nur sehr dünne Totschichten von ca. 2200 Å. Wie alle Halbleiterdetektoren sind auch diese Detektoren empfindlich gegen Neutronenbestrahlung, aber ihr großer Vorteil ist, daß sie aufgeheizt werden können, und so Strahlenschäden in gewissem Maß ausheilbar sind.

Für die Experimente an ASDEX wird ein solcher ionenimplantierter Silizium–Sperrschichtzähler mit einer aktiven Schicht bis zu 300 μm Dicke und einer Fläche von 5×5 mm^2 verwendet. Der Detektor sitzt mit einem Kollimator (V2A-Zylinder mit Bohrungen) in einer Halterung aus Vespel am vorderen Ende des Manipulatorrohres. Über der Vespel-Halterung steckt zur Abschirmung gegen elektrische Einstreuungen ein Cu–Hut, der mit dem Manipulator kontaktiert ist und vor dem Kollimator eine Aussparung hat, die von einer 5 μm dicken Al-Folie bedeckt wird (zur Abschirmung von Licht und Plasmaionen).

3.1.2. Signalverarbeitung

Der Ladungsimpuls aus dem Detektor muß in einem ladungsempfindlichen Vorverstärker verarbeitet werden. Um die gute Energieauflösung des Detektors nicht zu verlieren, muß bei der elektronischen Verarbeitung des Signals darauf geachtet werden, daß das Gesamtrauschen möglichst niedrig gehalten wird. Wesentliche Beiträge zum Rauschen liefern vor allem hohe Eingangskapazitäten des Vorverstärkers und auch Mikrophonie auf der Leitung zwischen Detektor und Vorverstärker [1.21].

Da die Eingangskapazität von der Länge der Detektorleitung abhängt, wird hier zum ersten Mal der Versuch gemacht, den Vorverstärker direkt hinter dem Detektor unterzubringen. Das Detektorsignal geht mit zwei Vakuumdurchführungen in das Innere des Manipulatorrohres an Stecker, die fest in einer Kupfer–Dose angebracht sind. Darauf kann nun von hinten der Vorverstärker mit der Beschaltungs-

platine gesteckt werden, so daß die Verbindung vom Detektor zum Vorverstärker nur ca. 5 cm lang ist. Dadurch ist die Kapazität sehr klein. Da die Verbindung starr aufgebaut ist, tritt Mikrophonie praktisch auch nicht auf.

Um diese Konstruktionsidee verwirklichen zu können, braucht man allerdings einen sehr kleinen Vorverstärker. Am Max–Planck–Institut für Physik und Astrophysik in München werden für Hochenergie–Experimente bei CERN solche ladungsem–

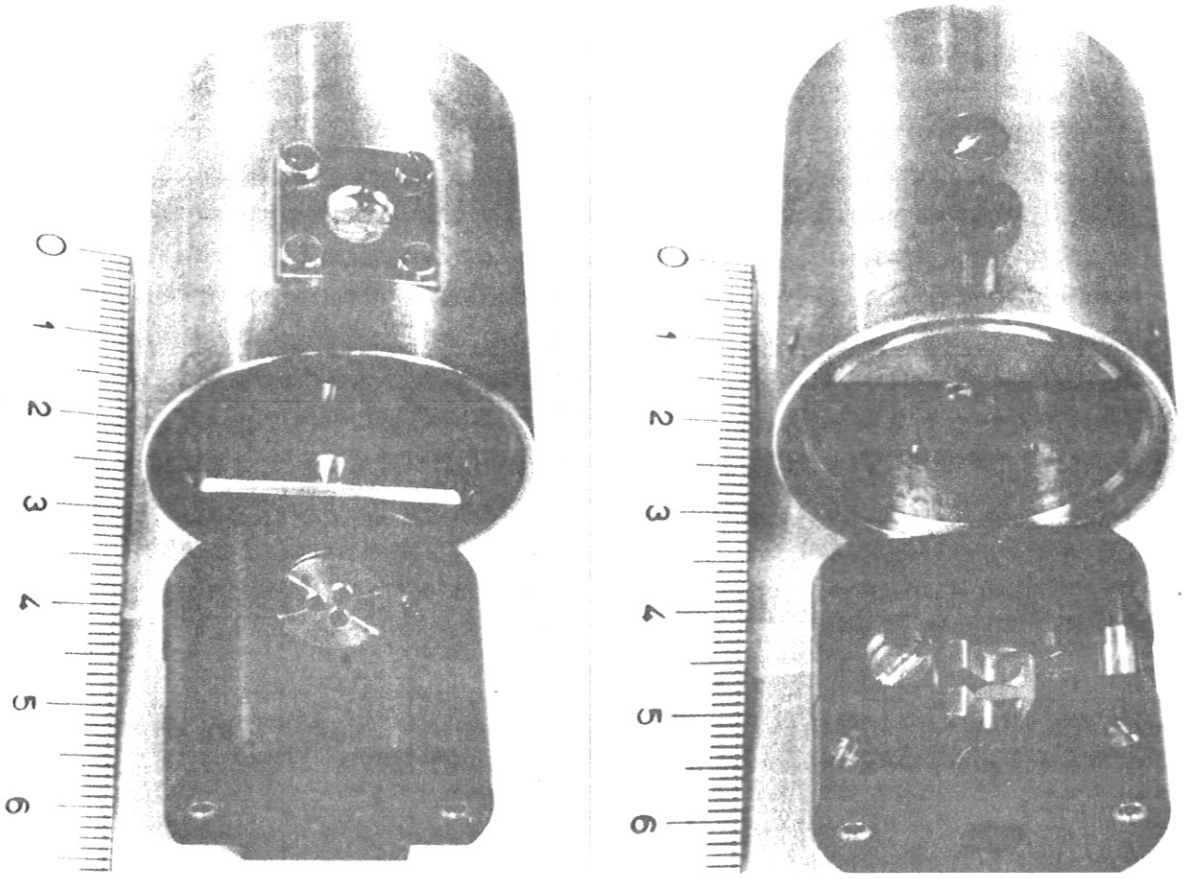


Abb 3.2 : Die Detektorhalterung und ihre Abschirmung, von unten (links) und von oben (rechts) gesehen. Die Einheit des Maßstabes ist cm.
Links sieht man den Kollimator mit seinen drei Löchern und in der Abschirmung die Al–Folie. Rechts erkennt man den eigentlichen Detektor (von der Rückseite) und die eine Kontaktfeder. Beide Kontaktfedern sind mit den Kontakthülsen verbunden, die man auf beiden Bildern an der Rückseite der Halterung (unten) erkennt. Dazwischen befindet sich ein Loch für den Führungsstift am Manipulatorrohr. Mit der Kunststoffschraube wird der Detektor mit der Abschirmung an diesem Führungsstift befestigt. Mit den kleinen Schrauben (rechtes Bild) werden die Kontakthülsen mit den Stiften der Vakuumdurchführungen am Manipulatorrohr kontaktiert.

pfindlichen Vorverstärker als Hybridkreise mit sehr kleinen Dimensionen herge-

stellt [3.3], die sich für diese Problemstellung hervorragend eignen. Zusätzlich ist in der Vorverstärkerdose noch ein Treiber untergebracht, da das Kabel bis zum Hauptverstärker 5 m lang ist, und die Ausgangsleistung des Vorverstärkers nicht ausreicht, um danach noch ausreichend starke Signale für den Hauptverstärker zu liefern. Da sowohl der Detektor als auch der Vorverstärker in Cu–Dosen stecken, die mit dem Manipulatorrohr verbunden sind, werden elektrische Einstreuungen weitgehend vermieden.
Da eine Abschirmung gegen magnetische Einstreuungen innerhalb des ASDEX–Gefäßes das Magnetfeld zu sehr stören würde, muß darauf verzichtet werden. Um die Wirkung der Einstreuungen dann niedrig zu halten, wurde die Schaltung so angelegt, daß nur möglichst kleine Schleifen entstehen. Der Detektor ist über die Vespel-Halterung gegen das Gefäß isoliert, und das NIM–Crate für die zusätzliche Elektronik bezieht seine Stromversorgung über einen Trenntransformator. Das ganze System ist nur über die Vorverstärkerplatine am Manipulator geerdet, und liegt somit auf dem ASDEX–Potential. Das Ausgangssignal des Verstärkers und das Pile-up-Rejection Signal gehen über einen Transformator, bzw. einen Optokoppler in den Messraum auf das Rechnerpotential. In Abb 3.3 ist schematisch der Signalweg dargestellt.

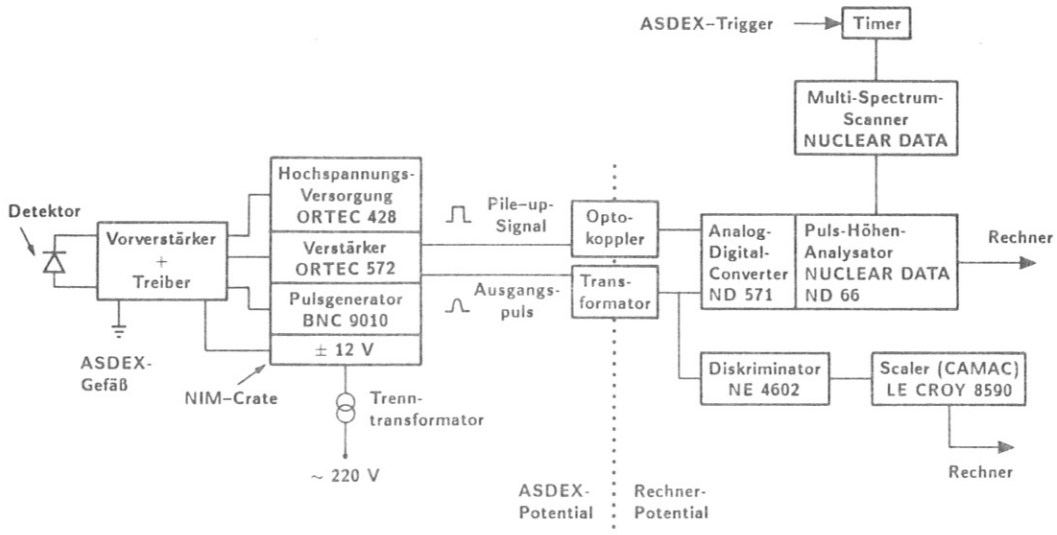


Abb 3.3 : Schematische Darstellung der Signalverarbeitung. Der Vorverstärker und der Treiber befinden sich nahe dem Detektor im Manipulatorrohr, ca. 5 m von der übrigen Elektronik entfernt. Diese Elektronik steckt in einem NIM–Crate, das über einen Trenntransformator vom ASDEX–Potential abgetrennt ist, so daß alles nur über den Vorverstärker direkt auf dem Gefäß–Potential von ASDEX liegt. Die Ausgangssignale des Verstärkers werden durch einen Optokoppler, bzw. einen Trafo auf das Rechner–Potential gebracht, und weiter verarbeitet.

Das Ausgangssignal des Verstärkers kann nun einmal benutzt werden, um hinter einem Ein-Kanal-Analysator den Teilchenfluß auf den Detektor zu messen, und

zum anderen, um mit einem Vielkanalanalysator das Energiespektrum der Teilchen aufzunehmen. Der ASDEX–Trigger startet einen Timer, der zu vorwählbaren Zeitpunkten in der Entladung ein MSS–Modul (multi-Spectrum-Scanner) triggert. Dieses MSS–Modul steuert die Daten aus dem ADC (Analog Digital Converter) im Speicher des Vielkanalanalysators (8192 Kanäle) so, daß man in diesen 8192 Kanälen bis zu 8 Spektren mit je 1024 Kanälen abspeichern kann.
Die Funktion der Verstärker wird durch das Signal aus einem Pulsgenerator, das zusätzlich auf den Vorverstärker gegeben wird, ständig überprüft.

Als Beispiel für mit dieser Anordnung gemessene Signale sind in Abb. 3.4 zwei Spektren aus verschiedenen Phasen einer ASDEX–Entladung dargestellt und zwar aus einer durch den Plasmastrom geheizten frühen Phase, und aus einem späteren Intervall mit Neutralinjektion. Ganz rechts ist das Signal des Pulsers zu sehen, das während der Injektion zwar sichtbar, aber nur gering verbreitert ist. Links sieht man das durch die Röntgenstrahlung erzeugte Untergrundspektrum, das während der Entladung zurückgeht. Während der Neutralinjektion steigen die Zählraten in den Spektren der Protonen und Tritonen stark an, und deren Linien werden (wegen der höheren Temperatur) auch sichtbar breiter.

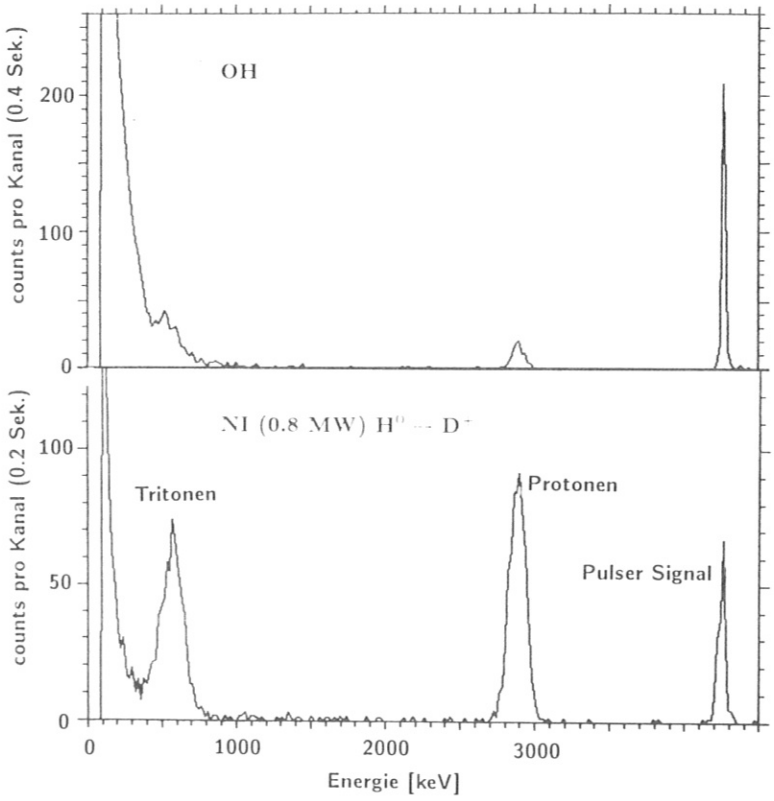


Abb 3.4 : Zeitverlauf eines Energiespektrums der Fusionsprodukte in einer ASDEX–Entladung (#18667, $I_p = 420$ kA, $B_\phi = 2.2$ T, $\bar{n}_e = 5 \times 10^{13}$ cm^{-3}). Oben ist das Spektrum aus der Phase mit reiner Stromheizung, unten das aus der Phase mit Neutralinjektion ($P_{NI} = 0.8$ MW, Wasserstoff) dargestellt.

3.1.3. Eichmessungen

Die Energieeichung des Vielkanalanalysators und der Elektronik erfolgt mit einer ^{241}Am–Quelle, die im Kreuzstück am Manipulator untergebracht ist. Diese Quelle emittiert α-Teilchen mit Energien von 5.442 und 5.484 MeV (96 %). In Abb. 3.5 ist ein Eichspektrum dieser Quelle mit der oben geschilderten Apparatur (allerdings ohne die Folie vor dem Kollimator) zu sehen. Das Spektrum hat in der Hauptlinie eine Halbwertsbreite von $\simeq$ 24 keV FWHM. Dabei hat allerdings die Quelle (durch tiefe Implantation der radioaktiven Substanz in den Träger) eine Breite von 17 keV, wie Vergleichstests mit einer flach implantierten Quelle ergaben. Die Energieverbreiterung in der Elektronik beträgt also etwa 17 keV.

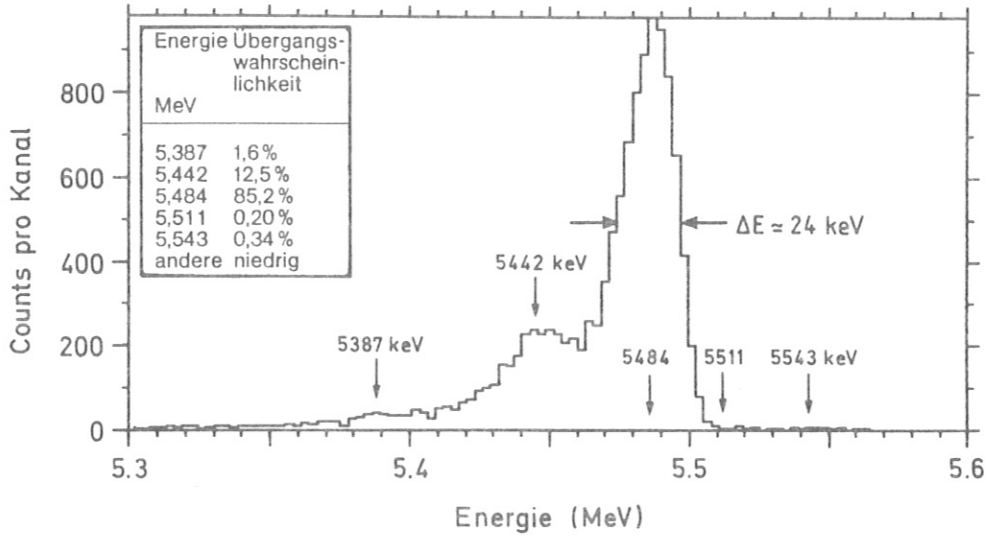


Abb 3.5 : Eichspektrum der ^{241}Am–Quelle mit dem in Abb. 3.2 und 3.3 dargestellten Aufbau. Die Halbwertsbreite der ^{241}Am–Quelle ist $\simeq$ 17 keV, die Verbreiterung durch die Elektronik beträgt also $\simeq$ 17 keV.

Für die Absoluteichung des Vielkanalanalysators stand auch nur diese ^{241}Am–Quelle mit den Hauptlinien bei 5484 keV und 5442 keV zur Verfügung. Mit einer Al–Folie von $5 \pm 0.05\mu$m erhält man daraus eine einzige breite Linie, die – berechnet mit den dE/dx–Werten von Ziegler [3.12] – bei 4676 keV liegt. Mit diesen drei Werten ergibt sich eine exakte Linearität der Zuordnung von Energie zu Kanalnummer. Nach den Herstellerangaben soll diese Zuordnung auch unabhängig von der Zählrate sein, was nicht getestet werden konnte, da die ^{241}– Quelle in unserer Geometrie nur Zählraten von $\simeq$ 10 s^{-1} erzeugt. Während ASDEX–Entladungen treten Zählraten von einigen $10^4 s^{-1}$ auf. Diese in ASDEX erhaltenen Spektren liegen in ihren Energien im allgemeinen etwas niedriger als erwartet. Es ist nicht klar, inwieweit dies auf eine nichtlineare Zuordnung von Energie zu Kanalnummer zurückzuführen ist, oder doch auf eine Abhängigkeit dieser Zuordnung von der Zählrate.

Da die Quelle im Manipulator untergebracht ist, kann die Energieeichung zwischen den Schüssen kontrolliert werden. Dabei stellt sich heraus, daß die Lage des Maximums sich im Laufe eines Schusstages um ca. 2 - 3 Kanäle (d.h. 20–30 keV) nach

unten verschiebt. Diese Verschiebung, die über Nacht wieder zurückgeht, kann vernachlässigt werden, da sie nur ca. 0.5 % beträgt.

Während der ASDEX–Entladungen kann die Funktion der Signalverarbeitung durch die Testpulse kontrolliert werden. Normalerweise verteilt sich sein Signal im Vielkanalanalysator auf 1 - 2 Kanäle (das heißt etwa 5 - 10 keV), aber während der Entladung verbreitert es sich durch Einstreuungen, und zwar in sehr unterschiedlichem Maße. Bei Verbreiterungen, die mit Gauß–Profilen von Halbwertsbreiten bis ca. 50 keV beschrieben werden können, kann die Halbwertsbreite der Spektren bezüglich dieses Effektes korrigiert werden. Außerdem dient dieses Signal mit fester Frequenz dazu, die Durchgangsrate der Elektronik zu messen. Diese Rate ist definiert als Quotient der Pulsrate im Detektor zur Zählrate der Ausgangspulse des Verstärkers. Die Durchgangsrate ist bei niedrigen Frequenzen Eins, wird aber mit steigender Frequenz kleiner und wird bei der Sättigung des Verstärkers Null [3.4]. Da der Pulser eine konstante Frequenz hat, ist das Integral seines Spektrums ein gutes Maß für die Durchgangsrate (gemittelt über die Integrationszeit des Spektrums).

3.1.4. Probleme des Sperrschichtzählers

Halbleiter–Sperrschichtzähler sind nicht nur sensitiv für Ionen, sondern auch für Röntgenstrahlung und zum Teil auch für Neutronen. Ihre Sensitivität gegen Neutronen ist sehr gering, aber die Empfindlichkeit gegen Röntgenstrahlung macht sich an ASDEX schon negativ bemerkbar. Die Röntgenstrahlung macht in ASDEX–Entladungen einen Untergrund auf dem Spektrum, der exponentiell mit der Energie abfällt und (in einer für Ionen geeichten Energieskala) bis zu Energien von $\simeq$ 1000 keV reichen kann. Damit können diese Photonensignale das Spektrum der Tritonen überdecken. Das Hauptproblem ist aber, daß diese Signale die für Protonen und Tritonen nutzbare Zählrate senken und die Verstärkerkette sogar zur Sättigung bringen können. Eine wichtige Rolle spielt dabei die durch run–away Elektronen (vor allem zu Beginn einer Entladung) erzeugte Röntgenstrahlung. Die Dichte der run–away Elektronen kann durch eine erhöhte Plasmadichte am Beginn der Entladung (größere Erstgasfüllung) stark vermindert werden.

Ein weiteres Problem des oben beschriebenen Detektoraufbaus ist die Einstreuung elektromagnetischer Störungen. In Abb. 3.6a sieht man die mit einem Transienten–Recorder aufgenommenen Ausgangssignale des Vorverstärkers (unten) und des Verstärkers (oben) während einer durch Neutralinjektion geheizten ASDEX–Entladung. Das Signal aus dem Vorverstärker ist frei von Störungen und hat sehr sauber einen steilen Anstieg ($\simeq 40ns$) und einen flachen Abfall($\simeq 40\mu s$). In Abb. 3.6 b sind dieselben Signale für eine spätere Entladungsphase mit reiner Ionenzyklotron–Heizung bei 67 MHz dargestellt. Hier sieht man, daß die Nullinie des Vorverstärkersignals verschoben wird, und das ganze Signal deformiert wird. Dadurch wird auch die Nullinie des Verstärkers heruntergezogen, und dessen Ausgangssignal ist nicht mehr sinnvoll.

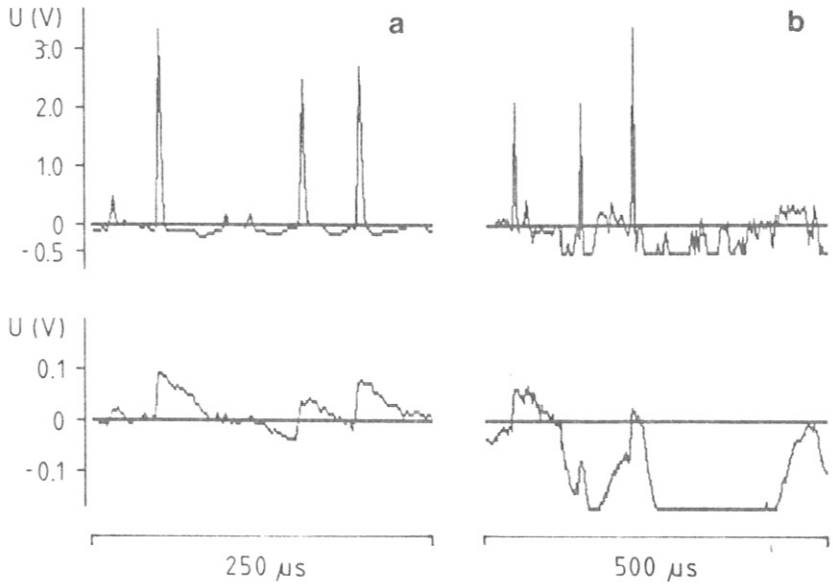


Abb 3.6 : Ausgangssignale des Vorverstärkers (unten) und des Verstärkers (oben). a) während einer Neutralinjektions–Phase einer ASDEX–Entladung (#18848, I_p = 380 kA, B_ϕ = 2.3 T, P_{NI} = 1.7 MW). b) während Plasmaheizung mit Ionenzyklotronwellen bei 67 MHz mit 2.2 MW in derselben Entladung. Die Elektronik ist hier durch Einstreuungen stark gestört.

Bei starker Heizung mit Neutralinjektion, insbesondere im H–Regime ist die Elektronik ebenfalls stark gestört. In Abb. 3.7 ist der Protonenfluß und die H_α Intensität (6563 Å) im Divertor dargestellt. Die Leuchtintensität des neutralen Wasserstoffs ist ein Maß für die Teilchenverluste des Plasmas und damit für sein Einschlußverhalten. Das H_α–Signal im Divertor ist ein gutes Zeichen für das Einsetzen des H–Regimes und markiert auch bestimmte Instabilitäten. Die sogenannten Elms ("edge localized modes") sind Instabilitäten in der Randschicht des Plasmas, die mit einem kurzzeitig stark erhöhten Energieabfluß aus dem Plasmarand verbunden sind [3.5]. Diese bursts in Abb. 3.7 stören deutlich sichtbar die Elektronik und blockieren den Verstärker völlig. In dieser Phase zeigt das Spektrum nur einen breiten Untergrund (bis $\simeq$ 2.5 MeV) und das Spektrum des Pulsers ist reduziert, oder verschwindet völlig.

Eine weiterer möglicher Grund für die Störung der Elektronik in solchen stark Neutralteilchen–geheizten Entladungen wäre natürlich die reine Sättigung auf Grund des zu hohen Teilchenflusses, aber es konnte keine Korrelation des Einsatzes der Störungen mit dem Neutronenfluß-Signal gefunden werden. Auch in Entladungen, bei denen die Richtung des Toroidalfeldes umgekehrt worden war, wo also die geladenen Fusionsprodukte nach unten driften und den Detektor gar

nicht erreichen können, traten diese Störungen auf. Sie sind also offensichtlich durch elektromagnetische Einstreuungen bedingt.

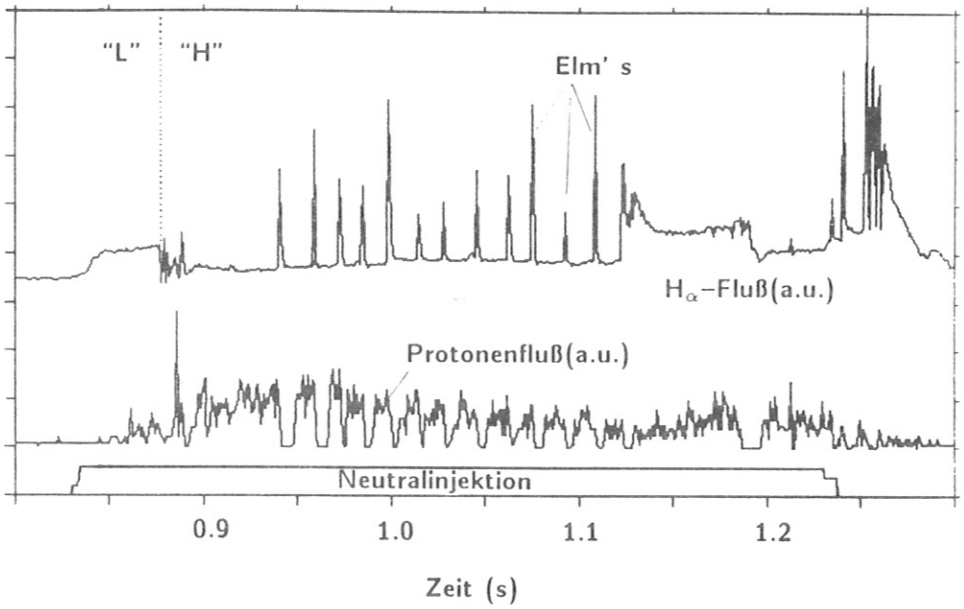


Abb 3.7 : Protonenfluß und H_α-Signal aus dem Divertor. Während der Elm's in der H-Phase wird die Elektronik so stark gestört, daß der Verstärker blockiert ist. (ASDEX #17832, I_p = 300 kA, B_ϕ = 2.2 T, $\bar{n}_e = 2.8 \times 10^{-13}$ cm^{-3}, P_{NI} = 2.6 MW).

3.1.5. Schlussfolgerungen

Mit der oben geschilderten Anordnung ist es zwar zum ersten Mal möglich gewesen, die Spektren der Tritonen zu messen, und beide (Protonen- und Tritonen-) Spektren zur Temperaturbestimmung heranzuziehen, aber es gab immer wieder Situationen, wo die Elektronik den Anforderungen nicht entsprach. Das Hauptproblem scheinen dabei elektromagnetische Einstreuungen zu sein. Bei dieser Diagnostik tritt das Problem besonders kraß auf, da sowohl der Detektor als auch der Vorverstärker sehr nahe am Plasma, innerhalb des Vakuumgefässes sind, wo die Störungen besonders massiv sind. Um den Einfluß solcher Einstreuungen abzuschwächen, haben wir ein neues Konzept entwickelt, das mit zwei Detektoren arbeitet, von denen einer aber abgedeckt ist, so daß er keine Teilchen sieht, aber dieselben elektromagnetischen Einstreuungen bekommt wie der andere. Wenn man die Ausgangssignale der beiden zugehörigen Vorverstärker voneinander abzieht, und nur das Differenzsignal auf den Eingang des Verstärkers gibt, sollte man die elektromagnetischen Störungen vermeiden können. Eine Bedingung dafür ist natürlich eine sorgfältige Verlegung der Kabel, so daß beide Detektoren und Vorverstärker auch wirklich identische Störungen aufnehmen.

Dieses neue Konzept wird derzeit entwickelt und konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr eingesetzt werden.

3.2. Kernspurfolien

Die zweite Möglichkeit zur Messung geladener Teilchen ist die Anwendung von Kernspurfolien [3.6]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Folien aus einem organischen Polymer (Allyl Diglycol Polycarbonat) mit einer Dicke von 0.5 mm verwendet. Diese Folien des Typs PM355 von der Firma Pershore Mouldings Ltd UK sind eine Weiterentwicklung des Folientyps CR–39.

Die Funktionsweise der Kernspurfolien beruht darauf, daß geladene Teilchen beim Eindringen in organische Folien eine latente Spur von Störungen der Elektronenstruktur längs der Teilchenbahn erzeugen. In dieser Spur brechen die Makromoleküle auf, und beim Ätzen der Folie greift das Ätzmittel die kurzen, chemisch aktiveren Moleküle stärker an, so daß Krater entstehen, die unter dem Mikroskop deutlich sichtbar sind. Da die Spurparameter wie Tiefe, Durchmesser und Form vom spezifischen Energieverlust dE/dx, und damit von Energie, Masse und Ladung der Teilchen stark abhängen, ist es möglich, aus den Spuren die Energiespektren der aufgetroffenen Teilchen zu ermitteln. Speziell für die Parameter der geladenen Fusionsprodukte aus der D–D Reaktion wurden diese Möglichkeiten schon ausführlich untersucht [2.16, 3.7].

Kernspurfolien haben den großen Vorteil, daß sie gegen γ–Strahlung völlig unempfindlich sind, und zum Teil auch gegen Neutronen, die nur über Rückstoßprotonen nachweisbar sind. Deren Spuren liegen aber im Inneren der Folie und beginnen nicht an der Oberfläche. Die Störfelder in einem Tokamak beeinflussen Kernspurfolien natürlich auch nicht. Sie sind außerdem auch einfacher zu handhaben als beispielsweise Kernspurplatten, denn sie sind nicht lichtempfindlich, problemlos auch im Vakuum zu betreiben, und einfach zurechtzuschneiden. Ein ganz wichtiger Aspekt bei den Folien ist der, daß zwar die Flußdichte beschränkt ist, weil die Krater sich nicht überlappen sollten (die obere Grenze liegt ungefähr bei 10^4 Spuren/mm^2), daß aber darüber hinaus die Zählrate unbegrenzt ist, so daß Kernspurfolien vor allem für solche Experimente geeignet sind, wo in sehr kurzer Zeit sehr hohe Flüsse auftreten, wie zum Beispiel am Plasmafokus [3.8, 3.9] oder bei Experimenten zur Trägheitsfusion [3.10,3.11].

Trotzdem haben auch die Kernspurfolien Nachteile. Der Ätzprozeß in 6.25 n NaOH–Lauge bei 70^0 C ist zwar einfach, aber sehr langwierig, und die Auswertung unter dem Mikroskop ist sehr zeitaufwendig. Speziell die Auswertung von Energiespektren ist sehr aufwendig und kompliziert (siehe nächster Abschnitt). Ausserdem muß die Folie praktisch nach jeder Entladung ausgewechselt werden, was über eine Vakuumschleuse möglich ist, an einem Tokamak mit seinen hohen Anforderungen an die Reinheit des Vakuums aber doch eine gewisse Abpumpzeit erfordert. An ASDEX war dadurch die Messung mit Kernspurfolien auf eine Folie pro Schußtag beschränkt.

Es hat sich herausgestellt, daß die PM355–Folien eine obere Energiegrenze haben, oberhalb derer sich Protonen nicht mehr in diesen Folien nachweisen lassen.

Während Prof. Benton [3.12] keine solche Schwelle fand, wurde am IPP [2.16] eine solche obere Grenze von $\simeq$ 7 MeV gefunden. Im Rahmen dieser Arbeit stellte sich sogar heraus, daß – in Übereinstimmung mit Experimenten an den Universitäten in Stuttgart [3.8] und Düsseldorf [3.9] – Protonen mit Energien oberhalb von $\simeq$ 2 MeV nicht mehr nachgewiesen werden können. Um dieses Ergebnis zu erhärten, wurde ein Eichexperiment an einem Beschleuniger durchgeführt, das in Abschnitt 3.2.2 diskutiert wird. Um dennoch Protonen höherer Energie messen zu können, muß man diese Protonen vor der Kernspurfolie in Aluminium–Folien abbremsen. Um das ganze Energiespektrum in den gewünschten Energiebereich zu bringen, arbeitet man am besten mit einer Matrix unterschiedlich dicker Al–Folien. Im folgenden Abschnitt sollen kurz die Vorgänge besprochen werden, die bei der Energieabsorption in Festkörpern eine Rolle spielen, da sie für das Verständnis der Nachweisgrenze wichtig sind, und auch ansonsten für die Diagnostik geladener Fusionsprodukte eine große Rolle spielen.

3.2.1. Energieverlust in Festkörpern

Eine gute Zusammenfassung über alle Prozesse, die zum Abbremsen des Ions in einem Target führen, und über die Entwicklung der Theorien zu diesem Komplex findet man in dem Buch von Ziegler und Mitarbeitern [3.13, Bd.1]. Die Abbremsung schneller Ionen, die auf ein Target treffen, beruht sowohl auf der Wechselwirkung mit Atomkernen (im wesentlichen durch Rutherfordstreuung), als auch mit der Elektronenhülle (Ionisation, Anregung elektronischer Zustände, Phononenanregung usw.). Für H^+–Ionen ist bei Energien oberhalb von 1 keV die Abbremsung an den Elektronen wesentlich größer als an den Kernen, und zwar in allen Targetelementen. Für $^4He^+$–Ionen gilt dies oberhalb von $\approx$ 10 keV [3.13, Bd.1, S.207].

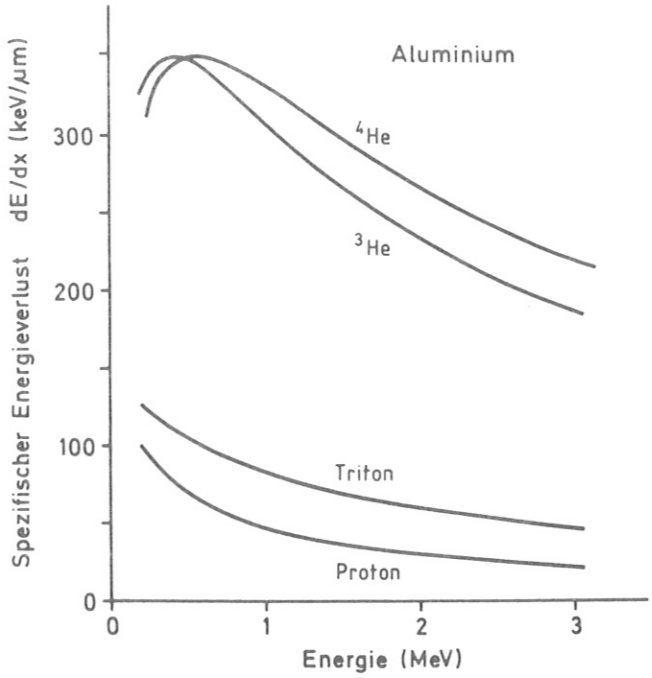


Abb. 3.8 : Der spezifische Energieverlust dE/dx für Wasserstoff– und Helium–Ionen in Aluminium als Funktion der Teilchenenergie.

Ziegler und seine Mitarbeiter geben für H^+–Ionen [3.13, Bd.3] und für He^+–Ionen [3.13, Bd.4] in allen Targetmaterialien den spezifischen Energieverlust dE/dx als Funktion der Energie an. Für Aluminium, das wir als Absorberfolie vor den Detektoren benutzen, ist in Abb. 3.8 für alle uns interessierenden Teilchen dE/dx als Funktion der Ionenenergie dargestellt. Es wird hier deutlich, daß der spezifische Energieverlust von der Ionenmasse und vor allem sehr stark von der Ionenladung abhängt. Bei sehr niedrigen Energien (ungefähr 100 keV/Nukleon) fällt das dE/dx wieder ab, was man an den Kurven der Helium–Ionen gerade noch sieht.

Durch die Integration der dE/dx–Kurve kann man die Eindringtiefe der Ionen ermitteln, wie dies für Silizium in Abb. 3.9 dargestellt ist. Man sieht daran, daß zum völligen Abbremsen eines 3 MeV Protons in einem Si–Sperrschichtzähler eine Schichtdicke von $\approx$ 100 μm ausreicht, während man für ein 14.7 MeV Proton bereits eine Schichtdicke von $\approx$ 800 μm braucht. Da dE/dx mit steigender Energie sinkt, steigt die Reichweite stärker als linear mit der Energie.

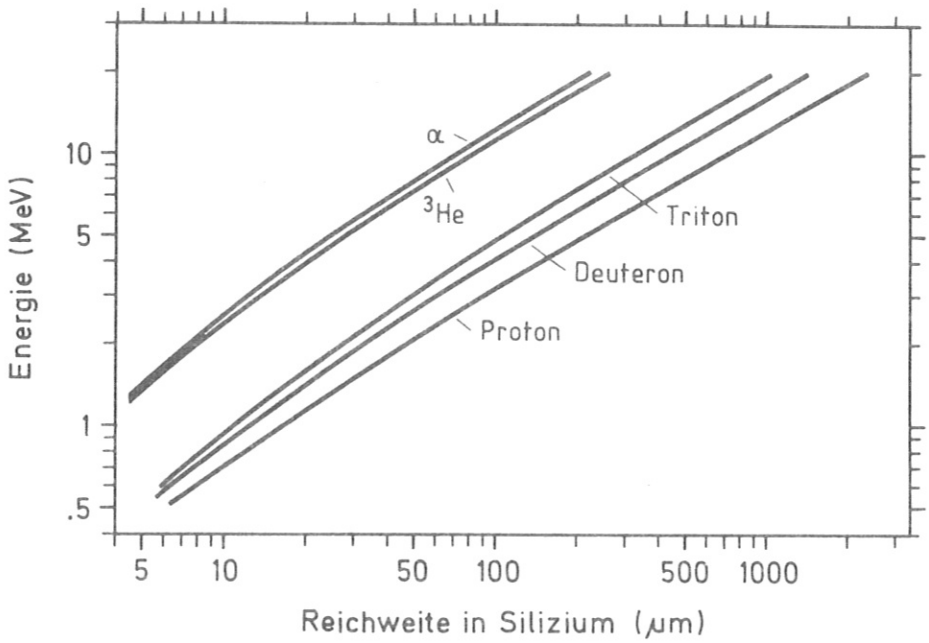


Abb. 3.9 : Reichweite der Wasserstoff– und Heliumionen in Silizium als Funktion der Teilchenenergie.

Wenn man das Abbremsen von Ionen in einem aus Molekülen zusammengesetzten Target betrachten will (wie es zum Beispiel die Kernspurfolien sind), muß man nach der Bragg'schen Regel aus den dE/dx–Werten der einzelnen Elemente des Moleküls einen mit der relativen Häufigkeit gewichteten mittleren spezifischen Energieverlust berechnen:

$$\left(\widetilde{\frac{dE}{dx}}\right)(E) = \sum_i h_i \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_i (E) \tag{3.1}$$

Dabei ist h_i die relative Häufigkeit des Elementes i, und die dE/dx–Werte sollten in der Einheit "keV/(10^{15} Atome /cm^2)" vorliegen [3.13, Bd.5, S. 35].

Da die Wechselwirkung der Ionen mit den Targetatomen auf statistischen Prozessen beruht, ist der gesamte Energieverlust auch für identische Ionen nicht völlig gleich, sondern es tritt eine gewisse Streuung auf [3.14]. Dies führt dazu, daß Ionen mit gleicher Energie in einem dicken Target in unterschiedlichen Tiefen implantiert werden (Reichweite–Straggling), bzw. daß sie nach Durchgang durch eine dünne Folie unterschiedliche Energien haben (Energie–Straggling). In Silizium beträgt das Reichweite–Straggling für 3 MeV Protonen nur 2 μm, für 14.7 MeV Protonen dagegen bereits 22 μm. Dies sollte bei der Festlegung der Detektordicke berücksichtigt werden. In Bezug auf die relativ dünnen Folien vor dem Halbleiterdetektor (5 μm Al) und vor den Kernspurfolien (5 - 100 μm Al) interessiert uns vor allem, wie das Energiestraggling die Energieverteilung ändert.

Die erste Theorie zum Straggling stammt von Bohr, und sie ist inzwischen vielfach erweitert worden [3.15, 3.16]. Das Straggling führt dazu, daß ein monoenergetisches Energieprofil zu einem Gauß-Profil wird, dessen Halbwertsbreite ΔE_S (keV) von der Targetdicke d (in μm) abhängt :

$$\Delta E_S = A_S \cdot \sqrt{d} \tag{3.2}$$

Ist die Energieverteilung der Teilchen schon vor der Folie ein Gauß–Profil, so erhöht sich dessen Breite (quadratisch addiert) um ΔE_S. Die Konstante $A_{S,\alpha}$ für α-Teilchen in Aluminium ist experimentell bestimmt worden, und beträgt in Übereinstimmung mit den Theorien 25.0 keV/$\sqrt{\mu m}$ [3.17]. Da die Stragglingkonstante A_S proportional zur Kernladungszahl des Ions ist, haben die Protonen und Tritonen gleich großes Straggling mit $A_{S,H} = \frac{1}{2} \cdot A_{S,\alpha}$ [3.15].

3.2.2. Eichung der Kernspurfolien

Die Eichung erfolgte mit Fusionsprodukten, die am Beschleuniger PHARAO des IPP durch Beschuß eines deuterierten Kohlenstofftargets mit D_2^+-Ionen erzeugt wurden. Bei diesem Eichexperiment [3.18] waren Gruppen von den Universitäten in Stuttgart [3.8], Düsseldorf [3.9] und Heidelberg [3.19] beteiligt, deren Kernspurfolien, bzw. Kernspurplatten gleichzeitig mitgeeicht wurden.

Die Beschleunigungsspannung betrug 600 keV für die D_2^+–Ionen (also 300 keV pro Deuteron), so daß die Energien der Fusionsprodukte als Funktion des Emissionswinkels im Laborsystem der Abb. 2.19 entsprechen. Bei Emissionswinkeln von 32.3^0 - 37.0^0 im Laborsystem waren die Energien $E_p \simeq 3730 - 3690$ keV, $E_t \simeq 1660 - 1610$ keV und $E_{^3He} \simeq 1420 - 1370$ keV. Das Target war ein dicht unter der Oberfläche deuterierter pyrolytischer Kohlenstoff, so daß die Energieabsorption in dem Target vernachlässigt werden kann [3.20].

Der absolute Fluß der Reaktionsprotonen wurde bei einem Emissionswinkel von 139^0 mit einem Halbleiterdetektor gemessen, so daß der Teilchenfluß auf die Kernspurfolien mit der Gleichung (2.35) ausgerechnet werden konnte.

Nach der Bestrahlung wurden die Kernspurfolien in 6.25 normaler NaOH–Lösung (bei 70^0 C) geätzt. Anschließend wurden sie in destilliertem Wasser gereinigt, und in Druckluft getrocknet, um sie ohne Wasser– und Laugerückstände zu halten. Die Trocknung der Folien im Ofen sollte vermieden werden, da sie bei hohen Temperaturen verformt werden [2.16].

Die Kernspurfolien unseres Experimentes lagen in einer Aluminium – Halterung hinter einem Array von Al–Folien mit Dicken von 0 – 108 μm. In Abb. 3.10 ist das Ergebnis eines Beschleunigerlaufes dargestellt. Dabei ist die Spurdichte gegen die Dicke der Al–Folien aufgetragen. Zusätzlich ist an der Energieachse die mittlere Restenergie der Teilchen nach Passieren der Folie aufgetragen. Man sieht hier deutlich, daß die Protonen nur in einem relativ schmalen Energiebereich sichtbare Spuren in der Folie hinterlassen.

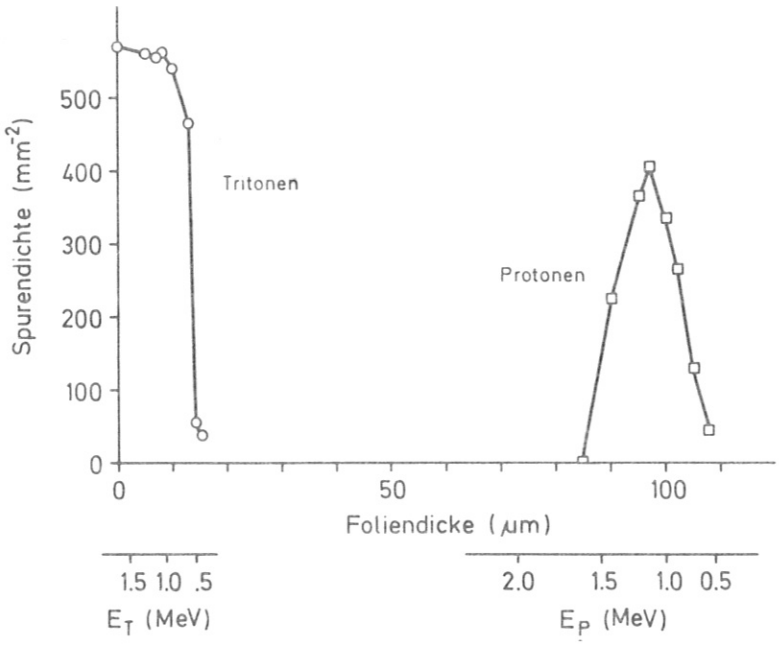


Abb. 3.10 : Spurdichte der geladenen Reaktionsprodukte aus den D–D Reaktionen in Abhängigkeit von der Dicke der Al–Folie vor der Kernspurfolie PM 355. Die Ätzzeit betrug 8 Stunden. Auf den unteren Skalen sind die Restenergien der Teilchen nach dem Durchdringen der Al–Folie aufgetragen.

Die Tritonen sind auch ohne Al–Folie in der PM 355-Folie sichtbar, bis 1.6 MeV gibt es hier also keine Grenze. In Abb. 3.11 ist die Spurendichte der Protonen gegen die Restenergie aufgetragen, wobei die Ätzzeit variiert wurde. Da es sich hier um Folien aus verschiedenen Beschleunigerläufen handelt, wurde nicht die absolute Spurdichte aufgetragen sondern die Nachweiswahrscheinlichkeit η. η ist das Verhältnis aus der gemessenen Spurdichte zu der Teilchendichte, wie sie mit

der Gleichung (2.35) aus dem Fluß auf den Halbleiterdetektor berechnet wird. Hier wird deutlich, daß sich die obere Energiegrenze mit zunehmender Ätzzeit nach oben verschiebt. Bei niedrigen Energien ist die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit sehr schwierig, da bei den dicken Folien sehr großes straggling auftritt. Deshalb sind die Spuren sehr unterscheidlich groß und sehr schwer quantitativ auszuwerten. Die Kurve für die Ätzzeit von 24 Stunden liegt systematische um etwa 10 % zu hoch, aber das liegt an einer Fehlzählung mit dem Halbleiterzähler in diesem Beschleunigerlauf. Bei den Tritonen ändert sich mit zunehmender Ätzzeit nichts an der Nachweiswahrscheinlichkeit.

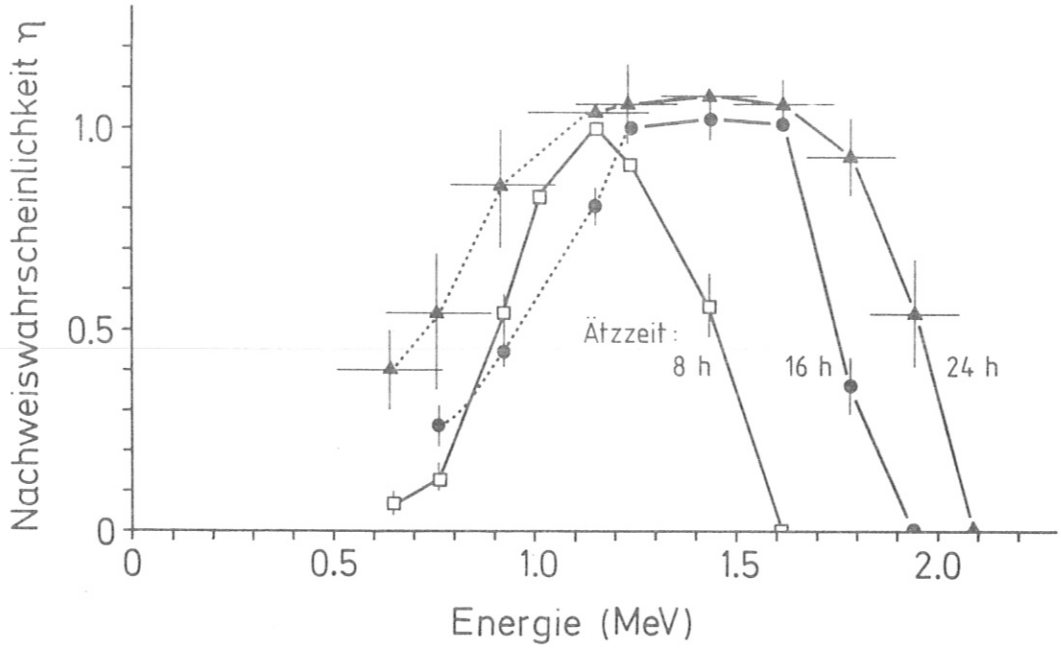


Abb. 3.11 : Nachweiswahrscheinlichkeit der Protonen als Funktion der Restenergie für verschiedene Ätzzeiten. Der Fehlerbalken der Restenergie rührt vom Energiestraggling her.

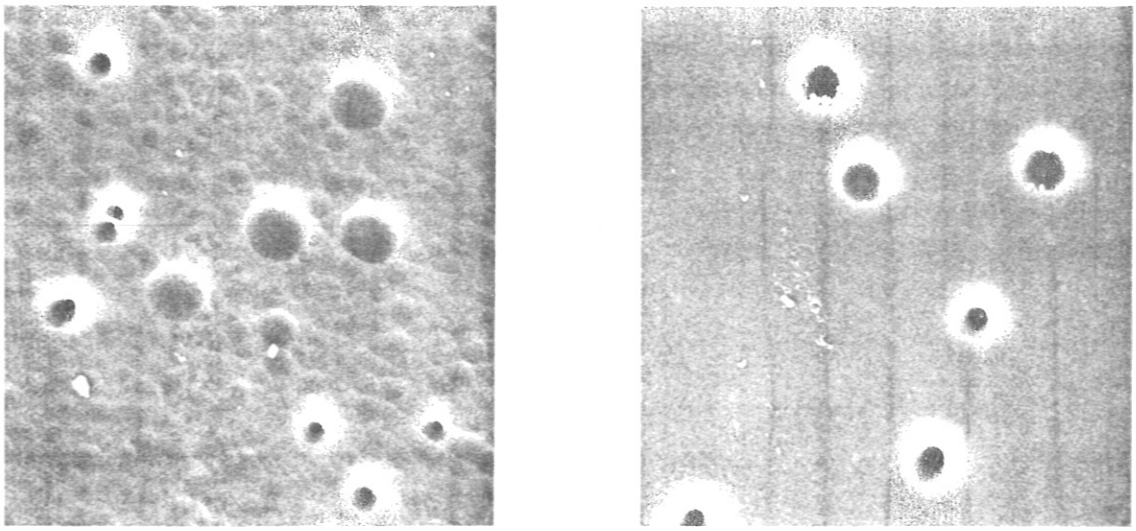
3.2.3. Deutung des Eichexperimentes

Die oben geschilderten Effekte lassen sich qualitativ sehr gut beschreiben, wenn man den spezifischen Energieverlust dE/dx betrachtet, der eine Funktion der Energie, der Ladung und der Masse der Ionen ist.

Da in organischen Stoffen die absorbierte Energie eindringender Ionen die Makromoleküle aufbricht und so die latente Spur erzeugt, ist die Breite der latenten Spur in einem bestimmten Tiefenintervall der Folie auch abhängig von der in diesem Tiefenintervall abgegebenen Energie dE/dx. Dabei ist für die Spurbildung eine bestimmte Mindestenergie (pro Tiefenintervall) erforderlich, unterhalb derer keine latente Spur in der Folie entsteht. Da dE/dx als Funktion der Energie ein Maximum hat, und sowohl zu hohen als auch zu niedrigen Energien abfällt, ist klar, daß es in beiden Fällen eine Nachweisgrenze geben muß. Aus Abb. 3.8 ist klar, daß

die obere Grenze bei den Tritonen, deren dE/dx höher ist als das der Protonen, sehr viel höher liegen sollte (die dE/dx–Kurven für PM 355 sind qualitativ denen von Aluminium sehr ähnlich).

Mit zunehmender Eindringtiefe in die Kernspurfolie nimmt die Energie der Teilchen ab und damit das dE/dx zu. Wenn man eine Kernspurfolie also länger ätzt (wobei ja nicht nur die Spur, sondern auch die Folienoberfläche abgeätzt wird), kommt man in eine Schicht der Folie, in der das dE/dx der Protonen ausgereicht hat, um eine latente Spur sichtbar zu machen. Dadurch steigt die obere Energiegrenze mit wachsender Ätzzeit an, was man in Abb. 3.11 sehr deutlich sieht.



10 μm

Abb 3.12 : Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme von Teilchenspuren in den Kernspurfolien vom Typ PM 355. Die Ätzzeit betrug hier 8 Stunden.
links : ohne Al–Folie davor hinterlassen rückgestreute Deuteronen, ^{3}He–Ionen und Tritonen deutliche Spuren. Die Protonen sind wegen ihrer hohen Energie nicht nachweisbar.
rechts : Nach dem Durchdringen einer 5 μm starken Al–Folie hinterlassen nur noch die Tritonen eine sichtbare Spur.

Daß diese Überlegungen die Verhältnisse richtig beschreiben sieht man an der Abb. 3.12. Dies ist eine rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer PM 355–Folie. Der linke Teil zeigt einen Bereich ohne Al–Absorber vor der PM355 Folie, der rechte einen Bereich, vor dem während der Bestrahlung eine 5 μm dicke Al–Folie lag. Links sieht man eine rauhe Struktur, die von rückgestreuten Deuteronen stammt, und zwei deutlich unterscheidbare Spursorten, während hinter 5 μm Al nur noch eine Art von Spuren zu sehen ist. Mit den dE/dx–Werten von [3.13,

Bd.3 und 4] findet man, daß die Deuteronen und die ^{3}He–Ionen in der Al–Folie völlig abgebremst werden, so daß man dahinter nur noch die Tritonen mit einer Restenergie von 1280 ± 30 keV sehen kann. Auf dem linken Bild erkennt man die ^{3}He–Ionen daran, daß sie auf Grund des höheren dE/dx eine deutlich breitere, dafür aber flachere Spur hinterlassen haben. Aus dem Vergleich beider Bilder sieht man, daß die Tritonen hinter der Al–Folie, wo sie wegen der geringeren Energie ein höheres dE/dx haben, auch eine breitere Spur hinterlassen als mit der vollen Energie.

Während die Spuren der Tritonen und der ^{3}He–Ionen in Abb. 3.12 alle praktisch identisch waren, sieht man in Abb. 3.13., wo die Spuren der Protonen nach dem Durchdringen von 97 μm Al abgebildet sind, sehr deutlich den Einfluß des Energiestragglings. Die Energieverteilung der Protonen ist nun sehr breit geworden (1150 ± 120 keV), und da die dE/dx–Kurve in diesem Energiebereich sehr steil ist, also sehr unterschiedliche dE/dx–Werte vorkommen, entstehen sehr verschieden breite Spuren in der Kernspurfolie.

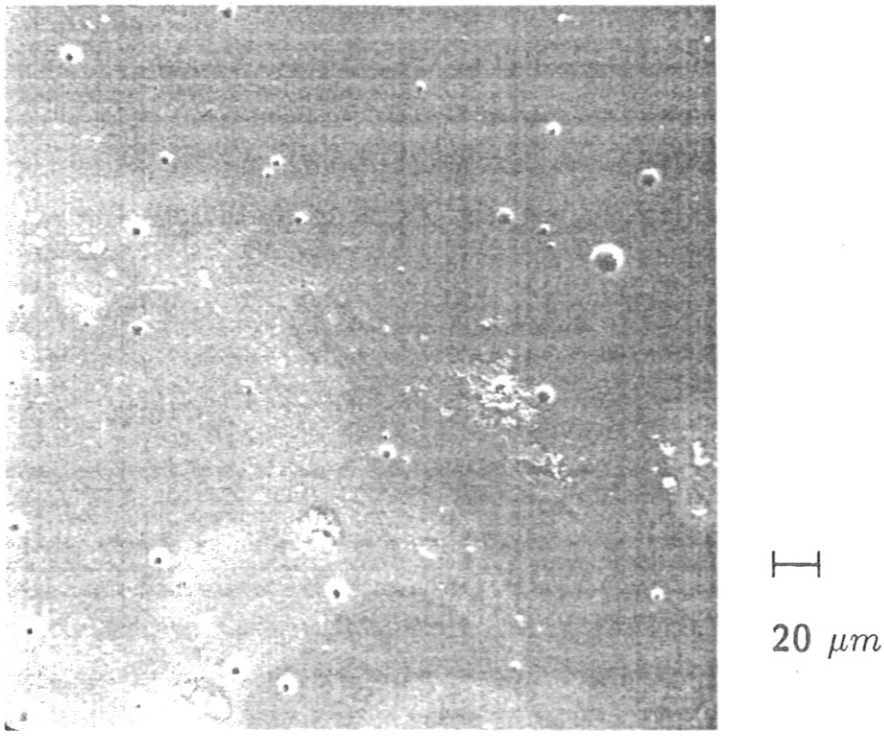


Abb 3.13 : Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme von Teilchenspuren in der Kernspurfolie nach einer Ätzzeit von 8 Stunden. Die Protonen sind durch eine 97 μm Al–Folie auf 1150 ± 120 keV abgebremst worden und dadurch nachweisbar geworden. Das starke Energiestraggling spiegelt sich in den unterschiedlich breiten Spuren wieder.

Die Tatsache, daß sich bei kurzen Ätzzeiten von ungefähr 8 Stunden ein so schmales Energieintervall für den Nachweis von Protonen in PM 355 Kernspurfolien ergibt, kann dazu benutzt werden, um Protonenspektren mit einem Al–Folienspektrometer zu messen [3.8]. Wählt man bei der Auswertung der Folien

unter dem Mikroskop noch Spuren mit bestimmter Kraterform aus, läßt sich das Energiefenster noch weiter einschränken, und man erreicht eine Energieauflösung der Spektren von $\leq$ 170 keV.

Diese Methode wurde im Rahmen dieser Arbeit aber nicht benutzt, da sich die Energiespektren der Protonen und Tritonen an ASDEX leichter und mit besserer Energieauflösung mit Halbleiterdetektoren messen lassen. Auch ist die Zeit, während der die Emission geladener Fusionsprodukte stattfindet, in einem Tokamak so lang, daß die Flussraten niedrig genug sind, um die Messung mit Halbleiterdetektoren zu gestatten. Dies ist bei Plasmafokusexperimenten oder bei Experimenten zur Laserfusion anders, da hierbei die Fusionsprozesse in einem Zeitintervall von wenigen 100 ns (bzw. ps) ablaufen.

An Tokamaks wird die Messung geladener Fusionsprodukte mit Kernspurfolien erst interessant, wenn die Störungen durch elektromagnetische Einstreuungen und durch Röntgenstrahlung die Anwendung von Halbleiterdetektoren verbieten, oder bei Messungen, bei denen ortsauflösende Detektoren gebraucht werden, wie zum Beispiel bei Messungen mit einer Lochkamera.

4. ERGEBNISSE AUS THERMISCHEN PLASMEN

4.1. Spektrale Bestimmung der Ionentemperatur

In thermischen Plasmen, in denen die Energieverteilung der Ionen eine Maxwell–Verteilung ist, ergibt sich für das Energiespektrum der Reaktionsprodukte, wie in Kap. 2.2. beschrieben, eine Gauß–Verteilung, für deren Halbwertsbreite im Fall der D–D Reaktion gilt:

$$\Delta E\ (FWHM) = 91.6 \cdot \sqrt{T_i}, \qquad \Delta E, T_i\ in\ keV \tag{4.1}$$

Hier soll nun diskutiert werden, wie man mit Hilfe dieser Beziehung aus den Energiespektren der Fusionsreaktionsprodukte die zentrale Ionentemperatur $T_i(0)$ erhält. Im ersten Abschnitt wird aufgezeigt, wie man aus den Meßdaten die Halbwertsbreite erhält, und im zweiten Abschnitt soll besprochen werden, wie man aus diesen über eine Sichtlinie integrierten Spektren die zentrale Ionentemperatur erhält.

4.1.1. Auswertung der Spektren

Ein solches Energiespektrum wird im Detektor und in der Schutzfolie davor durch mehrere Effekte verzerrt, die aber in der Auswertung des Spektrums berücksichtigt werden können :

a) Durch Energieabsorption in der Folie wird die Energie jedes Teilchens erniedrigt, zum Beispiel bei einem 3 MeV Proton in 5 μm Aluminium um etwa 125 keV, bei einem 1 MeV Triton um etwa 460 keV. Dadurch verändert sich die Lage des Spektrums, was für die Breite jedoch keine Rolle spielt. Da aber der spezifische Energieverlust dE/dx zu niedrigen Energien hin stark ansteigt, ist die Abbremsung bei den langsameren Teilchen höher und das Spektrum wird verbreitert. Beide Effekte lassen sich relativ einfach korrigieren, wenn man für jeden Energiekanal aus der im Detektor gemessenen Energie E_D die entsprechende Energie E_S des Teilchens vor der Al–Folie berechnet nach der Formel:

$$E_S = E_D + \int_0^d \left.\frac{dE}{dx}\right|_{E(x)} dx \tag{4.2}$$

Dabei ist d die Dicke der Folie und das dE/dx wird nach [3.13, Bd.3] berechnet. Die Integration erfordert sehr kleine Schritte, um die Fehler bei dieser Art der Rückwärtsrechnung klein zu halten.

b) Das Straggling in der Al–Folie verbreitert die Gauß–Verteilung, und zwar erhöht sich deren Breite um ΔE_S (quadratisch addiert), wie in Abschnitt 3.2.1 diskutiert.

c) Auch das Rauschen der Elektronik und die Störungen der Signale durch elektromagnetische Einstreuungen verbreitern das Energiespektrum. Das

Rauschspektrum, das aus dem Spektrum des Pulser–Signals bestimmt wird, läßt sich in den meisten Fällen ebenfalls mit einer Gauß–Verteilung annähern, deren Breite ΔE_R sei.

Die Auswertung der Energiespektren erfolgt nun so, daß zuerst die Energieachse korrigiert wird, und zwar abhängig von den betrachteten Teilchen, da das dE/dx der Tritonen viel höher ist als das der Protonen. Dann wird das Spektrum in einem Bereich, der am Terminal vorgewählt werden kann, mit einer Gauß–Verteilung gefittet. Diese Prozedur erfolgt mit einem least-square-fit für χ^2, wie er von Bevington in "CURFIT" beschrieben wird [4.1]. Die mit diesem Fit ermittelte Halbwertsbreite ΔE_F wird um das Straggling und die elektromagnetischen Störungen korrigiert, so daß man nach

$$\Delta E_w^2 = \Delta E_F^2 - \Delta E_S^2 - \Delta E_R^2 \tag{4.3}$$

die angenäherte wahre Breite des Energiespektrums erhält.

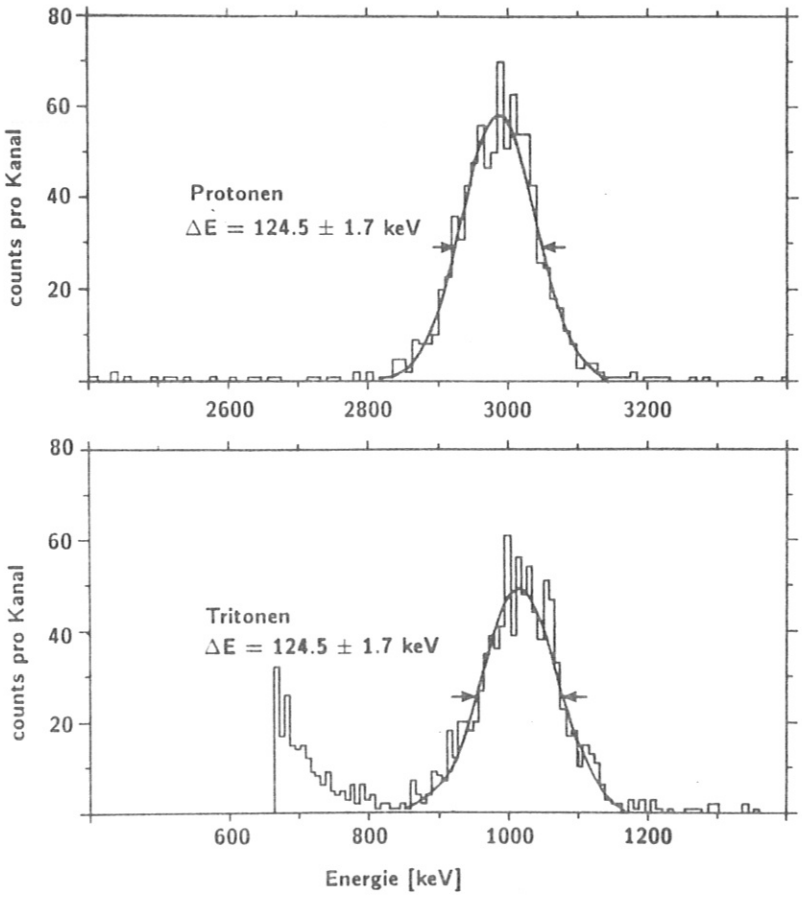


Abb. 4.1 : Spektren von Protonen (unten) und Tritonen (oben) aus einer NI-geheizten ASDEX–Entladung (#18667, $I_p = 420\,kA$, $B_\phi = 2.2\,T$, $\bar{n}_e = 5 \times 10^{13}$ cm^{-3}, $P_{NI} = 0.8\,MW$). Die Energieachsen sind bezüglich der Energieabsorption in der Al–Folie korrigiert.

Diese Art der Korrektur ist erlaubt, wenn die Verbreiterungen ΔE_S und ΔE_R unabhängig voneinander sind [3.4], was hier der Fall ist. Strenggenommen müßten

diese Korrekturen direkt an dem gemessenen (nicht gaußförmigen) Spektrum durch eine Entfaltung vorgenommen werden. Da aber die Verbreiterungen klein gegen die spektrale Breite sind, ist es möglich, das Spektrum durch die Transformation der Energieachse zuerst in ein Gauß–Profil umzuwandeln, und dann die Korrekturen anzubringen, wie oben beschrieben.

In Abb. 4.1 ist ein Spektrum der Protonen und der Tritonen aus einer ASDEX–Entladung mit Neutralinjektion dargestellt. Die Energieachsen wurden wie beschrieben korrigiert und dann die Profile gefittet. Wie die Theorien es fordern, haben beide Spektren praktisch identische Halbwertsbreiten. Nach den Korrekturen für das Straggling und das elektronische Rauschen ergeben sich Halbwertsbreiten von 111.2 ± 1.7 keV für die Protonen und 113.3 ± 2.0 keV für die Tritonen

4.1.2. Ortsauflösung der Messung

Die Gl.(4.1) zur Bestimmung der Ionentemperatur aus der Halbwertsbreite der Energiespektren beruht auf der Voraussetzung, daß alle Fusionsreaktionsprodukte von Ionen einer einzigen Maxwellverteilung mit einer bestimmten Temperatur erzeugt werden. Diese Voraussetzung ist aber bei den Messungen in einem Tokamak nicht gegeben, so daß die einfache Auswertung des Spektrums mit Hilfe der Gleichung 4.1 nur eine erste Näherung sein kann. Für eine exakte Auswertung muß die ungefähre Temperaturverteilung der gemessenen Teilchen berücksichtigt werden.

Wie in Kap. 2.1.3. beschrieben, hat der Detektor eine – vor allem von der Geometrie und den Magnetfeldern abhängige – Wahrscheinlichkeitsverteilung $\hat{P}(\hat{r})$, die angibt, mit welcher relativen Wahrscheinlichkeit ein Teilchen vom Radius r aus den Detektor erreicht. $\hat{P}(\hat{r})$ wird mit dem GOURDON–Code – mit der Detektorgeometrie und der Magnetfeldkonfiguration für die betrachtete ASDEX–Entladung – berechnet (siehe Kapitel 2.1.3.). Die Verteilung der gemessenen Teilchen $\hat{N}(\hat{r})$ ist dann das Produkt aus dem Emissionsprofil S(r) und $\hat{P}(\hat{r})$:

$$\hat{N}(r) = S(r) \cdot \hat{P}(r) \tag{4.4}$$

In Abb. 4.2a ist die für das Beispiel aus Abb. 4.1 berechnete Verteilung $\hat{P}(\hat{r})$ – normiert auf ihr Maximum – abgebildet.

Zur Bestimmung von $\hat{N}(\hat{r})$ braucht man jetzt also noch das Emissionsprofil $S(r)$. Die Fusionsratendichte

$$S(r) \sim n_e^2 \cdot < \sigma v > \tag{4.5}$$

hängt über den Reaktionsparameter $< \sigma v >$, der eine starke Funktion der Ionentemperatur T_i ist, von der lokalen Ionentemperatur T_i (und damit von r) ab. Für diese Rechnungen verwenden wir ein Ionentemperaturprofil $T_i(r) = T_i(0) \cdot \left(1-(r/a)^2\right)^{1.5}$, das nach Rechnungen mit dem Transportcode TRANSP [4.2]

die in ASDEX vorliegenden Profile in L–Entladungen mit Neutralteilcheninjektion gut beschreibt [4.3], und ein parabolisches Dichteprofil $n_e(r) \sim 1 - (r/a)^2$. Dabei bleibt $T_i(0)$ zunächst einmal ein freier Parameter. Mit dem Reaktionsparameter $< \sigma v >$ aus den Formeln von Hively [2.26] erhält man dann das Emissionsprofil $S(r)$ und die Verteilung $\hat{N}(\hat{r})$ der gemessenen Teilchen. In Abb. 4.2b sind beide Profile – ebenfalls normiert auf ihre Maxima – abgebildet, und man sieht, daß die radiale Verteilung der gemessenen Teilchen ihr Maximum bei ca. 8 cm hat, mit einer Halbwertsbreite von ca. 12 cm. Dies bedeutet, daß wir Fusionsprodukte messen, die aus Plasmabereichen ganz unterschiedlicher Ionentemperatur T_i stammen. Das gemessene Spektrum ist also eine Faltung aus einem Gauß–Profil und $\hat{N}(\hat{r})$:

$$F(E) = \int_0^a \hat{N}(r) \cdot f_{T(r)}(E)\, dr \tag{4.6}$$

Dabei steht $f_{T(r)}(E)$ für das nach Gl.(2.55) zur Ionentemperatur $T(r)$ gehörende Gauß–Profil. Dieses Energiespektrum $F(E)$ hängt jetzt nur noch von der zentralen Ionentemperatur $T_i(0)$ ab.

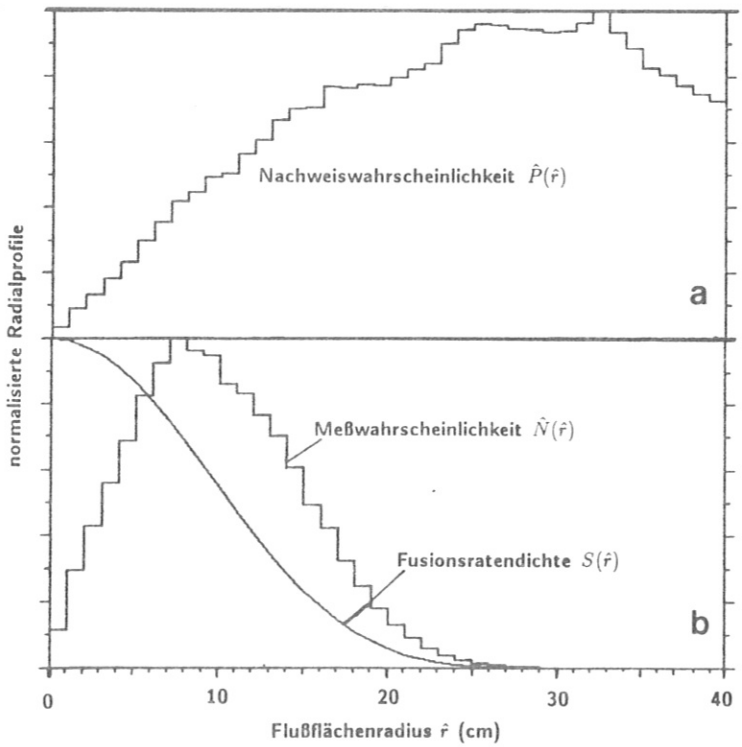


Abb. 4.2 : Radiale Profile der Nachweiswahrscheinlichkeit $\hat{P}(\hat{r})$ (in Abb. a) und der mit dem Emissionsprofil $S(r)$ berechneten Meßwahrscheinlichkeit $N(\hat{r})$ (beide in Abb. b). Diese Profile gehören zu den Spektren aus Abb. 4.1 und sind mit den Daten der ASDEX–Entladung #18667 (I_p = 420 kA, ν = 2, $\beta_p(a)$ = 0.5, B_ϕ = 2.2 T) berechnet worden).

Bei der Auswertung gemessener Spektren geht man so vor, daß man das nach Gl.(4.6) dargestellte Energiespektrum durch Variation von $T_i(0)$ (in den Formeln für $< \sigma v >$ und $f_{T(r)}(E)$) an die gemessene Energieverteilung anpaßt.

Außer $T_i(0)$, welches der freie Parameter ist, bestimmen also noch mehrere Größen das gemessene Spektrum der Fusionsprodukte, die auch in der Simulation nach Gleichung (4.6) richtig berücksichtigt werden müssen:

1) die berechnete Wahrscheinlichkeitsverteilung $\hat{P}(\hat{r})$
2) das radiale Temperaturprofil $T_i(r)$
3) das radiale Dichteprofil $n(r)$

Im folgenden soll kurz untersucht werden, wie stark die Unsicherheiten in den Annahmen über diese einzelnen Größen sich im Spektrum widerspiegeln.

Diese Betrachtungen erfolgen am Beispiel des Protonenspektrums aus Abb. 4.1. $\hat{P}(\hat{r})$ wurde hier mit einen Stromdichteprofil $j(\rho) = j_0 \cdot (1-\rho^2)^2$ und $\beta_p(a) = 0.5$ berechnet. Mit dieser Verteilung (die in Abb. 4.2 dargestellt ist) ergibt sich, daß bei zentralen Ionentemperaturen oberhalb von $\simeq 0.9$ keV die berechnete Energieverteilung ebenfalls in guter Näherung ein Gauß–Profil ist, so daß die Fitprozedur einfach auf einen Vergleich der Halbwertsbreiten hinausläuft.

Die gemessene Halbwertsbreite von 111.2 keV (was nach Gl 4.1 einer Ionentemperatur von 1.47 keV entspricht) erhält man in der Simulation mit einer zentralen Ionentemperatur von 1.67 keV. Die korrekte Auswertung unter Berücksichtigung der Ortsmittelung der Messung ergibt also etwa 14 % höhere Temperaturen, als die einfache Auswertung nach Gl. 4.1. Entsprechende Betrachtungen für die Auswertung von Neutronenspektren an JET ergaben einen Korrekturfaktor von 1.08 $\pm$ 0.01, mit dem die aus dem liniengemittelten Spektrum bestimmte Ionentemperatur multipliziert werden muß, um die zentrale Ionentemperatur $T_i(0)$ zu erhalten [4.4]. Bei Temperaturen $T_i(0) \leq 0.9$ keV ist das berechnete Spektrum spitzer und steiler als ein Gauß-Profil. In diesen Fällen muß man das simulierte Spektrum direkt an das gemessene Spektrum anpassen, während man bei höheren Ionentemperaturen beide durch Gauß–Profile beschreiben kann, die man dann nur bezüglich ihrer Halbwertsbreiten vergleicht.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung $\hat{P}(\hat{r})$, die mit dem in Kapitel 2.1 beschriebenen Programm berechnet wird, hängt von der Detektorgeometrie und der Magnetfeldkonfiguration ab. Beide Größen sind nicht exakt bekannt, aber der Einfluß dieser Ungenauigkeiten ist sehr gering. Selbst eine starke Variation der Stromdichteverteilung (durch ein sehr spitzes Stromdichteprofil $j(\rho) = j_0 \cdot (1-\rho^2)^4$) ändert die Wahrscheinlichkeitsverteilung $\hat{P}(\hat{r})$ nur sehr wenig und hat gar keinen Effekt auf das simulierte Spektrum. Aber das war ja auch ein Grund für diese Wahl der Kollimatorrichtung.

Die Kollimatorgeometrie hat einen etwas stärkeren Einfluß auf die Ortsverteilung. Der Winkel des Kollimators gegen die Poloidalebene hängt von der Genauigkeit beim Anbau des Manipulators an das ASDEX Vakuumgefäß ab. Durch Messungen am Manipulator ist der Winkel auf $\sim 1^0$ bekannt, aber für diese Abschätzung soll ein Fehler von $\pm\ 3^0$ angenommen werden. Diese Abweichung ändert die Nachweiswahrscheinlichkeit $\hat{P}(\hat{r})$ zwar deutlich, und damit auch die Meßwahrscheinlichkeit $\hat{N}(\hat{r})$, aber bei gegebener Ionentemperatur unterscheiden sich die simulierten Spektren in der Breite nur um 0.5%.

Als nächstes soll der Einfluß des Temperaturprofiles auf die Zuordnung von zentraler Ionentemperatur zur Halbwertsbreite des simulierten Spektrums untersucht werden. Dies erfolgt mit Temperaturprofilen $T_i(\rho) = T_i(0) \cdot (1-\rho^\alpha)^\beta)$, deren Form durch die Parameter α und β bestimmt wird. Man kann sie aber auch durch den Profilparameter p charakterisieren ,der als das Verhältnis aus der Spitzentemperatur und der volumengemittelten Ionentemperatur definiert ist.

$$p = \frac{T_i(0)}{< T_i(r) >} \tag{4.7}$$

p gibt ein gutes Maß für die Breite eines Profils. Für $\alpha = 2$ gilt einfach p $= \beta + 1$, für alle anderen Kombinationen kann p analytisch berechnet werden. In Abb. 4.3 ist für verschiedene Werte von p der Zusammenhang von $T_i(0)$ und der Halbwertsbreite dargestellt. Dabei entspricht p = 1 einer über das ganze Plasma konstanten Temperatur, und diese Kurve repräsentiert genau die Gl.(4.1).

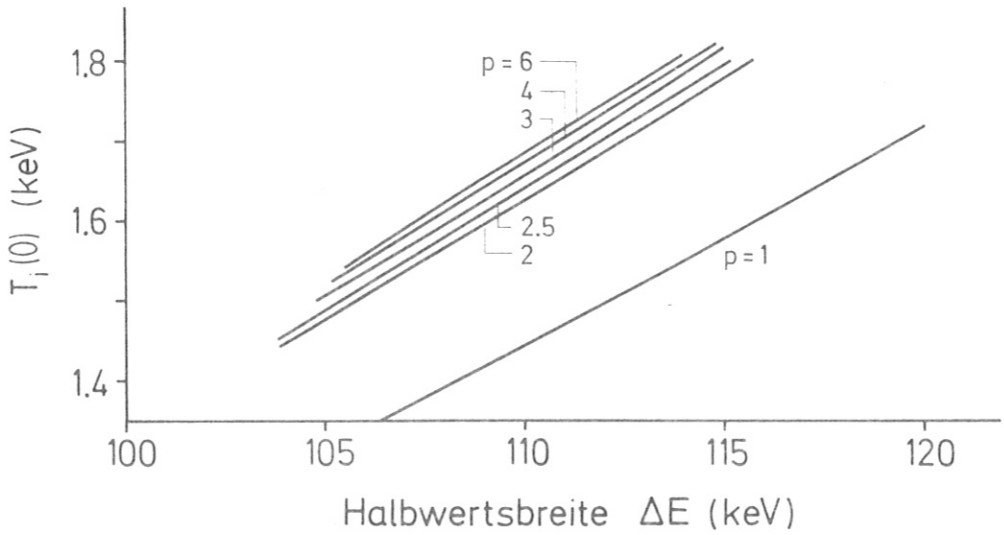


Abb. 4.3 : Die Halbwertsbreite (FWHM) der simulierten Energiespektren der Fusionsprotonen als Funktion der zentralen Ionentemperatur $T_i(0)$. Die Zuordnung ist für verschiedene Profilparamter p des Ionentemperaturprofils dargestellt. Die Simulation der Spektren erfolgte mit der Ortsverteilung $\hat{P}(\hat{r})$aus Abb. 4.2a und mit einem Dichteprofil $n \sim 1 - \rho^2$.

Für das Protonenspektrum aus Abb. 4.1 mit $\Delta E = 111.2 \pm 1.7$ keV ergibt sich für unser Profil mit $\alpha = 2$ und $\beta = 1.4$ (p = 2.4) eine zentrale Ionentemperatur $T_i(0) = 1.67 \pm 0.05$ keV. Die Temperaturprofile mit der Breite p = 2, bzw. p = 3 ergäben zentrale Temperaturen von 1.60 keV, bzw. 1.75 keV, also eine Abweichung von ≤ 5 %.

Da $< \sigma \cdot v >$ ungefähr proportional zur fünften Potenz der Ionentemperatur ist, also das Emissionsprofil sehr schmal macht, hat eine Variation des Dichteprofils nur geringe Auswirkungen auf das gefaltete Spektrum. Im Extremfall konstanter Dichte fallen die Kurven für p = 2, 2.4, 3 in Abb. 4.3 zwischen die Kurven für p = 3 und p = 4. Das ergäbe also $T_i(0) = 1.7 \pm 0.06$ keV.

Für die Bestimmung der zentralen Ionentemperatur $T_i(0)$ aus den Spektren von Fusionsprodukten muß man also das Radialprofil der gemessenen Teilchen mit einem Gauß–Profil falten, um ein Spektrum zu simulieren. Dieses simulierte Spektrum wird durch Variation des freien Parameters $T_i(0)$ an das gemessene Spektrum angepaßt.

Bei Kollimatoren, die im wesentlichen poloidal fliegende Teilchen messen, hängt die berechnete Ortsverteilung $\hat{P}(\hat{r})$ vom Gesamtstrom im Plasma und vom Toroidalfeld (die beide genau bekannt sind) ab. Details der Stromdichteverteilung beeinflussen die Auswertung der Spektren dann kaum. Die Unsicherheiten im Ionentemperaturprofil bewirken in der zentralen Ionentemperatur einen Fehler von $\pm$ 5 %. Da der Reaktionsparameter $< \sigma \cdot v >$ das Emissionsprofil sehr schmal macht, hat das Dichteprofil kaum einen Einfluß auf die Auswertung, und seine Unsicherheiten erzeugen in $T_i(0)$ eine Fehlerschranke von $\approx 2\%$.

Es ist daher realistisch, für diese Art der Auswertung einen relativen Fehler von ≈ 10 % anzunehmen. Bei der Bestimmung der Halbwertsbreite des gemessenen Spektrums treten aber zusätzliche Fehler auf, und zwar vor allem wegen der Verbreiterung des Spektrums durch elektromagnetische Einstreuungen. Diese werden zwar durch das Signal des Pulsers korrigiert, aber diese Korrektur, die die Abweichungen auch nur über die Integrationszeit von (im allgemeinen) 100 μs gemittelt berücksichtigt, kann diesen Fehler nur ungenügend kompensieren. Deshalb muß man für die Halbwertsbreite noch einen mittleren Fehler von $\approx 10\%$ ansetzen, der aber jeweils analysiert werden muß. Für die Auswertung von Ionentemperaturen wurden aber nur Entladungen genommen, wo dieser Fehler $\leq 10\%$ war, so daß dies eine obere Schranke ist. Die aus den Spektren der geladenen Fusionsprodukte ermittelte zentrale Ionentemperatur $T_i(0)$ ist auf Grund dieser Analyse also mit einem Gesamtfehler von ≈ 20 % behaftet.

Diese Methode der Ionentemperaturbestimmung aus den Spektren der Fusionsprodukte ist natürlich nur anwendbar, wenn die Reaktionspartner eine Maxwellverteilung haben. Wie D. Slaughter gezeigt hat, entstehen auch bei anderen Ionenenergieverteilungen Gauß–Profile, deren Breite bei gegebener Ionentemperatur

aber kleiner ist als bei einer Maxwellwellverteilung [2.32]. Dadurch kann man aus der Form des Spektrums der Fusionsprodukte nicht unbedingt auf die Energieverteilung der Reaktionspartner zurückschließen, so daß die Voraussetzung, daß die Plasmaionen eine Maxwellverteilung haben, immer sehr kritisch überprüft werden muß.

Bei Plasmen, die nur durch den Plasmastrom (Ohm'sche Heizung) oder durch Neutralteilcheninjektion mit Wasserstoffatomen geheizt werden, kann man im allgemeinen thermische Maxwellverteilungen annehmen. An ASDEX wurden in solchen Fällen auch schon Abweichungen von thermischen Verteilungen gefunden [1.35], doch wird dies in Kapitel 6. separat behandelt.

4.1.3. Vergleich verschiedener Diagnostikmethoden zur Bestimmung der Ionentemperatur

In heutigen Fusionsexperimenten werden mehrere Methoden angewendet, um die Temperatur (oder allgemeiner die Energieverteilung) der Ionen zu messen. Dazu gehören zum Beispiel spektroskopische Methoden wie die Bestimmung von T_i aus der Doppler–Verbreiterung der Linien von Verunreinigungsatomen [4.4]. Da leichte Atome bereits bei den Temperaturen im Plasmarand vollständig ionisiert sind, muß man schwerere Verunreinigungsionen betrachten, die auch im Plasmazentrum noch nicht voll ionisiert sind. Die Linienstrahlung dieser Ionen liegt aber im Röntgenbereich, so daß man hier sehr hochauflösende Kristallspektrometer benötigt. Ein anderes Problem entsteht dadurch, daß diese Ionen eine gewisse räumliche Verteilung haben, die aus Transportrechnungen ermittelt werden muß. Dadurch ist die Ortsauflösung dieser Temperaturbestimmung unsicher, da sie erst durch eine Abel–Inversion möglich ist.

Vorteile bietet hier die Ladungsaustausch–Rekombinations–Spektroskopie (Charge Exchange Recombination Spectroscopy = CXRS) [4.5]. Dabei benutzt man die Eigenschaft, daß die vollständig ionisierten leichten Verunreinigungsionen, die ungefähr die Temperatur der Plasmaionen haben, mit den schnellen Neutralteilchen aus einem Hochleistungsstrahl der Neutralteilcheninjektion oder aus einem speziellen Diagnostik–Injektor resonanten Ladungsaustausch machen. Die dabei entstehenden hochangeregten Wasserstoff–ähnlichen Zustände leichter Ionen (wie Kohlenstoff und Sauerstoff) strahlen im sichtbaren Licht, wo eine sehr genaue spektroskopische Analyse relativ einfach ist. Die Linienform enthält nun Informationen über die Energieverteilung der beobachteten Ionen, und aus der Verschiebung der Linie bekommt man Aussagen über eine kollektive Bewegung des Plasmas. Da man nur Strahlung aus dem Kreuzungspunkt der Sichtlinie mit dem Neutralteilchenstrahl erhält, ist die Ortsauflösung sehr gut. Diese Diagnostik wurde in den letzten Jahren entwickelt, und ist heute an sehr vielen Experimenten im Einsatz.

Die passive Neutralteilchenanalyse (Umladungsdiagnostik) mißt die Spektren der Neutralteilchen, die durch Ladungsaustausch der Plasmaionen mit dem Neutral-

gas im Plasma entstehen [4.6]. Diese Neutralen (die im Gegensatz zu den Ionen das Plasma verlassen können) werden in einer Umladungskammer ionisiert und in einem elektrostatischen (oder magnetischen) Spektrometer analysiert. Der Nachweis erfolgt dann in mehreren Teilchendetektoren, die jeweils Teilchen aus einem bestimmten Energieintervall registrieren. Trägt man die logarithmierten Flüsse bei den einzelnen Energien gegen die Energie auf, so erhält man ein Spektrum, das bei einer Maxwellverteilung der Plasmaionen genau eine Gerade mit der Steigung $1/kT_i$ ist. Ein solcher Analysator integriert natürlich Neutrale über seine ganze Sichtlinie, doch repäsentieren Neutrale mit den höchsten Energien vorwiegend die Temperatur des heißen Plasmazentrums. Wertet man also vor allem den Fluß in den Kanälen mit den höheren Energien aus, erhält man die zentrale Ionentemperatur $T_i(0)$.

Diese Diagnostik wird bei hohen Plasmadichten und großen Plasmadimensionen problematisch, weil die Neutralen auf dem Weg zum Analysator wieder ionisiert werden, und so das gemessene Spektrum nicht die Ionenenergieverteilung im Plasma wiedergibt.

Vorteile bietet hier eine aktive Umladungsdiagnostik, bei der ein Diagnostik–Neutralstrahl in das Plasma geschossen wird. Die dadurch lokal stark erhöhte Neutralteilchendichte bewirkt einen sehr viel höheren Fluß umgeladener Teilchen, so daß Abschwächungseffekte im dichten Plasma nicht so gravierend sind. Ausserdem verbessert diese Methode die Ortsauflösung der Diagnostik sehr stark, da nun der Neutralteilchenfluß praktisch nur aus dem Kreuzungspunkt der Analysator–Sichtlinie mit dem Diagnostikstrahl kommt.

Eine andere weit verbreitete Diagnostik zur Bestimmung der Ionentemperatur ist die Neutronenflußmessung [4.7, 4.8]. Aus dem Neutronenfluß, der auf einen oder mehrere Detektoren fällt, läßt sich die Fusionsrate R im Plasma bestimmen. Diese Fusionsrate R ist proportional zu den Teilchendichten der Reaktionspartner und zum Reaktionsparameter $< \sigma \cdot v >$, der stark von der Ionentemperatur abhängt. Dadurch lässt sich, bei bekannter Deuteronendichte, aus der Fusionsrate die zentrale Ionentemperatur bestimmen. Wenn das Elektronendichteprofil aus anderen Messungen bekannt ist (zum Beispiel aus interferometrischen Messungen oder aus der Thomsonstreuung), kann man aus der Quasineutralitätsbedingung auch die Ionendichte berechnen. Unsicher ist dabei aber die Dichte der Verunreinigungsionen und die Wasserstoffdichte. Die Verunreinigungsionen spielen von ihrer Dichte her keine große Rolle[1], aber die Wasserstoffdichte kann auch in Deuteriumplasmen sehr hoch sein. Zum einen kann Wasserstoff von den Wänden desorbiert werden (besonders nach einem Wechsel des Arbeitsgases), und zum anderen verringert vor allem die Neutralteilcheninjektion mit Wasserstoff den relativen Deuteriumgehalt des Plasmas. (Bei Neutralinjektion mit Deuterium, wo kein Verdünnungseffekt auftritt, ist der Neutronenfluß gar kein Maß für die Ionentemperatur, da hier

[1] Dies gilt nur für $Z_{eff} < 3$, doch kann dies in ASDEX fast immer angenommen werden.

überwiegend beam–target Reaktionen die Fusionsrate bestimmen, und nicht die thermische Produktion).

Die Probleme der Ionentemperaturbestimmung aus dem Neutronenfluß liegen allgemein in der Absoluteichung des Detektors, die durch Streuung der Neutronen im Vakuumgefäß und in der umgebenden Struktur erschwert wird, und bei der Auswertung darin, daß Annahmen über das Temperatur– und das Deuteronendichteprofil gemacht werden müssen. Außerdem reagiert die Neutronenrate sehr empfindlich auf Abweichungen von der Maxwell–Verteilung der Ionen.

Die Spektren der Fusionsneutronen (z. Bsp. der 2.45 MeV Neutronen aus der D–D Reaktion) können genauso wie die Spektren der geladenen Fusionsprodukte zur Bestimmung der Ionentemperatur benutzt werden. Der Unterschied liegt hier nur in der Nachweistechnik [4.9] und in der Tatsache, daß die Neutronen das Plasma unbeeinflußt vom Magnetfeld auf Geraden verlassen. Da Neutronen nur indirekt über Stossprozesse nachgewiesen werden können, ist die Genauigkeit der Neutronenspektrometer allerdings nicht sehr hoch, und wegen der geringen Nachweiswahrscheinlichkeit der Neutronen benötigt man sehr hohe Neutronenflüsse. An JET wird das Spektrum der 2.45 MeV Neutronen zur Bestimmung der Ionentemperatur benutzt [4.10], und an ASDEX werden Neutronenspektren mit Kernspuremulsionen vor allem zur Untersuchung von beam–target–Reaktionen eingesetzt [4.11]. Um die erforderlichen Neutronensignale zu erhalten, ist aber (in beiden Fällen) immer eine Summation über mehrere Entladungen nötig.

Alle diese Diagnotikmethoden haben ihren bevorzugten Einsatzbereich (z.B. sind die Umladungsdiagnostiken besonders gut bei niedrigen Dichten einzusetzen, die Neutronenflußmessung besonders bei hohen Plasmadichten und hohen Ionentemperaturen) und hängen unterschiedlich stark von Annahmen über nichtgemessene Parameter ab (wie z.B. die Spektroskopie von der Verunreinigungsdichte und die Neutronenflußmessung vom Anteil nichtthermischer Ionen und vom Deuteriumanteil im Plasma). Auch der technische Aufwand der verschiedenen Methoden ist sehr unterschiedlich. Bei der aktiven Umladungsdiagnostik und CXRS erfordert ein Diagnostik–Neutralteilcheninjektor einen sehr hohen Aufwand, aber oft können beide Methoden am Teilchenstrahl des Heiz–Injektors betrieben werden. Bei der Messung von Neutronenspektren ist vor allem die Abschirmung des Spektrometers aufwendig und erfordert viel Platz. Außerdem ist hier die Zeitauflösung schlecht, da wegen der geringen Zählraten hohe Integrationszeiten notwendig sind.

In diesem Umfeld hat die Temperaturbestimmung aus den Spektren geladener Fusionsprodukte große Vorteile, vor allem bei hohen Dichten und Temperaturen. Die unbekannten Profile gehen in das Spektrum nur schwach ein, und die absolute Deuteronendichte spielt für die Auswertung keine Rolle. Wegen der höheren Nachweiswahrscheinlichkeit benötigt man nur sehr kleine Detektoren, und die Zählrate ist sehr hoch, so daß die Integrationszeiten klein sein können. Problematisch ist

vor allem der Betrieb der Elektronik im Innern eines Tokamaks, aber hier gibt es noch Möglichkeiten zur Verbesserung. Weiter ist zu bedenken, daß an größeren Experimenten (mit höheren Plasmaströmen) nur noch Protonen und Tritonen aus dem Plasmarand detektiert werden können, da die Teilchen im Plasmazentrum eingeschlossen sind. Dort können aber teilweise (z.B. an ASDEX Upgrade) die 14.6 MeV Protonen aus der D(^{3}He,p)α Reaktion zur Bestimmung der Ionentemperatur benutzt werden.

Weil all diese Methoden ihre spezifischen Vorzüge und auch Probleme haben, und um voneinander unabhängige Aussagen über die Ionentemperatur zu erhalten, werden an allen Fusionsexperimenten mehrere dieser Diagnostikmethoden gleichzeitig betrieben. An ASDEX wird die Ionentemperatur mit passiver Umladungsdiagnostik (Neutralteilchenanalyse) [4.12] und aus dem Neutronenfluß bestimmt [4.13]. Im folgenden Abschnitt sollen die Ergebnisse aus den Spektren der geladenen Fusionsprodukte an Hand einiger Entladungen mit den Ergebnissen dieser anderen Diagnostiken verglichen werden. Zusätzlich wird an ASDEX inzwischen eine aktive Umladungsdiagnostik und auch Ladungsaustausch–Resonanz–Spektroskopie betrieben, aber es gab noch keine ASDEX–Entladung, bei der sowohl diese Methoden als auch Protonenspektren zur Verfügung standen. Somit wird der Vergleich dieser Diagnostiken in der nächsten Experimentierphase an ASDEX nachgeholt werden müssen.

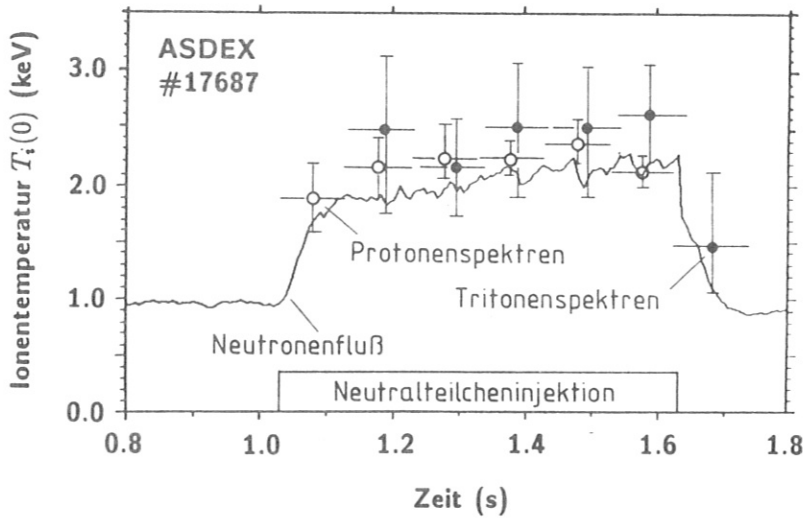


Abb. 4.4 : Die zentrale Ionentemperatur als Funktion der Zeit, wie sie aus den verschiedenen Diagnostikmethoden mit Fusionsprodukten bestimmt wird. Die durchgezogene Linie gibt die Temperatur an, die sich aus der Neutronenrate ergibt, die Punkte die Temperatur aus den Spektren der Protonen und Tritonen aus der D(D,p)T–Reaktion. Die Parameter dieser Entladung im L–Regime waren: I_p = 380 kA, B_ϕ = 2.5 T, $\bar{n}_e = 3.5 \cdot 10^{13}\ cm^{-3}$, P_{NI} = 1.65 MW (1.0-1.3 s), bzw. 1.8 MW (1.3-1.6s).

In Abb. 4.4. ist die zentrale Ionentemperatur dargestellt, wie sie sich aus den ver-

schiedenen Diagnostiken ergibt, die auf der Messung von Fusionsreaktionsprodukten beruhen [4.14]. Die waagerechten Fehlerbalken an den Werten der Fusionsspektren deuten die Integrationszeit dieser Spektren an. Die Spektren der 1.08 MeV Tritonen sind oft nicht auszuwerten, weil sie auf dem durch Röntgenstrahlung erzeugten Untergrund sitzen. Hier waren sie auswertbar, aber der Einfluß dieses Untergrundes macht sich in der grösseren Ungenauigkeit bemerkbar. Der Untergrund und die Tatsache, daß das Tritonenspektrum in der Aluminium–Absorberfolie vor dem Detektor sehr stark deformiert wird, bewirken oft eine zu hohe Breite, die sich dann in zu hohen Temperaturen ausdrückt, wie es hier der Fall ist. Dadurch ist die Übereinstimmung mit den Ionentemperaturen aus den Protonenspektren hier nicht optimal, aber im Rahmen der Fehlerbalken immer noch befriedigend. Wenn man aus den eben angesprochenen Gründen die Werte der Tritonen für systematisch etwas zu hoch hält und nur die Protonenwerte mit der Ionentemperatur aus dem Neutronenfluß vergleicht, ist deren Übereinstimmung sehr gut.

Die Neutronenrate wird aus dem Neutronenfluß auf mehrere $^{10}BF_3$–Detektoren bestimmt, die verschiedene Empfindlichkeiten haben, um einen größeren Dynamikbereich des Neutronenflusses abzudecken [4.13]. Alle Detektoren sehen nur einen toroidalen Ausschnitt des Plasmas aber die ganze Poloidalebene, so daß keine Annahmen über das Fusionsratendichteprofil gemacht werden müssen. Der durch die Detektorkalibrierung bedingteFehler in $T_i(0)$ ist hier etwa 5% und die Unsicherheiten bezüglich der Profile und des D/H–Verhältnisses bewirken einen weiteren Fehler von ca. 7 %, so daß die angegebene zentrale Ionentemperatur mit einem Gesamtfehler von $\sim$ 12 % behaftet ist

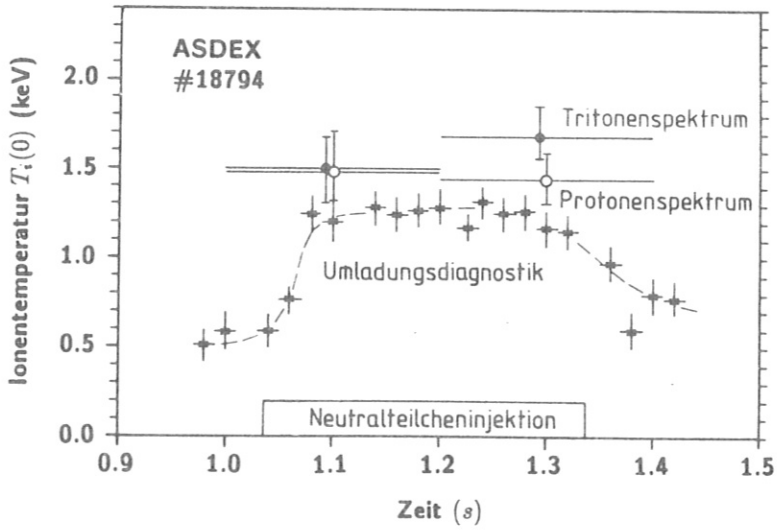


Abb. 4.5 : Vergleich der zentralen Ionentemperatur, die sich aus den Fusionsspektren und aus der passiven Umladungsdiagnostik ergibt. Die horizontalen Fehlerbalken geben jeweils das Integrationsintervall an. Dabei ist zu beachten, daß die Fusionsspektren besonders die hohen Temperaturen sehr stark gewichten. Die Entladungsparameter (L–Entladung) waren: I_p = 380 kA, B_ϕ = 2.3 T, $\bar{n}_e = 3.5 \cdot 10^{13}\ cm^{-3}$, P_{NI} = 1.25 MW.

Die Abb. 4.5 zeigt am Beispiel einer anderen ASDEX–Entladung den Vergleich der Ionentemperatur aus den Fusionsspektren mit den Temperaturwerten aus der Umladungsdiagnostik. In dieser Entladung sind sowohl die Protonen– als auch die Tritonenspektren sehr gut auszuwerten, und besonders im ersten Integrationsintervall ist die Übereinstimmung sehr gut. Die Differenz im zweiten Intervall ist von den Spektren her nicht zu verstehen, und nicht mit dem Untergrund erklärbar. Da die Fusionsrate so stark mit der Temperatur steigt, wichten die Fusionsspektren die Zeitintervalle mit hohen Temperaturen besonders stark. Aber auch unter Berücksichtigung dieser Tatsache liegen die Ionentemperaturen aus den Fusionsspektren systematisch etwa 200 eV über den Werten, die die passive Umladungsdiagnostik angibt. Innerhalb der Fehlerbalken überlappen die Ergebnisse beider Methoden sich allerdings, so daß es keine fundamentalen Abweichungen gibt.

4.2. Messung des Protonenflusses

Wie im letzten Abschnitt erwähnt, ist es in Deuteriumplasmen möglich, aus der Rate der 2.5 MeV Fusionsneutronen die Ionentemperatur zu bestimmen. Dabei muß man die Deuteronendichte kennen und voraussetzen, daß die Energieverteilung dieser Deuteronen eine Maxwellverteilung ist. Die Fusionsreaktionsrate erhält man mit Faktoren, die die Detektorgeometrie berücksichtigen, aus dem gemessenen Neutronenfluß, der auf einen oder mehrere Detektoren trifft.

Diese Methode läßt sich natürlich ebenso auf den Fluß der geladenen Fusionsprodukte anwenden. Aus dem Teilchenfluß auf einen Detektor ergibt sich mit der Ausbeute ϵ die Fusionsreaktionsrate. Die Ausbeute hängt vom Detektorort, von der Kollimatorgeometrie und dem Magnetfeld im Tokamak ab und kann – solange Stöße vernachlässigt werden dürfen – berechnet werden (siehe Abschnitt 2.1.3.).

Die Bestimmung der Ionentemperatur aus dem Fluß, z.B. der 3.02 MeV- Protonen, ist natürlich mit ähnlichen Problemen behaftet, wie sie bei den Neutronen auftreten, wie den Unsicherheiten in der Detektorkalibrierung (dem entspricht hier die Berechnung von ϵ), in der Deuteronendichte und den Temperatur- und Dichteprofilen. Außerdem wurde die an ASDEX zur Messung der geladenen Fusionsprodukte verwendete Apparatur nicht für Flußmessungen und damit nicht für hohe Zählraten, ausgelegt. Aber bei nicht zu hohen Fusionsraten kann man den Protonenfluß (siehe dazu Abb.3.3) gut zur Bestimmung der Fusionsreaktionsrate verwenden. Mit den Spektren kann man (über die Integrationszeit gemittelt) aus dem Pulsersignal die Durchgangsrate von Detektor und Elektronik bestimmen und so die Zählrate bewerten und eventuell korrigieren. Ein großer Vorteil bei den geladenen Fusionsprodukten ist, daß es keine Probleme mit Streuung der Teilchen im Vakuumgefäß und in der umgebenden Struktur gibt, die die Messung verfälschen.

Da die Bestimmung der Fusionsrate aus dem Protonenfluß also mit den gleichen Problemen behaftet ist wie die Bestimmung aus dem Neutronenfluß und zu denselben Ergebnissen führt, wurde die Bestimmung der Ionentemperatur aus dem

Fluß der geladenen Fusionsprodukte nicht routinemäßig durchgeführt. Nur bei einigen Entladungen wurde die Fusionsreaktionsrate auch aus dem Fluß der 3.02 MeV-Protonen bestimmt, um die Ergebnisse aus den Messungen der geladenen Fusionsprodukte – zusätzlich zum Vergleich der Ionentemperaturen aus den Spektren (siehe Abschnitt 4.1.3.) – auf ihre Konsistenz mit den Neutronenflußmessungen zu überprüfen.

Für eine dieser Entladungen sind in Abb. 4.6 die Fusionsraten als Funktion der Zeit dargestellt. Dabei ergibt der Protonenfluß die Rate der D(D,p)T–Reaktion an, und der Neutronenfluß die D(D,n)^{3}He–Reaktionsrate. Da der Fusionsquerschnitt für diese beiden Reaktionen aber praktisch gleich ist (siehe Abb. 1.1), sollten die Raten ebenfalls gleich sein. Diese ASDEX–Entladung mit Wasserstoff–Neutralinjektion in ein Deuteriumplasma zeigt starke "Sägezähne". Damit bezeichnet man den Vorgang, daß die Plasmaparameter in der Plasmamitte mit der Zeit ansteigen, wobei sich die Profile zuspitzen, und plötzlich stark abfallen. Bei diesem Abfall steigen die Werte am Rand an, das Profil flacht sich also plötzlich ab, um dann wieder spitzer zu werden. Die Sägezähne sind eine seit langem beobachtete, theoretisch noch nicht völlig verstandene magnetohydrodynamische Instabilität [4.15]. Sie wirken sich besonders stark im Plasmazentrum aus, wo die Fusionsrate besonders hoch ist, und sind deshalb sowohl auf der Protonenrate als auch auf der Neutronenrate deutlich zu sehen.

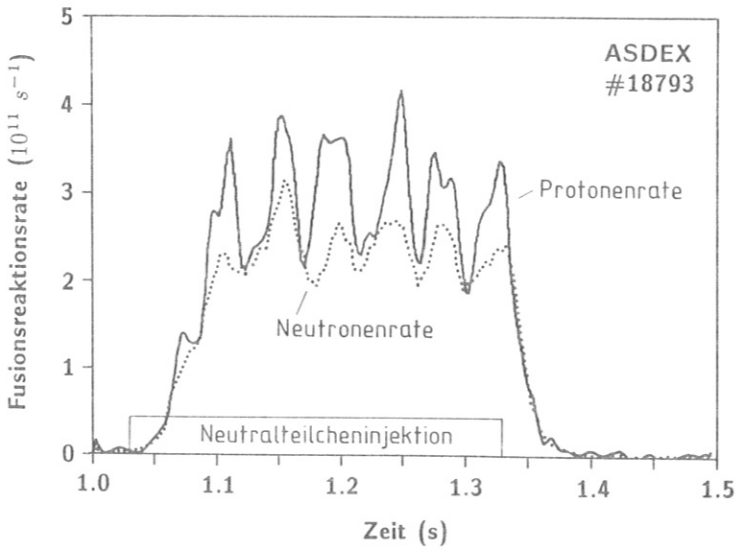


Abb. 4.6 : Fusionsreaktionsrate als Funktion der Zeit, wie sie aus dem Protonenfluß und aus dem Neutronenfluß bestimmt wird. Während der Neutralteilcheninjektion zeigt diese Entladung starke Sägezähne. Die Entladungsparameter waren: $I_p = 380\ kA$, $B_\phi = 2.3\ T$, $\bar{n}_e = 3.5 \cdot 10^{13}\ cm^{-3}$, $P_{NI} = 2.55\ MW$.

Die gemessene Neutronenrate hängt sehr empfindlich von der Detektorkalibrierung ab und hat deshalb eine Unsicherheit von 30% [4.16]. Bei der Bestimmung der Protonenrate liegt die Unsicherheit vor allem in der Berechnung der absoluten Ausbeute ϵ und in den Annahmen über das Emissionsprofil. Hier wurde ein

Fusionsreaktionsratenprofil S $\sim$ $(1-\rho^2)^8$ verwendet, und die Protonenrate kann wohl mit einer Unsicherheit von $\pm$ 10 % angegeben werden. Im Rahmen dieser Fehlerbreiten ist die Übereinstimmung der Fusionraten hervorragend. Interessant ist nur, daß die Sägezähne auf dem Neutronenfluß einen sehr viel schwächeren Anstieg bewirken, wofür es jedoch eine meßtechnische Erklärung bei den Neutronen-Zählrohren gibt.

Bei dieser Entladung war der Protonenfluß zwar gut auswertbar, aber die Spektren waren gestört (das Signal des Pulsers war stark unsymmetrisch verbreitert), so daß die Ionentemperatur hier nicht aus den Spektren bestimmt werden konnte.

5. ERGEBNISSE AUS PLASMEN MIT NICHT–THERMISCHEN IONENENERGIEVERTEILUNGEN

In thermischen Plasmen ist das Energiespektrum der Fusionsprodukte ein Gauß–Profil, wie in Abschnitt 2.2.2. gezeigt wurde. Anders sieht dies aus, wenn die Energieverteilung der Reaktionspartner keine reine Maxwellverteilung ist, sondern eine hochenergetische Komponente hat. Da der Fusionsreaktionsquerschnitt σ (siehe Abb. 1.1) sehr stark mit der Relativenergie der Reaktionspartner steigt, haben solche hochenergetischen Ionen – schon bei sehr niedrigen Dichten – einen starken Einfluß auf die Fusionsratendichte und bestimmen auch das Spektrum der Fusionsprodukte sehr stark.

Ein Beispiel für solche hochenergetischen Verteilungen ist die Injektion von Deuteriumatomen in Deuteriumplasmen. An ASDEX, wo die Injektion ungefähr tangential erfolgt, erzeugen die hochenergetischen D-Ionen eine deutlich verschobene Linie im Neutronenspektrum, das mit Kernspuremulsionen gemessen wird [4.11].

Ein anderes Beispiel für hochenergetische Verteilungen tritt bei Hochfrequenzheizung auf. An PLT wurden Experimente mit Ionen–Zyklotronwellen durchgeführt, wo ^3He-Ionen geringer Dichte in einem Deuteriumplasma ($n_{3He}/n_D = 5\%$) geheizt wurden (D(^{3}He) Minoritätsheizung). Dabei wurde eine zweidimensionale (in der Poloidalebene liegende) hochenergetische Verteilung der ^3He-Ionen gefunden, die ein doppelhöckriges Spektrum der 14.7 MeV-Protonen bewirkt, wie dies in Abschnitt 2.2.3 diskutiert wurde [2.20].

An ASDEX wurden nichtthermische Ionenverteilungen auch bei der Hochfrequenzheizung im Bereich der unteren hybriden Frequenz (Lower Hybrid = LH) beobachtet.

5.1. LH–Experimente an ASDEX

An ASDEX wurden Lower–Hybrid–Experimente bei einer Frequenz von 1.3 GHz durchgeführt. Das Hochfrequenzsystem bestand aus acht Klystrons, deren Energie über eine 8 Hohlleiter–Grill–Antenne in das Plasma eingekoppelt wurde [5.1]. Die Phasen der Wellen in diesen acht Hohlleitern konnten gegeneinander verschoben werden, so daß der mittlere Brechungsindex in toroidaler Richtung $<N_{\|}>$ variabel war.

Bei den Experimenten an ASDEX gab es drei klar unterscheidbare Arbeitsbereiche [5.2] :

a) Bei niedrigen Plasmadichten ($\bar{n}_e \leq 2 \cdot 10^{13}\ cm^{-3}$) wird die Hochfrequenzenergie sehr effektiv an die Elektronen angekoppelt, wobei der Heizeffekt zu niedrigen Dichten hin ansteigt. Dabei bilden sich suprathermische Elektronenspektren aus. Bei nichtsymmetrischer Abstrahlung der LH–Wellen (bevorzugt in Richtung des Plasmastromes) war es möglich, den Plasmastrom durch diese – durch

Hochfrequenz beschleunigten – Elektronen zu treiben (Stromtrieb) [5.3]. Dadurch kann man das Stromdichteprofil, das bei dem normalerweise induktiv angeregten Strom an das Elektronentemperaturprofil gekoppelt ist, von diesem entkoppeln und das Stromdichteprofil separat beeinflussen [5.4].

b) Bei hohen Plasmadichten ($\bar{n}_e \geq 2 \cdot 10^{13}\ cm^{-3}$) treten schnelle (nichtthermische) Ionen auf, deren Dichte mit der Plasmadichte wächst. Diese Ionen werden in der Poloidalebene beschleunigt, und bilden einen hochenergetischen Schwanz in der Maxwellverteilung aus. Dieser Verteilung kann man eine äquivalente Temperatur von $\sim 3 - 5$ keV zuordnen [5.5].

c) In einem schmalen Dichtebereich zwischen diesen Gebieten findet man sowohl Heizung der Elektronen (nun mit thermischen Spektren) als auch der Ionen. Die Ionenheizung hat ihr Maximum bei einer Dichte von $\bar{n}_e = 3 \cdot 10^{13}\ cm^{-3}$ und ist oberhalb von $4 \cdot 10^{13}\ cm^{-3}$ wieder vernachlässigbar.

Für die Diagnostik der geladenen Fusionsprodukte ist dabei vor allem der Bereich der schnellen Ionen interessant. Da bei den hochenergetischen Teilchen der Reaktionsparameter viel höher ist als bei den thermischen Ionen, haben bereits sehr geringe Teilchendichten einen starken Einfluß auf die Fusionsrate und auch auf die Spektren der Fusionsprodukte.

5.2. Nichtthermische Ionen bei LH–Experimenten

Die schnellen Ionen werden vor allem in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld beschleunigt [5.6], und werden in der passiven Umladungsdiagnostik mit einem Analysator nachgewiesen, dessen Sichtlinie in der Poloidalebene liegt. In Abb. 5.1 sind damit gemessene Ionenenergieverteilungen bei verschiedenen Elektronendichten dargestellt. Man erkennt hier deutlich den Anteil der hochenergetischen Ionen, der bei der Einkoppelung der LH–Wellen entsteht.

Die hochenergetischen Ionen treten innerhalb von 1 ms (die Zeitauflösung der Umladungsdiagnostik beträgt nur 1 ms) nach dem Einschalten der Hochfrequenz auf und verschwinden mit dem Zeitpunkt des Abschaltens ebenso schnell, was darauf hindeutet, daß sie sehr schlecht im Plasma eingeschlossen sind. Dies liegt unter anderem daran, daß sie eine sehr hohe $v_\perp$–Komponente haben und dadurch sehr schlecht eingeschlossen sind [5.7]. Außerdem werden sie nicht im Plasmazentrum erzeugt, sondern nahe am Plasmarand, was ihren Einschluß weiter verschlechtert. Das Radialprofil der schnellen Ionen wird im Abschnitt 5.4. dikutiert.

Wegen des hohen Reaktionsparameters erzeugen sie aber trotz der geringen Einschlußzeit eine hohe Fusionsrate, die ausreicht, um Spektren der geladenen Fusionsprodukte zu messen. In Abb. 5.2 ist ein solches Spektrum (über 1 Sekunde aufintegriert) dargestellt.

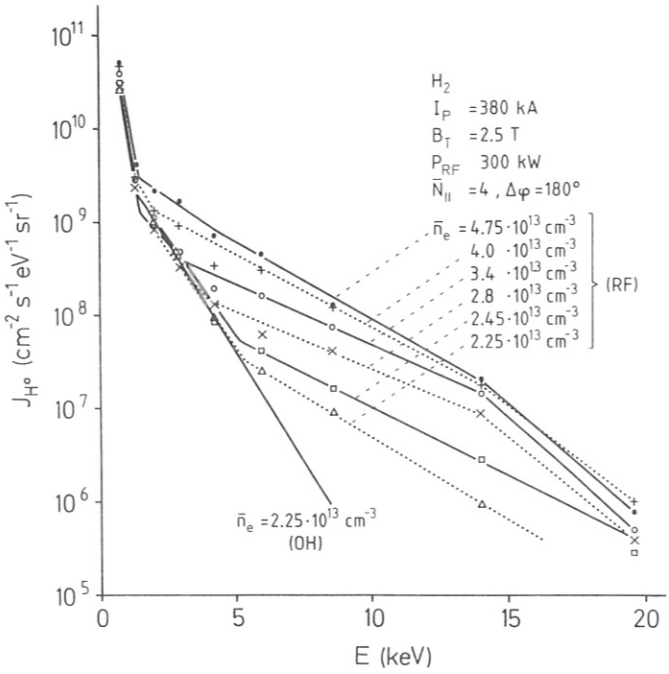


Abb. 5.1 : Ionenenergieverteilungen aus der Messung der Umladungsneutralen mit einem Analysator, der in der Poloidalebene emittierte Teilchen betrachtet. Mit LH–Wellen beobachtet man bei Plasmadichten oberhalb von $2 \cdot 10^{13}\ cm^{-3}$ einen Anteil hochenergetischer Ionen auf dem ursprünglich Maxwellschen Spektrum. Dieser Anteil wächst mit der Plasmadichte, wobei seine mittlere Energie allerdings konstant bleibt. Diese Abbildung wurde der Ref. [5.2] entnommen.

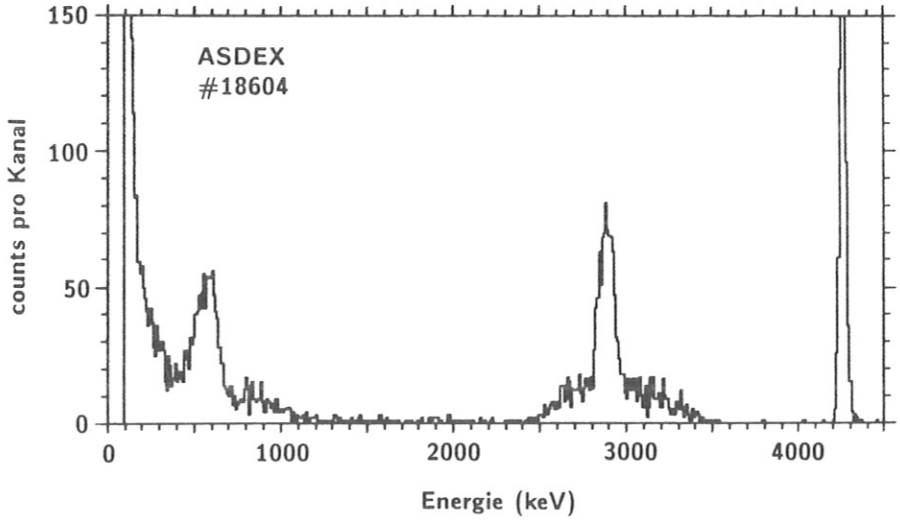


Abb. 5.2 : Spektrum der geladenen Fusionsprodukte bei einer Elektronendichte $\bar{n}_e = 3.5 \cdot 10^{13}\ cm^{-3}$, wobei LH–Wellen in das Plasma eingekoppelt werden ($P_{LH} = 900\,kW$, $<N_{\parallel}> = 2$). Die Energieachse der Spektren ist nicht korrigiert bezüglich der Energieverluste in der Al–Folie. Die übrigen Parameter dieser Entladung waren : $I_p = 300\ kA$, $B_\phi = 2.2\ T$. Das Spektrum wurde über 1 Sekunde aufintegriert.

Man erkennt deutlich sowohl auf den Protonen als auch auf den Tritonen einen sehr breiten Fuß, der der üblichen thermischen (relativ schmalen) Linie überlagert ist. Dadurch sind die von thermischen Ionen erzeugten Fusionsprodukte (in der schmalen Linie) klar von denjenigen zu trennen, die durch nichtthermische (schnelle) Ionen erzeugt wurden (im breiten Fuß). Aus dem Spektrum kann man so den über eine Zeit von 1 Sekunde (während der die LH-Wellen ins Plasma eingekoppelt wurden) integrierten Protonenfluß in beiden Anteilen ermitteln. In Abb.5.3. ist die Dichteabhängigkeit der thermischen (oben) und der nichtthermischen (unten) Fusionsproduktion dargestellt.

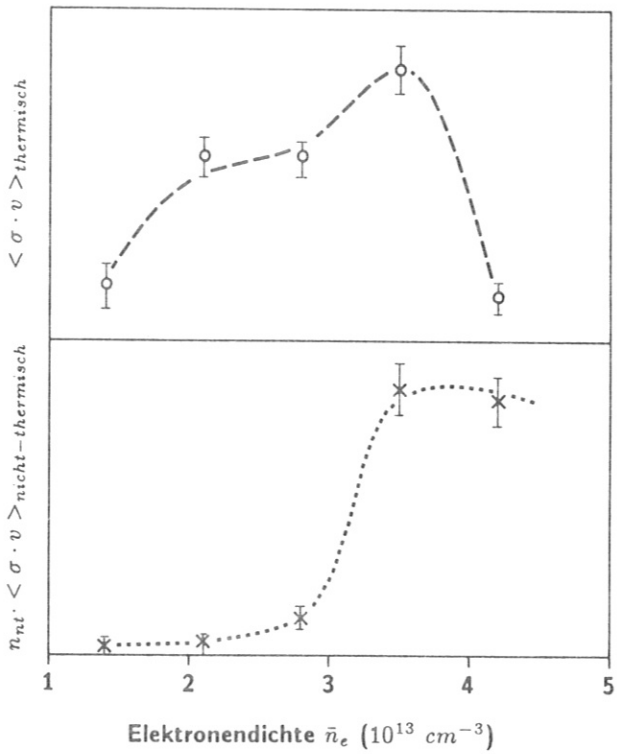


Abb. 5.3 : Dichteabhängigkeit der thermischen (oben) und der nichtthermischen Fusionsproduktion (unten) in Plasmen mit LH–Heizung (P_{LH} = 900 kW, $<N_{\|}>$ = 2). Die Parameter dieser ASDEX–Entladungen waren : I_p = 300 kA, B_ϕ = 2.2 T. Die Kurven sind willkürliche Verbindungslinien.

Die Protonenzahl im thermischen Anteil des Spektrums ist proportional zu $n_D^2 \cdot < \sigma \cdot v >$, wobei n_D die Deuteronendichte im Plasma ist und $< \sigma \cdot v >$ der Reaktionsparameter. Normiert man also die Teilchenzahl auf n_D^2, so erhält man ein Maß für den Reaktionsparameter, der ja eine starke Funktion der Ionentemperatur ist. Man sieht in Abb. 5.3 deutlich, daß die thermische Fusionsrate ein Maximum bei einer Dichte von ungefähr $3 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} hat, und daß sie sowohl zu niedrigen als auch zu hohen Dichten hin abfällt. Allerdings hat sie einen gewissen Sockel, da

auch der Plasmastrom die Ionen heizt. Die Protonenzahl im nichtthermischen Teil des Spektrums ist proportional zu n_D, zur Dichte der nichtthermischen Ionen n_{nt} und zum Reaktionspartner $< \sigma v >_{nt}$ dieser Ionen. Normiert auf n_D erhält man hieraus ein relatives Maß für die (über die Energieverteilung gewichtete) Dichte der schnellen Ionen, die oberhalb von $\approx 2.5 \cdot 10^{13}\ cm^{-3}$ stark ansteigt und auch bei hohen Dichten erhalten bleibt.

5.3. Spektren der Fusionsprodukte bei LH-Experimenten

Die Spektren der geladenen Fusionsprodukte bei LH–Experimenten im Dichtebereich $\bar{n}_e \geq 2 \cdot 10^{13} cm^{-3}$bestehen also aus zwei Komponenten völlig unterschiedlichen Ursprungs.

Die schmale Linie im Zentrum des Spektrums (siehe Abb.5.2), die von den thermischen Ionen in der Plasmamitte erzeugt wird, lässt sich mit einer Gauß -Verteilung annähern und erlaubt – wie im vorigen Kapitel beschrieben – die Bestimmung von $T_i(0)$. Für das Beispiel aus Abb.5.2 ergibt sich $T_i(0) \approx 0.9$ keV.

Der breite Fuß des Spektrums wird durch nichtthermische, schnelle Ionen erzeugt. Diese Ionen, die von den LH-Wellen vor allem in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld erzeugt werden, haben praktisch eine zweidimensionale, in der Poloidalebene isotrope Energieverteilung. Wie in Kapitel 2.2.3. besprochen, erzeugt eine solche Energieverteilung in einem kalten Plasma Fusionsprodukte, deren Spektrum (in dieser Ebene betrachtet) zwei Höcker hat. Diese Höcker liegen in etwa symmetrisch um das Zentrum des thermisch erzeugten Spektrums und ihr Abstand ist durch die mittlere Energie der schnellen Ionen gegeben. Bei monoenergetischen schnellen Ionen – wo das Spektrum sich sehr einfach analytisch berechnen läßt [1.33] – sind die Höcker sehr schmale Linien (wie in Abb.2.23), bei Ionen mit einer nicht–monoenergetischen Energieverteilung werden diese Linien jedoch zu breiten Höckern verschmiert, wie sie zum Beispiel von W. Heidbrink [2.10] beobachtet wurden.

Bei den hier betrachteten Spektren wird die Höckerstruktur durch das thermisch produzierte Spektrum verdeckt, doch beim Spektrum der Tritonen ist der hochenergetische Höcker oft noch erkennbar (siehe Abb. 5.2.).

In Abb.5.4. ist die Höckerstruktur bei beiden Spektren noch schwach erkennbar. Das Protonenspektrum aus dieser Entladung wurde in Abb.5.5. durch drei Gaußverteilungen angenähert. Es gibt keinen physikalischen Grund, die Höcker durch Gauß–Verteilungen anzunähern, aber dies soll auch nur eine erste Näherung sein, da wir die Verteilungsfunktion der schnellen Ionen nicht kennen. Jedenfalls läßt sich dadurch sehr gut der Abstand der Höcker bestimmen. Bei den Protonen beträgt er 400 ± 50 keV, bei den Tritonen 360 ± 50 keV. Nach den Berechnungen von G.Martin [1.33] gilt für den Abstand der Höcker DE im Fall der $D(D,p)$ T-Reaktion (DE und E_D in keV) :

$$DE = 77.8 \cdot \sqrt{E_D} \tag{5.1}$$

Dabei ist E_D die Energie der schnellen Ionen, wobei G. Martin diese Formel für monoenergetische Verteilungen abgeleitet hat. Bei nicht–monoenergetischen Verteilungen ist E_D analog die mittlere Energie der reagierenden Deuteronen. Mit Gl.(5.1) folgt aus den Spektren, daß die schnellen Ionen eine mittlere Energie zwischen 22 und 26 keV haben.

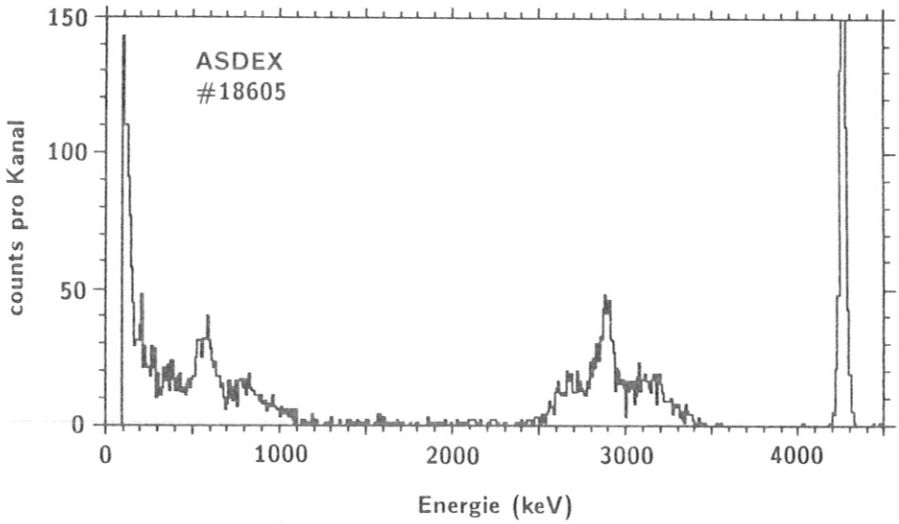


Abb. 5.4 : Spektrum der geladenen Fusionsprodukte bei einer Elektronendichte $\bar{n}_e = 4.2 \cdot 10^{13}\ cm^{-3}$. Die Energieachse der Spektren ist nicht berichtigt bezüglich der Energieverluste in der Al–Folie. Die übrigen Parameter dieser Entladung waren : $I_p = 300\ kA$, $B_\phi = 2.2\ T$, $P_{LH} = 900\ kW$, $<N_{||}> = 2$.

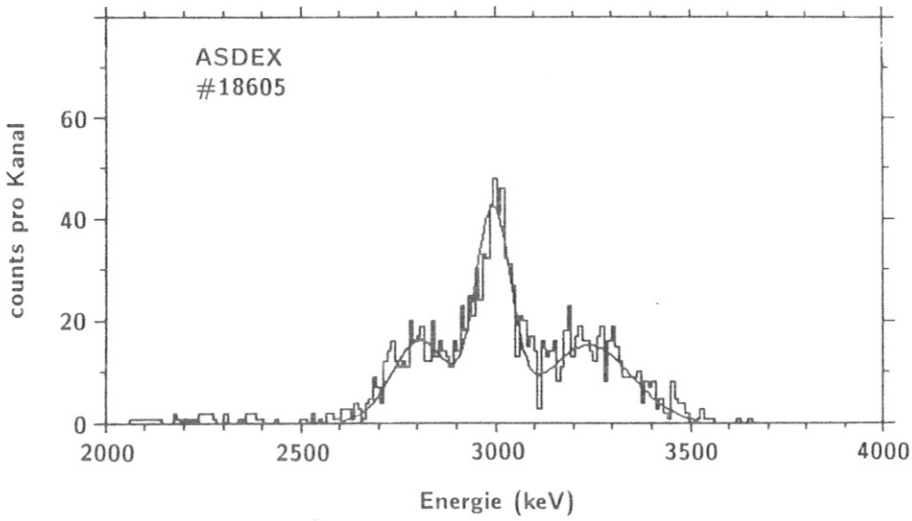


Abb. 5.5 : Spektrum der Protonen (mit korrigierter Energieachse) aus der ASDEX–Entladung #18605 ($\bar{n}_e = 4.2 \cdot 10^{13}\ cm^{-3}$, $I_p = 300\ kA$, $B_\phi = 2.2\ T$, $P_{LH} = 900\ kW$, $<N_{||}> = 2$). Das Spektrum ist hier durch drei Gauß–Verteilungen approximiert, um die doppelhöckrige Struktur des durch die nicht-thermischen Ionen erzeugten Anteils anzunähern.

Zusammenfassend kann man aus den Spektren der Protonen und Tritonen folgende Eigenschaften der nichtthermischen Ionen folgern:

- Ihre Geschwindigkeitsverteilung ist zweidimensional in der Poloidalebene.
- Sie sind nicht monoenergetisch, da die Höcker sehr breit sind.
- Über die genaue Form der Verteilungsfunktion kann man nichts aussagen, ohne umfangreiche numerische Simulationsrechnungen durchzuführen.
- Die mittlere Energie der nichtthermischen Ionen, die eine Fusionsreaktion machen, liegt bei ungefähr 22 – 26 keV.

5.4. Radialprofil der nichtthermischen Ionen

Die nichtthermischen Ionen bei LH–Experimenten wurden zuerst mit der Umladungsdiagnostik beobachtet [5.1, 5.5], und zwar mit einem Analysator, der senkrecht zur Plasmaachse gerichtet ist. Ein toroidales Schwenken des Analysators um bis zu $\pm 7^0$ aus der Poloidalebene heraus, führte zu dem Ergebnis, daß die hochenergetischen Ionen im äußeren Teil des Plasmas (bei Radien $r \geq 1/2 \cdot$ a = 20 cm) entstehen [5.8]. Dies widerspricht den theoretischen Vorhersagen, daß die Ankopplung der LH–Wellen an die Ionen im Plasmazentrum erfolgen sollte [5.3].

Die bisher betrachteten Spektren der geladenen Fusionsprodukte aus diesen LH–Experimenten waren mit der Standard–Kollimatorrichtung ($\varphi_K = 70^0$, $\Theta_K = 126^0$) aufgenommen worden. Die dafür berechnete Nachweiswahrscheinlichkeit $P(\hat{r}, \varphi)$ ist in Abb. 5.6a dargestellt.

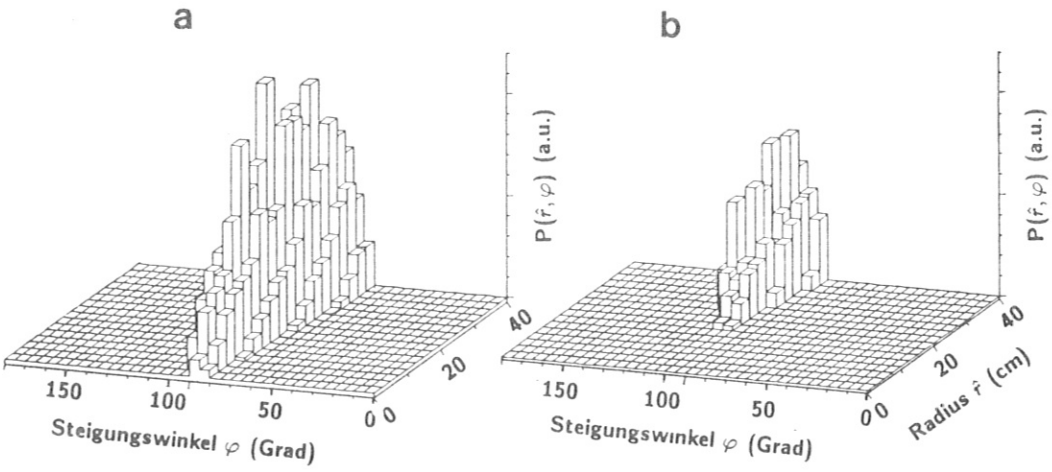


Abb. 5.6 : Nachweiswahrscheinlichkeiten in ASDEX–Entladungen mit $I_p = 400$ kA, $B_\phi = 2.7$ T, $\beta_p(a) = 0.5$ für unterschiedliche Kollimatorrichtungen. a *: $\varphi_K = 70^0$, $\Theta_K = 126^0$,* b *: $\varphi_K = 90^0$, $\Theta_K = 126^0$. Es ist deutlich erkennbar, daß bei der Richtung aus Abb.* a *3.02 MeV Protonen (bzw. 1.01 MeV Tritonen) aus dem ganzen Plasma den Detektor erreichen können, während das bei der Richtung in Abb.* b *nur noch für Teilchen möglich ist, die bei $r \geq 20$ cm entstehen.*

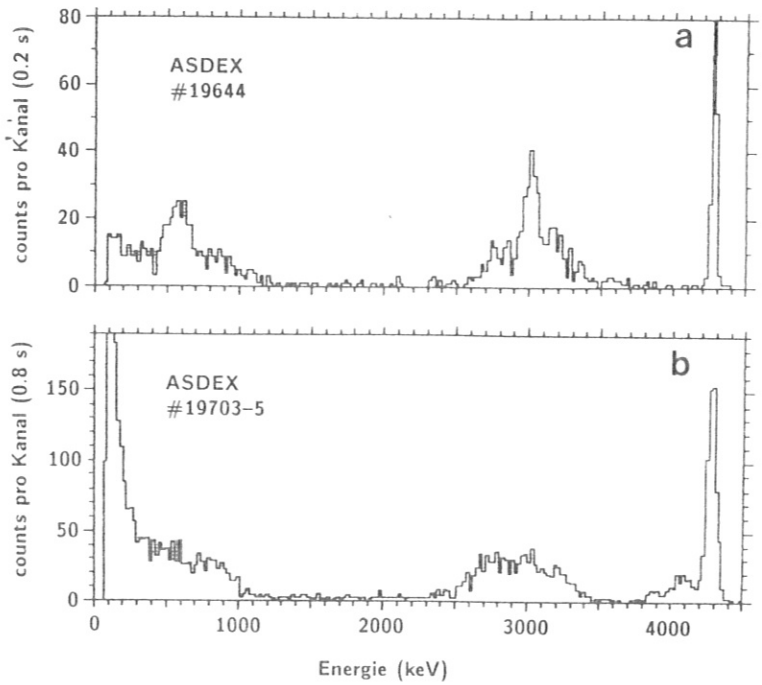


Abb. 5.7 : Spektren der geladenen Fusionsprodukte, wie sie mit den Kollimatorrichtungen aus Abb. 5.6 gemessen werden. Die Entladungsparameter waren : $I_p = 400\ kA$, $B_\phi = 2.7\ T$, $bep(a) = 0.5$, $\bar{n}_e = 3.9 \cdot 10^{13}\ cm^{-3}$, $P_{LH} = 900\ kW$, $<N_{||}> = 2$. *Da der Fluß der nichtthermisch erzeugten Protonen und Tritonen von der Kollimatorrichtung unabhängig ist, folgt mit dem Ergebnis aus Abb. 5.6, daß sie nur bei Radien* $r \geq 20$ *cm erzeugt werden.*

Mit dieser Verteilung ist keine Aussage über den Herkunftsort der nichtthermisch erzeugten Fusionsprodukte möglich. Durch eine Drehung des Manipulators ergibt sich – wie in Kapitel 2.1.5. geschildert – eine andere Nachweiswahrscheinlichkeit $P(\hat{r}, \varphi)$, die in Abb. 5.6b dargestellt ist. Bei dieser Kollimatorrichtung können nur noch Teilchen von Radien $r \geq 20$ cm den Detektor erreichen. Wichtig ist dabei aber, daß der Schwerpunkt der Verteilung immer noch bei Steigungswinkeln von ungefähr 90^0 liegt.

In Abb. 5.7 sind die zwei Spektren gegenübergestellt, die sich mit den Kollimatorrichtungen aus Abb. 5.6 ergeben. Es fällt auf, daß in Abb. 5.7b die schmale Linie in beiden Spektren verschwunden ist. Dies war aber zu erwarten, da wir sie auf thermische Ionen zurückgeführt haben, und da das Emissionsprofil sehr spitz ist, kann man die thermische Fusionsrate bei $r \geq 20$ cm vernachlässigen. Die nichtthermisch erzeugten Fusionsprodukte sind in diesen Spektren aber völlig unverändert vorhanden. Da nicht einmal eine Abschwächung ihres Flusses feststellbar ist, muß man hieraus folgern, daß sie alle in dem Bereich $r \geq 20$ cm erzeugt werden [5.9, 5.10].

Das Spektrum in Abb. 5.7b ist durch Störungen stark deformiert (wie man am Signal des Pulsers deutlich sieht), so daß man die Höckerstruktur, die hier ohne die überlagerte thermische Linie besonders deutlich sein sollte, nicht auflösen kann.

6. SPEKTREN VON TOROIDAL EMITTIERTEN TEILCHEN

Bei den bisher geschilderten Messungen haben wir eine Stellung des Kollimators benutzt, mit der vor allem solche Teilchen den Detektor erreichen, die senkrecht zur Plasmaachse emittiert werden. Dies hat zwei Vorteile. Zum einen sind die Bahnen solcher Teilchen nicht sehr empfindlich von der (nicht bekannten) genauen Form der Stromverteilung abhängig, sondern vor allem vom Toroidalfeld, das recht genau bekannt ist. Zum anderen können bei dem gegebenen Detektorort mit dieser Kollimatorrichtung die Teilchen aus dem besonders interessierenden Plasmazentrum gemessen werden. Wie der zugängliche Phasenraum der Teilchen mit den Kollimatorparametern (Ort und Richtung) zusammenhängt, wurde bereits im Abschnitt 2.1.4. besprochen.

Zusätzlich zu diesen Messungen soll nun der Versuch gemacht werden, die Energiespektren der mehr in toroidaler Richtung emittierten Fusionsprodukte zu messen, um zwei interessante Komplexe zu untersuchen:

- Bei der tangentialen Neutralinjektion in ASDEX wird das Plasma durch den Impulsübertrag in eine Rotation versetzt. Dadurch sind die Energien der Fusionsprodukte (abhängig vom Winkel der Emission zur Rotationsrichtung) deutlich verschoben (siehe Abschnitt 2.2.4.). Diese Verschiebung führt aber auch dazu, daß die Protonen und Tritonen nicht mehr den gleichen Impuls haben und somit auch verschiedene Bahnen durchlaufen. Es sollte also möglich sein, mit einem Detektor nun Protonen und Tritonen aus verschiedenen Bereichen des Plasmas zu messen. Dieser Effekt kann eventuell dazu benutzt werden, um Gradienten im Emissionsprofil zu messen [6.1].
- Bei der Wasserstoff–Injektion in Deuteriumplasmen zeigten die Spektren der 2.45 MeV Neutronen, die mit Kernspuremulsionen gemessen wurden, einen nichtthermischen Anteil. Außer der thermisch produzierten Linie bei 2.45 MeV wurden noch zwei deutlich verschobene Linien nachgewiesen, die je nach Emissionsrichtung (in Injektionsrichtung oder entgegengesetzt dazu) um etwa 200 keV zu höheren oder zu niedrigeren Energien hin verschoben liegen [1.35]. Diese nichtthermischen Spektren werden auf Instabilitäten zurückgeführt. Die Frage war nun, ob sich solche nichtthermischen Anteile auch auf den Spektren der geladenen Fusionsprodukte finden lassen.

Beide Effekte bewirken eine toroidale Bewegung des Schwerpunktsystems der Fusionsreaktionspartner, die sich im Laborsystem als Energieerhöhung oder – erniedrigung bei den Fusionsprodukten ausdrückt. Diese Energieänderung ist in toroidaler Richtung maximal und nimmt mit wachsendem Winkel zwischen Emissionsrichtung und Plasmaachse (Steigungswinkel) ab. Man muß also, um die oben genannten Fragenkomplexe untersuchen zu können, die Spektren von Teilchen untersuchen, deren Bewegung eine starke Toroidalkomponente besitzt. Bei solchen Teilchen hat das Poloidalfeld – im Gegensatz zu den Bahnen senkrecht emittierter Teilchen – einen großen Einfluß auf die Bewegung. Bei der Berechnung der

Teilchenbahnen und der Abbildung des Phasenraumes auf den Detektor entstehen deshalb bei diesen Experimenten große Unsicherheiten, da man die Sromdichteverteilung nicht genau kennt.

Trotz dieser Schwierigkeiten wurden an ASDEX als Einstieg in den Komplex der toroidal emittierten Spektren der geladenen Fusionsprodukte noch einige Experimente gemacht. Diese Messungen sind noch sehr vorläufig und konnten nicht vollständig zu Ende geführt werden, da ASDEX im Frühjahr 1986 für eine längere Umbauphase stillgelegt wurde.

Für diese Messungen wurde der Manipulator an ASDEX so verdreht, daß der Detektor nun Teilchen messen kann, die mit Steigungswinkeln von ungefähr 40^0 – 50^0 im Plasma emittiert werden. In Abb. 6.1 ist die zentrale Bahn eines Protons bei dieser Konfiguration dargestellt. Dafür wurde ein Gleichgewichtsfeld nach Gl(2.10) mit einer Stromdichteverteilung $j(\rho) \sim (1-\rho^2)^4$ verwendet. Wie gut dieses Modell hier ist, wurde noch nicht genauer untersucht, aber diese Rechnung soll nur einen ersten Eindruck vermitteln. Sehr deutlich ist in der Abb. 6.1 zu sehen, daß durch die erhöhte Toroidalkomponente der Teilchengeschwindigkeit der von der Poloidalkomponente abhängende Larmorradius – wie zu erwarten war – viel kleiner ist als zum Beispiel in den Abbildungen 2.5 ff.. Außerdem ist erkennbar, daß die Fusionsprodukte hier nicht direkt aus dem Plasmazentrum kommen, das wegen der Shafranov–Verschiebung an der mit × gekennzeichneten Stelle liegt.

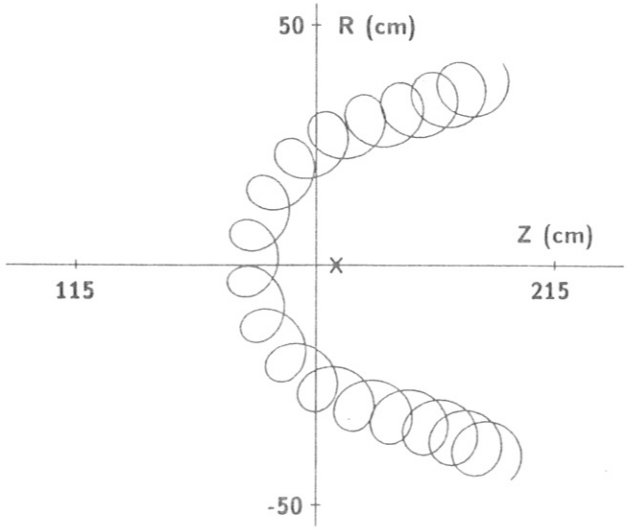


Abb. 6.1 : Poloidale Projektion der Bahn eines 3.23 MeV Protons (bzw. eines 1.08 MeV Tritons), das den Kollimator mit einem Steigungswinkel $\varphi_K = 30^0$ erreicht. Die Parameter für diese Berechnung sind $B_\phi = 2.2$ T, $I_p = 380$ kA, $\beta_p(a) = 0.5$. Für das Stromdichteprofil wurde die Form $j(\rho) \sim (1-\rho^2)^4$ angesetzt.

Ein erstes Beispiel für die Spektren von mehr toroidal emittierten geladenen Fusionsprodukten ist in Abb. 6.2 dargestellt. Es entstand in Entladungen mit Wasserstoff–Injektion in ein Deuteriumplasma. In diesem Spektrum fallen mehrere Dinge sofort auf:

- Sowohl das Spektrum der Protonen als auch das der Tritonen haben nur eine einzelne Linie, wie man es bei rein thermischer Emission (auch in rotierenden Plasmen) erwartet.
- Die Energie der Spektren ist sehr hoch. Nach der Korrektur für die Energieverluste in der Al–Folie liegen die Maxima der Spektren bei 1.170 MeV, bzw. bei 3.370 MeV.
- Der Tritonenfluß auf den Detektor ist unter diesen Bedingungen um etwa einen Faktor 20 größer als der Protonenfluß, während bei senkrechter Emission beide Flüsse stets ungefähr gleich waren.

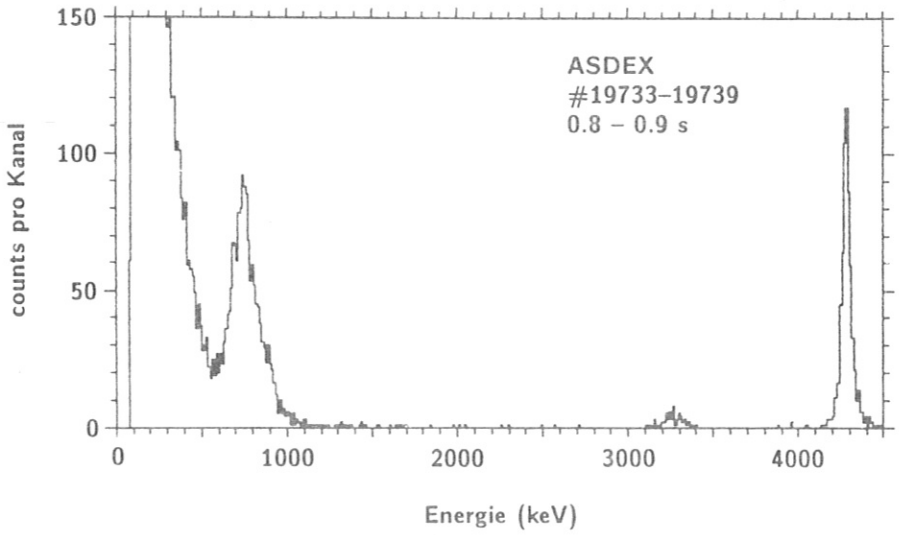


Abb. 6.2 : Spektren von Protonen und Tritonen, die mit Steigungswinkeln von etwa 40^0 – 50^0 im Plasma emittiert werden. Dieses Spektrum wurde über acht gleiche Entladungen (jeweils ein Zeitintervall von 100 ms gleich nach Einschalten der Neutralinjektion) summiert. Die Energieachse ist nicht korrigiert bezüglich der Energieverluste in der Al–Folie. Die Parameter dieser Entladungen entsprechen den in Abb. 6.1 genannten.

Die Tatsache, daß beide Spektren nur eine verschobene Linie haben, ist ein starkes Argument dafür, daß sie thermisch produziert werden und ihre Energieänderung durch die Plasmarotation verursacht wird. Für nichtthermische Anteile – die eine zweite noch stärker verschobene Linie erzeugen sollten – gibt es in diesen Spektren keinen Hinweis. Die gemessene Verschiebung der Linien ist allerdings viel zu hoch, um mit der Plasmarotation (die in ASDEX im Bereich $1 - 2 \cdot 10^5$ ms^{-1} liegt) erklärt zu werden. Diese Frage der absoluten Energie der Spektren ist noch nicht geklärt.

Weil die Tritonen durch die toroidale Schwerpunktsbewegung einen höheren Impuls bekommen als die Protonen und somit andere Teilchenbahnen durchlaufen, sollte der Detektor Tritonen und Protonen aus verschiedenen Plasmabereichen messen. Dabei reicht die Sichtlinie für die Tritonen (wegen des höheren Impulses) näher an das Plasmazentrum heran als die für die Protonen. Es ist also zu erwarten, daß der Tritonenfluß wegen des steilen Emissionsprofils größer ist als der Protonenfluß. Die vorläufigen Rechnungen ergeben (mit einem Emissionsprofil von $S(\rho) \sim (1-\rho^2)^9$) aber nur ein Verhältnis der Flüsse von ungefähr 1.4. Obwohl noch nicht klar ist, wie stark hier die Unsicherheiten des Poloidalfeldes eingehen, kann man damit sicher nicht die ganze Abweichung von dem gemessenen Wert von 20 erklären. Hier müssen noch andere physikalische Vorgänge die Bewegung der geladenen Fusionsprodukte beeinflussen. Eine mögliche Begründung für die offensichtlich stark unterschiedlichen Bahnen der Protonen und Tritonen könnten radiale elektrische Felder sein.

Diese Ergebnisse aus der Beobachtung von Fusionsprodukten mit einer toroidalen Geschwindigkeitskomponente sind wie gesagt sehr vorläufig. Sie zeigen aber, daß es möglich ist, durch eine Änderung der Kollimationsrichtung den zugänglichen Phasenraum so zu variieren, daß man Aussagen über das Emissionsprofil der Fusionsprodukte erhalten kann. Allerdings ist dies ein sehr komplexes und umfangreiches Arbeitsgebiet, und es sind noch einige Vorarbeiten nötig, damit diese Untersuchungen durchgeführt werden können. Der experimentelle Aufbau muß so abgeändert werden, daß die Orientierung des Kollimators von Entladung zu Entladung geändert werden kann. Diese Einstellung muß außerdem möglichst genau ($\pm 1^0$) und reproduzierbar möglich sein. Dazu wurde ein neuer mechanischer Aufbau entworfen und gebaut, so daß die Messungen in der nächsten Experimentierphase an ASDEX durchgeführt werden können. Für die Auswertung dieser Messungen müßte auch der Teilchenbahn–Code erweitert werden. Zum einen sollte unbedingt der Einfluß radialer elektrischer Felder in die Rechnung einbezogen werden, und zum anderen sollte man das Poloidalfeld – das hier so empfindlich eingeht – eventuell nicht mehr nur aus den Modellfeldern (wie sie im Abschnitt 2.1.1 diskutiert wurden), sondern aus numerischen Gleichgewichtsberechnungen nehmen.

7. AUSBLICK AUF ZUKÜNFTIGE MESSUNGEN DER GELADENEN FUSIONSPRODUKTE

An ASDEX hat sich die Plasmadiagnostik mit geladenen Fusionsprodukten als eine wirkungsvolle Methode herausgestellt, um Aussagen über die Energieverteilung der Plasmaionen zu erhalten. Dabei sind hier noch deutliche Verbesserungen möglich, wie vor allem eine verbesserte elektronische Verarbeitung der Signale (wie sie im Anschnitt 3.1.5. angesprochen wurde), oder eine schnelle Verstellbarkeit der Kollimatorrichtung (siehe Kapitel 6.). Beide Verbesserungen sollen bis zur nächsten Experimentierphase von ASDEX durchgeführt werden, so daß die Diagnostik dann vor allem weniger empfindlich auf den Störhintergrund in ASDEX reagieren sollte. Wenn die neue Elektronik sich bewährt, eröffnet sich damit die Möglichkeit, die zentrale Ionentemperatur standardmäßig aus den Spektren der 3 MeV Protonen (und auch der 1 MeV Tritonen) zu bestimmen. Mit der Verstellbarkeit der Kollimationsrichtung bietet sich darüber hinaus die Möglichkeit, aus den Teilchenflüssen Aussagen über das Emissionsprofil (und damit über das Temperaturprofil) zu erhalten. Dies wäre ein wichtiger Beitrag für die Diskussionen über das Ionentemperaturprofil und die Ionenwärmeleitung.

Die Diagnostik der geladenen Fusionsprodukte mit den Teilchen aus der D(D,p)T–Reaktion ist allerdings nur noch an Fusionsexperimenten in der Größe von ASDEX möglich. Hier sind nur die Teilchen mit sehr kleinen Steigungswinkeln (im Plasmazentrum ungefähr kleiner als 20^0) im Plasma eingeschlossen. Bei allen Experimenten der nächsten Generation, die mit Plasmaströmen deutlich über 1 MA arbeiten, sind diese Teilchen (zumindest im inneren Bereich des Plasmas) vollständig eingeschlossen. Bei diesen Experimenten verlassen nur noch die 14.7 MeV Protonen aus der D(^{3}He,p)α–Reaktion das Plasma, können aber genauso wie die 3 MeV Protonen zur Diagnostik genutzt werden.

Deshalb ist auch an ASDEX-Upgrade [7.1] eine Diagnostik der geladenen Fusionsprodukte vorgesehen, die – wegen der vorgesehenen Ströme von bis zu 2 MA – vor allem die 14.7 MeV Protonen betrachtet. Die Hauptziele dieser Diagnostik werden dabei die folgenden sein:

- Die Bestimmung der zentralen Ionentemperatur. Diese Methode arbeitet genau so, wie dies im Kapitel 4. für die 3 MeV Protonen in ASDEX beschrieben wurde.
- Untersuchung der Ionenenergieverteilungen bei der Hochfrequenzheizung. An ASDEX–Upgrade wird das Plasma unter anderem mit Ionenzyklotronwellen aufgeheizt. Arbeitet man im Regime der D(^{3}He)–Minoritätsheizung, so entstehen hochenergetische ^{3}He–Ionen, die im Spektrum der 14.7 MeV Protonen deutlich sichtbar sein sollten [2.20]. Mit ähnlichen Betrachtungen wie im Abschnitt 5.4. dieser Arbeit kann man dann Aussagen über die Energieverteilung dieser schnellen Ionen machen.
  Außerdem kann man aus der Flußverteilung der 14.7 MeV Protonen Rückschlüsse auf das Emissionsprofil und damit auf das Radialprofil der Wellenabsorption ziehen [2.12].

- Da die Neutralteilcheninjektion an ASDEX–Upgrade fast radial erfolgt (der Winkel zwischen Injektion und Plasmaachse beträgt $\approx 22^0$) bildet sich auch dabei vor allem eine zweidimensionale Energieverteilung der schnellen Ionen. Es sollten also (wie an JET [2.24]) auch in radialer Richtung die beam–target–Prozesse untersucht werden können.
- An JET, wo im Plasmazentrum auch die 14.7 MeV Protonen eingeschlossen sind, tritt das Phänomen auf, daß bei Sägezähnen im Moment des Sägezahnabbruchs diese Protonen in kurzen Pulsen das Plasma verlassen [1.32]. An ASDEX–Upgrade sollte man dieses Phänomen bei den 3 MeV Protonen und den 1 MeV Tritonen sehen können, wobei man zusätzlich das Verhalten der – auch normalerweise nicht eingeschlossenen – 14.7 MeV Protonen beobachten könnte.

Die 3 MeV Protonen aus der D(D,p)T–Reaktion, wie auch die α-Teilchen aus der D(^{3}He,p)α–Reaktion sind in ASDEX–Upgrade und allen anderen Fusionsexperimenten dieser Generation praktisch vollständig eingeschlossen, ebenso wie die α-Teilchen aus der D(T,n)α–Reaktion, die bei JET (in Culham/GB) und bei TFTR (Princeton, N.J., USA) im Tritiumbetrieb entstehen. Teilweise können an diesen Experimenten noch die Protonen mit höherer Energie aus der D(^{3}He,p)α–Reaktion das Plasma verlassen und direkt zu Diagnostikzwecken verwendet werden. Im wesentlichen wird sich bei diesen Experimenten jedoch das Schwergewicht bei der Betrachtung der geladenen Fusionsprodukte darauf verlagern, das Verhalten der im Plasma eingeschlossenen Teilchen zu untersuchen. Wie bereits in der Einleitung zu dieser Arbeit ausgeführt wurde, ist das Verhalten der hochenergetischen Ionen (vor allem der α-Teilchen aus der D(T,n)α–Reaktion) sehr wesentlich für den möglichen Betrieb eines Fusionsreaktors. Für die Diagnostik der hochenergetischen α-Teilchen müssen jedoch noch die passenden Diagnostikmethoden entwickelt werden [1.23, 7.2].

8. ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Apparatur konzipiert, aufgebaut und getestet, mit der die geladenen Fusionsprodukte im Divertor–Tokamak ASDEX untersucht werden konnten. Dabei wurden zwei verschiedenen Nachweismethoden eingesetzt.

– Mit Hilfe von Kernspurfolien vom Typ PM 355, die völlig unempfindlich gegen Röntgenstrahlung und elektromagnetische Einstreuungen sind, gelang es zum ersten Mal, außer den 3 MeV Protonen auch die 1 MeV Tritonen in einem Tokamak direkt zu messen.

– Der Schwerpunkt lag aber auf der Arbeit mit einem Halbleiterdetektor. Mit einer miniaturisierten Elektronik, die nahe am Detektor untergebracht wurde, konnte so eine Apparatur aufgebaut werden, die es erlaubte, die Energiespektren sowohl der Protonen als auch der Tritonen mit hoher Energieauflösung (etwa 50 keV) zu messen.

Parallel zu dieser apparativen Entwicklung und den dazu gehörenden Tests und Eichmessungen wurden die Programme zur Berechnung der Flugbahnen geladener Fusionsprodukte erstellt und weiterentwickelt. Damit wurden die zur Interpretation der Experimente notwendigen Berechnungen der Teilchenbahnen und der Abbildung des Phasenraumes auf den Detektor durchgeführt.

Mit diesem Halbleiter–Detektor war es dann möglich, aus den Spektren der Protonen – und sogar der Tritonen – in thermischen Plasmen die Ionentemperatur $T_i(0)$ zu bestimmen. Dabei waren die Werte insofern konsistent, als die beiden Spektren übereinstimmende Temperaturwerte ergaben. Die aus den Spektren ermittelten Temperaturwerte zeigten befriedigende Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Diagnostiken wie der Neutronenflußmessung und der Ladungsaustauschanalyse. Die aus dem Protonenfluß auf den Detektor berechnete Fusionsrate stimmte sehr gut mit der Fusionsrate überein, wie sie aus dem Neutronenfluß bestimmt wird, so daß prinzipiell auch die Ionentemperaturbestimmung aus dem Protonenfluß möglich erscheint.

In Entladungen, bei denen Lower–Hybrid–Wellen eingekoppelt wurden, konnten nichtthermische (schnelle) Ionen nachgewiesen werden, da sie Fusionsprodukte mit einem charakteristisch veränderten Spektrum erzeugen. Aus den Details der Energiespektren (sowohl der Protonen als auch der Tritonen) konnten Rückschlüsse auf die Energieverteilung der schnellen Ionen gezogen werden: Die grösste Geschwindigkeitskomponente liegt in der Poloidalebene, sie haben also eine zweidimensionale Geschwindigkeitsverteilung. Dabei liegt die mittlere Energie der Teilchen, die eine Fusionsreaktion machen, bei ungefähr 25 keV.
Beobachtungen mit verschiedenen Kollimatorstellungen (und damit unterschiedlichen Akzeptanzbereichen im Phasenraum der Fusionsprodukte) zeigen, daß diese nichtthermischen Ionen nicht in der Plasmamitte, sondern im äußeren Teil des

Plasmas (außerhalb des halben Plasmaradius) von den LH–Wellen erzeugt werden.

Zur Messung der Spektren von Fusionsprodukten, die nicht senkrecht zur Plasmaachse, sondern mit Steigungswinkeln von 40^0 – 50^0 emittiert werden, wurden erste Experimente gemacht. Obwohl diese Ergebnisse noch sehr vorläufig sind, zeigen sie, daß die Plasmarotation sich deutlich in verschobenen Spektren der geladenen Fusionsprodukte ausdrückt, und daß es durch die daraus resultierende Anisotropie der Protonen und Tritonen möglich ist, mit einem Detektor Teilchen aus verscheidenen Plasmabereichen zu messen, und so eventuell Gradienten im Emissionsprofil zu bestimmen.
Es wurden konstruktive Änderungen an der Apparatur vorgenommen, so daß in der nächsten Experimentierphase an ASDEX dieser umfangreiche Komplex weiter bearbeitet werden kann.

9. LITERATURVERZEICHNIS

KAPITEL I.

1.1. Raeder, J., et. al., "Kontrollierte Kernfusion", Teubner, Stuttgart, 1981.

1.2. Miley, G.H., Towner, H., Ivich, N., *Fusion Cross-Sections and Reactivities*, University of Illinois, Report Nr.COO-2218-17 (1974).

1.3. Nuckolls, J., Wood, L., Thiessen, A., Zimmermann, G., *Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear Applications*, Nature **239** (1972), 139–142.

1.4. Yoshikawa, M., et. al., *Summaries on the 10th IAEA Conference London 1984*, Nucl. Fusion **25** (1985), 205–231.

1.5. Bock, R., *Ionen-Strahlfusion*, Phys. Bl. **37** (1981), 214–222.

1.6. Van Devender, J.P., *Inertial Confinement Fusion with light-Ion Beams*, Plasma Physics and Controlled Fusion **28** (1986), 841–855.

1.7. Pinkau, K., Schumacher, U., *Kernfusion mit magnetisch eingeschlossenen Plasmen*, Physik in unserer Zeit **13** (1982), 138–154.

1.8. Shohet, J.L., *The Stellarator*, in "Fusion", Vol.I part A, Academic Press, New York, 1981, pp. 243–289.

1.9. Furth, H.P., *The Tokamak*, in "Fusion", Vol.I part A, Academic Press, New York, 1981, pp. 123–242.

1.10. Kunkel, W.B., *Neutral-Beam Injection*, in "Fusion", Vol.I part B, Academic Press, New York, 1981, pp. 103–150.

1.11. Porkolab, M., *Radio-Frequency Heating of Magnetically Confined Plasmas*, in "Fusion", Vol.I part B, Academic Press, New York, 1981, pp. 151–191.

1.12. Troyon, F., Gruber, R., Saurenmann, H., Semenzato, S., Succi, S., *MHD-Limits to Plasma Confinement*, Plasma Physics and Controlled Fusion **26** (1984), 209–215.

1.13. Plasma Physics and Controlled Fusion Research 1984, vol.I, IAEA, Wien. Beiträge von ASDEX (71-85), PDX (117-130), TOSCA und CLEO (205-215) and DOUBLET III (217-228).

1.14. Bickerton, R.J., et. al., *Latest Results from JET*, Plasma Physics and Controlled Fusion **28** (1986), 55–70.

1.15. Kaye, S.M., *A Review of energy confinement and local transport scaling results in neutral-beam heated tokamaks*, Phys. Fluids **28** (1985), 2327–2343.

1.16. Keilhacker, M. und das ASDEX Team, *The ASDEX Divertor Tokamak*, Nucl. Fusion **25** (1985), 1045–1054.

1.17. Wagner, F., et. al., *Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX Tokamak*, Phys. Rev. Lett. **49** (1982), 1408–1412.

1.18. Kolesnichenko, Y.I., *The Role of Alpha Particles in Tokamak Reactors*, Nucl. Fusion **20** (1980), 727–780.

1.19. Sigmar, D.J., *Alpha Particles in Burning Tokamak Plasmas*, Symposium on "The Role of Alpha Particles in Magnetically Confined Fusion Plasmas", 24.-27. Juni 1986, Göteborg, Schweden.

1.20. Pfirsch, D., *α-Particles in Tokamaks*, in "Physics of Plasmas close to Thermonuclear Conditions", EUR FU BRU/XII/476/80, Varenna, 1979, pp. 237–269.

1.21. Chrien, R.E., *Measurements of Fusion Reactions from a Tokamak Plasma*, Dissertation, Princeton University (1981).

1.22. van Belle, P., *Measurements of the 14.7 MeV Proton Emission from the JET Plasma*, in "Proc. of the 3rd JET Workshop on Neutron and Charged Particle Diagnostics", JET–IR(86)04, JET, Abingdon, U.K..

1.23. Schumacher, U., *Considerations for Alpha Particle Diagnostics*, Symposium on "The Role of Alpha Particles in Magnetically Confined Fusion Plasmas", 24.-27. Juni 1986, Göteborg, Schweden.

1.24. Hively, L.M., Miley, G.H., *Fusion Product Bombardment of a Tokamak First Wall*, Nucl. Fusion **17** (1977), 1031–1046.

1.25. Behrisch, R., Scherzer, B.M.U., *He Wall Bombardment and Wall Erosion in Fusion Devices*, Radiation Effects **78** (1983), 393–403.

1.26. Karulin, N.E., Putvinskij, S.V., *Some Theoretical Aspects of Charged Fusion Product Plasma Diagnostics*, Nucl. Fusion **25** (1985), 961–970.

1.27. Paretzke, H., *Messung von Neutronenspektren zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen am linearen Theta-Pinch*, IPP–Report 1/83, Mai 1968.

1.28. Goldman, L.M., Kilb, R.W., Pollock, H.C., *Measurements of Ion Energies in a Θ-Pinch*, Phys. Fluids **7** (1964), 1005–1010.

1.29. Nagle, D.E., Quinn, W.E., Ribe, F.L., Riesenfeld, W.B., *Velocity Spectrum of Protons and Tritons from the d–d Reaction in SCYLLA*, Phys. Rev. **119** (1960), 857–862.

1.30. Strachan, J.D., *The application of fusion reaction product diagnostics in toroidal devices*, in "Diagnostics for Fusion Reactor Conditions", EUR 8351-I-EN, Varenna, 1982, pp. 383–400.

1.31. Heidbrink, W.W., *Tokamak Diagnostics using Fusion Products*, Dissertation, Princeton University (1984).

1.32. Sadler, G., et. al., *Fusion Product Diagnostics at JET*, Proc. of the 13th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Heating, Schliersee, 1986, vol.I, pp. 105–108.

1.33. Martin, G., *Étude des Produits de Fusion chargés dans un Tokamak*, Thèse, Université de Paris–Sud (1985).

1.34. Jäger, U., Bertalot, L., Herold, H., *Energy Spectra and Space Resolved Measurements of Fusion Reaction Protons from Plasma Focus Devices*, Rev. Sci. Instrum. **56** (1985), 77–80.

1.35. Steinmetz, K., et. al., *Non–Thermonuclear Neutron Production in Hydrogen–Beam–Heated ASDEX Plasmas*, Proc. of the 11th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Heating, Aachen, 1983, vol.I, pp. 51–54.

KAPITEL II.

2.1. Dnestrovskij, Y.N., *Energy Balance in Tokamak Devices with Allowance for Magnetic-Field Ripple*, Nucl. Fusion **15** (1975), 1185–1188.

2.2. Callen, J.D., Dory, R.A., *Magnetohydrodynamic Equilibria in Sharply Curved Axisymmetric Devices*, Phys. Fluids **15** (1972), 1523–1528.

2.3. Mukhovatov, V.S., Shafranov, V.D., *Plasma Equilibrium in a Tokamak*, Nucl. Fusion **11** (1971), 605–632.

2.4. Miyamoto, K., "Plasma Physics for Nuclear Fusion", The MIT Press, Cambridge (Mass.), 1980.

2.5. Zehrfeld, H.P., Fußmann, G., Green, B.J., *Electric Field Effects on Relativistic Charged Particle Motion in Tokamaks*, Plasma Physics **23** (1981), 473–489.

2.6. Fußmann, G., *Die Verschiebung magnetischer Flächen in der Shafranov–Näherung*, nicht veröffentlicht.

2.7. Stringer, T. (JET), persönliche Mitteilung.

2.8. Chen, F.F., "Introduction to Plasma Physics", Plenum Press, New York, 1974.

2.9. Hastie, R.J., *Particle Orbit Theory*, in "Plasma Physics and Nuclear Fusion Research", ed. R. Gill, Academic Press, London, 1981, pp. 71–90.

2.10. Chrien, R.E., Strachan, J.D., *d-^{3}He Reaction Measurements during fast Wave Minority Heating in the PLT Tokamak Experiment*, Phys. Fluids **26** (1983), 1953–1964.

2.11. Heidbrink, W.W., Strachan, J.D., Bell, R.E., Cavallo, A., Motley, R., et. al., *Fast Ion Profiles during Neutral Beam and Lower Hybrid Heating*, Plasma Physics and Controlled Fusion **6** (1986), 871–878.

2.12. Murphy, T.J., Strachan, J.D., *Spatially resolved Measurement of Alpha Particle Emission from PLT Plasmas Heated by ICRH*, Nucl. Fusion **25** (1985), 383–386.

2.13. Ruby, L., Crawford, R.B., *Anisotropy Factors for the Determination of Total Neutron Yield from the D(d,n)^{3}He and T(d,n)^{4}He Reactions*, Nucl. Instr. and Methods **24** (1963), 413–417.

2.14. Preston, G., Shaw, P.F.D., Young, S.A., *The Cross-sections and Angular Distributions of the D–D Reactions between 150 and 450 keV*, Proc. Roy. Soc. (London) **226A** (1954), 206–216.

2.15. Liskien, H., Paulsen, A., *Neutron Production Cross Sections and Energies for the Reactions T(p,n)^{3}He, D(d,n)^{3}He and T(d,n)^{4}He*, Nuclesr Data Tables **11** (1973), 569–619.

2.16. Mühling, E., *Experimente mit Kernspurdetektoren zur Diagnostik von Protonen und α–Teilchen aus Fusionsexperimenten*, IPP–Report 1/210, Oktober 1982.

2.17. Brysk, H., *Fusion Neutron Energies and Spectra*, Plasma Physics **15** (1973), 611–617.

2.18. Lehner, G., Pohl, F., *Reaktionsneutronen als Hilfsmittel der Plasmadiagnostik*, Zeitschrift für Physik **207** (1967), 83–104.

2.19. Lehner, G., *Reaction Rates and Energy Spectra for Nuclear Reactions in High Energy Plasmas*, Zeitschrift für Physik **232** (1970), 174–189.

2.20. Heidbrink, W.W., *Energy Spectra from "beam–target" Nuclear Reactions in Magnetic Fusion Devices*, Nucl. Instr. and Methods **A236** (1985), 380–384.

2.21. Elevant, T., *A Neutron Spectrometer suitable for Diagnostics of Extended Fusion Plasmas*, Nucl. Instr. and Methods **185** (1981), 313–320.

2.22. Scheffel, J., *Neutron Spectra from Beam Heated Fusion Plasmas*, Nucl. Instr. and Methods **224** (1984), 519–531.

2.23. Slaughter D., *Fusion Product Energy Spectra in Beam Heated D–D, D–T and D–^{3}He Plasmas*, Proc. of the 13th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Heating, Schliersee, 1986, vol.II, pp.293–296.

2.24. van Belle, P., Sadler, G., *The Computation of Fusion Product Spectra from High Temperature Plasmas*, in "Proceedings of the Workshop on Basic and Advanced Fusion Plasmas Diagnostic Techniques", Varenna, 1986.

2.25. Bernstein, M.J., Comisar, G.G., *Neutron Energy and Flux Distribution from a Crossed–Field Acceleration Model of Plasma Focus and Z–Pinch discharges*, Phys. Fluids **15** (1972), 700–707.

2.26. Hively, L.M., *Convenient Computational Forms for Maxwellian Reactivities*, Nucl. Fusion **17** (1977), 873–876.

2.27. Stix, T. H., *Heating of Toroidal Plasmas by Neutral Injection*, Plasma Physics **14** (1972), 367–384.

2.28. Suckewer S., Eubank H.P., Goldston R.J., McEnerney J., Sauthoff N., Towner H., *Toroidal Plasma Rotation in the PLT Tokamak with Neutral-Beam-Injection*, Nucl. Fusion **21** (1981), 1301–1309.

2.29. Murakami, M. et al., *Confinement of Beam-Heated Plasmas in ISX-B*, Proc. of the 10th International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion Research, London, 1984, vol.I, pp. 87–101.

2.30. Scheffel, J., *NSPEC – A Neutron Spectrum Code for Beam-heated Plasmas*, Royal Institute of Technology Stockholm, Report Nr. TRITA-PFU-83-05 (1983).

2.31. van Belle, P. (JET), persönliche Mittteilung.

KAPITEL III.

3.1. Büker, H., "Theorie und Praxis der Halbleiterdetektoren für Kernstrahlung", Springer, Berlin, 1971.

3.2. Kemmer, J., *Fabrication of low noise silicon radiation detectors by the planar process*, Nucl. Instr. and Methods **169** (1980), 499-502.

3.3. Hyams, B., et. al., *A Silicon Counter Telescope to study short-lived Particles in high-Energy Hadronic Interactions*, Nucl. Instr. and Methods **205** (1983), 99–105.

3.4. Knoll, G.F., "Radiation Detection and Measurement", Wiley, New York, 1979, p. 92.

3.5. Keilhacker, M., et. al., *Confinement Studies in L and H-Type ASDEX Discharges botur Plasma Physics and Controlled Fusion.*

3.6. Fleischer, R.L., Price, P.B. and Walker, R.W., "Nuclear Tracks in Solids", University of California Press, Berkeley, 1975.

3.7. Mühling, E., Schumacher, U., Paretzke, H.G., *Thermonuclear Fusion Product Diagnostics by Nuclear Track Detectors*, Nucl. Tracks **9** (1984), 113–117.

3.8. Jäger, U., *Über die Reaktionsmechanismen im Plasmafokus – Untersuchungen an beschleunigten Deuteronen und Reaktionsprotonen*, Dissertation, IPF Universität Stuttgart, 1986.

3.9. van Calker, C., *Reaktionsprotonen-Diagnostik am Plasmafokus SPEED 1*, Diplomarbeit, Universität Düsseldorf, 1985.

3.10. Benton, E.V., Ceglio, N.M., *Diagnosis of high-density implosions of laser fusion targets using high sensitivity nuclear track detectors*, Nuclear Tracks, Suppl. 2 (1980), 747–754.

3.11. Towner, W.T., et. al., *Fusion Related Experiments at the Central Laser Facility*, Plasma Physics and Controlled Fusion **28** (1986), 239–242.

3.12. Benton, E.V., Preston, C.C., Ruddy, F.H., Gold, R. and Roberts, J.M., *Proton and alpha particle response characteristics of CR-39 Polymer for Reactor and Dosimetry Applications*, Supplement 2, Nuclear Tracks (1980), 459–467.

3.13. Ziegler, J.F. (ed.), "The Stopping and Ranges of Ions in Matter",
vol.1: The Theory of Stopping of Ions in Matter (1985)
vol.2: Bibliography and Index of experimental Data (1977)
vol.3: Hydrogen-Stopping Powers and Ranges in all Elements (1977)
vol.4: Helium-Stopping Powers and Ranges (1977)
vol.5: Stopping Cross-sections for energetic Ions in all Elements (1980)

vol.6: Range Distributions for energetic Ions in all Elements (1980), Pergamon Press, New York.

3.14. Evans, R.D., "The Atomic Nucleus", McGraw–Hill, New York, 1955.

3.15. Chu, W.K., *Calculation of Energy Straggling for Protons and Helium Ions*, Phys. Rev. A **13** (1976), 2057–2060.

3.16. Mayer, J.W., Rimini, E., "Ion Beam Handbook for Material Analysis", . Academic Press, New York, 1977.

3.17. Kemmer, J., Hofmann, R., *Determination of the Energy Straggling of Am–α Particles in Aluminum Foils*, Nucl. Instr. and Methods **176** (1980), 543–544.

3.18. Bosch, H.–S., Schumacher, U. und ASDEX–Team, *Nachweis geladener Fusionsreaktions–Produkte aus ASDEX*, Verh. Deutsche Phys. Gesellschaft, Frühjahrstagung Bayreuth 1985 , Vortrag P50, p. 977.

3.19. Preis, R., *Charakteristiken der Kernspuremulsionen zur Teilchenregistrierung*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1985.

3.20. Roth J., Scherzer B.M.U., Blewer R.S., Brice D.K., Picraux S.T., Wampler W.R., *Trapping, Detrapping and Replacement of keV Hydrogen implanted into graphite.*, J. Nucl. Mater. **93 & 94** (1980), 601–607.

KAPITEL IV.

4.1. Bevington, P.R., "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences", McGraw–Hill, New York, 1969.

4.2. Hawryluk, R., *An Empirical Approach to Tokamak Transport*, in "Physics of Plasmas close to Thermonuclear Conditions", EUR FU BRU/XII/476/80, Varenna, 1979, pp. 19–46.

4.3. Gruber, O., persönliche Mitteilung.

4.4. Griem, H.R., "Plasma Spectroscopy", McGraw–Hill, New York, 1964, pp. 293 ff..

4.5. Fonck, R.J., Darrow, D.S., Jaehnig, K.P., *Determination of Plasma–Ion Velocity Distribution via Charge–Exchange Recombination Spectroscopy*, Phys. Rev. A **29** (1984), 3288–3309.

4.6. Afrosimov, V.V., Kislyakov, A.I., *Neutral Particle Diagnostics of Plasma*, in "Diagnostics for Fusion Reactor Conditions", EUR 8351-I-EN, Varenna, 1982, pp. 289–310.

4.7. Hendel, H.W., *Neutron Yields and Energy Spectra from Fusion Plasmas*, in "Diagnostics for Fusion Reactor Conditions", EUR 8351-I-EN, Varenna, 1982, pp. 327–352.

4.8. Strachan, J.D., *Neutron Induced Ion Temperature in Tokamaks*, in "Proceedings of the Workshop on Basic and Advanced Fusion Plasmas Diagnostic Techniques", Varenna, 1986.

4.9. Jarvis, O.N., *Neutron Detection Techniques for Plasma Diagnostics*, in "Diagnostics for Fusion Reactor Conditions", EUR 8351-I-EN, Varenna, 1982, pp. 353–382.

4.10. Merlo, V, Gorini, G., Hone, M., Jarvis, O.N., Källne, J., Sadler, G., van Belle, P., *Ion Temperature Measurement in JET using Neutron Spectra*, in "Proceedings of the Workshop on Basic Physical Processes of Toroidal Fusion Plasmas", Varenna, 1985.

4.11. Hübner, K., Bätzner, R., Hinsch, H., et. al., *Neutron Production during Deuterium Injection in Deuterium Plasmas in ASDEX*, Proc. of the 12th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Heating, Budapest, 1985, vol.1, pp. 231–234.

4.12. Wagner, F., *Neutral Particle Diagnostics for ohmically and auxiliary heated Tokamaks*, J. Vac. Sci. Technol. **20** (1982), 1211–1217.

4.13. Assi, G., Rapp, H., *A Neutron Flux Measurement System for ASDEX*, IPP–Report III/70, März 1981.

4.14. Bosch, H.-S., Schumacher, U., *Measurements of Charged Fusion Products in ASDEX*, in "Proc. of the 3rd JET Workshop on Neutron and Charged Particle Diagnostics", JET–IR(86)04, JET, Abingdon, U.K..

4.15. Wesson, J.A., *Sawtooth Oscillations*, Plasma Physics and Controlled Fusion **28** (1986), 243–248.

4.16. Rapp, H., persönliche Mitteilung.

KAPITEL V.

5.1. Eckhartt, D., et. al., *Lower Hybrid Experiments in ASDEX*, in "Proc. 4th Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas, Rom 1984", Int. School of Plasma Physics, Varenna, 1982, pp. 501–512.

5.2. Leuterer, F., et. al., *Lower Hybrid Experiments in the ASDEX Tokamak*, Plasma Physics and Controlled Fusion **27** (1985), 1399–1409.

5.3. Leuterer, F., Söldner, F., et. al., *Lower Hybrid Heating and Current Drive Experiments in ASDEX*, in "Proc. 10th Int. Conf. on Plasma Physics and Contr. Nuclear Fusion Research", London 1984, IAEA, Wien, 1985, pp. 597–604.

5.4. McCormick, K., et. al., *Measurements of the Current Distribution in ASDEX during Lower Hybrid Current Drive using the Li–Beam/Zeemann Effect Technique*, Proc. of the 12th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Heating, Budapest, 1985, vol.1, pp. 199–202.

5.5. Ryter, F., *Generation of Fast Ions with a Lower Hybrid Wave*, Verh. Deutsche Phys. Gesellschaft, Frühjahrstagung Bayreuth 1985 , Vortrag P5, p. 960.

5.6. Karney, C.F.F., *Stochastic Ion Heating by a Lower Hybrid Wave*, Phys. Fluids **21** (1978), 1584–1599.

5.7. Rome, J.A., McAlees, D.G., Callen, J.D., Fowler, R.H., *Particle–Orbit Loss Regions and their Effects on Neutral–Injection Heating in Axisymmetric Tokamaks*, Nucl. Fusion **16** (1976), 55–66.

5.8. Ryter, F., *Study of Fast Ions during Lower Hybrid Experiments on ASDEX*, in "Application of RF Waves to Tokamak Plasmas", EUR–10333–EN, Varenna, 1985, pp. 746–751.

5.9. Bosch, H.–S., Schumacher, U. und ASDEX–Team, *Plasmadiagnostik mit Fusionsprotonen und –tritonen in ASDEX*, Verh. Deutsche Phys. Gesellschaft, Frühjahrstagung Stuttgart 1986, Vortrag P20, p. 59.

5.10. Bosch, H.-S., Schumacher, U., *Measurements of Charged Fusion Products in ASDEX*, Proc. of the 13th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Heating, Schliersee, 1986, vol.1, pp. 124–127.

KAPITEL VI. und VII.

6.1. Bosch, H.–S., Schumacher, U., *Plasmadiagnostics with charged Fusion Products from the D–D Reactions in ASDEX*, in "Proceedings of the Workshop on Basic and Advanced Fusion Plasmas Diagnostic Techniques", Varenna, 1986.

7.1. Gruber, O., Kaufmann, M., Köppendörfer, W., Lackner, K., Neuhauser, J., *Physics Background of the ASDEX Upgrade Project*, J. Nucl. Mat. **123** (1984), 33–44.

7.2. Post, D., Zweben, S., Grisham, L., *Alpha Particle Diagnostics*, in "Proceedings of the Workshop on Basic and Advanced Fusion Plasmas Diagnostic Techniques", Varenna, 1986.

DANKSAGUNG

Ich danke Herrn Prof. Dr. K. Pinkau für die Möglichkeit, diese Arbeit unter seiner Leitung durchführen zu können.

Herrn Dr. G. v. Gierke danke ich für die Unterstützung und für das Interesse, mit dem er diese Arbeit begleitet hat.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. U. Schumacher für die Vergabe und die Betreuung dieser Arbeit, zu deren Gelingen er durch seine ständige Hilfsbereitschaft und durch zahllose Diskussionen in hohem Maße beigetragen hat.

Den Herren Dr. M. Keilhacker und Dr. F. Wagner danke ich für ihre Unterstützung bei der Durchführung der Experimente an ASDEX und für wertvolle Diskussionen über die Ergebnisse.

Herrn Dr. H. Rapp und Herrn Prof. Dr. K. Hübner (Universität Heidelberg) danke ich für viele sehr hilfreiche Diskussionen über die Resultate meiner Messungen und über die Spektren der Fusionsreaktionsprodukte.

Für sehr wertvolle Diskussionen über die Diagnostik geladener Fusionsprodukte und die damit zusammenhängenden Probleme möchte ich mich auch bei Herrn Dr. J. D. Strachan (PPPL, Princeton, USA), Herrn Dr. G. Sadler (JET) und Herrn P. v. Belle (JET) bedanken.

Ich danke Herrn Dr. F. Leuterer, Herrn Dr. F. Ryter (Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne) und Herrn Dr. F. Söldner für die Diskussionen über die Ergebnisse bei den LH–Experimenten.

Ich möchte mich ganz herzlich bei Herrn R. Komen für die Unterstützung bei der Konstruktion und beim Aufbau des Experimentes bedanken, ebenso wie bei Herrn H. Scholz, Herrn J. Schaal, Herrn G. Stichs und Herrn H. Wolf, die mir durch tatkräftige Hilfe bei allen technischen Problemen sehr geholfen haben.

Herrn Dr. J. Kemmer (Technische Universität München) danke ich für die Möglichkeit, die von Ihm entwickelten Detektoren bei den Experimenten an ASDEX einsetzen zu können, und für die hilfreichen Diskussionen beim Aufbau des Experimentes.

Ich möchte Herrn H. Pimpl (Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München) sehr herzlich danken für die Überlassung der miniaturisierten Vorverstärker und für die Beratung bei der Integration der Elektronik an ASDEX.

Herrn Dr. B. Scherzer und Herrn J. Fink danke ich für die tatkräftige Unterstützung bei der Durchführung der Eich–Experimente für die Kernspurfolien.

Frau H. Volkenandt und Herrn T. Henningsen möchte ich für die unermüdliche Hilfe bei der Herstellung der zahlreichen Abbildungen in dieser Arbeit sehr herzlich danken.

Bei allen Mitgliedern des ASDEX–Teams möchte ich mich ganz herzlich für das gute Arbeitsklima, die Hilfsbereitschaft bei allen Problemen und die vielen fruchtbaren Diskussionen bedanken. All dies hat mir sehr geholfen, diese Arbeit anzufertigen.

Nicht zuletzt möchte ich mich noch sehr herzlich bei meiner Frau bedanken, die außerhalb des Institutes alles getan hat, um mir meine Arbeit zu erleichtern, auch wenn dies nicht immer ganz einfach war.