

Messung sekundärer Fusionsreaktionen
in ASDEX Upgrade

Wolfgang Ullrich

IPP I/294

Januar 1996



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

85748 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Measurement of Secondary Fusion Reactions in ASDEX Upgrade

Messung sekundärer Fusionsreaktionen in ASDEX Upgrade

Wolfgang Ullrich

IPP I/294

Januar 1996

Diese Arbeit wurde in Zusammenarbeit mit der Universität Augsburg
im Rahmen einer Diplomarbeit durchgeführt.

*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.*

Measurement of Secondary Fusion Reactions in ASDEX Upgrade

The efficient confinement of the energetic charged fusion products is of great importance for the realization of a fusion reactor (alpha-particle heating). In today's fusion experiments with deuterium plasmas, this aspect can be investigated by the 1 MeV tritons from the $d(d,p)t$ reaction. During slowing down to thermal energies, these tritons can produce 14 MeV neutrons in the $t(d,\alpha)n$ reaction (triton burnup).

At ASDEX Upgrade a time-resolved diagnostic based on a silicon barrier detector has been installed to measure the time evolution of the 14 MeV neutron rate. These neutrons, with an energy above the threshold of the $Si(n,p)Al$ and $Si(n,\alpha)Mg$ reactions, are converted to charged particles directly inside the semiconductor diode.

To analyze the complex time dependency of the burnup magnitude, a time dependent burnup code based on classical slowing-down theory has been developed for the use at ASDEX Upgrade. This code calculates the 14 MeV neutron rate from key plasma parameters. First measurements have been compared to the results of the code.

2.4	Toroidale Invariante	10
2.5	Adiabatische Invariante	11
2.6	Bewegung des Führungszentrums	12
2.7	Energieverlust der Tritonen	14
2.8	Fusionswahrscheinlichkeit	16
3.	Der Simulationscode CONFINE	19
3.1	Eingangsgrößen	20
3.2	Struktur des Programms	22
3.3	Vergleich mit anderen Codes	29
3.4	Erweiterungen für toroidale Geometrie mit elliptischem Querschnitt der Flußflächen	31
4.	Grundlagen der Messung	33
4.1	Nachweis von Fusionsneutronen	33
4.2	Konversion der 14 MeV Neutronen in Silizium	35
4.3	Funktionsweise eines Halbleiterdetektors	37
4.4	Strahlungsflüsse am Ort des Detektors	39

Inhaltsverzeichnis

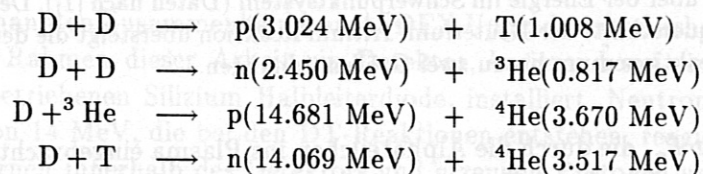
1. Einführung	1
2. Grundlagen der Simulation	5
2.1 Magnetfeldkonfiguration	5
2.2 Bewegung der Tritonen	6
2.3 Geladene Teilchen im Magnetfeld	8
2.4 Toroidale Invariante	10
2.5 Adiabatische Invariante	11
2.6 Bewegung des Führungszentrums	12
2.7 Energieverlust der Tritonen	14
2.8 Fusionswahrscheinlichkeit	16
3. Der Simulationscode CONFINE	19
3.1 Eingangsgrößen	20
3.2 Struktur des Programms	22
3.3 Vergleich mit anderen Codes	29
3.4 Erweiterungen für toroidale Geometrie mit elliptischem Querschnitt der Flußflächen	31
4. Grundlagen der Messung	33
4.1 Nachweis von Fusionsneutronen	33
4.2 Konversion der 14 MeV Neutronen in Silizium	35
4.3 Funktionsweise eines Halbleiterdetektors	37
4.4 Strahlungsflüsse am Ort des Detektors	39

5. Funktionsweise der Diagnostik	47
5.1 Detektorsystem	47
5.2 Energieeichung mit einer Alphaquelle	52
5.3 Zählereignisse im Detektor	53
6. Experimentelle Ergebnisse	57
6.1 Gammaempfindlichkeit	57
6.2 Energiespektrum	60
6.3 Abhängigkeiten der 14 MeV Neutronenrate	61
6.4 Auswertung der Entladung #6511	66
7. Zusammenfassung	73
A. Berechnung der toroidalen Komponente des Vektorpotentials	75
A.1 Vorbemerkung zum Stromprofil	75
A.2 Grundlagen zum Vektorpotential	76
A.3 Lösung für einen geraden Zylinder	76

1. Einführung

Die Möglichkeit der Energiegewinnung durch kontrollierte Kernfusion wird seit langem als aussichtsreiche Alternative zu herkömmlichen Energiequellen untersucht. Das Ziel dabei ist es, ein Gas aus leichten Atomen derart stark zu erhitzen, daß die Atomkerne der Gasteilchen aufgrund ihrer thermischen Energie in der Lage sind, die Barriere der abstoßenden COULOMB-Kraft zu durchtunneln, und unter Freisetzung von Energie miteinander verschmelzen.

Da bei Atomkernen mit niedriger Nukleonenzahl, wie Wasserstoff und Helium, bei der Fusion besonders viel Energie frei wird (hoher Q -Wert), sind die Reaktionen



dafür am besten geeignet. Betrachtet man den Verlauf der Wirkungsquerschnitte (Abbildung 1.1), so erkennt man, daß sich die DT-Reaktion durch einen vergleichsweise hohen Wirkungsquerschnitt bei niedriger Energie der Reaktionspartner auszeichnet.

Um nennenswerte Fusionsraten zu erhalten, muß das Gas auf Temperaturen von mehreren 1000 Elektronenvolt¹ gebracht werden. Dadurch werden beinahe alle Teilchen ionisiert, und die Materie liegt im Plasmazustand vor. Die so voneinander getrennten Atomkerne und Elektronen können als geladene Teilchen durch Magnetfelder eingeschlossen werden.

Das Konzept für den Bau eines Fusionsreaktors basiert auf der DT-Reaktion, wobei die Alphateilchen (${}^4\text{He}$), die beim magnetischen Einschluß als geladene Teilchen im Plasma verbleiben, ihre Energie von 3.5 MeV an das Plasma abgeben, und so eine interne Heizquelle darstellen. Der Hauptanteil der Fusionsenergie hingegen verläßt mit den Neutronen das Plasma und steht zur Energienutzung zur Verfügung.

¹ In der Plasmaphysik ist es üblich, Temperaturen in Energieeinheiten, üblicherweise Elektronenvolt, anzugeben. Dabei entspricht $T = 11600 \text{ K}$ gerade $kT = 1 \text{ eV}$. In den entsprechenden Formeln entfällt dann die Boltzmannkonstante $k = 1.380662 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$.

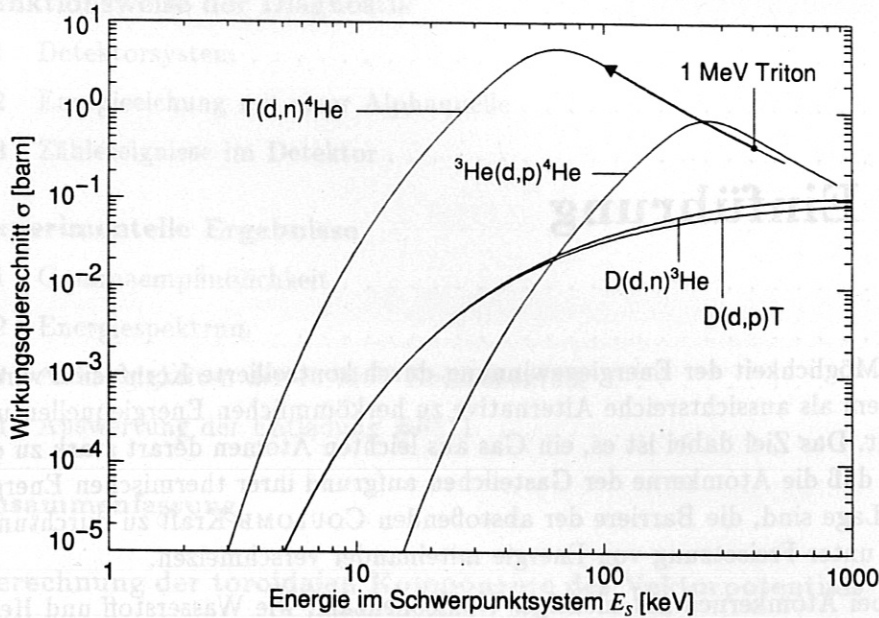


Abbildung 1.1: Wirkungsquerschnitte einiger Fusionsreaktionen aufgetragen über der Energie im Schwerpunktsystem (Daten nach [1]). Der Wirkungsquerschnitt der Deuterium-Tritium Reaktion übersteigt die der übrigen Reaktionen um bis zu zwei Größenordnungen.

Die Leistung P_α , die durch die Alphateilchen ins Plasma eingebracht wird, steht dem Energieverlust durch Transport (Konvektion und Wärmeleitung) $P_{\text{Transport}}$ und durch die Wechselwirkung der geladenen Teilchen untereinander (Bremsstrahlung) $P_{\text{Strahlung}}$ gegenüber. Für die Selbsterhaltung der Plasmatemperatur durch die Alphateilchenheizung muß das sogenannte Zündkriterium

$$P_\alpha > P_{\text{Transport}} + P_{\text{Strahlung}} \quad (1.1)$$

erfüllt sein.

Diese Bedingung kann nur eingehalten werden, wenn die Alphateilchen für die gesamte Zeit, die sie zur Abbremsung auf thermische Energien benötigen, innerhalb des Plasmas eingeschlossen bleiben. Der Einschluß und die Abbremsung dieser hochenergetischen Teilchen sind also für die Erfüllung der Leistungsbilanz besonders wichtig.

Zur Zeit arbeiten die meisten Fusionsexperimente, wie auch ASDEX Upgrade, mit Deuteriumplasmen. Die grundlegenden Zusammenhänge können damit ohne Einschränkungen untersucht werden, und man vermeidet den Umgang mit radioaktivem Tritium. Dadurch sind allerdings direkte Untersuchungen zum Verhalten der Alphateilchen in diesen Experimenten nicht möglich. Um dennoch etwas über die sehr schnellen ^4He -Kerne zu lernen, untersucht man das

Verhalten anderer schneller Ionen im Plasma, zum Beispiel hochenergetischer Teilchen, die zur Heizung in das Plasma geschossen werden [2].

Auch die bei der DD-Reaktion in einem Deuteriumplasma entstehenden Tritonen sind sehr gut geeignet, das Verhalten der Alphateilchen zu simulieren. Sie haben bei ihrer Anfangsenergie von 1 MeV im Magnetfeld einen Gyrationradius, der nur um 7% kleiner ist als der der Alphateilchen, und benötigen etwa die dreifache Zeit, bis sie thermalisiert sind. Dadurch sind die Tritonen sogar ein empfindlicheres Instrument für derartige Untersuchungen.

Den magnetisch eingeschlossenen Tritonen ist es möglich, mit dem Deuteriumplasma sekundäre Fusionsreaktionen (DT-Reaktionen) zu machen. An Abbildung 1.1 erkennt man, daß sie zunächst von ihrer Startenergie von 1 MeV (im Schwerpunktsystem: $E_S = 403$ keV) abgebremst werden müssen, bevor sie bei 64 keV das Maximum des Wirkungsquerschnittes der DT-Reaktion durchlaufen. Bei typischen Plasmaparametern in ASDEX Upgrade benötigen sie dafür eine Zeit von etwa 0.1 s. So können aus dem Verhältnis dieser DT- zu den DD-Reaktionen Aussagen über das Verhalten der Tritonen gemacht werden. Insbesondere gibt das absolute Verhältnis Information über den magnetischen Einschluß, und der zeitliche Verlauf des Anteils an sekundären Fusionsreaktionen spiegelt die Thermalisierung der hochenergetischen Teilchen wider.

Um die genannten Zusammenhänge an ASDEX Upgrade untersuchen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Detektor, basierend auf einer in Sperrrichtung betriebenen Silizium Halbleiterdiode, installiert. Neutronen mit einer Energie von 14 MeV, die bei den DT-Reaktionen entstehen, reagieren mit den Siliziumkernen innerhalb des Detektors und erzeugen Protonen und Alphateilchen mit einer Energie bis zu 11.4 MeV. Die Teilchen werden direkt in dem Halbleiter absorbiert und damit nachgewiesen. So kann die Rate der 14 MeV Neutronen zeitaufgelöst gemessen werden.

Da sich die Plasmaparameter während der Zeit von 0.1 s, bis die Tritonen durch die Messung der Neutronen aus der DT-Reaktion nachgewiesen werden, ändern, kann keine direkte Auswertung der gemessenen 14 MeV Neutronenrate durchgeführt werden. Deshalb wurde ein Simulationscode entwickelt, der aus den gemessenen Plasmaparametern den Zeitverlauf der Rate an sekundären Fusionsreaktionen berechnet.

Nach dieser Einführung werden die Grundlagen des Teilcheneinschlusses in einem toroidalen Magnetfeld und der Mechanismus des Energieverlustes erklärt (Kapitel 2). Im Anschluß daran wird der Simulationscode CONFINE beschrieben, der das Modell zum Vergleich mit den Meßwerten implementiert (Kapitel 3). In Kapitel 4 werden die Grundlagen für die Diagnostik der 14 MeV Neutronen erläutert, und auf den konkreten Aufbau der Diagnostik an ASDEX Upgrade wird in Kapitel 5 eingegangen. Der Vergleich erster Meßergebnisse mit berechneten Werten (Kapitel 6) und eine kurze Diskussion (Kapitel 7) schließen die Arbeit ab.

1. Einführung

Verhalten anderer schneller Ionen im Plasma, zum Beispiel hochenergetischer Teilchen, die zur Heizung in der Fusion geschossen werden [2].

Auch die bei der DT-Reaktion in einem Deuteriumplasma entstehenden Tritium- α -Teilchen sind sehr gut geeignet, das Verhalten der Alpha-Teilchen zu untersuchen. Sie haben bei ihrer Entstehung eine Energie von 3.5 MeV im Magnetfeld eines Tokamaks, dies ist nur ein Teil der Energie, die bei der Alpha-Teilchen-Produktion entsteht, die durch die Beschleunigung der Alpha-Teilchen entsteht. Daher sind die Tritium-sowohl ein empfindliches Instrument für detaillierte Untersuchungen.

Der magnetische eingeschlossene Tokamak ist es möglich, mit dem Deuteriumplasma sekundäre Fusionreaktionen (DT-Reaktionen) zu machen. Die Alpha-Teilchen durch 3.5 MeV, erkennt man, dass sie zunächst von ihrer Startenergie von 3.5 MeV (im Schwerpunktssystem $E_\alpha = 403 \text{ keV}$) abgeben werden müssen, bevor sie bei 64 keV das Maximum der Wirkungsquerschnitts der DT-Reaktion erreichen. In den typischen Plasmaparametern in ASDEX Upgrade benötigt die DT-Reaktion eine Zeit von etwa 0.1 s, so können aus dem Verhältnis dieser DT-Reaktion zu den DT-Reaktionen Aussagen über das Verhalten der Tritium- α -Teilchen gemacht werden. Insbesondere gibt das schnelle Verhalten Informationen über den magnetischen Einschluss, und der zeitliche Verlauf des Anteils an sekundären Fusionreaktionen. Die Zeitentwicklung der Tritium- α -Teilchen wird durch die (1) (2) (3) (4) (5) (6) (7) (8) (9) (10) (11) (12) (13) (14) (15) (16) (17) (18) (19) (20) (21) (22) (23) (24) (25) (26) (27) (28) (29) (30) (31) (32) (33) (34) (35) (36) (37) (38) (39) (40) (41) (42) (43) (44) (45) (46) (47) (48) (49) (50) (51) (52) (53) (54) (55) (56) (57) (58) (59) (60) (61) (62) (63) (64) (65) (66) (67) (68) (69) (70) (71) (72) (73) (74) (75) (76) (77) (78) (79) (80) (81) (82) (83) (84) (85) (86) (87) (88) (89) (90) (91) (92) (93) (94) (95) (96) (97) (98) (99) (100) (101) (102) (103) (104) (105) (106) (107) (108) (109) (110) (111) (112) (113) (114) (115) (116) (117) (118) (119) (120) (121) (122) (123) (124) (125) (126) (127) (128) (129) (130) (131) (132) (133) (134) (135) (136) (137) (138) (139) (140) (141) (142) (143) (144) (145) (146) (147) (148) (149) (150) (151) (152) (153) (154) (155) (156) (157) (158) (159) (160) (161) (162) (163) (164) (165) (166) (167) (168) (169) (170) (171) (172) (173) (174) (175) (176) (177) (178) (179) (180) (181) (182) (183) (184) (185) (186) (187) (188) (189) (190) (191) (192) (193) (194) (195) (196) (197) (198) (199) (200) (201) (202) (203) (204) (205) (206) (207) (208) (209) (210) (211) (212) (213) (214) (215) (216) (217) (218) (219) (220) (221) (222) (223) (224) (225) (226) (227) (228) (229) (230) (231) (232) (233) (234) (235) (236) (237) (238) (239) (240) (241) (242) (243) (244) (245) (246) (247) (248) (249) (250) (251) (252) (253) (254) (255) (256) (257) (258) (259) (260) (261) (262) (263) (264) (265) (266) (267) (268) (269) (270) (271) (272) (273) (274) (275) (276) (277) (278) (279) (280) (281) (282) (283) (284) (285) (286) (287) (288) (289) (290) (291) (292) (293) (294) (295) (296) (297) (298) (299) (300) (301) (302) (303) (304) (305) (306) (307) (308) (309) (310) (311) (312) (313) (314) (315) (316) (317) (318) (319) (320) (321) (322) (323) (324) (325) (326) (327) (328) (329) (330) (331) (332) (333) (334) (335) (336) (337) (338) (339) (340) (341) (342) (343) (344) (345) (346) (347) (348) (349) (350) (351) (352) (353) (354) (355) (356) (357) (358) (359) (360) (361) (362) (363) (364) (365) (366) (367) (368) (369) (370) (371) (372) (373) (374) (375) (376) (377) (378) (379) (380) (381) (382) (383) (384) (385) (386) (387) (388) (389) (390) (391) (392) (393) (394) (395) (396) (397) (398) (399) (400) (401) (402) (403) (404) (405) (406) (407) (408) (409) (410) (411) (412) (413) (414) (415) (416) (417) (418) (419) (420) (421) (422) (423) (424) (425) (426) (427) (428) (429) (430) (431) (432) (433) (434) (435) (436) (437) (438) (439) (440) (441) (442) (443) (444) (445) (446) (447) (448) (449) (450) (451) (452) (453) (454) (455) (456) (457) (458) (459) (460) (461) (462) (463) (464) (465) (466) (467) (468) (469) (470) (471) (472) (473) (474) (475) (476) (477) (478) (479) (480) (481) (482) (483) (484) (485) (486) (487) (488) (489) (490) (491) (492) (493) (494) (495) (496) (497) (498) (499) (500) (501) (502) (503) (504) (505) (506) (507) (508) (509) (510) (511) (512) (513) (514) (515) (516) (517) (518) (519) (520) (521) (522) (523) (524) (525) (526) (527) (528) (529) (530) (531) (532) (533) (534) (535) (536) (537) (538) (539) (540) (541) (542) (543) (544) (545) (546) (547) (548) (549) (550) (551) (552) (553) (554) (555) (556) (557) (558) (559) (560) (561) (562) (563) (564) (565) (566) (567) (568) (569) (570) (571) (572) (573) (574) (575) (576) (577) (578) (579) (580) (581) (582) (583) (584) (585) (586) (587) (588) (589) (590) (591) (592) (593) (594) (595) (596) (597) (598) (599) (600) (601) (602) (603) (604) (605) (606) (607) (608) (609) (610) (611) (612) (613) (614) (615) (616) (617) (618) (619) (620) (621) (622) (623) (624) (625) (626) (627) (628) (629) (630) (631) (632) (633) (634) (635) (636) (637) (638) (639) (640) (641) (642) (643) (644) (645) (646) (647) (648) (649) (650) (651) (652) (653) (654) (655) (656) (657) (658) (659) (660) (661) (662) (663) (664) (665) (666) (667) (668) (669) (670) (671) (672) (673) (674) (675) (676) (677) (678) (679) (680) (681) (682) (683) (684) (685) (686) (687) (688) (689) (690) (691) (692) (693) (694) (695) (696) (697) (698) (699) (700) (701) (702) (703) (704) (705) (706) (707) (708) (709) (710) (711) (712) (713) (714) (715) (716) (717) (718) (719) (720) (721) (722) (723) (724) (725) (726) (727) (728) (729) (730) (731) (732) (733) (734) (735) (736) (737) (738) (739) (740) (741) (742) (743) (744) (745) (746) (747) (748) (749) (750) (751) (752) (753) (754) (755) (756) (757) (758) (759) (760) (761) (762) (763) (764) (765) (766) (767) (768) (769) (770) (771) (772) (773) (774) (775) (776) (777) (778) (779) (780) (781) (782) (783) (784) (785) (786) (787) (788) (789) (790) (791) (792) (793) (794) (795) (796) (797) (798) (799) (800) (801) (802) (803) (804) (805) (806) (807) (808) (809) (810) (811) (812) (813) (814) (815) (816) (817) (818) (819) (820) (821) (822) (823) (824) (825) (826) (827) (828) (829) (830) (831) (832) (833) (834) (835) (836) (837) (838) (839) (840) (841) (842) (843) (844) (845) (846) (847) (848) (849) (850) (851) (852) (853) (854) (855) (856) (857) (858) (859) (860) (861) (862) (863) (864) (865) (866) (867) (868) (869) (870) (871) (872) (873) (874) (875) (876) (877) (878) (879) (880) (881) (882) (883) (884) (885) (886) (887) (888) (889) (890) (891) (892) (893) (894) (895) (896) (897) (898) (899) (900) (901) (902) (903) (904) (905) (906) (907) (908) (909) (910) (911) (912) (913) (914) (915) (916) (917) (918) (919) (920) (921) (922) (923) (924) (925) (926) (927) (928) (929) (930) (931) (932) (933) (934) (935) (936) (937) (938) (939) (940) (941) (942) (943) (944) (945) (946) (947) (948) (949) (950) (951) (952) (953) (954) (955) (956) (957) (958) (959) (960) (961) (962) (963) (964) (965) (966) (967) (968) (969) (970) (971) (972) (973) (974) (975) (976) (977) (978) (979) (980) (981) (982) (983) (984) (985) (986) (987) (988) (989) (990) (991) (992) (993) (994) (995) (996) (997) (998) (999) (1000) (1001) (1002) (1003) (1004) (1005) (1006) (1007) (1008) (1009) (1010) (1011) (1012) (1013) (1014) (1015) (1016) (1017) (1018) (1019) (1020) (1021) (1022) (1023) (1024) (1025) (1026) (1027) (1028) (1029) (1030) (1031) (1032) (1033) (1034) (1035) (1036) (1037) (1038) (1039) (1040) (1041) (1042) (1043) (1044) (1045) (1046) (1047) (1048) (1049) (1050) (1051) (1052) (1053) (1054) (1055) (1056) (1057) (1058) (1059) (1060) (1061) (1062) (1063) (1064) (1065) (1066) (1067) (1068) (1069) (1070) (1071) (1072) (1073) (1074) (1075) (1076) (1077) (1078) (1079) (1080) (1081) (1082) (1083) (1084) (1085) (1086) (1087) (1088) (1089) (1090) (1091) (1092) (1093) (1094) (1095) (1096) (1097) (1098) (1099) (1100) (1101) (1102) (1103) (1104) (1105) (1106) (1107) (1108) (1109) (1110) (1111) (1112) (1113) (1114) (1115) (1116) (1117) (1118) (1119) (1120) (1121) (1122) (1123) (1124) (1125) (1126) (1127) (1128) (1129) (1130) (1131) (1132) (1133) (1134) (1135) (1136) (1137) (1138) (1139) (1140) (1141) (1142) (1143) (1144) (1145) (1146) (1147) (1148) (1149) (1150) (1151) (1152) (1153) (1154) (1155) (1156) (1157) (1158) (1159) (1160) (1161) (1162) (1163) (1164) (1165) (1166) (1167) (1168) (1169) (1170) (1171) (1172) (1173) (1174) (1175) (1176) (1177) (1178) (1179) (1180) (1181) (1182) (1183) (1184) (1185) (1186) (1187) (1188) (1189) (1190) (1191) (1192) (1193) (1194) (1195) (1196) (1197) (1198) (1199) (1200) (1201) (1202) (1203) (1204) (1205) (1206) (1207) (1208) (1209) (1210) (1211) (1212) (1213) (1214) (1215) (1216) (1217) (1218) (1219) (1220) (1221) (1222) (1223) (1224) (1225) (1226) (1227) (1228) (1229) (1230) (1231) (1232) (1233) (1234) (1235) (1236) (1237) (1238) (1239) (1240) (1241) (1242) (1243) (1244) (1245) (1246) (1247) (1248) (1249) (1250) (1251) (1252) (1253) (1254) (1255) (1256) (1257) (1258) (1259) (1260) (1261) (1262) (1263) (1264) (1265) (1266) (1267) (1268) (1269) (1270) (1271) (1272) (1273) (1274) (1275) (1276) (1277) (1278) (1279) (1280) (1281) (1282) (1283) (1284) (1285) (1286) (1287) (1288) (1289) (1290) (1291) (1292) (1293) (1294) (1295) (1296) (1297) (1298) (1299) (1300) (1301) (1302) (1303) (1304) (1305) (1306) (1307) (1308) (1309) (1310) (1311) (1312) (1313) (1314) (1315) (1316) (1317) (1318) (1319) (1320) (1321) (1322) (1323) (1324) (1325) (1326) (1327) (1328) (1329) (1330) (1331) (1332) (1333) (1334) (1335) (1336) (1337) (1338) (1339) (1340) (1341) (1342) (1343) (1344) (1345) (1346) (1347) (1348) (1349) (1350) (1351) (1352) (1353) (1354) (1355) (1356) (1357) (1358) (1359) (1360) (1361) (1362) (1363) (1364) (1365) (1366) (1367) (1368) (1369) (1370) (1371) (1372) (1373) (1374) (1375) (1376) (1377) (1378) (1379) (1380) (1381) (1382) (1383) (1384) (1385) (1386) (1387) (1388) (1389) (1390) (1391) (1392) (1393) (1394) (1395) (1396) (1397) (1398) (1399) (1400) (1401) (1402) (1403) (1404) (1405) (1406) (1407) (1408) (1409) (1410) (1411) (1412) (1413) (1414) (1415) (1416) (1417) (1418) (1419) (1420) (1421) (1422) (1423) (1424) (1425) (1426) (1427) (1428) (1429) (1430) (1431) (1432) (1433) (1434) (1435) (1436) (1437) (1438) (1439) (1440) (1441) (1442) (1443) (1444) (1445) (1446) (1447) (1448) (1449) (1450) (1451) (1452) (1453) (1454) (1455) (1456) (1457) (1458) (1459) (1460) (1461) (1462) (1463) (1464) (1465) (1466) (1467) (1468) (1469) (1470) (1471) (1472) (1473) (1474) (1475) (1476) (1477) (1478) (1479) (1480) (1481) (1482) (1483) (1484) (1485) (1486) (1487) (1488) (1489) (1490) (1491) (1492) (1493) (1494) (1495) (1496) (1497) (1498) (1499) (1500) (1501) (1502) (1503) (1504) (1505) (1506) (1507) (1508) (1509) (1510) (1511) (1512) (1513) (1514) (1515) (1516) (1517) (1518) (1519) (1520) (1521) (1522) (1523) (1524) (1525) (1526) (1527) (1528) (1529) (1530) (1531) (1532) (1533) (1534) (1535) (1536) (1537) (1538) (1539) (1540) (1541) (1542) (1543) (1544) (1545) (1546) (1547) (1548) (1549) (1550) (1551) (1552) (1553) (1554) (1555) (1556) (1557) (1558) (1559) (1560) (1561) (1562) (1563) (1564) (1565) (1566) (1567) (1568) (1569) (1570) (1571) (1572) (1573) (1574) (1575) (1576) (1577) (1578) (1579) (1580) (1581) (1582) (1583) (1584) (1585) (1586) (1587) (1588) (1589) (1590) (1591) (1592) (1593) (1594) (1595) (1596) (1597) (1598) (1599) (1600) (1601) (1602) (1603) (1604) (1605) (1606) (1607) (1608) (1609) (1610) (1611) (1612) (1613) (1614) (1615) (1616) (1617) (1618) (1619) (1620) (1621) (1622) (1623) (1624) (1625) (1626) (1627) (1628) (1629) (1630) (1631) (1632) (1633) (1634) (1635) (1636) (1637) (1638) (1639) (1640) (1641) (1642) (1643) (1644) (1645) (1646) (1647) (1648) (1649) (1650) (1651) (1652) (1653) (1654) (1655) (1656) (1657) (1658) (1659) (1660) (1661) (1662) (1663) (1664) (1665) (1666) (1667) (1668) (1669) (1670) (1671) (1672) (1673) (1674) (1675) (1676) (1677) (1678) (1679) (1680) (1681) (1682) (1683) (1684) (1685) (1686) (1687) (1688) (1689) (1690) (1691) (1692) (1693) (1694) (1695) (1696) (1697) (1698) (1699) (1700) (1701) (1702) (1703) (1704) (1705) (1706) (1707) (1708) (1709) (1710) (1711) (1712) (1713) (1714) (1715) (1716) (1717) (1718) (1719) (1720) (1721) (1722) (1723) (1724) (1725) (1726) (1727) (1728) (1729) (1730) (1731) (1732) (1733) (1734) (1735) (1736) (1737) (1738) (1739) (1740) (1741) (1742) (1743) (1744) (1745) (1746) (1747) (1748) (1749) (1750) (1751) (1752) (1753) (1754) (1755) (1756) (1757) (1758) (1759) (1760) (1761) (1762) (1763) (1764) (1765) (1766) (1767) (1768) (1769) (1770) (1771) (1772) (1773) (1774) (1775) (1776) (1777) (1778) (1779) (1780) (1781) (1782) (1783) (1784) (1785) (1786) (1787) (1788) (1789) (1790) (1791) (1792) (1793) (1794) (1795) (1796) (1797) (1798) (1799) (1800) (1801) (1802) (1803) (1804) (1805) (1806) (1807) (1808) (1809) (1810) (1811) (1812) (1813) (1814) (1815) (1816) (1817) (1818) (1819) (1820) (1821) (1822) (1823) (1824) (1825) (1826) (1827) (1828) (1829) (1830) (1831) (1832) (1833) (1834) (1835) (1836) (1837) (1838) (1839) (1840) (1841) (1842) (1843) (1844) (1845) (1846) (1847) (1848) (1849) (1850) (1851) (1852) (1853) (1854) (1855) (1856) (1857) (1858) (1859) (1860) (1861) (1862) (1863) (1864) (1865) (1866) (1867) (1868) (1869) (1870) (1871) (1872) (1873) (1874) (1875) (1876) (1877) (1878) (1879) (1880) (1881) (1882) (1883) (1884) (1885) (1886) (1887) (1888) (1889) (1890) (1891) (1892) (1893) (1894) (1895) (1896) (1897) (1898) (1899) (1900) (1901) (1902) (1903) (1904) (1905) (1906) (1907) (1908) (1909) (1910) (1911) (1912) (1913) (1914) (1915) (1916) (1917) (1918) (1919) (1920) (1921) (1922) (1923) (1924) (1925) (1926) (1927) (1928) (1929) (1930) (1931) (1932) (1933) (1934) (1935) (1936) (1937) (1938) (1939) (1940) (1941) (1942) (1943) (1944) (1945) (1946) (1947) (1948) (1949) (1950) (1951) (1952) (1953) (1954) (1955) (1956) (1957) (1958) (1959) (1960) (1961) (1962) (1963) (1964) (1965) (1966) (1967) (1968) (1969) (1970) (1971) (1972) (1973) (1974) (1975) (1976) (1977) (1978) (1979) (1980) (1981) (1982) (1983) (1984) (1985) (1986) (1987) (1988) (1989) (1990) (1991) (1992) (1993) (1994) (1995) (1996) (1997) (1998) (1999) (2000) (2001) (2002) (2003) (2004) (2005) (2006) (2007) (2008) (2009) (2010) (2011) (2012) (2013) (2014) (2015) (2016) (2017) (2018) (2019) (2020) (2021) (2022) (2023) (2024) (2025) (2026) (2027) (2028) (2029) (2030) (2031) (2032) (2033) (2034) (2035) (2036) (2037) (2038) (2039) (2040) (2041) (2042) (2043) (2044) (2045) (2046) (2047) (2048) (2049) (2050) (2051) (2052) (2053) (2054) (2055) (2056) (2057) (2058) (2059) (2060) (2061) (2062) (2063) (2064) (2065) (2066) (2067) (2068) (2069) (2070) (2071) (2072) (2073) (2074) (2075) (2076) (2077) (2078) (2079) (2080) (2081) (2082) (2083) (2084) (2085) (2086) (2087) (2088) (2089) (2090) (2091) (2092) (2093) (2094) (2095) (2096) (2097) (2098) (2099) (2100) (2101) (2102) (2103) (2104) (2105) (2106) (2107) (2108) (2109) (2110) (2111) (2112) (2113) (2114) (2115) (2116) (2117) (2118) (2119) (2120) (2121) (2122) (2123) (2124) (2125) (2126) (2127) (2128) (2129) (2130) (2131) (2132) (2133) (2134) (2135) (2136) (2137) (2138) (2139) (2140) (2141) (2142) (2143) (2144) (2145) (2146) (2147) (2148) (2149) (2150) (2151) (2152) (2153) (2154) (2155) (2156) (2157) (2158) (2159) (2160) (2161) (2162) (2163) (2164) (2165) (2166) (2167) (2168) (2169) (2170) (2171) (2172) (

2. Grundlagen der Simulation

Zu Beginn der Arbeit soll anhand einer theoretischen Einführung eine Vorstellung von der Bewegung geladener Teilchen in einem magnetisch eingeschlossenen Plasma vermittelt werden. Die dafür notwendigen Betrachtungen lassen sich untergliedern in die Bewegung der Teilchen in einem Magnetfeld und die Abbremsung der Teilchen durch Energieübertrag an das Plasma. Damit ist es möglich, die Einschlußwahrscheinlichkeit und den Energieverlust der Tritonen nachzuvollziehen und so die Wahrscheinlichkeit der sekundären Fusionsreaktionen des Tritiums mit dem Deuteriumplasma während dieser Abbremsung zu berechnen.

2.1 Magnetfeldkonfiguration

Bevor mit der Beschreibung von Teilchenbahnen begonnen wird, soll hier kurz erklärt werden, wie das Magnetfeld, mit dem die Plasmateilchen eingeschlossen werden, beschaffen ist. Bei den meisten Fusionsexperimenten, wie auch ASDEX Upgrade, handelt es sich um einen sogenannten Tokamak, dessen prinzipieller Aufbau in Abbildung 2.1 gezeigt ist.

Mit Hilfe einer Reihe von polar angeordneten Spulen (Hauptfeldspulen; auch TF-Spulen genannt, da sie das Toroidalfeld erzeugen) wird ein Magnetfeld B_φ in toroidaler¹ Richtung erzeugt. Durch die im Zentrum des Torus stehende Spule, die mit einer primären Transformatorwicklung vergleichbar ist, wird beim Durchfahren einer Stromrampe im Plasma („sekundäre Wicklung“), das sich in toroidaler Richtung zwischen den Hauptfeldspulen befindet, ein Strom I_p induziert. Wegen der Heizwirkung (OHMSche Heizung) wird diese Wicklung als OH-Spule bezeichnet. Das von dem Strom I_p gebildete Magnetfeld B_θ überlagert sich mit dem Hauptmagnetfeld B_φ zu einem Feld mit magnetischer Induktion $\mathbf{B} = B_\varphi \mathbf{e}_\varphi + B_\theta \mathbf{e}_\theta$, das durch helikal gewundene Feldlinien dargestellt werden kann. Ein Maß für diese Verschraubung ist der Sicherheitsfaktor

$$q = \frac{r}{R_0} \frac{B_\varphi}{B_\theta}, \quad (2.1)$$

¹ In der Plasmaphysik spricht man von toroidaler und poloidaler Richtung, die im allgemeinen mit den Winkelkoordinaten φ und θ bezeichnet werden.

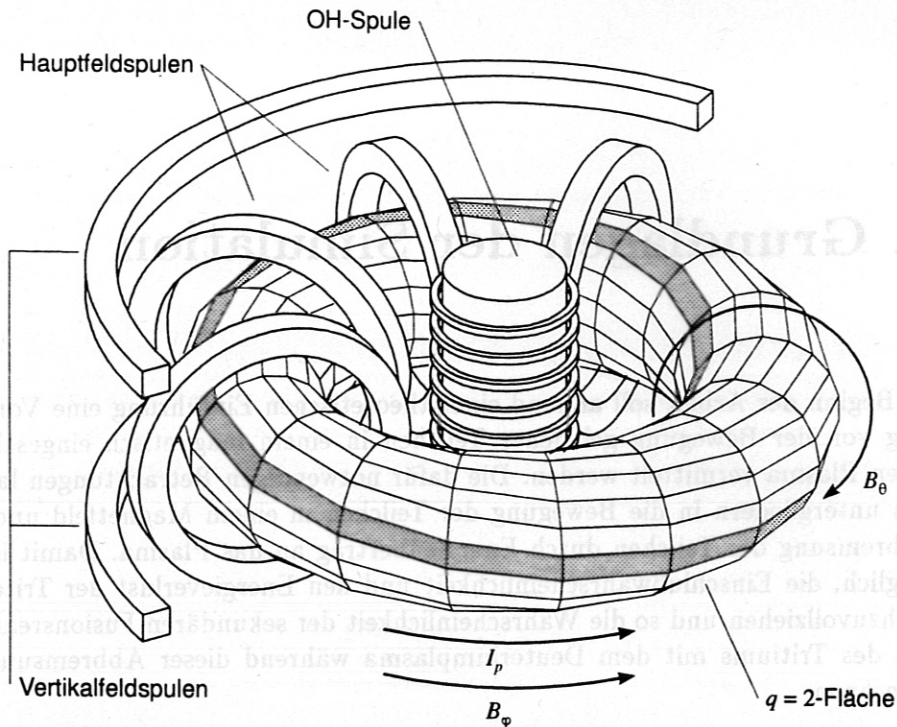


Abbildung 2.1: Grundelemente eines Tokamaks. OH-Spule zur OHmschen Heizung, Hauptfeldspulen zur Erzeugung des toroidalen Magnetfeldes B_ϕ und Vertikalfeldspulen zur Form- und Lageregelung.

mit dem Abstand des Plasmazentrums (Torusseele) zur Torusachse R_0 und dem vom Plasmazentrum aus gemessenen Radius r . In Abbildung 2.1 ist eine Fläche mit Feldlinien eingezeichnet, die einen Sicherheitsfaktor von $q = 2$ aufweist. Dies bedeutet, daß eine Feldlinie zweimal in toroidaler Richtung umläuft, bevor sie sich in poloidaler Richtung schließt. Da sich geladene Teilchen nur in Richtung der Magnetfeldlinien ausbreiten können, ist eine Großzahl an Plasmaparametern (Dichte, Temperatur, usw.) auf diesen sogenannten Flußflächen konstant.

2.2 Bewegung der Tritonen

Nachdem im letzten Abschnitt eine Vorstellung von der Struktur des Magnetfeldes vermittelt wurde, wird im folgenden die Bewegung eines Tritons im Magnetfeld veranschaulicht. Eine quantitative Betrachtung folgt im weiteren Verlauf der Arbeit.

Die einfach geladenen Tritonen mit einer Energie von 1 MeV^2 führen im Magnetfeld eine sehr schnelle Gyrationbewegung aus, bei der sie nahezu kreisförmig um Feldlinien rotieren. Die Auslenkung beträgt in einem Magnetfeld von 2 T etwa 12 cm , und eine Rotation dauert ungefähr 100 ns . Unter gewissen Annahmen kann für die Beschreibung der Teilchenbahnen durch eine zeitliche Mittelung über die Gyrationbewegung übergegangen werden zur Bewegung des Führungszentrums (Abschnitt 2.6).

Während die Teilchen die schnelle Gyrationbewegung vollführen, beschreibt das Führungszentrum aufgrund von Symmetrien des Magnetfeldes eine quasiperiodische Bahn. Die Zeitdauer für den Umlauf eines Teilchens auf dieser Bahn des Führungszentrums beträgt minimal etwa $1 \mu\text{s}$ und übersteigt nur für äußerst wenige Teilchen, die sich nahezu senkrecht zu den Feldlinien bewegen, einen Wert von $100 \mu\text{s}$.

Die mittlere Zeit, bis ein Triton fusioniert, ist mit über 100 ms wesentlich länger als die Zeit für einen Umlauf auf der Bahn des Führungszentrums. Deshalb genügt es zu prüfen, ob die Bahn des Teilchens während des ersten Umlaufes innerhalb des Plasmas verläuft. Ist dies der Fall, dann kann davon ausgegangen werden, daß das Teilchen im Plasma eingeschlossen bleibt. Denn während es auf seinem Weg durch das Plasma immer langsamer wird, verkleinert sich die Ausdehnung seiner Bahn mit sinkender Energie.

Getrennt von der Bahn eines Tritons muß die Wechselwirkung mit dem Deuteriumplasma betrachtet werden. Während der Bewegung durch das Plasma verlieren die Teilchen durch COULOMB-Stöße an Energie. Dabei ändert sich die Fusionswahrscheinlichkeit mit der Teilchenenergie (Abbildung 1.1). Da die Energie eines Tritons in Abhängigkeit von der Zeit angegeben werden kann (Abschnitt 2.7), ist es möglich, eine gemittelte Fusionswahrscheinlichkeit während des Abbremsvorgangs zu berechnen (Abschnitt 2.8).

Im nächsten Abschnitt wird die Bahn eines geladenen Teilchens in einem inhomogenen, aber zeitlich konstanten Magnetfeld mit Hilfe von einfachen analytischen Zusammenhängen anschaulich beschrieben. Im weiteren Verlauf wird zu einer abstrakteren Formulierung durch Erhaltungsgrößen übergegangen (Abschnitte 2.4 und 2.5).

Zu diesem Themenbereich findet man in der Literatur weiterführende Informationen [3, 4, 5].

² Bei dieser Energie bewegen sich Tritonen mit 2.7% der Lichtgeschwindigkeit, so daß alle Rechnungen nicht-relativistisch durchgeführt werden können.

2.3 Geladene Teilchen im Magnetfeld

Auf Teilchen mit der Geschwindigkeit \mathbf{v} und der Ladung q wirkt in einem Tokamak die durch das Magnetfeld \mathbf{B} verursachte LORENTZ-Kraft

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (2.2)$$

In einem homogenen Magnetfeld, das zum Beispiel in z -Richtung weist, setzt sich die daraus resultierende Bewegung aus einer Translation in z -Richtung und einer Rotation in der xy -Ebene zu einer helixförmigen Bahn zusammen. Die Bewegung senkrecht zum Magnetfeld ist kreisförmig und hat bei einer Teilchenmasse m die *Zyklotronfrequenz*

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m}, \quad (2.3)$$

und eine Abweichung von der Rotationsachse (*Gyrozentrum*) um den LARMOR-Radius (*Gyrationsradius*)

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{|q|B}, \quad (2.4)$$

wobei v_{\perp} die zum Magnetfeld senkrechte Geschwindigkeitskomponente bezeichnet. Mit dem Winkel χ (*Pitchwinkel*) zwischen dem Geschwindigkeitsvektor \mathbf{v} und dem Magnetfeld \mathbf{B} gilt $v_{\perp} = v \sin \chi$.

Geht man vom einfachen Fall eines homogenen Feldes über zu einem inhomogenen Magnetfeld mit gekrümmten Feldlinien, wie es in einem Tokamak üblich ist, dann treten zusätzliche Kräfte auf. Durch die Bewegung entlang gekrümmter Feldlinien wirkt auf die Teilchen die Zentrifugalkraft. Diese ist, genauso wie die durch die Inhomogenität hervorgerufene Kraft entlang des Feldgradienten ∇B , radial nach außen gerichtet. Beide Kräfte führen unter dem Einfluß des Magnetfeldes zu einer Driftgeschwindigkeit in vertikaler Richtung

$$\mathbf{v}_D = \frac{m}{q} \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{B}}{R^2 B^2} \left(v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right). \quad (2.5)$$

Dabei bezeichnet R den Krümmungsradius der Feldlinien, der in toroidaler Geometrie durch den Abstand von der Torusachse ersetzt werden kann. Der erste Summand, der die Geschwindigkeitskomponente parallel zum Magnetfeld v_{\parallel} enthält, beschreibt die Krümmungsdift, wohingegen die Gradient- B Drift von v_{\perp} abhängt.

Fügt man alle Einzelkomponenten der Bewegung in einem Magnetfeld, wie es in Kapitel 2.1 für einen Tokamak beschrieben wurde, zusammen, dann ergeben sich Teilchenbahnen, die in Abbildung 2.2 skizziert sind. Die geladenen Teilchen bewegen sich zunächst in einer schnellen Gyrationbewegung auf helikalen Bahnen entlang den verdrehten Feldlinien. Hervorgerufen durch Krümmung und Inhomogenität driften sie in vertikaler Richtung und entfernen sich von ihren

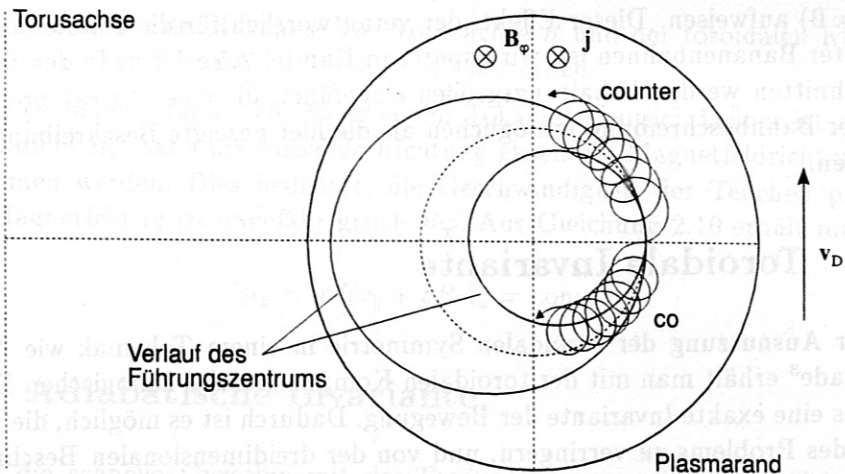


Abbildung 2.2: Durch Krümmung und Inhomogenität des Magnetfeldes verursachte Drift von geladenen Teilchen. In der poloidalen Projektion erkennt man (a) Teilchen, die in Richtung des Plasmastroms umlaufen (co) auf Bahnen, die vom Ausgangspunkt nach innen driften, und (b) Teilchen, die entgegen der Richtung des Plasmastroms umlaufen (counter) auf Bahnen, die nach außen driften.

ursprünglichen Flußflächen. Erst wenn sie die xy -Ebene kreuzen, driften sie ihrer ursprünglichen Flußfläche entgegen, so daß sich aufgrund der Symmetrie zur xy -Ebene in der poloidalen Projektion geschlossene Bahnen ergeben.

Die möglichen Bahnen können in zwei Kategorien unterteilt werden. Da das Poloidalfeld, und damit die Richtung der helikalen Verschraubung der Feldlinien, durch den Plasmastrom hervorgerufen wird, dient die Richtung der Teilchen relativ zum Plasmastrom j als Unterscheidungsmerkmal. Wie in Abbildung 2.2 gezeigt, soll ohne Beschränkung der Allgemeinheit ein Startpunkt außerhalb der Torusachse auf der Mittelebene angenommen werden, und der Plasmastrom j sowie das Magnetfeld B sollen in die Zeichenebene zeigen.

- a) *co*-Teilchen, die toroidal in Richtung des Plasmastroms umlaufen ($\mathbf{v} \cdot \mathbf{j} > 0$), bewegen sich zunächst nach unten, erfahren aber eine Drift nach oben. Dadurch ergibt sich in poloidaler Projektion eine Bahn, die kleiner ist als die ursprüngliche Flußfläche.
- b) *counter*-Teilchen, die sich in dem Plasmastrom entgegengesetzter Richtung ($\mathbf{v} \cdot \mathbf{j} < 0$) bewegen, entfernen sich zu Beginn von der Flußfläche, auf der der Startpunkt liegt, und laufen demnach auf Bahnen, die größer sind als die ursprüngliche Flußfläche.

Bisher noch nicht erwähnt wurde, daß die Teilchen im inhomogenen Magnetfeld reflektiert werden können, so daß die Teilchenbahnen einen Umkehrpunkt

($v_{\parallel} = 0$) aufweisen. Dieser Effekt, der verantwortlich für die Entstehung sogenannter Bananenbahnen ist, wird später in Kapitel 2.5 erklärt. In den nächsten Abschnitten werden Erhaltungsgrößen eingeführt, die eine abstraktere Methode der Bahnbeschreibung ermöglichen als die hier gezeigte Beschreibung durch Driften.

2.4 Toroidale Invariante

Unter Ausnutzung der toroidalen Symmetrie in einem Tokamak wie ASDEX Upgrade³ erhält man mit der toroidalen Komponente des kanonischen Drehimpulses eine exakte Invariante der Bewegung. Dadurch ist es möglich, die Dimension des Problems zu verringern, und von der dreidimensionalen Beschreibung zur zweidimensionalen Rechnung in poloidaler Projektion überzugehen.

Anstatt der Beschreibung des Magnetfeldes durch die magnetische Induktion \mathbf{B} ist es auch möglich, das Vektorpotential \mathbf{A} anzugeben, wobei der Zusammenhang

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.6)$$

besteht. Die Bewegungsgleichung eines Teilchens der Masse m , Ladung q und Geschwindigkeit \mathbf{v} in einem Magnetfeld kann aus der LAGRANGE-Funktion

$$L = \frac{mv^2}{2} + q\mathbf{v} \cdot \mathbf{A} \quad (2.7)$$

abgeleitet werden. Dazu geht man zu generalisierten Koordinaten⁴ $\{q_i\}$ über, und erhält mit

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0. \quad (2.8)$$

ein System von Differentialgleichungen (LAGRANGE-Gleichungen), das äquivalent zu Gleichung 2.2 ist. Da es sich bei einem Torus um ein achsensymmetrisches System handelt, darf die LAGRANGE-Funktion L nicht vom toroidalen Winkel φ (eine der generalisierten Koordinaten) abhängen, woraus folgt:

$$\frac{\partial L}{\partial \varphi} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} \right) = 0. \quad (2.9)$$

In diesen Koordinaten geschrieben, enthält die Geschwindigkeit \mathbf{v} eine Komponente $R\dot{\varphi}\mathbf{e}_{\varphi}$ in toroidaler Richtung. Damit ist die toroidale Komponente des kanonischen Drehimpulses

$$p_{\varphi} = \frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} = mR^2\dot{\varphi} + qRA_{\varphi} = \text{const.} \quad (2.10)$$

³ Abweichungen von dieser Symmetrie sind zwar in Form einer Inhomogenität des Toroidalfeldes durch die endliche Zahl von Hauptfeldspulen vorhanden, werden aber hier vernachlässigt.

⁴ Unter generalisierten Koordinaten versteht man unabhängige Koordinaten, bei denen die Zwangsbedingungen bereits berücksichtigt sind.

mit dem Abstand des Teilchens zur Torusachse R und der toroidalen Komponente des Vektorpotentials A_φ eine Erhaltungsgröße.

Da das poloidale Magnetfeld B_θ in einem Tokamak deutlich kleiner ist als das Toroidalfeld B_φ , kann die toroidale Richtung gleich der Magnetfeldrichtung angenommen werden. Dies bedeutet, die Geschwindigkeit der Teilchen parallel zum Magnetfeld v_{\parallel} ist ungefähr gleich $R\dot{\varphi}$. Aus Gleichung 2.10 erhält man damit

$$p_\varphi = mRv_{\parallel} + qRA_\varphi = \text{const.} \quad (2.11)$$

2.5 Adiabatische Invariante

Durch die schnelle Gyration mit der Frequenz ω_c erzeugen die Teilchen ein magnetisches Moment

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B}, \quad (2.12)$$

das einem Kreisstrom $I_c = q\omega_c/2\pi$ entspricht. Betrachtet man das zugehörige *Wirkungsintegral* $\oint pdq$ über einer Periode mit dem generalisierten Impuls p (Drehimpuls $p = mv_{\perp}r_L$) und der kanonisch konjugierten Koordinate q (Drehwinkel θ), dann stellt man mit

$$\oint pdq = \oint mv_{\perp}r_L d\theta = 2\pi mv_{\perp}r_L = 4\pi \frac{m}{|q|} \mu \quad (2.13)$$

fest, daß das magnetische Moment μ eine Konstante der Bewegung ist. Da das Integral nur näherungsweise über einen geschlossenen Weg ausgeführt wird, gilt die Invarianz nur, solange die Änderung der beteiligten Größen langsam ist im Vergleich zur Gyrationbewegung. Die Inhomogenität des Magnetfeldes darf also nicht zu groß sein ($\nabla B/B \ll 1/r_L$), und sollte sich das Magnetfeld zeitlich verändern, so darf dies nur langsam geschehen. Damit ist μ eine *adiabatische Invariante*. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit können die genannten Bedingungen näherungsweise als erfüllt betrachtet werden.

Auf dieser Erhaltung des magnetischen Moments basiert ein wichtiges Prinzip des magnetischen Einschlusses: der *magnetische Spiegel*. Dies ist eine Anordnung mit linearem Magnetfeld, das an den Enden durch zusätzliche Spulen verstärkt wird. Bewegt sich ein Teilchen mit gegebenem v_{\parallel} und v_{\perp} entlang des Magnetfeldes auf die Inhomogenität zu, dann muß zur Erhaltung des magnetischen Moments μ (Gleichung 2.12) mit steigendem Magnetfeld B die senkrechte Geschwindigkeitskomponente v_{\perp} anwachsen. Wegen der Erhaltung der kinetischen Energie $E = m(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)/2$ geschieht dies unter Absenkung der parallelen Geschwindigkeit v_{\parallel} . Ist $v_{\parallel} = 0$, dann ist der Umkehrpunkt der Bahn erreicht, und das Teilchen wird reflektiert.

Betrachtet man ein Teilchen mit den Geschwindigkeiten $v_{\parallel} = v_{\parallel 0}$ und $v_{\perp} = v_{\perp 0}$ in einem inhomogenen Feld, das am Ausgangspunkt des Teilchens einen Wert

B_0 hat, dann kann eine Bedingung für den Pitchwinkel χ angegeben werden, ab dem es reflektiert wird. Sei B_m der maximale Wert, den das Magnetfeld annimmt, und B' das Feld am Umkehrpunkt $v_{\parallel} = 0$. Mit der Erhaltung des magnetischen Moments gilt

$$\frac{mv_{\perp 0}^2}{2B_0} = \frac{mv_{\perp}'^2}{2B'} \quad (2.14)$$

Zusammen mit der Energieerhaltung ergibt sich

$$\frac{B_0}{B'} = \frac{v_{\perp 0}^2}{v_{\perp}'^2} = \frac{v_{\perp 0}^2}{v_0^2} = \sin^2 \chi \quad (2.15)$$

Daraus folgt die Bedingung für den Pitchwinkel χ_m

$$\sin^2 \chi_m > \frac{B_0}{B_m}, \quad (2.16)$$

die erfüllt sein muß, damit die Teilchen im magnetischen Spiegel „gefangen“ sind. Im Geschwindigkeitsraum definiert dieser Pitchwinkel χ_m einen *Verlustkegel*, innerhalb dessen die Teilchen nicht reflektiert werden und den Spiegel verlassen.

In einem toroidalen Magnetfeld spielt dieses Spiegelprinzip eine wichtige Rolle, denn es unterteilt die eingeschlossenen Teilchen in zwei Klassen. Wie beschrieben, weist das toroidale Magnetfeld eine $1/R$ -Abhängigkeit auf, so daß die Partikel auf ihrem Weg durch das Plasma an weiter innen liegenden Bereichen im Torus durch die Inhomogenität entsprechend der oben angegebenen Bedingung reflektiert werden können. Diese gefangenen Teilchen bewegen sich dann auf sogenannten *Bananenbahnen* (wegen ihres Aussehens in poloidaler Projektion; siehe Abbildung 2.3).

2.6 Bewegung des Führungszentrums

Die in Abschnitt 2.4 eingeführte toroidale Invariante gilt für die gesamte Bahn des Teilchens, die sich näherungsweise aus der Superposition der schnellen Gyrationbewegung und dem Verlauf des Führungszentrums ergibt⁵.

Damit setzt sich der Ortsvektor \mathbf{r} eines Teilchens aus dem Ortsvektor des Führungszentrums \mathbf{r}_c und einer Verschiebung \mathbf{r}_L , die die Gyration beschreibt, zusammen:

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_c + \mathbf{r}_L \quad (2.17)$$

Der Betrag der Verschiebung

$$r_L = -\frac{m}{qB^2} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.18)$$

⁵ Die Näherung ist gültig, solange die charakteristische Länge der Inhomogenität des Magnetfeldes groß ist gegenüber dem LARMOR-Radius r_L .

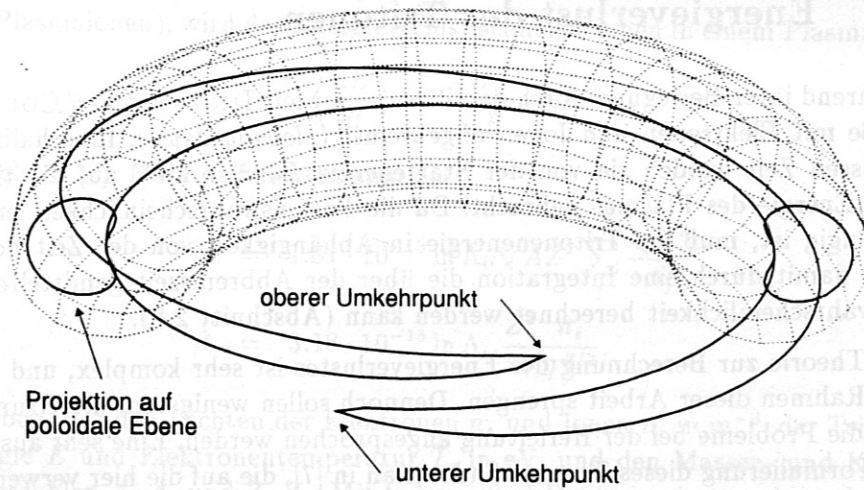


Abbildung 2.3: Bahn eines durch die Inhomogenität des Toroidalgefäßes gefangenen Teilchens, deren Projektion auf die poloidale Ebene bananenförmig ist.

entspricht gerade dem LARMOR-Radius, und das *Führungszentrum* (*guiding center*) wird definiert als

$$\mathbf{r}_c = \mathbf{r} + \frac{m}{qB^2} \mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (2.19)$$

Die mathematische Beschreibung der Bahn des Führungszentrums erhält man durch eine zeitliche Mittelung der Gleichung für die toroidale Invariante (2.11) über der schnellen Gyrationbewegung, zusammen mit der Definition des magnetischen Moments (Gleichung 2.12):

$$\begin{aligned} \langle RA_\varphi(R) \rangle &\approx R_c A_\varphi(R_c) \\ \langle Rv_{\parallel} \rangle &\approx \pm R_c \sqrt{v^2 - \frac{2\mu B}{m}} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Das Vorzeichen in dieser Gleichung entscheidet über die Richtung des Teilchens. Das Pluszeichen entspricht einem Teilchen, das sich entgegen dem Plasmastrom bewegt, das Minuszeichen bedeutet eine Bewegung in Richtung des Plasmastroms.

Eine ausführliche, aber eher theoretische Behandlung des Übergangs von der Gyrationbewegung zur gemittelten Bewegung des Gyrozentrums findet man beispielsweise in [6].

Damit sind die für die Berechnung der Teilchenbahnen notwendigen Grundlagen erklärt. Wie mit diesem Werkzeug möglichst effektiv der Einschluß von Tritonen überprüft wird, ist in Kapitel 3 über den Simulationscode CONFINE beschrieben.

2.7 Energieverlust der Tritonen

Während ihrer Bewegung durch das Plasma werden Tritonen durch COULOMB-Stöße mit Elektronen und Ionen abgebremst (*slowing down*). Innerhalb einer gewissen Zeit werden sie von der Startenergie $E_0 = 1$ MeV auf die thermische Energie des Plasmas gebracht. Da die Fusionswahrscheinlichkeit energieabhängig ist, muß die Tritonenenergie in Abhängigkeit von der Zeit bekannt sein, damit durch eine Integration die über der Abbremszeit gemittelte Fusionswahrscheinlichkeit berechnet werden kann (Abschnitt 2.8).

Die Theorie zur Berechnung des Energieverlustes ist sehr komplex, und würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Dennoch sollen wenigstens die Grundzüge und die Probleme bei der Herleitung angesprochen werden. Eine sehr ausführliche Formulierung dieses Themas findet man in [7], die auf die hier verwendeten Ausdrücke führt. Eine eher knappe Beschreibung stammt aus [8], baut aber auch auf dem oben zitierten Werk auf. Grundsätzlich wird dieser Formalismus auch in anderen Codes (z.B. SOCRATE) verwendet [9, 10].

Die Schwierigkeit bei der Berechnung der COULOMB-Wechselwirkung eines Tritons mit dem Deuteriumplasma ist, daß die COULOMB-Kraft eine sehr große Reichweite hat. Das heißt, ein Triton steht unter dem Einfluß aller Deuteronen und Elektronen gleichzeitig. Deshalb weicht man für die Berechnung vom Vielteilchenmodell ab, und beschränkt sich auf die Betrachtung isolierter instantaner Wechselwirkungen eines Teilchenpaares (*binary-collision approximation*). Die Energieänderung δE durch einen einzelnen Stoß kann nach Energie- und Impulserhaltung berechnet werden.

Anschließend wird die mittlere Energieänderung pro Zeit nach

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = nu \int \delta E \sigma(\vartheta, u) d\Omega \quad (2.21)$$

mit der Plasmateilchendichte n , der Relativgeschwindigkeit u , dem differentiellen Wirkungsquerschnitt σ nach RUTHERFORD und dem Raumwinkelelement $d\Omega = 2\pi \sin \vartheta d\vartheta$ berechnet. Allerdings treten bei der Auswertung dieser Formel divergente Integrale auf. Da durch die gegenseitige Abschirmung der Ladungsträger im Plasma (DEBYE-Abschirmung) die Reichweite der COULOMB-Kraft begrenzt ist, kann dieses Problem durch die scharfe Begrenzung des Stoßparameters (und damit des Streuwinkels ϑ) auf die DEBYE-Länge λ_D (*cut-off distances*) umgangen werden. Dadurch erscheint in den Ausdrücken die Größe $\ln \Lambda$ (COULOMB-Logarithmus), wobei der Faktor Λ den maximalen Stoßparameter (DEBYE-Länge) in Einheiten des Stoßparameters für eine Kollision mit $\vartheta = \pi/2$ repräsentiert.

Basierend auf dieser Theorie, und nach Näherungen, die die Verhältnisse für typische Parameterbereiche wiedergeben (thermische Geschwindigkeit der Elektronen \gg Geschwindigkeit der schnellen Ionen \gg thermische Geschwindigkeit

der Plasmaionen), wird der Energieverlust schneller Ionen in einem Plasma nach

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = -\frac{\alpha}{\sqrt{E}} - \beta E \quad (2.22)$$

berechnet [8]. Die Koeffizienten sind als

$$\alpha = 1.81 \cdot 10^{-13} \ln \Lambda_{ii} \sqrt{AZ^2} \sum_j \frac{n_j Z_j^2}{A_j}$$

$$\beta = 3.18 \cdot 10^{-15} \ln \Lambda_{ie} \frac{Z^2 n_e}{A T_e^{3/2}},$$

gegeben, mit den Dichten der Elektronen n_e und Ionen n_j in m^{-3} , der Teilchenenergie E und Elektronentemperatur T_e in eV, und den Massen- und Kernladungszahlen A, A_j und Z, Z_j . Mit Index j sind Deuteriumionen wie auch Ionen von Verunreinigungen gekennzeichnet. Die COULOMB-Logarithmen erhält man näherungsweise je nach Kollisionspartnern (Energieverlust an Elektronen Λ_{ie} und an Ionen Λ_{ii}) nach [10] aus

$$\ln \Lambda_{ie} = 32.1 - \ln \left(\frac{\sqrt{n_e}}{T_e} \right)$$

$$\ln \Lambda_{ii} = \ln \Lambda_{ie} + 9.03 - \frac{\ln T_e}{2}.$$

Der erste Term in Gleichung 2.22, der den Energieverlust durch Wechselwirkung mit den Ionen beschreibt, hat offensichtlich für sehr hohe Energien keinen Einfluß. Das heißt, die schnellen Ionen verlieren zunächst nur durch Wechselwirkung mit den Elektronen an Energie. Erst bei niedrigeren Teilchengeschwindigkeiten kommt der Verlust an die Ionen zum Tragen. Gleichheit des Energieverlusts an die Elektronen und an die Ionen findet man bei der kritischen Energie

$$E_{\text{krit}} = \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^{2/3} = 14.8A \left[\sum_j \frac{n_j Z_j^2}{A_j} \right]^{2/3} \frac{T_e}{n_e^{2/3}}. \quad (2.23)$$

Die Abbremszeit, bis ein schnelles Ion im Plasma thermalisiert ist, berechnet sich zu

$$\tau_s = \int_{E_0}^0 \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle^{-1} dE = \frac{2}{3} \frac{1}{\beta} \ln \left(1 + \left(\frac{E_0}{E_{\text{krit}}} \right)^{3/2} \right). \quad (2.24)$$

Die Differentialgleichung 2.22 kann durch eine einfache Integration gelöst werden. Das Ergebnis

$$E(t) = \left[e^{-\frac{3}{2}\beta t} \left(E_0^{3/2} + E_{\text{krit}}^{3/2} \right) - E_{\text{krit}}^{3/2} \right]^{2/3} \quad (2.25)$$

ist in Abbildung 2.4 für 1 MeV Tritonen in einem typischen ASDEX Upgrade Deuteriumplasma aufgetragen.

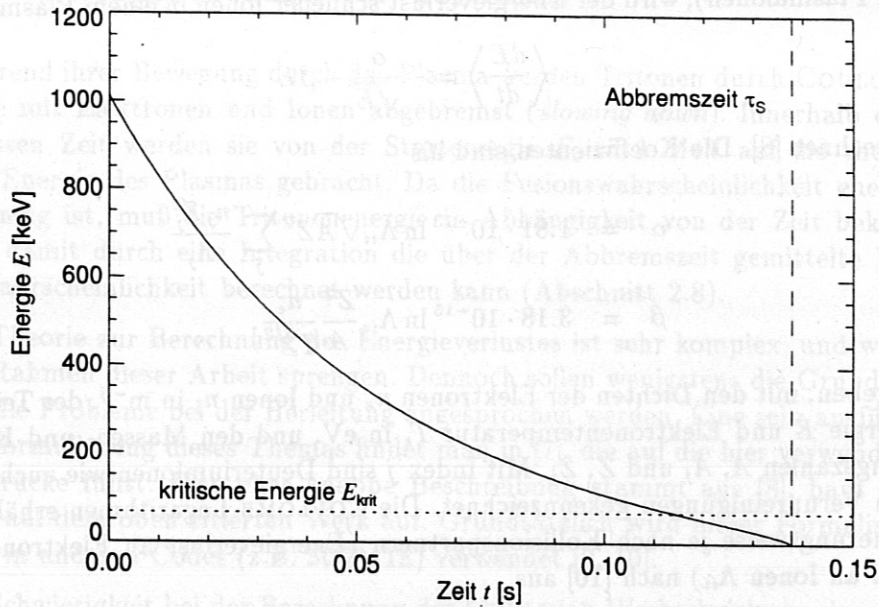


Abbildung 2.4: Verlauf der Energie eines 1 MeV Tritons in einem Deuteriumplasma der Dichte $n_e = 1.0 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ und Elektronentemperatur $T_e = 2 \text{ keV}$. Die kritische Energie beträgt $E_{\text{krit}} = 67 \text{ keV}$ und nach der Zeit $\tau_s = 138 \text{ ms}$ sind die Tritonen thermalisiert.

Die meiste Zeit während des Abbremsvorgangs geben die Tritonen ihre Energie an die Elektronen ab, was an dem langen exponentiellen Abfall mit der Zeitkonstanten

$$\frac{1}{\beta} = \frac{\tau_{\text{Spitzer}}}{2} = 3.14 \cdot 10^{14} \frac{A T_e^{3/2}}{Z^2 n_e \ln \Lambda_{ie}} \quad (2.26)$$

bis zur Energie E_{krit} zu erkennen ist. Dabei ist τ_{Spitzer} als „SPITZER slowing down“-Zeit für die Ion-Elektron-Wechselwirkung bekannt [11]. Von E_{krit} bis auf thermische Energien benötigen die Ionen die Zeit $(\tau_{\text{Spitzer}}/3) \ln 2 = 0.23 \tau_{\text{Spitzer}}$, während der sie ihre Restenergie an die Plasmaionen übertragen.

2.8 Fusionswahrscheinlichkeit

Da nun die Energie der Tritonen in Abhängigkeit von der Zeit bekannt ist, kann die Wahrscheinlichkeit für ein Triton während der Abbremszeit τ_s eine Fusionsreaktion zu machen, nach

$$P_{\text{DT}} = n_d \int_0^{\tau_s} \sigma_{\text{DT}}(v(t)) v(t) dt \quad (2.27)$$

berechnet werden. Die Wirkungsquerschnitte für Fusionsreaktionen sind sehr gut dokumentiert, und können beispielsweise aus Fitformeln nach [1] errechnet werden (Abbildung 1.1). Damit hängt die Fusionswahrscheinlichkeit über die Abbremszeit τ_s und die durch den Energieverlust bestimmte Geschwindigkeit von der Elektronentemperatur T_e und -dichte n_e ab.

3. Der Simulationscode CONFINE

Für die mit dem Si-Detektor aufgenommenen Meßwerte verstanden und weiterverarbeitet zu können, ist es erforderlich, sie mit theoretischen Rechnungen zu vergleichen. Aus diesem Grund wurde der Simulationscode CONFINE entwickelt. Dieser Code, der in der Programmiersprache C implementiert wurde, berechnet aus eingelesenen Plasmaparametern und ASDEX Upgrade Schußdaten den zeitlichen Verlauf der 14 MeV Neutronenrate. Dies entspricht bis auf einen Eichfaktor (die Effizienz des Detektors) dem von dem Si-Detektor gemessenen Signal. Für die grundlegende Untersuchung des Fusionsabbrands kann noch eine stationäre Rechnung durchgeführt werden.

Da in einem magnetisch eingeschlossenen Plasma sehr viele Größen auf Flußflächen konstant sind, erfolgt die Berechnung bezogen auf Flußflächen, die durch den normierten Radius ρ gekennzeichnet sind. Auf jeder Flußfläche wird entsprechend der Quellverteilung der Tritonen eine Anzahl Testteilchen gestartet und deren Bahn auf den Einschluss überprüft. Gemittelt über alle Flußflächen ergibt man dann den Anteil der eingeschlossenen Tritonen (f_e), der stark vom Plasmastrom abhängt, und die 14 MeV Neutronenrate wesentlich mit bestimmt. Anschließend wird für jede Flußfläche die Wahrscheinlichkeit einer DT-Fusionsreaktion berechnet, die von den Flußgrößen Temperatur und Dichte bestimmt wird. Zusammen mit der Entstehungsrate der Tritonen, die gleich der 2.5 MeV Neutronenrate ist (vgl. Verlauf der Wirkungsquerschnitte in Abbildung 1.1) und damit aus Messungen bekannt ist, kann die 14 MeV Neutronenrate entsprechend gewichtet über der Quellverteilung ermittelt werden. Im Falle der stationären Rechnung erhält man den Anteil (f_e) an 14 MeV Neutronen bezogen auf die Anzahl der 2.5 MeV Neutronen für zeitunabhängige Plasmaparameter (zeitintegriert).

Um den numerischen Aufwand in diesem Programm zu beschränken, müssen Näherungen gemacht werden. Deren Auswirkung soll im Folgenden kurz orientiert werden:

- So wird für die Berechnung der Teilchenbahnen nur die Bahn des Führungszentrums betrachtet, die schnelle Gyrationbewegung wird vernachlässigt. Bei der Überprüfung des Einschlusses wird jedoch die Ausdehnung der Bahn um den LARMOR-Radius berücksichtigt.

2. Grundlagen der Simulation

Die Wirkungsquerschnitte für Fusionsreaktionen sind sehr klein und können daher nur durch eine sehr hohe Teilchendichte erreicht werden (Abbildung 1.1). Damit hängt die Fusionswahrscheinlichkeit über die Abbrennzeit τ_a und die durch den Energieverlust bestimmte Geschwindigkeit von der Elektronentemperatur T_e und der Dichte n_e ab.

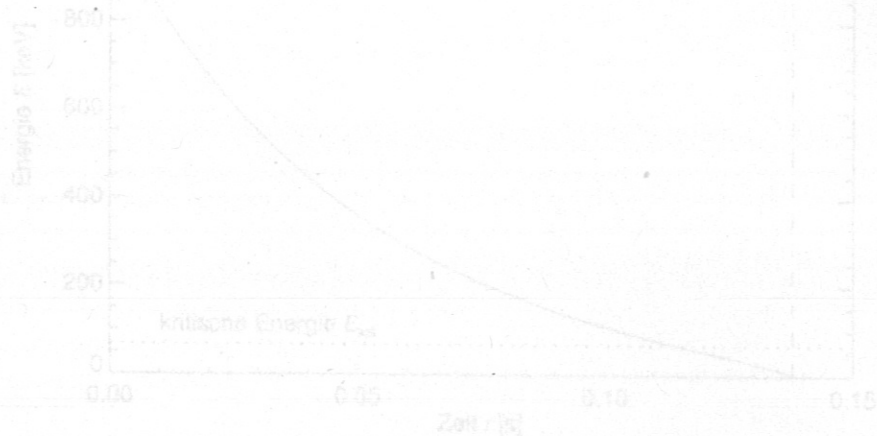


Abbildung 2.4: Verlauf der Energie eines 1 MeV Tritons in einem Deuteriumplasma der Dichte $n_e = 1.0 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ und Elektronentemperatur $T_e = 2 \text{ keV}$. Die kritische Energie beträgt $E_{\text{crit}} = 67 \text{ keV}$ und nach der Zeit $\tau_a = 138 \text{ ns}$ sind die Tritonen thermalisiert.

Die meiste Zeit während des Abbremsvorgangs geben die Tritonen ihre Energie an die Elektronen ab, was zu dem langen exponentiellen Abfall mit der Zeitkonstanten

$$\frac{1}{\beta} = \frac{\tau_{\text{Spitzer}}}{2} = 3.14 \cdot 10^{14} \frac{A T_e^{3/2}}{Z^2 n_e \ln \Lambda_e} \quad (2.26)$$

bis zur Energie E_{crit} zu erkennen ist. Dabei ist τ_{Spitzer} als „SPITZER slowing down“ Zeit für die Ion-Elektron-Wechselwirkung bekannt [11]. Von E_{crit} bis auf thermische Energien benötigen die Ionen die Zeit $(\tau_{\text{Spitzer}}/3) \ln 2 \approx 0.23 \tau_{\text{Spitzer}}$ während der sie ihre Restenergie an die Plasmaionen übertragen.

2.8 Fusionswahrscheinlichkeit

Da nun die Energie der Tritonen in Abhängigkeit von der Zeit bekannt ist, kann die Wahrscheinlichkeit für ein Triton während der Abbremszeit τ_a eine Fusionsreaktion zu machen, nach

$$P_{\text{DT}} = n_d \int_0^{\tau_a} \sigma_{\text{DT}}(v(t)) v(t) dt \quad (2.27)$$

3. Der Simulationscode CONFINE

Um die mit dem Si-Detektor aufgenommenen Meßwerte verstehen und weiterverarbeiten zu können, ist es erforderlich, sie mit theoretischen Rechnungen zu vergleichen. Aus diesem Grund wurde der Simulationscode CONFINE entwickelt. Dieser Code, der in der Programmiersprache C implementiert wurde, berechnet aus eingelesenen Plasmamparametern und ASDEX Upgrade Schußdaten den zeitlichen Verlauf der 14 MeV-Neutronenrate. Dies entspricht bis auf einen Eichfaktor (die Effizienz des Detektors) dem von dem Si-Detektor gemessenen Signal. Für die grundlegende Untersuchung des Fusionsabbrands kann auch eine stationäre Rechnung durchgeführt werden.

Da in einem magnetisch eingeschlossenen Plasma sehr viele Größen auf Flußflächen konstant sind, erfolgt die Berechnung bezogen auf Flußflächen, die durch den normierten Radius ρ gekennzeichnet sind. Auf jeder Flußfläche wird entsprechend der Quellverteilung der Tritonen eine Anzahl Testteilchen gestartet und deren Bahn auf den Einschluß überprüft. Gemittelt über alle Flußflächen erhält man daraus den Anteil der eingeschlossenen Tritonen (f_c), der stark vom Plasmastrom abhängt, und die 14 MeV Neutronenrate wesentlich mit beeinflußt. Anschließend wird für jede Flußfläche die Wahrscheinlichkeit einer DT-Fusionsreaktion berechnet, die von den Flußgrößen Temperatur und Dichte bestimmt wird. Zusammen mit der Entstehungsrate der Tritonen, die gleich der 2.5 MeV Neutronenrate ist (vgl. Verlauf der Wirkungsquerschnitte in Abbildung 1.1) und damit aus Messungen bekannt ist, kann die 14 MeV Neutronenrate entsprechend gewichtet über der Quellverteilung ermittelt werden. Im Falle der stationären Rechnung erhält man den Anteil (f_b) an 14 MeV Neutronen bezogen auf die Anzahl der 2.5 MeV Neutronen für zeitunabhängige Plasmamparameter (zeitintegriert).

Um den numerischen Aufwand in diesem Programm zu beschränken, müssen Näherungen gemacht werden. Deren Auswirkung soll im Folgenden kurz erläutert werden:

- So wird für die Berechnung der Teilchenbahnen nur die Bahn des Führungszentrums betrachtet, die schnelle Gyrationbewegung wird vernachlässigt. Bei der Überprüfung des Einschusses wird jedoch die Ausdehnung der Bahn um den LARMOR-Radius berücksichtigt.

- Das poloidale Magnetfeld wird entsprechend einer Zylinderanordnung mit konzentrischen Flußflächen, die einen kreisförmigen Querschnitt haben, berechnet. Das bedeutet, daß sowohl der elliptische Querschnitt des Plasmas an ASDEX Upgrade als auch eine Verschiebung der Flußflächen zueinander (SHAFRANOV-Shift) vernachlässigt wird.
- Bei der Verteilung der Ausgangspunkte der Tritonen werden toroidale Effekte vernachlässigt. So werden die Ausgangspunkte in poloidaler Richtung gleichmäßig verteilt, obwohl die absolute Anzahl der Tritonen bei konstanter Dichte auf der Torusinnenseite kleiner ist als auf der Außenseite. Der Einfluß toroidaler Effekte wird in Abschnitt 3.4 abgeschätzt.
- Trotz der Driftbewegung, die bewirkt, daß sich die Tritonen von der Flußfläche, auf der sie entstanden sind, entfernen, wird für die Berechnung der Fusionswahrscheinlichkeit näherungsweise angenommen, daß die gesamte Bahn auf der gleichen Flußfläche verläuft. Dies hat zur Folge, daß sich Temperatur und Dichte während des Abbremsvorgangs nur mit der Zeit ändern (zeitabhängige Rechnung), aber keine Änderung entsprechend dem Temperatur- und Dichteprofil erfahren.

Die Auslagerung aller Plasmaparameter in eine Eingabedatei ermöglicht es, auf einfache Art und Weise sowohl für unterschiedliche Konfigurationen an ASDEX Upgrade als auch für andere Tokamaks (z.B. TFTR) Rechnungen durchzuführen. Dies wurde ausgenutzt, um einen Vergleich des Programms mit anderen Codes durchzuführen (Abschnitt 3.3).

3.1 Eingangsgrößen

Wie aus den im vorangegangenen Abschnitt aufgeführten Näherungen hervorgeht, ist die Beschreibung der Magnetfeldkonfiguration und des Plasmas vereinfacht. Hier sollen die wichtigsten Annahmen kurz erklärt werden.

Die Form des Plasmas wird im Torus mit kreisförmigem Querschnitt durch den großen Radius R_0 (Abstand von der Torusachse zum Plasmazentrum) und den kleinen Radius a (Abstand vom Plasmazentrum zum Plasmarand) beschrieben. Bei elliptischer Geometrie wird der kleine Radius unterteilt in die kleine Halbachse a und die große Halbachse b . Damit ergibt sich die Elongation des Plasmas zu b/a . Das Aspektverhältnis ist definiert als $\epsilon^{-1} = R_0/a$.

Physikalische Größen, wie die Stromdichte, Elektronendichte oder -temperatur, sind Flußgrößen und hängen vom normierten Radius ρ ($\rho = r/a$; $\rho = 0, \dots, 1$) ab. Um eine möglichst einfache mathematische Darstellung zu haben, ist es üblich, den radialen Verlauf einer Größe s durch ein Profil der Form

$$s(\rho) = s_0 (1 - \rho^{\beta_s})^{\alpha_s} \quad (3.1)$$

zu beschreiben. Profile dieser Art sind im Zentrum des Plasmas maximal und verschwinden am Plasmarand. Meistens wird der innere Exponent $\beta_s = 2$ gesetzt.

Das toroidale Magnetfeld wird an der Stelle R_0 angegeben, wobei eine $1/R$ -Abhängigkeit

$$B_\varphi(\rho) = \frac{B_0 R_0}{R_0 + \rho a \cos \theta} \quad (3.2)$$

vorausgesetzt wird. Dieses Feld wird von dem deutlich kleineren poloidalen Anteil B_θ überlagert. In dem hier beschriebenen Programm wird das Poloidalfeld aus dem Plasmastrom berechnet, der in Form eines Stromdichteprofiles $j(\rho)$ und dem gesamten Plasmastrom I_p angegeben wird. Zwischen beiden Größen besteht in vereinfachender Zylindergeometrie der Zusammenhang

$$I_p = 2\pi a^2 \int_0^1 \rho j(\rho) d\rho. \quad (3.3)$$

Wie das poloidale Magnetfeld daraus berechnet und dargestellt wird, ist in Anhang A erklärt.

Die absolute Quellstärke S der Tritonen wird nur in der zeitabhängigen Rechnung benötigt. Für die stationäre Rechnung genügt das Profil, das in beiden Fällen durch den Profilparameter α_s charakterisiert wird. Diese Größe ist wichtig für die Verteilung der Startpunkte, wird aber an ASDEX Upgrade nicht gemessen. Wie man trotzdem realistische Werte erhält, ist in Kapitel 6.3 wiedergegeben.

Dichte und Temperatur der Elektronen beeinflussen die Thermalisierung der schnellen Ionen. Die Profile beider Größen sind hier jeweils durch den zentralen Wert ($n_e(0)$, $T_e(0)$) und den zugehörigen Profilparameter (α_n , α_T) angegeben und sind als zeitabhängige Meßdaten für jeden Schuß an ASDEX Upgrade verfügbar.

Die Dichte der Plasmaionen (Deuterium und Verunreinigungen) kann aus der Elektronendichte errechnet werden. Ein Maß für die Verunreinigung ist die effektive Kernladungszahl

$$Z_{\text{eff}} = \frac{\sum_j n_j Z_j^2}{\sum_j n_j Z_j}, \quad (3.4)$$

in einem Plasma bestehend aus Ionen mit den Kernladungen Z_j und Dichten n_j . Aufgrund der Quasineutralität des gesamten Plasmas

$$n_e = \sum_j n_j Z_j \quad (3.5)$$

berechnet sich die Deuteronendichte n_d für ein Plasma bestehend aus Deuterium und einer Hauptverunreinigung (normalerweise Kohlenstoff: Kernladungszahl $Z_x = 6$) aus

$$n_d = n_e \frac{Z_x - Z_{\text{eff}}}{Z_x - 1}. \quad (3.6)$$

3.2 Struktur des Programms

Nachdem die Voraussetzungen und Eingangsgrößen beschrieben wurden, wird in diesem Abschnitt der genaue Ablauf des Programms dokumentiert. Abbildung 3.1 zeigt die Struktur des Codes. Im Folgenden werden wichtige Teile näher erläutert.

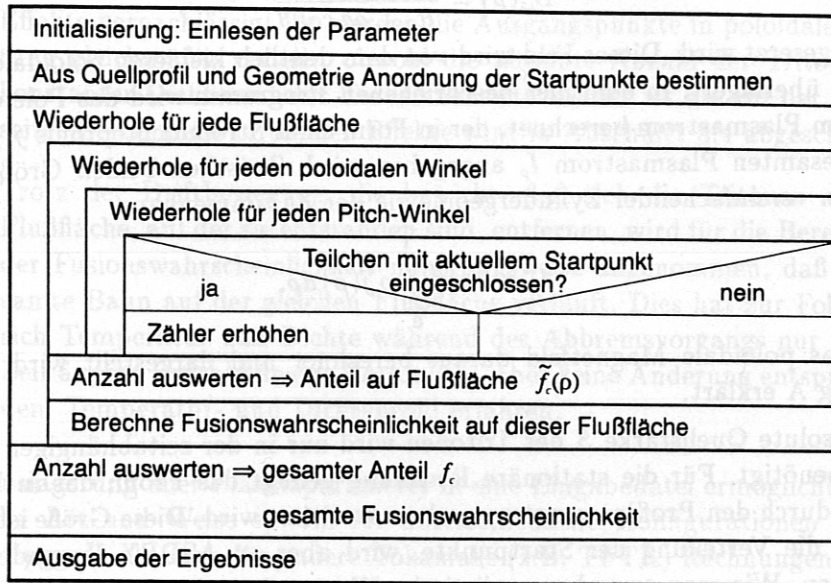


Abbildung 3.1: Struktur des Simulationscodes CONFINE

3.2.1 Verteilung der Startpunkte

Die Gesamtrate der Tritonen ist durch die Messung der 2.5 MeV Neutronen bekannt. Allerdings sind die Tritonen über das gesamte Plasma verteilt, und weisen unterschiedliche Richtungen auf. Die Abhängigkeit der Verteilung vom toroidalen Winkel φ kann aufgrund der toroidalen Symmetrie unberücksichtigt bleiben. In radialer Richtung soll ein Quellprofil $S(\rho)$ in der Form von Gleichung 3.1 mit dem Parameter α_S angenommen werden. Die Dichte der Ausgangspunkte der Tritonen soll zunächst homogen über den poloidalen Winkel θ verteilt werden (vgl. Abschnitt 3.4). Die Startrichtung (Pitchwinkel χ), mit der Tritonen aus einer DD-Fusionsreaktion hervorgehen, wird isotrop verteilt. Damit ist der Startpunkt eines Tritons durch die Größen $(\rho_S, \theta_S, \chi_S)$ charakterisiert.

Im Programm werden über einen poloidalen Querschnitt $N_p = 400$ räumliche Punkte entsprechend dem Quellprofil verteilt. Dazu wird der normierte Radius nach

$$\rho_S = \frac{1/2 + i_r}{N_r} \quad \text{mit} \quad i_r = 0, 1, \dots, N_r - 1 \quad (3.7)$$

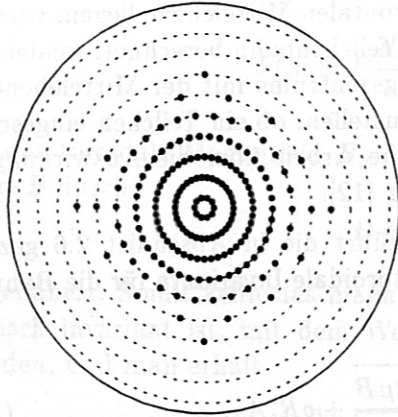


Abbildung 3.2: Im poloidalen Querschnitt sind Flußflächen mit einer nach dem Quellprofil gewichteten Verteilung von Startpunkten gezeigt. Zusätzlich zu den räumlichen Punkten werden jeweils eine gewisse Zahl gleichmäßig verteilter Pitchwinkel ausgewählt.

in $N_r = 20$ Teilschritten (Flußflächen) durchlaufen. Die Anzahl der Schritte des poloidalen Winkels wird im Bereich $\theta_s = 0, \dots, \pi$ nach

$$N_\theta(\rho_s) = \frac{\rho_s S(\rho_s) \Delta\rho_s}{\int_0^1 \rho' S(\rho') d\rho'} N_p \quad (3.8)$$

mit $\Delta\rho_s = 1/N_r$ zu

$$\theta_s = \frac{i_\theta \pi}{N_\theta - 1} \quad \text{mit} \quad i_\theta = 0, 1, \dots, N_\theta - 1. \quad (3.9)$$

berechnet¹. Die Pitchwinkel werden in $N_\chi = 30$ Schritten im Bereich von $\chi = 0, \dots, \pi$ durchlaufen:

$$\chi_s = \frac{i_\chi \pi}{N_\chi - 1} \quad \text{mit} \quad i_\chi = 0, 1, \dots, N_\chi - 1. \quad (3.10)$$

Damit ergeben sich insgesamt 12000 Startpunkte, die eine ausreichend repräsentative statistische Verteilung darstellen. Abbildung 3.2 zeigt eine nach diesem Schema berechnete räumliche Verteilung, allerdings mit weniger Punkten.

3.2.2 Berechnung von Bahnpunkten

Für jedes Testteilchen mit einem Startpunkt $(\rho_s, \theta_s, \chi_s)$ kann prinzipiell die gesamte Bahn durch das Plasma berechnet werden, um zu entscheiden, ob es eingeschlossen ist oder in der Gefäßwand gestoppt wird. Allerdings ist die Berechnung von Teilchenbahnen für beliebige Magnetfelder und Plasmaquerschnitte ein sehr aufwendiges Verfahren, das sehr viel Rechenleistung benötigt. Da bei

¹ Aufgrund der Symmetrie zur Mittelebene (Ebene senkrecht zur Torusachse durch das Plasmazentrum) genügt es, den poloidalen Winkel in der oberen Plasmahälfte zu durchlaufen.

den Bahnen geladener Teilchen der innerste und der äußerste Punkt (kleinster und größter Wert von ρ) jeweils in der horizontalen Mittelebene liegen, wird von dem Programm CONFINE nicht die gesamte Teilchenbahn berechnet, sondern nur diese Schnittpunkte der Bahn des Führungszentrums mit der Mittelebene des Torus. Diese Information genügt, um festzustellen, ob ein Teilchen eingeschlossen ist. Das Verfahren ist angelehnt an eine Arbeit über die Auswirkung des Einschlusses auf die Neutralteilchenheizung [12].

Geht man von Gleichung 2.11 aus, und führt die in Abschnitt 2.6 gezeigte zeitliche Mittelung aus, so erhält man die toroidale Invariante für die Bahn des Führungszentrums

$$p_\varphi = \pm m R_c \sqrt{v^2 - \frac{2\mu B}{m}} + q R_c A_\varphi. \quad (3.11)$$

Darin entspricht der Ausdruck $R_c A_\varphi$ dem poloidalen Fluß $\Psi(\rho)$ auf der Flußfläche, die durch den normierten Radius ρ beschrieben wird. In der Näherung für Flußflächen mit konzentrisch kreisförmigem Querschnitt unterscheidet sich das Vektorpotential A_φ in toroidale Geometrie von dem Vektorpotential \tilde{A}_φ in einem geraden Zylinder der Länge $2\pi R_0$ durch eine Inhomogenität in Richtung des großen Radius. Diese Abhängigkeit kann extrahiert werden, so daß A_φ dargestellt werden kann als

$$A_\varphi = \frac{R_0}{R_c} \tilde{A}_\varphi. \quad (3.12)$$

Um eine klarere Form zu erhalten, wird an dieser Stelle die normierte poloidale Flußfunktion $F(\rho)$ eingeführt, so daß der poloidale Fluß als

$$R_c A_\varphi = R_0 \tilde{A}_\varphi = R_0 \frac{\mu_0 I_p}{2\pi} F(\rho) \quad (3.13)$$

mit dem Plasmastrom I_p und der Permeabilitätszahl im Vakuum μ_0 geschrieben werden kann. Die Flußfunktion $F(\rho)$ wird durch das Stromprofil bestimmt und wird in Anhang A aus dem Vektorpotential abgeleitet.

Damit ergibt sich die toroidale Invariante zu

$$p_\varphi = \frac{q R_0 \mu_0 I_p}{2\pi} F(\rho) \pm m R_c \sqrt{v^2 - \frac{2\mu B}{m}}. \quad (3.14)$$

Deren Invarianz wird durch Multiplikation mit der Konstanten $2\pi/qR_0\mu_0 I_p$ nicht verletzt, und nach Einführung des konstanten² Parameters

$$P = \frac{2\pi m v}{q \epsilon^{-1} \mu_0 I_p} \quad (3.15)$$

² Die Energie des Teilchens wird während dem Durchlaufen der Bahn als konstant angenommen.

mit dem Aspektverhältnis ϵ^{-1} erhält man

$$F(\rho) \pm P \frac{R_c}{a} \sqrt{1 - \frac{2\mu B}{mv^2}} = \text{const.} \quad (3.16)$$

Da das toroidale Magnetfeld B_φ deutlich größer als das poloidale Feld B_θ ist, wird B durch

$$B \approx B_\varphi = \frac{R_0}{R_c} B_0 \quad (3.17)$$

angenähert. Somit kann das magnetische Moment (Gleichung 2.12), das adiabatisch invariant ist, mit dem Wert am Startpunkt des Teilchens eingesetzt werden, und man erhält

$$F(\rho) \pm P \frac{1}{a} \sqrt{R_c(R_c - R_S \sin^2 \chi_S)} = \text{const.} \quad (3.18)$$

mit $R_S = R_0 + \rho_S a \cos \theta_S$. Ausgeschrieben ergibt sich

$$F(\rho) \pm P \sqrt{(\epsilon^{-1} + \rho \cos \theta) (\epsilon^{-1} + \rho \cos \theta - (\epsilon^{-1} + \rho_S \cos \theta_S) \sin^2 \chi_S)} = \text{const.} \quad (3.19)$$

Mit dieser Erhaltungsgröße kann für jeden beliebigen, aber festen poloidalen Winkel θ aus dem Startpunkt $(\rho_S, \theta_S, \chi_S)$ die radiale Position ρ der Bahn berechnet werden.

Bei den hier durchgeführten Berechnungen interessieren nur die Schnittpunkte der Bahn mit der Mittelebene, das heißt ρ muß an der Stelle $\theta = 0$ oder $\theta = \pi$ ermittelt werden. Läßt man negative normierte Radien zu, dann genügt es, die Rechnung für $\theta = 0$ durchzuführen ($\rho \cos \pi = -\rho \cos 0$). Die Berechnung reduziert sich auf die Nullstellenbestimmung des Ausdrucks

$$F(\rho) \pm P \sqrt{(\epsilon^{-1} + \rho) (\epsilon^{-1} + \rho - (\epsilon^{-1} + \rho_S \cos \theta_S) \sin^2 \chi_S)} - (F(\rho_S) - P(\epsilon^{-1} + \rho_S \cos \theta_S) \cos \chi_S) = 0 \quad (3.20)$$

mit der Variablen ρ . Wird die Gleichung mit dem Pluszeichen gelöst, dann entspricht dies einem Testteilchen an einem Punkt (ρ, θ, χ) mit einem Pitchwinkel $\chi > \pi/2$. Die toroidale Komponente der Geschwindigkeit ist also dem Plasmaström entgegen gerichtet (counter-Teilchen). Für die Gleichung mit Minuszeichen gilt $\chi < \pi/2$ (co-Teilchen). Kombiniert man die adiabatische Invarianz des magnetischen Moments (Gleichung 2.12) mit der $1/R$ -Abhängigkeit des toroidalen Magnetfeldes, dann erhält man den Zusammenhang $R \sin^2 \chi = R_S \sin^2 \chi_S$. Damit berechnet sich der Pitchwinkel am Ort $(\rho, \theta = 0)$ aus

$$\text{co} \Rightarrow \chi^{(-)} = \arccos \sqrt{1 - \frac{(\epsilon^{-1} + \rho_S \cos \theta_S)}{\epsilon^{-1} + \rho} \sin^2 \chi_S} \quad (3.21)$$

$$\text{counter} \Rightarrow \chi^{(+)} = \pi - \arccos \sqrt{1 - \frac{(\epsilon^{-1} + \rho_S \cos \theta_S)}{\epsilon^{-1} + \rho} \sin^2 \chi_S} \quad (3.22)$$

3.2.3 Klassifizierung der Teilchenbahnen

Die Schnittpunkte mit der Mittelebene, die wie im letzten Abschnitt gezeigt berechnet werden können, sind ausreichend für die Unterscheidung der eingeschlossenen Teilchen von den nicht eingeschlossenen. Abbildung 3.3 zeigt eine Auswahl möglicher Teilchenbahnen.

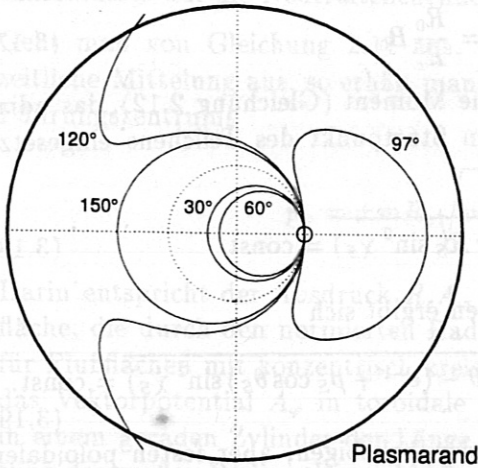


Abbildung 3.3: Poloidale Projektion von Teilchenbahnen mit gleichem Startpunkt ($\rho = 0.3, \theta = 0$) für unterschiedliche Pitchwinkel χ .

Mit Hilfe eines geeigneten Verfahrens zur Nullstellenbestimmung (Unterteilung in äquidistante Intervalle mit anschließendem Bisektionsverfahren) wird Gleichung 3.20 für jedes der 12000 Testteilchen gelöst. Gesucht werden die Nullstellen nur innerhalb des Plasmas ($-1 < \rho < 1$). Zusätzlich ist der Definitionsbereich der Funktion zu beachten, denn durch die Wurzel ergibt sich ein kritischer Radius $\rho_{\text{krit}} = (\epsilon^{-1} + \rho_S \cos \theta_S) \sin^2 \chi_S - \epsilon^{-1}$, der nicht unterschritten werden darf. Als Lösung erhält man eine gewisse Anzahl an Nullstellen im Bereich $-1 < \rho < 1$, wenn $\rho_{\text{krit}} < -1$, oder $\rho_{\text{krit}} < \rho < 1$, wenn $\rho_{\text{krit}} > -1$.

Anschließend werden die Schnittpunkte daraufhin überprüft, ob die Bahn des Teilchens an dieser Stelle trotz der LARMOR-Gyration innerhalb des Plasmas verläuft. Dies trifft zu, wenn der Schnittpunkt weiter als der LARMOR-Radius r_L vom Plasmarand entfernt ist.

$$(1 - \rho)a < r_L. \quad (3.23)$$

Insgesamt erhält man einen Satz von $(N^{(-)} + N^{(+)})$ Schnittpunkten der Bahn des Führungszentrums mit der Mittelebene:

$$\begin{aligned} \text{co} &\Rightarrow (\rho_i^{(-)}, 0, \chi_i^{(-)}) \quad \text{mit } i = 1, \dots, N^{(-)} \\ \text{counter} &\Rightarrow (\rho_i^{(+)}, 0, \chi_i^{(+)}) \quad \text{mit } i = 1, \dots, N^{(+)} \end{aligned}$$

Anhand der in Tabelle 3.1 aufgeführten Fälle stellt das Programm fest, ob ein Testteilchen eingeschlossen ist. Liefert die Nullstellenbestimmung beispielsweise

zwei Nullstellen, die den Schnittpunkten eines Teilchens mit einer Geschwindigkeitskomponente in Richtung des Plasmastroms entsprechen ($N^{(-)} = 2, N^{(+)} = 0$), dann ist das Teilchen nur dann eingeschlossen, wenn auch der Startpunkt diese Eigenschaft aufweist ($\chi_s \leq \pi/2$).

$N^{(-)} + N^{(+)}$	$N^{(-)}$	$N^{(+)}$	$\chi_s \leq \pi/2$	$\chi_s > \pi/2$	Bemerkung
0			V	V	
1			V	V	
2	2	0	E	V	co-Teilchen
2	1	1	E	E	Bananenbahn
2	0	2	V	E	counter-Teilchen
3	3	0	E	V	co-Teilchen
3	2	1	E	V	co-Teilchen
3	1	2	V	E	counter-Teilchen
3	0	3	V	E	counter-Teilchen
4	1	3	E	E	Bananenbahn/counter
≥ 4	≥ 2	≥ 2	E	E	

Tabelle 3.1: Diese Tabelle zeigt, wie anhand der Anzahl der Schnittpunkte und dem Pitchwinkel am Startpunkt des Testteilchens die Bahn klassifiziert werden kann (E: Testteilchen ist eingeschlossen, V: Teilchen geht verloren). Fälle, die hier nicht aufgeführt sind, wurden auch nicht beobachtet.

Nachdem diese Überprüfung für alle Testteilchen durchgeführt wurde, erhält man den Anteil der eingeschlossenen Teilchen f_c durch Division der Anzahl der eingeschlossenen Teilchen durch die Anzahl der Testteilchen. Nebenbei ergeben sich bei der Berechnung des Einschlusses auf jeder Flußfläche die entsprechenden Faktoren $\tilde{f}_c(\rho)$. Zwischen beiden Größen besteht der Zusammenhang

$$f_c = \frac{\int_0^1 \rho S(\rho) \tilde{f}_c(\rho) d\rho}{\int_0^1 \rho S(\rho) d\rho}. \quad (3.24)$$

3.2.4 Berechnung der Abbrandwahrscheinlichkeit (stationär)

Ziel der zeitunabhängigen Rechnung ist die Berechnung der Abbrandwahrscheinlichkeit

$$f_b = \frac{N_{14}}{N_T}, \quad (3.25)$$

die der Anzahl der DT-Reaktionen N_{14} (wobei je ein 14 MeV Neutron entsteht) bezogen auf die Anzahl der Tritonen $N_T = N_{2.5}$ (gleich der Anzahl der 2.5 MeV

Neutronen) entspricht. Zusammen mit dem im vorangegangenen Abschnitt berechneten Anteil an eingeschlossenen Tritonen $\tilde{f}_c(\rho)$ erhält man

$$f_b = \frac{\int_0^1 \rho S(\rho) \tilde{f}_c(\rho) P_{DT}(\rho) d\rho}{\int_0^1 \rho S(\rho) d\rho}. \quad (3.26)$$

Die Wahrscheinlichkeit einer Fusionsreaktion zwischen einem Triton und dem Deuteriumplasma $P_{DT}(\rho)$ wird durch numerische Integration der Formel 2.27 berechnet. Der Energieverlust nach Gleichung 2.22 liefert den zeitlichen Verlauf der Geschwindigkeit (Gleichung 2.25).

Die Integration im Zähler der obigen Gleichung wird durch Summierung über die N_r Flußflächen realisiert. Für Dichte und Temperatur des Plasmas werden näherungsweise die Werte an den Startpunkten eingesetzt ($T_e(\rho_S)$, $n_e(\rho_S)$). Damit wird die Abweichung der Teilchen von der Flußfläche, auf der sie erzeugt werden, durch die Driftbewegung und Gyration nicht berücksichtigt.

3.2.5 Berechnung der Abbrandrate (zeitabhängig)

Das Ziel des Simulationscodes CONFINE ist die Berechnung der 14 MeV Neutronenrate $(dN/dt)_{14}$ (Abbrandrate), da dies die physikalische Größe ist, die von dem Siliziumdetektor gemessen wird. Genau wie in den vorangegangenen Abschnitten erfolgt zuerst die Berechnung des eingeschlossenen Anteils auf jeder Flußfläche. Die Fusionswahrscheinlichkeit P_{DT} kann hier allerdings wegen dem Hinzukommen zeitabhängiger Parameter nicht mehr durch eine einfache Integration ermittelt werden.

Hier ist die zeitabhängige Entstehungsrate der Tritonen $(dN/dt)_T = (dN/dt)_{2.5}$ eine zusätzliche Eingangsgröße. Zum Zeitpunkt t_0 starten auf der Flußfläche ρ

$$\left(\frac{d}{d\rho} \frac{dN}{dt} \right)_T (\rho, t_0) d\rho = \left(\frac{\rho S(\rho)}{\int_0^1 \rho' S(\rho') d\rho'} \right) \left(\frac{dN}{dt} \right)_T (t_0) d\rho \quad (3.27)$$

Tritonen pro Sekunde mit einer Energie von $E_0 = 1$ MeV. Zur Zeit t mit $(t_0 \leq t \leq t_0 + \tau_s)$ haben diese Tritonen eine Restenergie von

$$E(t, t_0) = E_0 - \int_{t_0}^t \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle dt' \quad (3.28)$$

Der Verlauf von $E(t, t_0)$ hängt implizit vom Radius ρ ab, da der Energieverlust durch die Temperatur und Dichte ($T_e(\rho, t)$, $n_e(\rho, t)$) bestimmt ist. Die Tritonengeschwindigkeit $v(t, t_0)$ ist damit bekannt.

Von den auf einer Flußfläche ρ entstandenen Tritonen bleibt ein Anteil $\tilde{f}_c(\rho)$ eingeschlossen, dem es dann möglich ist, Fusionsreaktionen zu machen. Die Anzahl der Reaktionen berechnet sich nach

$$\left(\frac{d}{d\rho} \frac{dN}{dt}\right)_{14}(\rho, t) d\rho = n_D(\rho, t) \tilde{f}_c(\rho) \int_0^t \left(\frac{d}{d\rho} \frac{dN}{dt}\right)_T(\rho, t') \sigma_{DT}(v(t, t')) v(t, t') dt' d\rho. \quad (3.29)$$

Die Gesamtzahl an DT-Fusionsreaktionen pro Sekunde erhält man durch Integration über den Flußflächen zu

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{14}(t) = \int_0^1 n_D(\rho, t) \tilde{f}_c(\rho) \int_0^t \left(\frac{d}{d\rho} \frac{dN}{dt}\right)_T(\rho, t') \sigma_{DT}(v(t, t')) v(t, t') dt' d\rho. \quad (3.30)$$

Diese 14 MeV Neutronenrate gibt den nach dem hier beschriebenen klassischen Modell zu erwartenden Zeitverlauf des Detektorsignals wieder. Dabei sind die Quellrate der Tritonen, Elektronentemperatur und -dichte als zeitabhängige Größen berücksichtigt. Der Einschluß ist durch die starke Abhängigkeit vom Plasmastrom, der als konstant angesehen wird, *nicht* zeitabhängig.

3.3 Vergleich mit anderen Codes

Um sicherzustellen, daß der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Code CONFINE korrekte Ergebnisse liefert, wurden eigene Rechnungen mit Ergebnissen anderer Programme verglichen. In Anlehnung an den Artikel [10], in dem die Codes MIS, SOCRATE und BURNIT betrachtet wurden, konnten für die dort angegebenen Parameter eines stationären TFTR³ Plasmas Rechnungen durchgeführt werden. Der Vergleich beruht im wesentlichen auf zwei Parametersätzen: (A) $I_p = 1.6$ MA, und (B) $I_p = 0.85$ MA. Die genauen Eingabeparameter, die für die Rechnungen verwendet wurden, sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Tabelle 3.3 zeigt den berechneten Anteil an eingeschlossenen Tritonen f_c . Die Rechnungen wurden für unterschiedliche Profilparameter des Plasmastroms, der Quellstärke und der Elektronentemperatur durchgeführt. Auffallend ist, daß die mit CONFINE berechneten Werte besser mit den Ergebnissen von SOCRATE übereinstimmen. Allerdings konnten auch die Autoren in [10] keine Ursache für die Abweichung der Einschlußwahrscheinlichkeit zwischen MIS und SOCRATE finden, denn die Annahmen beider Codes, wie auch die von CONFINE, sind sehr ähnlich.

³ TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor), Princeton University Plasma Physics Laboratory, USA.

3. Der Simulationscode CONFINE

Parameter		Fall A	Fall B	
großer Radius	R_0	2.45	2.45	m
kleiner Radius	a	0.79	0.79	m
toroidales Magnetfeld	B_φ	5.15	4.80	T
Plasmastrom	I_p	1.60	0.85	MA
Stromprofil		$2, \alpha_j$	$2, \alpha_j$	
Quellprofil		α_s	α_s	
Elektronendichte	$n_e(0)$	0.5	0.6	10^{20} m^{-3}
Dichteprofil	α_n	1.2	2.3	
Elektronentemperatur	$T_e(0)$	7.3	7.0	keV
Temperaturprofil		α_T	α_T	
eff. Kernladungszahl	Z_{eff}	2.5	2.5	

Tabelle 3.2: Parameter eines TFTR Plasmas für die Vergleichsrechnung

Fall	Parameter			Code		
	α_j	α_s	α_T	MIS	SOCRATE	CONFINE
A	4	6	3	0.96	0.96	0.96
A	-2	6	3	0.94	0.94	0.93
A	4	3	3	0.91	0.90	0.89
B	9	6	2	0.82	0.82	0.84
B	4	6	2	0.73	0.77	0.78
B	2	6	2	0.65	0.70	0.71
B	4	3	2	0.64	0.69	0.68
A	4	9	1	0.98	0.98	0.98

Tabelle 3.3: Für unterschiedliche Parameter eines TFTR Plasmas berechneter Anteil an eingeschlossenen Tritonen f_c

Der Anteil f_b der Tritonen, die eine Fusionsreaktion gemacht haben, ist in Tabelle 3.4 gezeigt. Um die Fusionswahrscheinlichkeit ohne den Fehler des eingeschlossenen Anteils vergleichen zu können, wurden die Ergebnisse auf f_c normiert. Die Abbremsung der Tritonen wird in CONFINE nach demselben Formalismus behandelt wie in MIS, wodurch die Ergebnisse beider Codes sehr ähnlich sind. BURNIT hingegen berechnet als Lösung der eindimensionalen FOKKER-PLANCK-Gleichung die Verteilungsfunktion der Tritonen, wobei sowohl Effekte durch Abbremsung und Energiediffusion als auch Ladungsaustausch mit Neutralteilchen berücksichtigt werden. Da diese erweiterten Annahmen von MIS und CONFINE nicht unterstützt werden, weichen die Ergebnisse beider Programme etwas von denen des Codes BURNIT ab.

3.4 Erweiterungen für toroidale Geometrie mit elliptischem Querschnitt der Flußflächen

Fall	Parameter			Code		
	α_j	α_S	α_T	MIS	BURNIT	CONFINE
A	4	6	3	1.98%	1.97%	1.99%
A	2	6	3	1.99%	1.98%	1.99%
A	4	3	3	1.67%	1.67%	1.69%
B	4	6	2	2.17%	2.16%	2.16%
B	2	6	2	2.17%	2.15%	2.17%
B	4	3	2	1.98%	1.97%	1.97%
A	4	9	1	2.48%	2.45%	2.49%

Tabelle 3.4: Berechnete Fusionswahrscheinlichkeit pro eingeschlossenem Anteil f_b/f_c

3.4 Erweiterungen für toroidale Geometrie mit elliptischem Querschnitt der Flußflächen

Alle Rechnungen mit dem Programm CONFINE, wie auch die Rechnungen der anderen Codes für TFTR-Plasmen im vorangegangenen Abschnitt, wurden für Flußflächen mit kreisförmigem Querschnitt gemacht. Das Fusionsexperiment ASDEX Upgrade arbeitet aber mit einer Plasmaform, die einen elliptisch elongierten Querschnitt aufweist. Bei einer großen Halbachse von $b = 0.8$ m und einer kleinen Halbachse von $a = 0.5$ m beträgt die Elongation $b/a = 1.6$. Zusätzlich sind die Flußflächen dreieckig verformt, was dem Plasma zusätzliche Stabilität verleiht.

Aufgrund dieser Verformung des Plasmas und der toroidalen Geometrie kann die Verteilung der Startpunkte auf einer Flußfläche nicht gleichmäßig über den poloidalen Winkel erfolgen. Die Teilchendichte auf einer Flußfläche ist konstant, aber da es auf die absolute Anzahl ankommt, müssen Korrekturen durchgeführt werden. Die beiden wichtigsten Erweiterungen sind folgende:

- Auf der Außenseite des Torus befinden sich wegen des größeren toroidalen Umfangs mehr Teilchen als auf der Innenseite. Dadurch liegen die Startpunkte der Testteilchen an der Torusaußenseite enger zusammen.
- Durch die Elongation des Querschnittes sind die Flußflächen in senkrechter Richtung weiter voneinander entfernt als waagrecht. Damit müssen die Abstände der Startpunkte in Richtung des poloidalen Winkels an der Torusinnen- und -außenseite größer sein.

Neben diesen geometrischen Korrekturen geht man bei der Beschreibung des

3. Der Simulationscode CONFINE

Magnetfeldes vom Vektorpotential zum poloidalen Fluß

$$\Psi \equiv \frac{1}{2\pi} \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{f} = RA_{\varphi} \quad (3.31)$$

über. Die Benennung der Flußflächen erfolgt statt mit ρ durch

$$\rho_{\text{pol}} \equiv \sqrt{\frac{\Psi(a) - \Psi(r)}{\Psi(a)}} \quad (3.32)$$

Trotz der Einführung oben genannter Korrekturen zeigen die Rechnungen eine Abweichung von den Resultaten mit kreisförmigem Querschnitt von weniger als einem Prozent. Das heißt, es gibt andere Fehlerquellen, die das Ergebnis wesentlich mehr beeinflussen (z.B. Eingabeparameter), so daß hier in guter Näherung von kreisförmigen Querschnitten ausgegangen werden kann.

4. Grundlagen der Messung

4.1 Nachweis von Fusionsneutronen

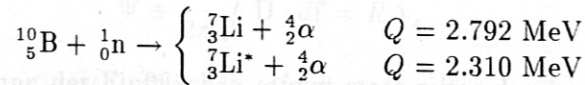
Die bei Fusionsreaktionen entstehenden Produkte nachzuweisen ist verständlicherweise eine wichtige Diagnostik an allen Fusionsforschungseinrichtungen. Allerdings ist bei Experimenten, die mit magnetischem Einschluss arbeiten, der Nachweis der geladenen Produkte wie Protonen und Alphateilchen nur bedingt möglich. Insbesondere ist es notwendig, die Detektoren innerhalb des Vakuumgefäßes anzubringen, da geladene Teilchen in den Gefäßwänden stark gebremst werden. Neutronen hingegen verlassen aufgrund ihrer fehlenden elektrischen Ladung ungehindert das magnetisch eingeschlossene Plasma und durchdringen Gefäßwände und Stützstrukturen mit weitaus geringerer Störung als die geladenen Teilchen. Deshalb sind sie dazu prädestiniert, die Fusionsenergie aus dem Plasma auszukoppeln und können auch sehr gut zu diagnostischen Zwecken herangezogen werden.

Wie beschrieben, treten bei der Kernfusion Neutronen mit einer Energie von 2.5 MeV auf, die aus der DD-Reaktion hervorgehen, und schnelle Neutronen mit 14 MeV, die bei der Reaktion von Deuterium mit Tritium entstehen. So leicht wie diese Neutronen aus dem Plasma entkommen können, so schwierig ist es, sie in einem Detektor nachzuweisen. Als neutrale Teilchen bewirken sie keine Ionisation, so daß sie zuerst durch Kernreaktionen in geladene Sekundärteilchen umgewandelt werden müssen. Diese geladenen Produkte, wie zum Beispiel Protonen, Alphateilchen oder Spaltprodukte, erzeugen innerhalb des Detektors Ladungsträger, die durch die angelegte Spannung an einer Elektrode eingesammelt werden und so einen Spannungsimpuls hervorrufen.

Zur Konversion der Neutronen in geladene Reaktionsprodukte gibt es eine Reihe von Materialien, die bevorzugt mit thermischen Neutronen reagieren. Hochenergetische Neutronen, wie zum Beispiel die Fusionsneutronen, müssen dafür zuvor abgebremst (moderiert) werden. Für die Moderierung eignen sich wasserstoffhaltige Materialien, wie Polyethylen, besonders gut. Da Neutronen dieselbe Masse wie Wasserstoffkerne haben, können sie bei einem einzigen Stoß ihre gesamte Energie verlieren. Eine Auswahl an Konversionsmaterialien mit hohen Wirkungsquerschnitten für thermische Neutronen ist im Folgenden dargestellt.

4. Grundlagen der Messung

- Eine der gebräuchlichsten Reaktionen ist die $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ -Reaktion, die aus zwei Reaktionszweigen



besteht. Der Lithiumkern geht daraus entweder im Grundzustand (6%) oder in einem angeregten Zustand (94%) hervor. Verwendet wird Bor beispielsweise in BF_3 -Zählrohren (Proportionalzählrohre), in denen das Borfluorid sowohl als Target für die Neutronenumwandlung wie auch als Zählgas dient.

- Proportionalzählrohre, die mit ^3He als Füllgas arbeiten, beruhen auf der Fusionsreaktion $^3\text{He}(n, p)\text{T}$, bei der eine Energie von $Q = 0.765 \text{ MeV}$ gewonnen wird.
- Einige Isotope der Actiniumreihe werden durch Neutronen zur Kernspaltung angeregt. Trifft ein Neutron auf einen dieser schweren Atomkerne, dann zerfällt dieser in eine Anzahl kleinerer Bruchstücke, wobei Energien über 100 MeV frei werden. Üblicherweise werden die Innenwände von Ionisationskammern mit dem spaltbaren Material beschichtet. Ein Beispiel ist ^{235}U , das zum Nachweis thermischer Neutronen eingesetzt wird.

Im Gegensatz zu diesen für thermische Neutronen geeigneten Konversionsmaterialien gibt es andere, die aufgrund ihrer niedrigen Wirkungsquerschnitte im unteren Energiebereich nur für den Nachweis hochenergetischer Neutronen eingesetzt werden können. Sie weisen eine Schwellenenergie auf, ab der die Reaktionen ausgelöst werden. Zwei Materialien dieses Typs sind

- ^{238}U , das für schnelle Neutronen ab einer Energie von 1 MeV in Spaltkammern eingesetzt wird, und
- Silizium, das die besondere Eigenschaft besitzt, sowohl als Halbleiter für die Konstruktion von Detektoren zum Nachweis geladener Teilchen geeignet zu sein als auch Kernreaktionen mit hochenergetischen Neutronen zu machen. Insbesondere wird ausgenutzt, daß diese Reaktionen eine Schwellenenergie von 6 MeV aufweisen. Da es sich bei dem in dieser Arbeit verwendeten Detektor um einen derartigen Silizium-Halbleiter handelt, soll an dieser Stelle nur auf den nächsten Abschnitt verwiesen werden.

An ASDEX Upgrade werden ^3He - und BF_3 -Proportionalzählrohre wie auch ^{235}U - und ^{238}U -Spaltkammern zur Diagnostik der 2.5 MeV Neutronen verwendet. Außerdem ist ein ^3He -Spektrometer für energieaufgelöste Messungen und ein NE213-Szintillationszähler für Untersuchungen mit hoher Zeitaufösung in Betrieb. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Siliziumdetektor für die Messung der 14 MeV Neutronen aus dem Fusionsabbrand installiert, der im weiteren Verlauf dieses Kapitels näher beschrieben wird.

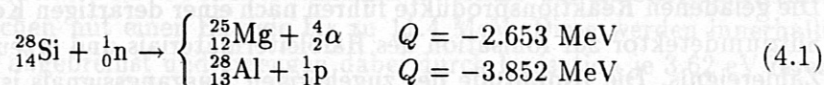
4.2 Konversion der 14 MeV Neutronen in Silizium

Wie bereits erläutert, müssen Neutronen in Sekundärteilchen konvertiert werden, um nachgewiesen werden zu können. Für die aus dem Abbrand der Tritonen entstehenden Neutronen mit einer Energie von 14 MeV eignet sich Silizium sehr gut, da die entsprechenden Kernreaktionen erst oberhalb einer Neutronenenergie von 6 MeV auftreten. Damit ist bei der Verwendung von Silizium als Konversionsmaterial die Trennung von störender Strahlung, wie zum Beispiel der großen Zahl der 2.5 MeV Neutronen aus der DD-Reaktion, von Natur aus gegeben (auf den Einfluß anderer Strahlungsarten wird später eingegangen). Außerdem bietet Silizium den Vorteil, selbst als Halbleitermaterial in einem Detektor eingesetzt werden zu können. Das bedeutet, die Neutronen werden im aktiven Detektorvolumen konvertiert und die geladenen Sekundärprodukte werden dort direkt nachgewiesen. Ein Detektor dieses Typs wurde bereits an den Experimenten TFTR und JET¹ eingerichtet [13, 14, 15].

Kernladungszahl	Z	14	
Atomgewicht		28.09	g mol ⁻¹
Stabile Isotope	A	28 (92.2%) 29 (4.7%) 30 (3.1%)	
Dichte	ρ	2.328	g cm ⁻³
Atomdichte	n	$4.96 \cdot 10^{22}$	cm ⁻³
Kristallstruktur		Diamant	
Relative Dielektrizitätszahl	ϵ_r	12	
Beweglichkeit der Elektronen	μ_e	1350	cm ² V ⁻¹ s ⁻¹
Beweglichkeit der Löcher	μ_p	480	cm ² V ⁻¹ s ⁻¹
Energielücke		1.115	eV
Energie pro Elektron-Loch Paar		3.62	eV

Tabelle 4.1: Auswahl wichtiger Eigenschaften von Silizium (bei 300 K)

Silizium setzt sich aus drei stabilen Isotopen zusammen, die prinzipiell alle Kernreaktionen mit schnellen Neutronen machen können. Aufgrund der relativen Häufigkeiten (siehe Tabelle 4.1) genügt es, das Isotop mit der Atommasse 28 zu betrachten. Bei den zwei Reaktionen



werden Magnesium- bzw. Aluminiumkerne in verschiedenen angeregten Zuständen hinterlassen, deren Energie sich in den geladenen Produkten (Protonen, Alphateilchen) widerspiegelt.

¹ JET (Joint European Torus), Abingdon, UK.

4. Grundlagen der Messung

Kommt es zwischen einem Neutron mit einer kinetischen Energie $E_n = 14$ MeV und einem Siliziumkern zu einer dieser beiden endothermen Kernreaktionen, dann wird eine Energiemenge, die vom Betrag her gleich ist mit dem Q -Wert, verbraucht. Die restliche Energie $E_n + Q$ verteilt sich auf die kinetische Energie der geladenen Reaktionsprodukte (Alphateilchen, Protonen und Mg-/Al-Rückstoßkerne) und eine Energiedifferenz E^* zwischen einem angeregten Kernniveau und dem Grundzustand des Magnesium- bzw. Aluminiumkerns. Tabelle 4.2 zeigt die Energieniveaus dieser beiden Kerne [16, 17].

Peak	E^* [MeV]		E_{Peak} [MeV]	
	^{25}Mg	^{28}Al	^{25}Mg	^{28}Al
α_0	0		11.416	
α_1	0.584		10.832	
α_2	0.976		10.440	
p_0		0		10.217
p_1		0.031		10.186
α_3	1.611		9.805	
α_4	1.962		9.454	
p_2		0.974		9.243
p_3		1.017		9.200
α_5	2.565		8.851	
p_4		1.375		8.842
α_6	2.736		8.680	
α_7	2.803		8.613	
p_5		1.633		8.584
p_6		2.147		8.070
α_8	3.399		8.017	
α_9	3.408		8.008	
p_7		2.209		8.008
p_8		2.281		7.936

Tabelle 4.2: Die Energie der angeregten Niveaus E^* der Magnesium- und Aluminiumkerne ergibt bei Neutronen mit $E_n = 14.069$ MeV zusammen mit dem Q -Wert die Energie der Maxima E_{Peak} im Spektrum.

Die geladenen Reaktionsprodukte führen nach einer derartigen Kernreaktion im Siliziumdetektor zur Ionisation des Halbleitermaterials und erzeugen damit ein Zählereignis. Die Amplitude des zugehörigen Ausgangssignals ist proportional zu der Energie

$$E_{\text{Peak}} = E_n + Q - E^*, \quad (4.2)$$

mit der sie aus der Reaktion hervorgehen. Da E_n und Q hier festgelegt sind, erhält man bei der Auswertung der Detektorsignale im Pulshöhenspektrum

zu jedem Energieniveau E^* ein Maximum bei einer Energie E_{Peak} . Abbildung 4.1 zeigt das Energiespektrum, das sich bei dieser Messung ergibt [18]. Einige Niveaus liegen zu dicht beieinander, um im Spektrum aufgelöst zu werden. Deshalb werden sie zu einer Linie zusammengefaßt (z.B. p_{01} , p_{23} oder $J = [\alpha_8, \alpha_9, p_6, p_7, p_8]$). Die höchste zu erwartende Energie entspricht dem α_0 -Peak und beträgt für 14 MeV Neutronen $E_{\text{max}} = 11.4$ MeV.

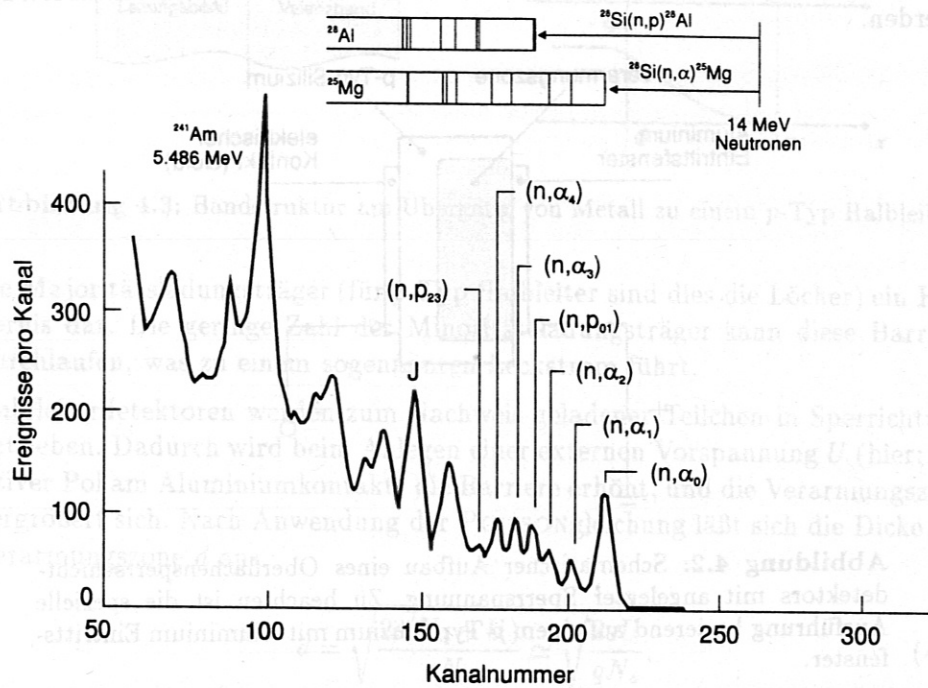


Abbildung 4.1: Gemessenes Pulshöhenspektrum der Produkte der $^{28}\text{Si}(n, \alpha)$ - und $^{28}\text{Si}(n, p)$ -Reaktionen für eine 14 MeV Neutronenquelle [18]. Über dem Spektrum sind die Energieniveaus der Magnesium- und Aluminiumkerne dargestellt.

4.3 Funktionsweise eines Halbleiterdetektors

Wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, entstehen durch den Beschuß des Siliziumdetektors mit 14 MeV Neutronen innerhalb des Halbleitermaterials geladene Teilchen mit einer Energie bis zu 11.4 MeV. Diese werden innerhalb des Siliziums abgebremst und erzeugen dabei durch Ionisation je 3.62 eV ihrer kinetischen Energie ein Elektron-Loch-Paar. Durch die in Sperrichtung angelegte Vorspannung werden die Ladungsträger eingesammelt und rufen einen Spannungspuls hervor, dessen Amplitude proportional ist zur Energie des ionisierenden Teilchens. Eine ausführliche Beschreibung von Halbleiterdetektoren, insbesondere von Sperrschichtdetektoren, findet man zum Beispiel in [19, 20].

Der prinzipielle Aufbau eines Halbleiterdetektors ist ähnlich dem einer Halbleiterdiode. Je nach Realisierung des p - n -Übergangs unterscheidet man zum Beispiel Oberflächensperrschichtdetektoren oder ionenimplantierte Detektoren. In Abbildung 4.2 ist die spezielle Ausführung eines Sperrschichtdetektors gezeigt. Da ein derartiger Typ zu Beginn dieser Arbeit eingesetzt wurde, beziehen sich die folgenden Ausführungen darauf. Auf den später installierten ionenimplantierten Detektor können die hier genannten Zusammenhänge direkt übertragen werden.

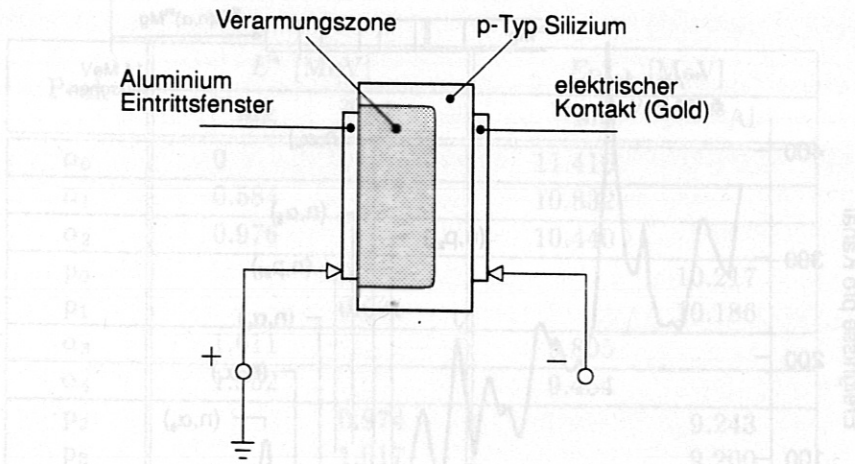


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau eines Oberflächensperrschichtdetektors mit angelegter Sperrspannung. Zu beachten ist die spezielle Ausführung basierend auf einem p -Typ Silizium mit Aluminium Eintrittsfenster.

Zur Herstellung des p - n -Übergangs wird auf einen Silizium-Halbleiter eine Metallschicht aufgebracht, wodurch es zur Ausbildung einer SCHOTTKY-Barriere kommt. Gewöhnlich verwendet man n -dotierte Halbleiter in Verbindung mit einer Goldschicht. Für spezielle Anforderungen kann es vorteilhaft sein, Aluminium auf p -Typ Silizium anzubringen, wie dies bei dem ersten hier verwendeten Detektor der Fall war (robustere Ausführung).

Durch den Konzentrationsunterschied an Ladungsträgern zwischen Metall und Halbleiter diffundieren Elektronen aus dem Metall zu den Akzeptoren des p -Typ Halbleiters und Löcher aus dem Halbleiter in das Metall. Es kommt zur Ausbildung einer sogenannten Verarmungszone. Das dadurch entstehende elektrische Feld wirkt dieser Diffusion entgegen. Der Gleichgewichtszustand, der sich dabei nach der Ausbildung des SCHOTTKY-Kontakts einstellt, ist in Form der Bandstruktur in Abbildung 4.3 gezeigt. Die Potentialdifferenz (Kontaktspannung U_0) bewirkt eine „Verbiegung“ der Bandkanten im Halbleiter, bis sich die FERMINIVEAUS E_F in Metall und Halbleiter angeglichen haben. Der Verlauf von Ladungsdichte ρ , elektrischem Feld E und elektrischem Potential Φ im Bereich dieser Barriere ist in Abbildung 4.3 skizziert. Die Verarmungszone stellt nur für

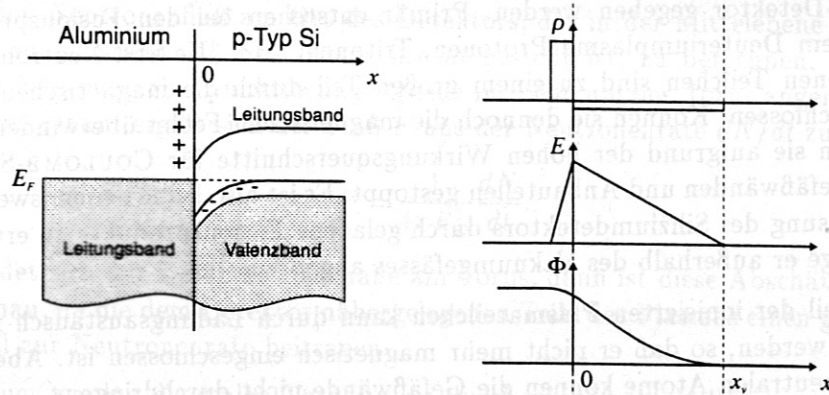


Abbildung 4.3: Bandstruktur am Übergang von Metall zu einem p -Typ Halbleiter.

die Majoritätsladungsträger (für p -Typ Halbleiter sind dies die Löcher) ein Hindernis dar. Die geringe Zahl der Minoritätsladungsträger kann diese Barriere durchlaufen, was zu einem sogenannten Leckstrom führt.

Halbleiterdetektoren werden zum Nachweis geladener Teilchen in Sperrichtung betrieben. Dadurch wird beim Anlegen einer externen Vorspannung U (hier: positiver Pol am Aluminiumkontakt) die Barriere erhöht, und die Verarmungszone vergrößert sich. Nach Anwendung der POISSONGleichung läßt sich die Dicke der Verarmungszone d aus

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon(U_0 + U)}{\epsilon N_a}} \approx \sqrt{\frac{2\epsilon U}{q N_a}}, \quad (4.3)$$

mit der dielektrischen Konstanten $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ und der Konzentration der Akzeptoren N_a , berechnen. Die Kontaktspannung U_0 ist in der Regel wesentlich kleiner als die angelegte Spannung und für einen p -Typ Halbleiter ist nur die Konzentration der Akzeptoren von Bedeutung. Nach Einsetzen der Resistivität ρ und der Beweglichkeit der Ladungsträger μ_p erhält man

$$d = \sqrt{2\epsilon\mu_p\rho U}. \quad (4.4)$$

Da die Empfindlichkeit des Detektors proportional zum Volumen der Verarmungszone und damit zur Dicke d ist, kann sie durch Verändern der Spannung geregelt werden.

4.4 Strahlungsflüsse am Ort des Detektors

Während der Plasmaentladung an Fusionsexperimenten entsteht Strahlung verschiedener Art, wobei einige davon das Detektorsystem beeinflussen. Aus diesem Grund soll hier ein Überblick über die verschiedenen Ursachen von Ereignissen

im Si-Detektor gegeben werden. Primär entstehen bei den Fusionsprozessen in einem Deuteriumplasma Protonen, Tritonen, ^3He , ^4He und Neutronen. Die geladenen Teilchen sind zu einem großen Teil durch die magnetischen Felder eingeschlossen. Können sie dennoch die magnetischen Felder überwinden, dann werden sie aufgrund der hohen Wirkungsquerschnitte für COULOMB-Stöße in den Gefäßwänden und Anbauteilen gestoppt. Es ist also keine nennenswerte Beeinflussung des Siliziumdetektors durch geladene Fusionsprodukte zu erwarten, so lange er außerhalb des Vakuumgefäßes angebracht ist.

Ein Teil der ionisierten Plasmateilchen kann durch Ladungsaustausch neutralisiert werden, so daß er nicht mehr magnetisch eingeschlossen ist. Aber auch diese neutralen Atome können die Gefäßwände nicht durchdringen.

Für die ebenfalls im Plasma entstehende Röntgenstrahlung ist die Abschwächung in den Strukturen durch den Photoeffekt sehr hoch. Das heißt Photonen mit Energien im Bereich von einigen eV oder wenigen keV können den Siliziumdetektor nicht erreichen.

Als einzige Strahlungsart, die das Plasma und das Gefäß nahezu ungehindert verläßt, bleiben die Fusionsneutronen mit 2.5 MeV und 14 MeV. In weiteren Sekundärprozessen in den das Plasma umgebenden Materialien entstehen durch inelastische Stöße der Neutronen hochenergetische Photonen (Gammastrahlung), die ebenfalls einen großen Einfluß haben können. In den folgenden Abschnitten wird auf diese drei Strahlungsarten näher eingegangen, um insbesondere für Entladungen an ASDEX Upgrade eine quantitative Vorstellung von den Teilchenflüssen zu erlangen. Dabei werden sowohl der geometrische Aspekt wie auch die Abschirmung in Anbauteilen angesprochen. Mit einer Behandlung der Wechselwirkung dieser Strahlungen mit dem Halbleitermaterial des Detektors wird dieses Thema in Kapitel 5 fortgesetzt.

4.4.1 Fusionsneutronen mit 2.5 MeV

Während üblicher Deuteriumentladungen an ASDEX Upgrade wird das Plasma mit einer Leistung von bis zu 10 MW durch Injektion von Neutralteilchen (NI) geheizt. Dies geschieht durch vier Neutralteilchenquellen, die einen Deuteriumstrahl mit einer Energie von bis zu 63 keV in das Plasma schießen. Dadurch wird die Temperatur des Plasmas erhöht, was einen Anstieg der Fusionsrate – und damit der Neutronenproduktion – zur Folge hat. Zusätzlich tragen bei Deuteriuminjektion Fusionsreaktionen zwischen den schnellen Teilchen aus dem Strahl und dem Plasma (*beam-target*) zu einem starken Anstieg der Neutronenrate bei. Bei einer derartigen Entladung entstehen bis zu 10^{15} Neutronen mit 2.5 MeV pro Sekunde.

Wegen der im Vergleich zu den Neutronen niedrigen Energie des Plasmas kann hier die thermische Eigenbewegung der Reaktionspartner vernachlässigt werden, so daß die Aussendung der Neutronen als isotrop angenommen werden kann.

Um den Neutronenfluß am Ort des Detektors, der in der Mittelebene ($z = 0$) in einem Abstand R_D zur Torusachse aufgestellt ist, zu berechnen, kann in erster Näherung eine punktförmige Quelle im Zentrum des Torus angenommen werden. Damit ergibt sich der Fluß F aus der Neutronenrate dN/dt zu

$$F = \frac{1}{4\pi R_D^2} \frac{dN}{dt}. \quad (4.5)$$

Befindet sich der Detektor aber nahe am Torus, dann ist diese Abschätzung zu ungenau, da die dem Detektor nähergelegenen Teile des Plasmas einen größeren Anteil zur Neutronenrate beitragen.

Genauer werden die realen Verhältnisse durch eine Linienquelle, die durch das Plasmazentrum (Torusseele) definiert ist, beschrieben. Die gesamte Neutronenrate dN/dt wird von einer Kreislinie ausgesandt, die sich ihrerseits aus Punktquellen zusammensetzt. Ein Winkelement $d\varphi$ auf dieser Linie sendet

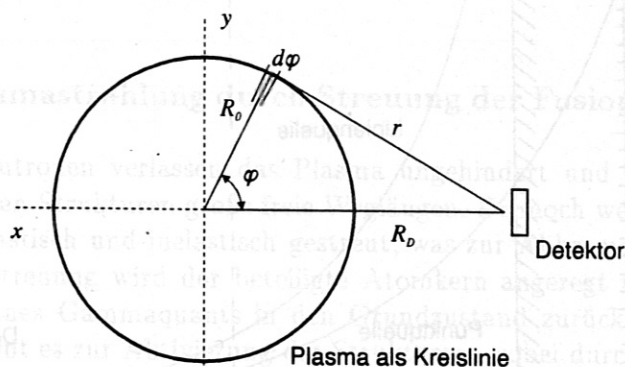


Abbildung 4.4: Sicht auf die horizontale Mittelebene für ein Plasma mit großem Radius R_0 , das hier durch eine Kreislinie wiedergegeben ist.

$$\frac{dN_\varphi}{dt} = \frac{d\varphi}{2\pi} \frac{dN}{dt} \quad (4.6)$$

Neutronen pro Sekunde aus. Der Abstand des Detektors zu diesem Winkelement berechnet sich mit dem großen Radius R_0 und dem toroidalen Winkel φ (siehe Abbildung 4.4) aus

$$r = \sqrt{R_0^2 + R_D^2 - 2R_0R_D \cos \varphi}. \quad (4.7)$$

An der Position des Detektors mißt man den Fluß aus diesem Winkelement

$$F_\varphi d\varphi = \frac{d\varphi}{8\pi^2} \frac{1}{R_0^2 + R_D^2 - 2R_0R_D \cos \varphi} \frac{dN}{dt}. \quad (4.8)$$

Der Verlauf dieses Flusses $F_\varphi d\varphi$ über dem toroidalen Winkel kann der Abbildung 4.7 (obere Kurve) entnommen werden.

4. Grundlagen der Messung

Durch Integration über den Winkel φ wird der vom gesamten Plasma ausgehende Neutronenfluß

$$F = \int_{-\pi}^{\pi} F_{\varphi} d\varphi = \frac{1}{4\pi(R_D^2 - R_0^2)} \frac{dN}{dt} \quad (4.9)$$

berechnet. Für großen Abstand R_D des Detektors kann R_0 vernachlässigt werden, und die Gleichung geht über in die Näherung mit einer Punktquelle (Gleichung 4.5). In [21] findet man eine erweiterte Form obiger Gleichung, die einen Cut-Off Winkel φ_0 berücksichtigt, ab dem das Zentrum des Torus (OH-Spule, TF-Spulen) die Neutronen abschirmt.

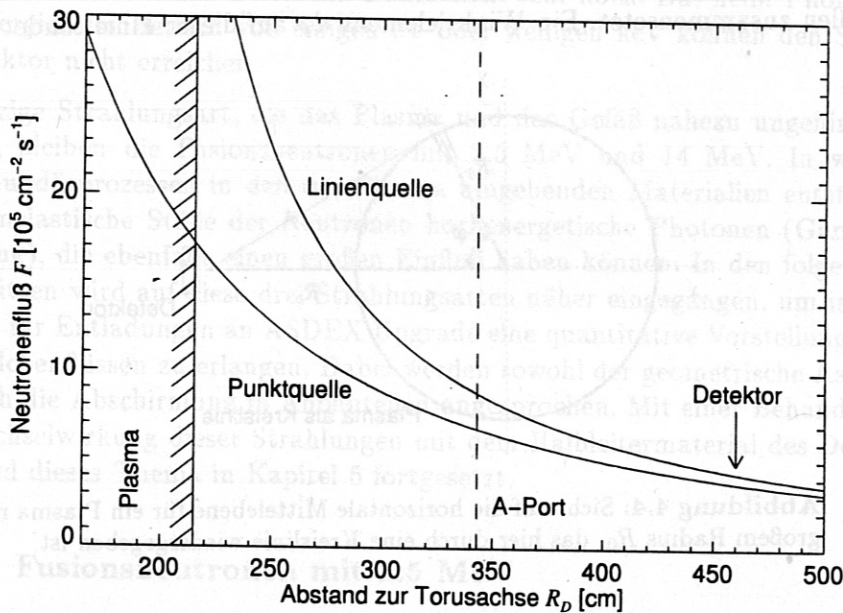


Abbildung 4.5: Abhängigkeit des Neutronenflusses bei einer Neutronenrate von 10^{12} s^{-1} vom Abstand zur Torusachse. Der Detektor befindet sich in etwa 120 cm Abstand zur Abdeckung eines Zugangs zum Vakuumgefäß (sogenannter A-Port). Da im Modell der Linienquelle Anteile des Plasmas, die sich nahe am Detektor befinden, einen größeren Einfluß haben, ergibt sich ein etwas höherer Neutronenfluß als bei der Annahme einer Punktquelle.

Für diese rein geometrischen Betrachtungen zeigt Abbildung 4.5 den bei einer Neutronenrate von 10^{12} s^{-1} zu erwartenden Neutronenfluß am Ort des Detektors ($R_D = 460 \text{ cm}$). Ohne die abschwächende Wirkung von Gefäß und Anbauteilen würde man bei einer typischen Entladung mit 10^{15} 2.5 MeV Neutronen pro Sekunde mit einem Fluß von $F_{2.5} = 4 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ rechnen.

4.4.2 Fusionsneutronen mit 14 MeV

Die im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Rechnungen sind direkt auf die 14 MeV Neutronen übertragbar. Der Anteil der DT-Fusionsreaktionen pro 2.5 MeV Neutron kann mit dem Simulationscode CONFINE berechnet werden und beträgt für typische ASDEX Upgrade Plasmen etwa 0.5%. Demnach erhält man bei einer 2.5 MeV Neutronenrate von 10^{15} s^{-1} eine Ausbeute an 14 MeV Neutronen von $0.5 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$. Das heißt, allein nach geometrischen Betrachtungen erwartet man am Ort des Detektors einen Fluß von $F_{14} = 2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Da die Abschirmung von Neutronen durch das Vakuumgefäß und Toroidal-feldspulen sehr starke Auswirkungen auf diesen Neutronenfluß und damit auf die Detektionseffizienz hat, wird dieser Effekt in Abschnitt 4.4.4 ausführlicher behandelt. Obwohl die 2.5 MeV Neutronen ebenfalls mit Gefäßstrukturen wechselwirken, sind diese Ausführungen auf die zu messenden 14 MeV Neutronen bezogen.

4.4.3 Gammastrahlung durch Streuung der Fusionsneutronen

Die Fusionsneutronen verlassen das Plasma ungehindert und haben auch in den umliegenden Strukturen große freie Weglängen. Dennoch werden sie in den Materialien elastisch und inelastisch gestreut, was zur Abbremsung führt. Bei inelastischer Streuung wird der beteiligte Atomkern angeregt und fällt unter Aussendung eines Gammaquants in den Grundzustand zurück. Neben dieser Streuung kommt es zur Aktivierung der Strukturen, wobei durch neutroneninduzierte Kernreaktionen radioaktive Isotope entstehen. Auch hier entweichen hochenergetische Gammaquanten, die je nach Halbwertszeit noch lange nach der Entladung nachgewiesen werden können. Ein Beispiel in Anhang 6.1 zeigt, daß mit dem Si-Detektor Gammaquanten des radioaktiven Silberisotops ^{110}Ag , das während einer Plasmaentladung durch die Aktivierung von ^{109}Ag entsteht, nachgewiesen werden können.

Aufgrund der vielen verschiedenen Materialien, die das Plasma umgeben, ist es äußerst schwierig, einen Gammafluß am Ort des Detektors anzugeben. Denn neben den unterschiedlichen Wirkungsquerschnitten und Gammaenergien spielt auch die vorhandene Materialmenge und -verteilung eine Rolle. Eine genaue Analyse würde weit über die Zielsetzung dieser Arbeit hinausreichen. Jedoch gibt es die Möglichkeit, mit einem Monte-Carlo Code, wie zum Beispiel MCNP [22], entsprechende Simulationen durchzuführen.

4.4.4 Abschirmung der 14 MeV Neutronen

Die im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Kernreaktionen bewirken, daß der vom Plasma ausgehende Neutronenfluß auf dem Weg zum Detektor

vermindert wird. Da dies für eine Absoluteichung des Detektors von entscheidender Bedeutung ist, soll hier eine Abschätzung dieses Effekts gegeben werden.

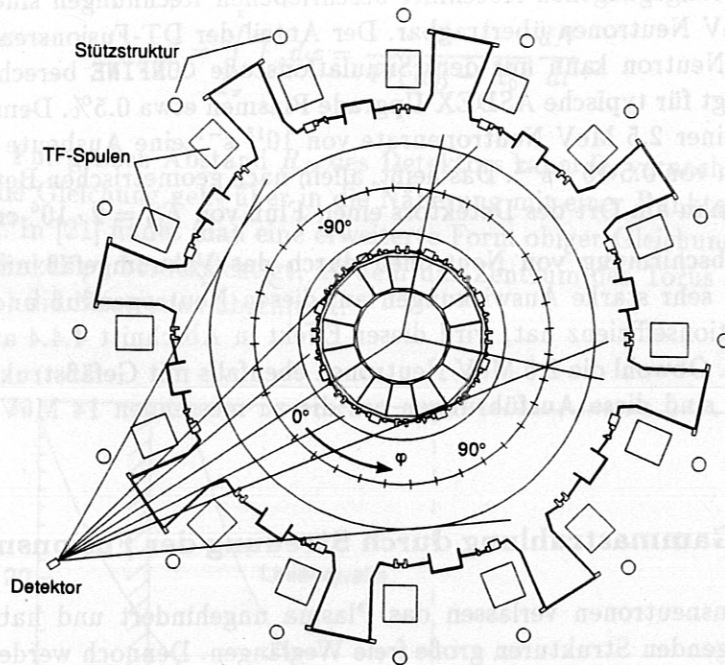


Abbildung 4.6: Schnitt durch die horizontale Mittelebene von ASDEX Upgrade. Eingezeichnet sind Vakuumpfäß, OH-Spule, TF-Spulen und ein Teil der Stützstruktur. Vom Detektor (links unten) aus gesehen, wird das Plasma von Gefäß und TF-Spulen verdeckt.

Abbildung 4.6 zeigt einen Schnitt durch die horizontale Mittelebene des Fusions-experiments ASDEX Upgrade. Zunächst erkennt man, daß Anteile des Plasmas ab einem toroidalen Winkel von $|\varphi| > 135^\circ$ durch den Kern des Torus (OH-Spule und inneres Bein der TF-Spulen) abgeschirmt werden. Nach der in [21] gegebenen Formel reduziert sich dadurch der Neutronenfluß auf 87%.

Weitaus größeren Einfluß haben das Vakuumpfäß und der äußere Teil der TF-Spulen, da durch sie ein sehr großer Bereich des Plasmas verdeckt wird. Um dies abzuschätzen, sind die folgenden Überlegungen notwendig.

Die Abschwächung eines Neutronenflusses F_0 in einem Material mit der Dicke d und der Atomdichte n kann nach

$$F(d) = F_0 e^{-n\sigma d} \quad (4.10)$$

berechnet werden. Für den Wirkungsquerschnitt σ soll angenommen werden, daß jede Kernreaktion, die ein Neutron in dem Material zwischen Plasma und Detektor macht, es daran hindert, den Detektor zu erreichen. Es wird also der totale Wirkungsquerschnitt der Materialien für 14 MeV Neutronen eingesetzt.

Werte für die Wirkungsquerschnitte sind im Bereich von $\sigma_{\text{tot}} \approx 2.5$ b und können entsprechenden Tabellen entnommen werden, z.B. [23].

Wie in dem Schnitt durch die Mittelebene zu erkennen ist, kann man mehrere Bereiche unterscheiden, die in Tabelle 4.3 zusammengefaßt sind. So schwächt beispielsweise die Stahlabdeckung (70.6% Fe, 18.2% Cr, 10.0% Ni) des A-Ports mit einer Dicke von 1.5 cm den Neutronenfluß um 28% ab. Ergebnis dieser Abschätzung ist eine winkelabhängige Korrektur des Neutronenflusses, wie sie in Abbildung 4.7 (untere Kurve) gezeigt ist (vgl. Messungen in [13]).

	Material	d	$ \varphi $	F/F_0
A-Port Abdeckung	Stahl	1.5 cm	0-11°	72%
Vakuumgefäß	Stahl	6.5 cm	> 11°	25%
TF-Spule	Kupfer	15.0 cm	> 22°	3%
OH-Spule, TF-Spule			> 135°	0%

Tabelle 4.3: Einteilung der Bereiche mit unterschiedlich starkem Einfluß auf den Neutronenfluß. Die letzte Spalte gibt an, auf welchen Bruchteil sich der Fluß durch diese Materialien abschwächt.

Den gesamten 14 MeV Neutronenfluß am Ort des Detektors erhält man nach Integration über dem toroidalen Winkel. Im Vergleich zur rein geometrischen Berechnung ist der Neutronenfluß durch die Abschirmung um den Faktor 7-8 kleiner ($F_{14} = 2.6 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

Die hier gezeigten Überlegungen können nur eine Vorstellung von der Größenordnung des abschwächenden Effekts vermitteln. Exakte Rechnungen erfordern eine wesentlich genauere Modellierung der Gefäßstrukturen, und eine detaillierte Simulation der Wechselwirkung mit unterschiedlichen Materialien. Auch hier besteht die Möglichkeit, eine Monte-Carlo Simulation durchzuführen.

Die Signale aus dem Halbleiterdetektor werden im direkt angeschlossenen Vorverstärker noch in der Torushalle aufbereitet. Über ein langes Kabel gelangen sie zum Verstärker, wo sie eine geeignete Pulsform erhalten. Die Amplitude des verstärkten Ausgangssignals ist proportional zur Energie der ionisierenden Teilchen, so daß anhand der Pulshöhe erkannt werden kann, ob der Auslöser eines Ereignisses im Detektor ein 14 MeV Neutron war.

Für die zeitaufgelöste Messung werden mit Hilfe eines stark-Einkanalanalysators (Quad SCA; Single Channel Analyzer) drei Energiefenster gesetzt (der vierte Kanal wurde nicht benutzt). Dieses Gerät erzeugt für jeden Puls, der innerhalb eines vorher festgelegten Amplitudenbereichs liegt, ein binäres Ausgangssignal.

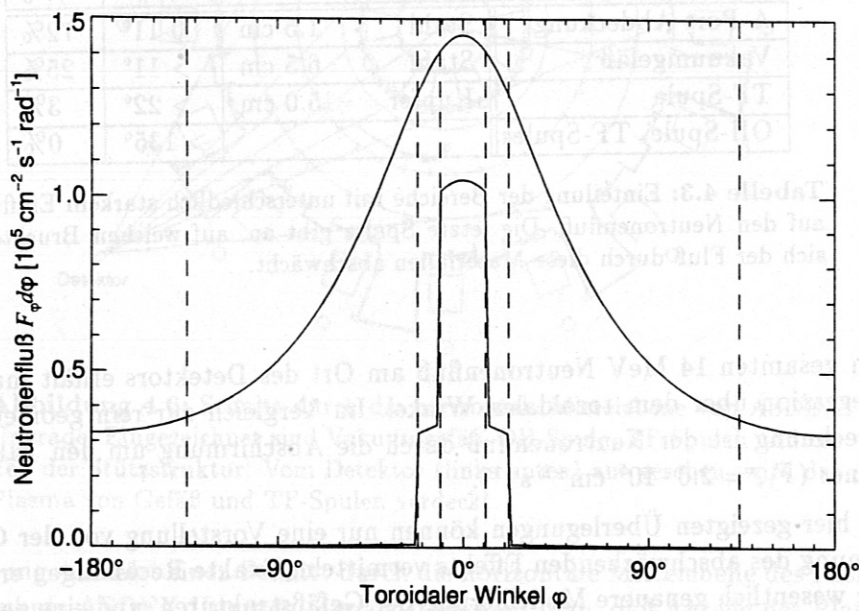


Abbildung 4.7: Neutronenfluß bei einer Neutronenrate von 10^{12} s^{-1} über dem toroidalen Winkel aufgetragen (obere Kurve). Durch Abschwächung (berechnet für 14 MeV) in Hauptfeldspulen und Vakuumgefäß wird der Neutronenfluß erheblich reduziert (untere Kurve).

Die Abschwächung eines Neutronenflusses F_n in einem Material mit der Dicke d und der Atomdichte n kann nach

$$F(d) = F_0 e^{-nad} \quad (4.10)$$

berechnet werden. Für den Wirkungsquerschnitt σ soll angenommen werden, daß jede Kernreaktion, die ein Neutron in dem Material zwischen Plasma und Detektor macht, es daran hindert, den Detektor zu erreichen. Es wird also der totale Wirkungsquerschnitt der Materialien für 14 MeV Neutronen eingesetzt.

5. Funktionsweise der Diagnostik

Ziel der hier vorliegenden Diplomarbeit war es, ein Detektorsystem aufzubauen, das zeitaufgelöst die 14 MeV Neutronenrate an ASDEX Upgrade mißt. Dabei besteht die Schwierigkeit, die relativ geringe Anzahl an 14 MeV Neutronen aus dem Untergrund an 2.5 MeV Neutronen herauszufiltern sowie den störenden Einfluß der Gammastrahlung und der elektromagnetischen Felder während einer Plasmaentladung abzuschirmen.

Nachdem im vorangegangenen Kapitel das Prinzip der Messung der 14 MeV Neutronen mit Hilfe eines Sperrschichtdetektors erklärt wurde, wird hier konkret auf die Realisierung und den Aufbau der Diagnostik an ASDEX Upgrade eingegangen. Dabei werden die einzelnen Bestandteile des Detektorsystems erläutert und die notwendigen Einstellungen beschrieben. Dazu gehören vor allem auch die Energieeichung und eine genauere Betrachtung der Ursachen für Ereignisse im Zähler.

5.1 Detektorsystem

Die Funktionsweise eines Halbleiterdetektors wurde bereits im letzten Kapitel behandelt. Das zugehörige System zur Aufnahme der Daten ist zweigeteilt (Abbildung 5.1). Die Hauptelemente dienen dazu, die Rate der 14 MeV Neutronen mit ausreichend hoher Zeitauflösung zu messen. Der zusätzliche zweite Zweig wurde eingerichtet, um die Funktion der Diagnostik zu überprüfen, indem ein Energiespektrum aufgenommen wird.

Die Signale aus dem Halbleiterdetektor werden im direkt angeschlossenen Vorverstärker noch in der Torushalle aufbereitet. Über ein langes Kabel gelangen sie zum Verstärker, wo sie eine geeignete Pulsform erhalten. Die Amplitude des verstärkten Ausgangssignals ist proportional zur Energie der ionisierenden Teilchen, so daß anhand der Pulshöhe erkannt werden kann, ob der Auslöser eines Ereignisses im Detektor ein 14 MeV Neutron war.

Für die zeitaufgelöste Messung werden mit Hilfe eines 4fach-Einkanalanalysators (Quad SCA; *Single Channel Analyzer*) drei Energiefenster gesetzt (der vierte Kanal wurde nicht benutzt). Dieses Gerät erzeugt für jeden Puls, der innerhalb eines vorher festgelegten Amplitudenbereichs liegt, ein binäres Ausgangssignal,

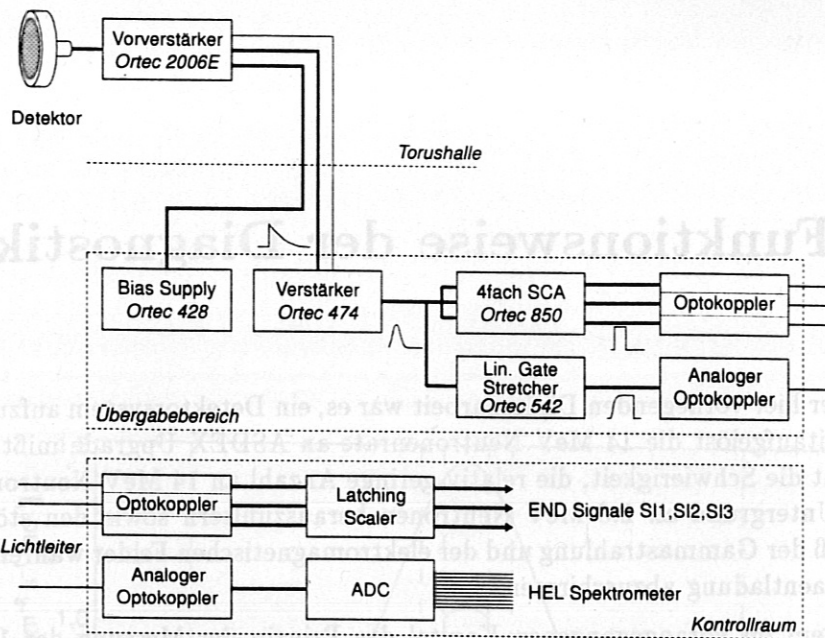


Abbildung 5.1: Grundstruktur des Detektorsystems zur Messung der 14 MeV Neutronen an ASDEX Upgrade. Nach dem Hauptverstärker werden die Signale auf zwei Arten weiterverarbeitet.

das über Optokoppler und Lichtleiter an die Zähler (*Latching Scaler*) übertragen wird.

Im zweiten Zweig werden die sehr kurzen Ausgangspulse des Verstärkers im Linear Gate Stretcher konvertiert, so daß sie nach der Übertragung durch analoge Optokoppler und Lichtleiter die passende Form für den Analog-Digital Konverter (ADC; *Analog Digital Converter*) haben. Dieser erzeugt mit geringer Zeitauflösung ein Pulshöhenspektrum.

Die Übertragung vom sogenannten Übergabebereich, in dem die Signale aufbereitet werden, zur Datenaufnahme im Kontrollraum geschieht über Optokoppler und Lichtleiter. Damit ist eine strenge Potentialtrennung, wie sie am gesamten Experiment ASDEX Upgrade vorgeschrieben ist, gewährleistet.

Im Folgenden werden die einzelnen Stufen des Systems ausführlich beschrieben.

5.1.1 Detektor, Abschirmung und Vorverstärker

Wie bereits erwähnt, wurden im Laufe dieser Arbeit zwei Si-Detektoren verwendet. Zuerst wurde die Diagnostik mit einem Oberflächensperrschichtdetektor mit *p*-Typ Silizium und Aluminium-Eintrittsfenster in Betrieb genommen (Bezeichnung: Ortec AR-xxx-3x25-1000-S; Seriennummer: 20-376I). Da sich dieser als zu unempfindlich herausstellte, wurde er durch einen Detektor mit große-

rem aktiven Volumen ersetzt. Bei dem neuen Detektor handelt es sich um einen PIPS-Detektor¹ (Bezeichnung: Canberra PD-1200-37-300-AB; Seriennummer: 22145), bei dem der p - n -Übergang durch Ionenimplantation realisiert ist. Im Vergleich zum Metall-Halbleiterübergang ist dadurch das Eintrittsfenster wesentlich dünner und die Oberfläche robuster. In Tabelle 5.1 sind die technischen Daten beider Detektoren aufgeführt.

		OSD	PIPS	
aktive Fläche		75	1200	mm ²
Sperrschichtdicke	d	1000	300	μm
aktives Volumen		75	360	mm ³
Vorspannung	U	400	60	V
Leckstrom		1.0	0.015	μA
Resistivität	ρ	30000	9500	Ωcm
Dicke der Eintrittsfensters		1850	500	Å

Tabelle 5.1: Auszug aus den Datenblättern der in dieser Arbeit verwendeten Silizium Detektoren. Der kleine Oberflächensperrschichtdetektor (OSD) wurde durch einen PIPS-Detektor ersetzt.

Der Detektor selbst soll sich möglichst nahe am Plasma befinden, um einem hohen 14 MeV Neutronenfluß ausgesetzt zu sein. Allerdings sind in diesem Bereich die Störungen durch andere Teilchenarten (2.5 MeV Neutronen, Gammaquanten) und durch Einstrahlung elektromagnetischer Felder am größten. Dies macht es notwendig, den Detektor so gut wie möglich abzuschirmen und die Signalwege in diesem Bereich sehr kurz zu halten.

Um dies zu erfüllen, befinden sich nur Detektor und Vorverstärker in der Torushalle. Ihr Standort ist so gewählt, daß sich der Detektor in der Ebene des Plasmazentrums (horizontale Mittelebene) befindet (Abbildung 4.6). Leider war es nicht möglich, den Detektor näher als 1.20 m an die Abdeckung des A-Ports heranzubringen. Die Verbindung der Vorspannungsversorgung, Spannungsversorgung für den Vorverstärker und des Ausgangssignals mit der restlichen Elektronik im Übergabebereich geschieht über etwa 30 m lange Kabel.

Der ladungsempfindliche Vorverstärker des Typs Canberra 2006E, der seine Versorgungsspannung vom Hauptverstärker erhält, erfüllt mehrere Funktionen. Zum einen dient er dazu, die Vorspannung an den Detektor anzulegen, zum anderen müssen die Pulse, die durch das Einsammeln der Ladungsträger entstehen, in geeignete Spannungspulse konvertiert werden. Er hat eine Empfindlichkeit von nominal 26 mV/MeV. Das Signal der Alphaquelle hat eine Pulshöhe von 80 mV, Messungen ergeben aber bei einer Alphaenergie von 4.5 MeV nur 18

¹ Die Abkürzung PIPS steht für *passivated implanted planar silicon*.

mV/MeV (-31%). Nach Herstellerangaben kann die Verstärkung aufgrund von Bauteiltoleranzen einen Fehler von $\pm 25\%$ aufweisen. Da der Vorverstärker aber offensichtlich vor dem Einsatz in dieser Diagnostik modifiziert wurde (leider undokumentiert), können die Abweichungen auch größer sein.

Anfangs befand sich der Detektor in einem kleinen lackierten Blechgehäuse, das über ein 1.2 m langes BNC-Kabel RG-59 mit dem Vorverstärker verbunden war. Diese Anordnung erwies sich als störanfällig. Durch Änderungen an der Gehäuseposition oder beispielsweise Annähern der Hand konnte das vorverstärkte Signal beeinflusst werden. Deshalb wurde speziell für den neuen PIPS-Detektor ein Gehäuse aus 3 mm starkem Kupferblech, das an den Kanten hartgelötet wurde und einen genau angepaßten, fest verschraubten Deckel erhielt, angefertigt. Außerdem ist nun der Detektor mit einem BNC-Doppelstecker unmittelbar mit dem Vorverstärker verbunden. Dadurch konnten die Störeinflüsse deutlich reduziert werden. Gleichzeitig sank das Rauschen des vorverstärkten Signals von 3.5 mV auf 1 mV.

Der Ausgang des Vorverstärkers ist DC-gekoppelt und hat eine Impedanz von 93Ω . Das Signal hat 100 ns Anstiegszeit und fällt mit einer Zeitkonstanten von $50 \mu\text{s}$ ab. Diese Pulsform ist für die Weiterverarbeitung ungeeignet, und muß deshalb in einem weiteren Zwischenschritt geformt und verstärkt werden.

5.1.2 Vorspannung

Die für den Aufbau der Sperrschicht notwendige Vorspannung von $U = 60 \text{ V}$ (neuer Detektor) muß an dieselben Kontakte am Detektor angelegt werden, die auch zum Abgreifen der Signale dienen. Zu diesem Zweck gelangt die Spannung von dem Versorgungsgerät (*Bias Supply*) Typ Ortec 428 über ein langes BNC-Kabel RG-59 an den Vorverstärker in der Torushalle. Dieser gibt die Spannung über einen $110 \text{ M}\Omega$ Widerstand weiter an den Detektor. Aufgrund des niedrigen Leckstroms des neuen Detektors ergibt sich an diesem Vorwiderstand kein nennenswerter Spannungsabfall.

5.1.3 Verstärker

Da sich herausgestellt hat, daß die Elektronik durch eine hohe Anzahl an niederenergetischen Pulsen von 2.5 MeV Neutronen und Gammastrahlung belastet wird, war es das Ziel, eine möglichst schnelle Pulsverarbeitung durchzuführen. Zu diesem Zweck wurde ein Timing Filter Amplifier (Ortec 474) ausgewählt, der zur Pulsformung sehr kurze Differentiations- und Integrationszeiten anbietet.

Das vom Vorverstärker über ein langes RG-58 Kabel (mit 50Ω abgeschlossen) in den Übergabebereich übertragene Signal wird hier mit Zeitkonstanten für Differentiation und Integration von $\tau_d = \tau_i = 50 \text{ ns}$ geformt. Damit ergibt sich ein GAUSSförmiger Puls mit einer Breite von $2.2 \cdot \tau_i = 110 \text{ ns}$. Diese Zeiten

für die Pulsformung sind kurz im Vergleich zur Anstiegszeit des vorverstärkten Signals, so daß es zu einem Verlust an Pulshöhe kommt. Sollte hier genauere Spektroskopie betrieben werden, dann müßten längere Zeitkonstanten gewählt werden. Da hier aber möglichst effektiv gezählt werden soll, spielt die Energieauflösung nur eine untergeordnete Rolle.

Die Verstärkung ist so gewählt, daß ein Ereignis mit einer Energie von 11.4 MeV, wie es bei der $\text{Si}(n,\alpha)$ Reaktion mit 14 MeV Neutronen zu erwarten ist, noch innerhalb des Bereichs von 5 V liegt, in dem der Verstärker linear arbeitet. Das heißt, die Signale der zu Eichzwecken eingesetzten Alphaquelle (Abschnitt 5.2) mit 4.5 MeV dürfen 2.0 V nicht überschreiten. Das System wurde so justiert, daß eine Pulshöhe von 1.6 V den 4.5 MeV Alphateilchenenergie entsprechen. Daraus ergibt sich eine etwa 20-fache Verstärkung.

5.1.4 Einkanalanalysator

Anhand des in Abbildung 4.1 gezeigten Spektrums der Reaktionsprodukte in Silizium können Energiebereiche eingeteilt werden, die für die Messung der 14 MeV Neutronen am sinnvollsten sind. Im Prinzip könnten oberhalb der Alphaenergie von 4.5 MeV alle Ereignisse als 14 MeV Neutron gezählt werden. Da es aber durch sehr schnell aufeinanderfolgende Ereignisse zu deren Überlagerung kommen kann (*Pileup*), ist es angebracht, erst ab einer Energie von 7 MeV Ereignisse als 14 MeV Neutronen zu werten.

Der hier verwendete Einkanalanalysator (Typ Ortec 850) bot die Möglichkeit, bis zu vier Kanäle getrennt zu behandeln. Dies wurde ausgenutzt, um drei Energiefenster zu setzen, die alle von der Datenverarbeitung erfaßt wurden (Tabelle 5.2). Die Einstellungen erscheinen relativ willkürlich, jedoch kommt es bei den

Kanal	Verwendungszweck	Pulshöhe [V]	Energie [MeV]
1	Überwachung des Untergrundes	0.30 - 1.85	0.85 - 5.27
2	14 MeV Neutronen	1.85 - 2.50	5.27 - 7.13
3		2.50 - 5.00	7.13 - 14.3

Tabelle 5.2: Einstellung der Energiebereiche für die drei Kanäle am Einkanalanalysator nach der Eichung mit der Alphaquelle.

hier durchgeführten Messungen nicht auf exakte spektroskopische Untersuchungen an, sondern auf den zeitlichen Verlauf. Außerdem sind tatsächlich oberhalb einer Energie von 5-7 MeV keine Ereignisse außer den 14 MeV Neutronen zu erwarten.

Die Zählereignisse werden für alle drei Kanäle an die Datenerfassung übertragen und dort über Zeitfenster von 10 ms summiert. Diese Daten werden auf die an

ASDEX Upgrade übliche Art zentral gespeichert und sind anschließend jederzeit abrufbar.

5.1.5 Analog-Digital Konverter

Um den Einfluß von elektromagnetischen Störungen, 2.5 MeV Neutronen und Gammastrahlung besser beurteilen zu können, wurden während Plasmaentladungen zusätzlich zur zeitaufgelösten Messung Energiespektren aufgenommen.

Damit das Ausgangssignal des Verstärkers im ADC verarbeitet werden kann, müssen die GAUSSförmigen Pulse mit einer Breite von 110 ns in einem Linear Gate Stretcher (Typ Ortec 542) in längere Pulse gleicher Amplitude konvertiert werden. Mit einer Empfindlichkeit von 8 mV/Kanal werden die Ereignisse entsprechend ihrer Pulshöhe in die einzelnen ADC-Kanäle eingezählt. Dies geschieht mit einer zeitlichen Auflösung von 100 ns.

Durch Einsetzen der Alphaquelle während einer Plasmaentladung ist es so möglich, einen Offset, der durch die starken Änderungen des magnetischen Flusses induziert werden könnte, zu erkennen. Aus der Tatsache, daß die Lage des Maximums im Spektrum der Alphaquelle mit der Zeit konstant bleibt, erkennt man, daß der Detektor und die angeschlossene Elektronik keinen derartigen Störungen unterworfen sind.

5.2 Energieeichung mit einer Alphaquelle

Damit die aufgenommenen Energiespektren interpretiert und die Energiefenster am Quad SCA festgelegt werden können, muß die Energieeichung des Detektors bekannt sein. Die hier verwendeten Detektoren zu eichen, geht am besten mit Hilfe einer Alphaquelle.

Es stand eine $^{241}_{95}\text{Am}$ -Quelle mit einer Anfangsaktivität von $37 \cdot 10^3$ Bq (Februar 1990) zur Verfügung. Das radioaktive Isotop ^{241}Am zerfällt mit einer Halbwertszeit von 432.2 Jahren unter Aussendung von zweifach geladenen $^4_2\text{He}^{++}$ -Teilchen zu $^{237}_{93}\text{Np}$. Dabei wird nicht sofort der Grundzustand von Neptunium erreicht, sondern eines von vielen angeregten Kernniveaus. Jedem Alphazerfall schließt sich noch die Aussendung eines oder mehrerer Gammaquanten an, bis der Neptuniumkern seinen Grundzustand erreicht hat. Dementsprechend treten mehrere Alphalinien auf. Die stärksten sind 5.486 MeV (85.7%), 5.443 MeV (12.9%) und 5.388 MeV (1.4%). Die mittlere Energie der Alphateilchen (gewichtet) beträgt demnach 5.478 MeV.

Da sich der Detektor nicht im Vakuum befindet, sondern innerhalb seiner Abschirmung unter Umgebungsluft, muß der Energieverlust der geladenen ^4_2He -Kerne an Luft berücksichtigt werden. Wie bekannt ist, haben Alphateilchen an Luft eine maximale Reichweite von etwa 4 cm. Der Si-Detektor befindet sich in

seinem Gehäuse in einem Abstand von 11 mm vor der Oberfläche der Alphaquelle. Zur Berechnung der nach dieser Strecke verbleibenden Energie wurde ein C-Programm geschrieben, das über dem Energieverlust dE/dx der Heliumkerne in Luft integriert.

Die Umgebungsluft ist ein Gasgemisch aus 75.52 Gew-% Stickstoff (N), 23.15 Gew-% Sauerstoff (O), 1.28 Gew-% Argon (Ar) und einigen weiteren Bestandteilen, die hier vernachlässigt werden. In einer Höhe von 500 m über NN (Normaldruck 715 Torr = 953 hPa) bei einer Temperatur von 20°C hat Luft eine Dichte von $1.133 \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$. Der Energieverlust eines Alphateilchens in einem derartigen Gasgemisch kann unter Verwendung der BRAGG-KLEEMANN-Regel nach [24] berechnet werden.

Der Abstand der Detektoroberfläche zur Alphaquelle beträgt (11 ± 2) mm, wenn beide an dem vorgesehenen Platz im Gehäuse montiert sind. Daraus ergibt sich eine Restenergie der ${}^4\text{He}$ -Kerne von (4.5 ± 0.2) MeV (relativer Fehler 5%). Da es sich bei der Abbremsung um einen stochastischen Prozeß handelt, verschmiert die Energieverteilung während der Abbremszeit (*energy straggling*), so daß sich ein relativ breites Maximum ergibt und die einzelnen Linien der Alphaquelle nicht aufgelöst werden können. Dies macht es notwendig, bei der Eichung den Nullpunkt miteinzubeziehen.

In Abbildung 5.2 ist das gemessene Spektrum der Alphaquelle gezeigt. Diese Messung wurde mit der endgültigen Diagnostikanordnung durchgeführt und zu Prüfzwecken des öfteren wiederholt.

Damit ergibt sich für die Energieeichung des Spektrometers eine Empfindlichkeit von 27 keV/Kanal. Die maximale zu erwartende Energie von 11.4 MeV liegt etwa bei Kanal 420. Um die Energiefenster am Quad SCA einzustellen, muß die Spannungsamplitude des verstärkten Signals bekannt sein. Hierfür ist es sinnvoll, die Amplitude direkt mit einem Oszilloskop am Verstärkerausgang abzulesen oder tatsächlich durch Verändern der Schwellen das Maximum zu bestimmen. Wie bereits erwähnt, wurde der Verstärker so eingestellt, daß ein Amplitude von 1.6 V der Alphaenergie entspricht. Damit erhält man einen Eichfaktor von 2.8 MeV/V.

5.3 Zählereignisse im Detektor

Nachdem auf den letzten Seiten ein Überblick über das Detektorsystem gegeben wurde, fehlt für den Vergleich der gemessenen Daten mit den Ergebnissen der Simulation noch eine Abschätzung der Effizienz des Sperrschichtdetektors. Damit kann vor allem auch die Plausibilität der Meßergebnisse überprüft werden. Zudem muß noch gezeigt werden, wodurch die große Zahl der 2.5 MeV Neutronen und die Gammastrahlung auf den Detektor Einfluß nehmen können.

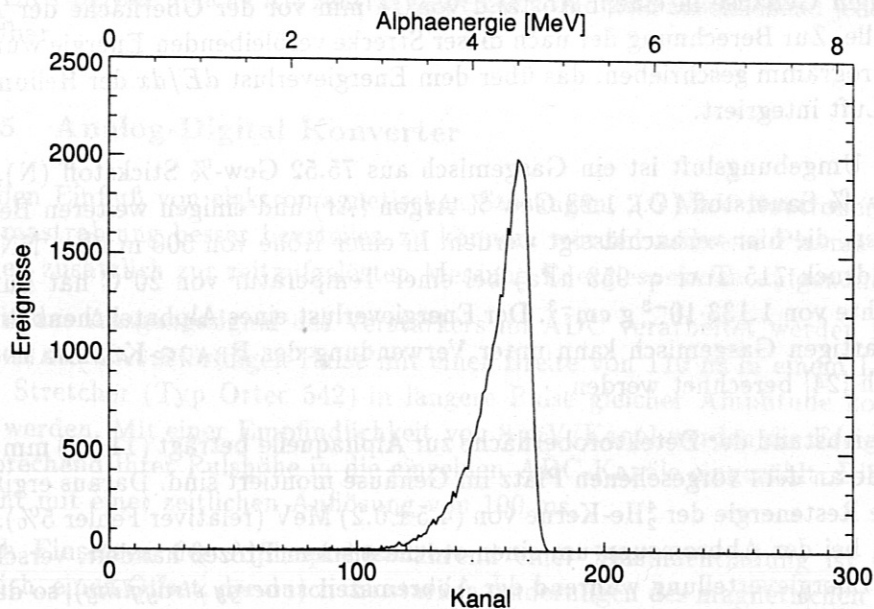


Abbildung 5.2: Spektrum der Alphaquelle nach Abbremsung der Heliumkerne in 11 mm Luft. Der Zähler war für die Zeitdauer einer Plasmaentladung (7 s) aktiviert.

5.3.1 14 MeV Neutronen

Die Reaktionen $\text{Si}(n,p)$ und $\text{Si}(n,\alpha)$, welche die Grundlage des hier aufgebauten Detektorsystems darstellen, wurden ausführlich in Abschnitt 4.2 behandelt. Aufgrund des Schwellenwertes werden sie hier nur durch 14 MeV Neutronen ausgelöst. Die Angabe der exakten Effizienz des Detektors ist sehr schwierig, da zu viele unbekannte Größen eingehen. Trotzdem soll in diesem Abschnitt versucht werden, zumindest die Größenordnung festzulegen.

Die gesamten Wirkungsquerschnitte beider Reaktionen bei der Neutronenenergie von 14 MeV betragen $\sigma_{(n,p)} = 251.6 \text{ mb}$ und $\sigma_{(n,\alpha)} = 221.5 \text{ mb}$ [23]. Das Energiefenster von Kanal 3 des Quad SCA (Tabelle 5.2) deckt die Peaks α_0 bis einschließlich $K = [\alpha_{10}, \alpha_{11}, \alpha_{12}, p_{10}, p_{11}]$ ab, wofür nach [17] ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma_3 \approx 160 \text{ mb}$ ermittelt werden kann.

Mit der Dicke der Sperrschicht $d = 300 \mu\text{m}$ und der atomaren Dichte von Silizium $n = 5.0 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ erhält man somit die intrinsische Effizienz

$$\epsilon_{\text{int.}} = dn\sigma_3 \approx 2.4 \cdot 10^{-4} \quad (5.1)$$

des Detektors. Bei einem Neutronenfluß, wie er in Abschnitt 4.4.4 zu $F_{14} = 2.6 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ abgeschätzt wurde, erhält man zusammen mit der Detektoroberfläche $A = 1200 \text{ mm}^2$ Zählraten in der Größenordnung von $F_{14} A \epsilon_{\text{int.}} \approx 750 \text{ s}^{-1}$.

Das heißt, bei einer 2.5 MeV Neutronenrate von 10^{15} s^{-1} und dementsprechend einer 14 MeV Neutronenrate von $0.5 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ sind nicht mehr als 7 bis 8 Ereignisse pro 10 ms breitem Zeitfenster zu erwarten. Damit kann die absolute Effizienz des Sperrschichtdetektors unter Berücksichtigung der Geometrie und der Abschwächung (Kapitel 4) mit $\epsilon_{\text{abs.}} \approx 1.5 \cdot 10^{-10} \text{ Counts/Neutron}$ abgeschätzt werden.

5.3.2 Streuung von Neutronen in Silizium

Neben diesen Kernreaktionen mit Silizium werden Neutronen, wie bereits erwähnt, an Atomen elastisch und inelastisch gestreut. Geschieht dies innerhalb des Halbleiterdetektors, so können die durch den Stoß beschleunigten Siliziumkerne, wie jedes andere geladene Teilchen, Ladungsträger erzeugen.

Die Energie eines Rückstoßkerns ist maximal bei einem elastischen Frontalzusammenstoß zwischen Neutron und Silizium. Bei einer Neutronenmasse m , der Masse M des Siliziumkerns und der Neutronenenergie E_n berechnet sie sich unter Berücksichtigung von Energie- und Impulserhaltung zu

$$E_r = \frac{4M/m}{(1 + M/m)^2} E_n. \quad (5.2)$$

Für Neutronen mit 2.5 MeV erhält man $E_r = 330 \text{ keV}$, für 14 MeV Neutronen $E_r = 1.9 \text{ MeV}$. Der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung in Silizium liegt für thermische Neutronen bei $\sigma = 2 \text{ b}$, für 14 MeV Neutronen bei $\sigma = 750 \text{ mb}$ [23].

Wegen dieser hohen Wirkungsquerschnitte und der großen Zahl an 2.5 MeV Neutronen können dadurch deutlich mehr als 10^6 Ereignisse pro Sekunde im Detektor verursacht werden. Wegen Totzeiteffekten in der Detektorelektronik übersteigt eine derart hohe Zählrate bei weitem die Fähigkeiten des Detektorsystems. Aber da diese Ereignisse in einem Energiebereich ($E < 330 \text{ keV}$) liegen, der weit von dem der durch 14 MeV Neutronen ausgelösten Si(n,p)- und Si(n, α)-Reaktionen entfernt ist, kann durch Setzen geeigneter Schwellen durchaus in dem sinnvollen Bereich von 7-11.4 MeV ohne zu starke Beeinflussung durch diesen Untergrund gemessen werden.

Bei inelastischer Streuung sind zum einen die Wirkungsquerschnitte geringer, zum anderen ist die Energie des Rückstoßkerns niedriger, da ein Teil der Neutronenenergie zur Anregung des Kerns erforderlich ist.

5.3.3 Comptonstreuung von Gammaquanten

Gammaquanten mit einer Energie von mehreren 100 keV bis zu einigen MeV, wie sie während Plasmaentladungen durch inelastische Streuung von Neutronen entstehen, wechselwirken mit Silizium hauptsächlich durch den COMPTONEffekt.

5. Funktionsweise der Diagnostik

Dabei stößt ein Photon mit einem im Atom gebundenen Elektron, wobei ein Teil der Photonenenergie auf das Elektron übergeht. Der maximale Energieübertrag läßt sich ähnlich wie bei elastischen Stößen von Neutronen mit Atomen aus Energie- und Impulserhaltung errechnen. So überträgt ein Photon mit einer Energie $h\nu$ in einem Frontalzusammenstoß auf das Elektron

$$E_e = \frac{h\nu}{1 + m_0c^2/2h\nu}, \quad (5.3)$$

wobei $m_0c^2 = 0.511$ MeV die Ruheenergie des Elektrons bezeichnet. Nach dieser Formel werden bei einer Gammaenergie von 1 MeV Elektronen mit einer Energie von maximal 0.8 MeV frei. Diese Elektronen werden im Festkörper unter weiterer Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren abgebremst, was als Ereignis zu registrieren ist.

Der Wirkungsquerschnitt für die COMPTONstreuung an einem Elektron liegt in der Größenordnung des Elektronenquerschnitts $4\pi r_0^2 \simeq 1$ b, mit dem klassischen Elektronenradius $r_0 = 2.8 \cdot 10^{-15}$ m.

Die Gammaempfindlichkeit wurde am verwendeten Detektorsystem mit einer ^{22}Na -Quelle nachgewiesen. Außerdem konnte bei der Auswertung der Daten im Kanal 1 mit dem niedrigsten Energiebereich die Aussendung von Gammaquanten einer aktivierten Gefäßstruktur nachgewiesen werden (Anhang 6.1).

Für den Einsatz des Detektorsystems am Experiment ASDEX Upgrade bedeutet dies, daß durch die Gammastrahlung während Plasmaentladungen eine sehr große Zahl an Ereignissen verursacht wird, die aber Energien von weniger als 1 MeV aufweisen. Zusätzlich wurde, um das Detektorsystem zu entlasten, eine Abschirmung aus 5 cm starken Bleiziegeln um den Detektor und Vorverstärker errichtet. Dabei wurde darauf geachtet, daß in Richtung des Plasmas ein „Sichtfenster“ frei bleibt, um nicht den 14 MeV Neutronenfluß zu verringern. Aufgrund des hohen Wirkungsquerschnittes für COMPTONstreuung in Materialien mit vielen Elektronen ($Z_{\text{Pb}} = 82$) wird durch diese Maßnahme ein großer Anteil der Gammastrahlung abgehalten.

6. Experimentelle Ergebnisse

Das folgende Kapitel stellt die mit dem Siliziumdetektor aufgenommenen Daten vor. In Abschnitt 6.1 wird die Aktivierung von Silber in den Hauptfeldspulen durch Messung von Gammaquanten nachgewiesen. Anschließend wird in Abschnitt 6.2 das gemessene Spektrum der Reaktionsprodukte in Silizium gezeigt. Nachdem Diagnostiken genannt werden, die es an ASDEX Upgrade erlauben, realistische Eingabeparameter für den Simulationscode CONFINE zu ermitteln (Abschnitt 6.3), ist es möglich, mit dem Si-Detektor gemessene Daten mit berechneten Werten zu vergleichen (Abschnitt 6.4).

6.1 Gammaempfindlichkeit

Zur Überwachung des Untergrundes der mit dem Siliziumdetektor aufgenommenen Daten wurde ein Fenster im Bereich sehr niedriger Energien eingerichtet (Tabelle 5.2), dessen untere Begrenzung zu Testzwecken für einige Schüsse auf einen Wert von 150 keV gesenkt wurde. In diesem Energiebereich kommt es durch das Rauschen des Detektors selbst ohne Plasma zu einer Untergrundzählrate von mehr als 10^4 Ereignissen pro Sekunde. Betrachtet man den Zeitverlauf dieses Kanals bei einem Schuß mit hoher Neutronenrate genauer, dann stellt man fest, daß diese Rate der niederenergetischen Ereignisse nach dem eigentlichen Plasmaschuß deutlich erhöht ist, aber 10-15 Minuten später vor dem nächsten Schuß wieder den ursprünglich niedrigen Wert erreicht hat (Abbildung 6.1).

Um diesen Abfall genauer zu untersuchen, wurde der Zeitbereich der Datenaufnahme von 7 s auf 107 s erweitert, indem am Ende der Plasmaentladung 1000 Zeitfenster mit einer Breite von 0.1 s angehängt wurden. Abbildung 6.2 zeigt das Ergebnis dieser Messung. Ein Fit an die Meßdaten ergibt einen optimalen exponentiellen Abfall mit einer Halbwertszeit von (25.0 ± 0.4) s.

Mit Hilfe einer kernphysikalischen Datenbank (NUDAT; *National Nuclear Data Center*) wurde nach Kandidaten radioaktiver Isotope gesucht, die mit dieser Halbwertszeit zerfallen. Am wahrscheinlichsten erscheint ^{110}Ag , das eine Halbwertszeit von 24.6 s hat, und unter anderem durch Beschuß von ^{109}Ag mit thermischen Neutronen entsteht. Dieses Silberisotop zerfällt unter Aussendung

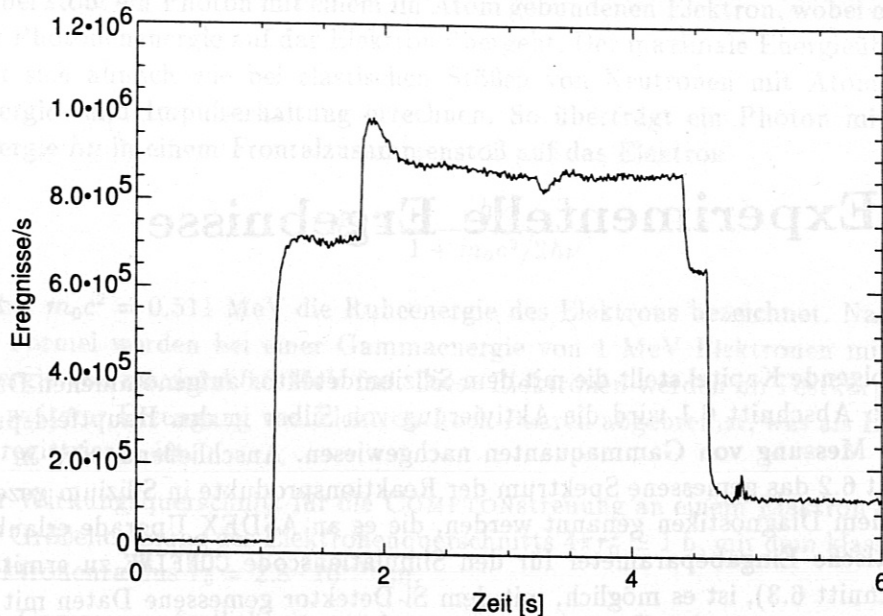


Abbildung 6.1: Mit dem Halbleiterzähler aufgenommener Zeitverlauf des Signals mit dem niedrigsten Energiefenster für Schuß #6262. Neben dem starken Anwachsen der Zählrate während der NI-Heizphase zeigt das Signal einen erhöhten Untergrund nachdem die Plasmaentladung bei 4.8 s beendet ist.

von Gammaquanten mit einer Energie von 657.5 keV, die also genau in dem betrachteten Energiefenster liegt. Bei Aktivierungsmessungen mit einem Ge-Detektor im Vakuumgefäß wurden Gammalinien von $^{110\text{M}}\text{Ag}$ (mesomerischer Zustand; Halbwertszeit ≈ 250 Tage) gemessen. Quelle dieser Strahlung ist der Anteil von 0.1% Silber (insgesamt 140 kg) in den Hauptfeldspulen, das durch 2.5 MeV Neutronen aktiviert wird.

Die Erzeugung dieses Silberisotops durch die 2.5 MeV Neutronen zeigt sich auch darin, daß die Zählrate des Si-Detektors direkt nach der Plasmaentladung über einen großen Bereich sehr gut proportional ist zur Ausbeute an 2.5 MeV Neutronen (Abbildung 6.3).

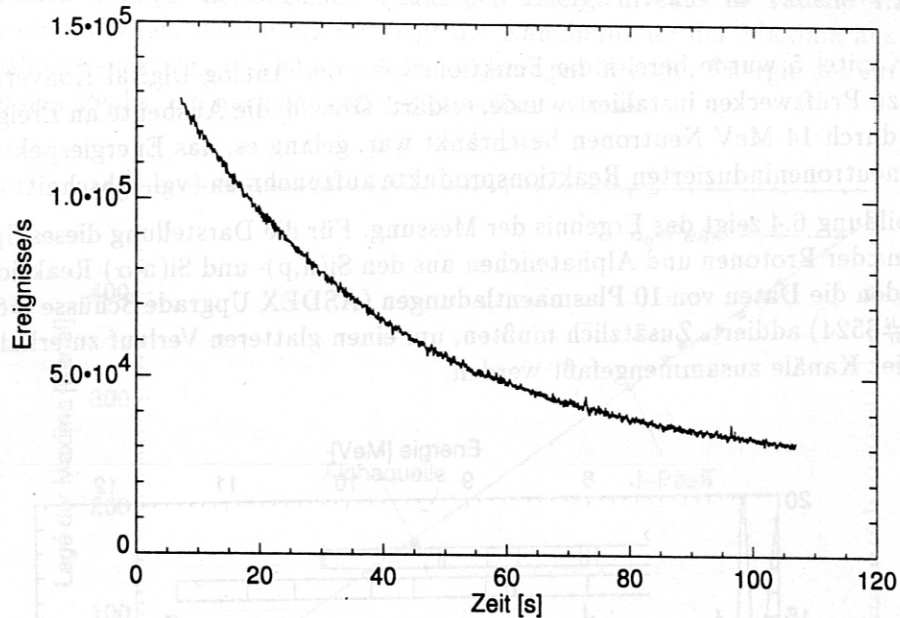


Abbildung 6.2: Nach der Entladung #6262 erkennt man den exponentiellen Abfall der Zählrate im Si-Detektor. Die Halbwertszeit beträgt 25 s.

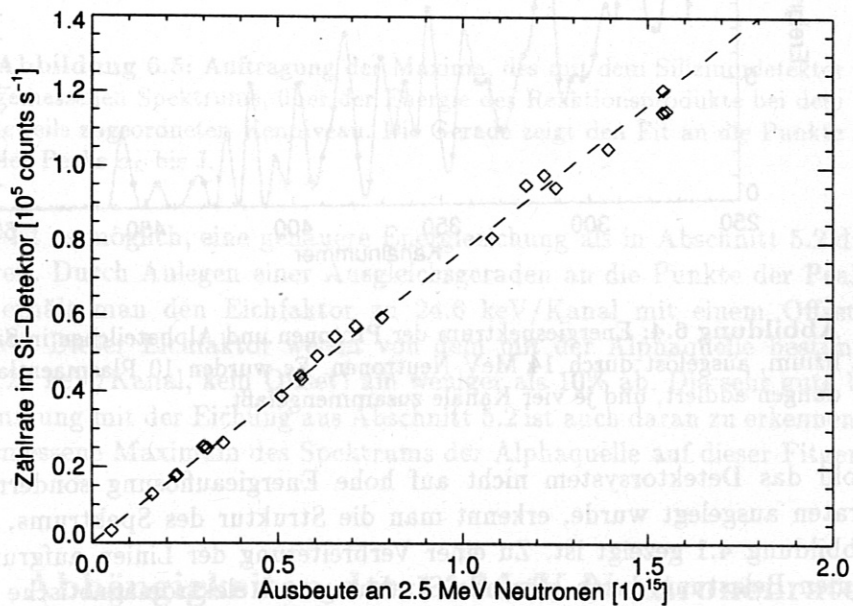


Abbildung 6.3: Nach einer Plasmaentladung (#6178 bis #6252) ist die Zählrate von Ereignissen mit einer Energie im Bereich von 150 keV bis 2.5 MeV direkt proportional zur Anzahl der während der entsprechenden Entladung produzierten 2.5 MeV Neutronen.

6.2 Energiespektrum

In Kapitel 5 wurde bereits die Funktionsweise des Analog-Digital Konverters, der zu Prüfzwecken installiert wurde, erklärt. Obwohl die Ausbeute an Ereignissen durch 14 MeV Neutronen beschränkt war, gelang es, das Energiespektrum der neutroneninduzierten Reaktionsprodukte aufzunehmen (vgl. Abschnitt 4.2).

Abbildung 6.4 zeigt das Ergebnis der Messung. Für die Darstellung dieses Spektrums der Protonen und Alphateilchen aus den $\text{Si}(n,p)$ - und $\text{Si}(n,\alpha)$ -Reaktionen wurden die Daten von 10 Plasmaentladungen (ASDEX Upgrade Schüsse #6514 bis #6524) addiert. Zusätzlich mußten, um einen glatteren Verlauf zu erhalten, je vier Kanäle zusammengefaßt werden.

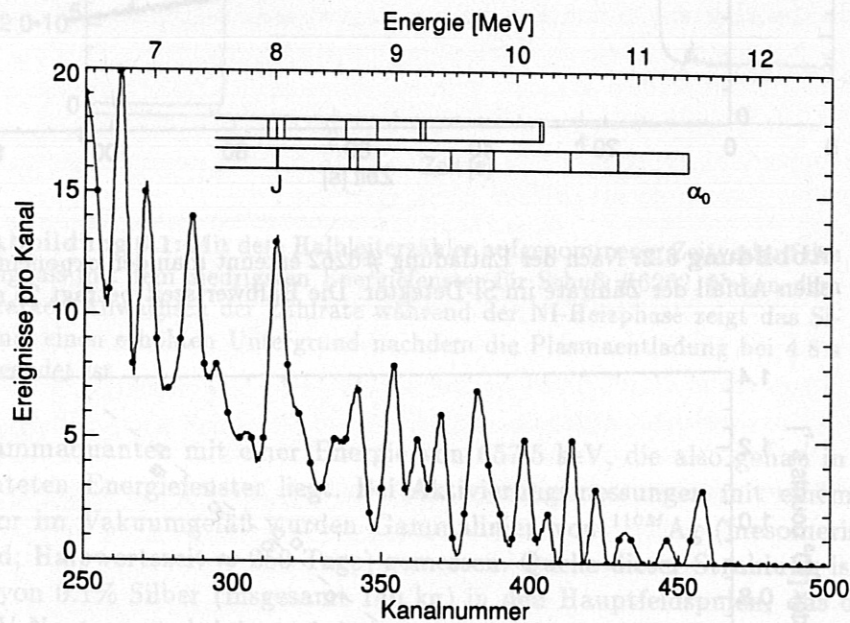


Abbildung 6.4: Energiespektrum der Protonen und Alphateilchen in Silizium, ausgelöst durch 14 MeV Neutronen. Es wurden 10 Plasmaentladungen addiert, und je vier Kanäle zusammengefaßt.

Obwohl das Detektorsystem nicht auf hohe Energieauflösung sondern hohe Zählraten ausgelegt wurde, erkennt man die Struktur des Spektrums, wie es in Abbildung 4.1 gezeigt ist. Zu einer Verbreiterung der Linien aufgrund der extremen Belastung durch störende Strahlung und elektromagnetische Felder kommt es nicht. Deutlich tritt der aus mehreren Linien zusammengesetzte J-Peak hervor, und die α_0 -Linie als obere Begrenzung des Spektrums ist ebenfalls zu erkennen. Die etwas niedrigeren, dazwischenliegenden Maxima sind aufgrund ihres statistischen Fehlers, der bei einer Anzahl von 5 Ereignissen pro Kanal 45% beträgt, stärkeren Schwankungen unterworfen.

Dennoch können die einzelnen Peaks den Energieniveaus in Tabelle 4.2 zugeordnet werden. Abbildung 6.5 zeigt die Kanalnummer der Maxima aus dem Pulshöhenspektrum (Abbildung 6.4), aufgetragen über der Energie des entsprechenden Peaks, die nach Formel 4.2 berechnet wurde.

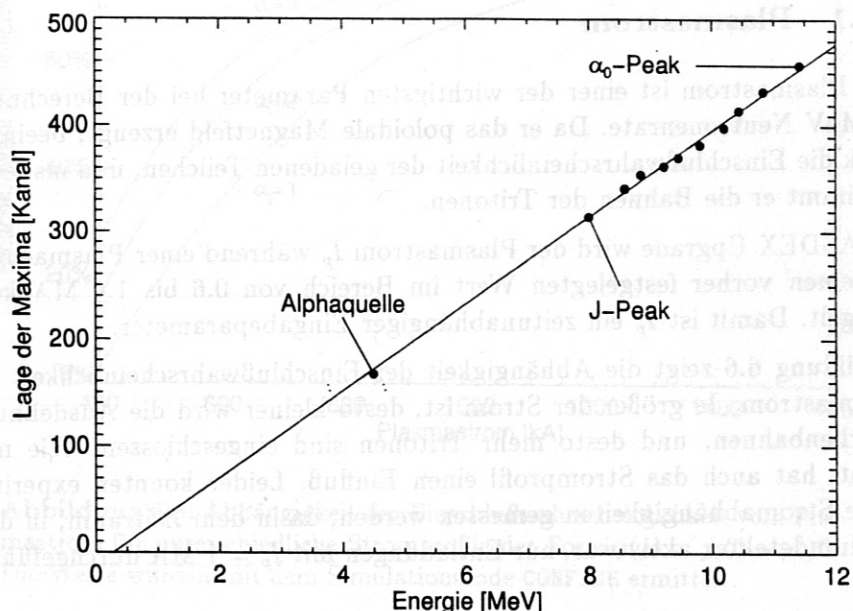


Abbildung 6.5: Auftragung der Maxima, des mit dem Siliziumdetektor gemessenen Spektrums, über der Energie der Reaktionsprodukte bei dem jeweils zugeordneten Kennniveau. Die Gerade zeigt den Fit an die Punkte der Peaks α_0 bis J.

Damit ist es möglich, eine genauere Energieeichung als in Abschnitt 5.2 durchzuführen. Durch Anlegen einer Ausgleichsgeraden an die Punkte der Peaks α_0 bis J erhält man den Eichfaktor zu 24.6 keV/Kanal mit einem Offset von 285 keV. Dieser Eichfaktor weicht von dem mit der Alphaquelle bestimmten Wert (27 keV/Kanal, kein Offset) um weniger als 10% ab. Die sehr gute Übereinstimmung mit der Eichung aus Abschnitt 5.2 ist auch daran zu erkennen, daß das gemessene Maximum des Spektrums der Alphaquelle auf dieser Fitgeraden liegt.

6.3 Abhängigkeiten der 14 MeV Neutronenrate

In Abschnitt 3.1 wurden die wichtigsten Eingangsgrößen des Simulationscodes CONFINE aufgeführt. Um ein realistisches Ergebnis der Rechnungen zu erhalten, ist es besonders wichtig, die Plasmamparameter, die dem Code als Berechnungsgrundlage dienen, genau zu kennen. An ASDEX Upgrade steht eine große Zahl

an Diagnostiken zur Verfügung, die beinahe alle hier benötigten Größen messen. Im folgenden wird für die einzelnen Eingabeparameter angegeben, wie sie bestimmt wurden und welche Fehler durch eventuelle Meßungenauigkeiten zu erwarten sind.

6.3.1 Plasmastrom

Der Plasmastrom ist einer der wichtigsten Parameter bei der Berechnung der 14 MeV Neutronenrate. Da er das poloidale Magnetfeld erzeugt, beeinflusst er stark die Einschlußwahrscheinlichkeit der geladenen Teilchen, und insbesondere bestimmt er die Bahnen der Tritonen.

An ASDEX Upgrade wird der Plasmastrom I_p während einer Plasmaentladung auf einen vorher festgelegten Wert im Bereich von 0.6 bis 1.4 MA konstant geregelt. Damit ist I_p ein zeitunabhängiger Eingabeparameter.

Abbildung 6.6 zeigt die Abhängigkeit der Einschlußwahrscheinlichkeit f_c vom Plasmastrom. Je größer der Strom ist, desto kleiner wird die Ausdehnung der Teilchenbahnen, und desto mehr Tritonen sind eingeschlossen. Wie man erkennt, hat auch das Stromprofil einen Einfluß. Leider konnten experimentell keine Stromabhängigkeiten gemessen werden, da in dem Zeitraum, in dem der Siliziumdetektor aktiv war, nur Entladungen mit $I_p = 1$ MA durchgeführt wurden.

Das Stromdichteprofil wird an ASDEX Upgrade weder geregelt noch gemessen. Allerdings existiert eine Datenbasis gerechneter Gleichgewichte, mit deren Hilfe zu den aktuell gemessenen Plasmametern (magnetische Sonden, etc.) die entsprechende Magnetfeldkonfiguration, und damit auch der poloidale Fluß Ψ , zugeordnet werden kann. Daraus wurde nach Gleichung 3.31 das Vektorpotential ermittelt, aus dem nach Anhang A auch die Profilparameter α_j und β_j für die Parametrisierung nach $j(\rho) = j_0(1 - \rho^{\beta_j})^{\alpha_j}$ bestimmt werden können. Diese Methode kann jedoch keine genauen Profilparameter liefern, da der poloidale Fluß auf Flußflächen mit elliptischen und dreieckig verformten Querschnitt (berechnete Gleichgewichte) dem in einer kreisförmigen Anordnung (CONFINÉ) gleichgesetzt wird.

Für die hier untersuchten Entladungen ergaben sich Profilparameter von $\alpha_j = 2$, $\beta_j = 2$. Berechnungen mit dem Simulationscode zeigen, daß eine Änderung des Parameters α_j im Bereich von $\alpha_j = 1, \dots, 3$ eine Änderung der 14 MeV Neutronenrate um maximal 10% bewirkt (Abbildung 6.6).

6.3.2 Quellprofil der Tritonen

Für den Einschluß eines Tritons ist es von großer Wichtigkeit, an welcher radialen Position es startet. So sind beispielsweise fast alle geladenen Teilchen, die im Plasmazentrum starten, eingeschlossen – egal, auf welcher Bahn sie sich

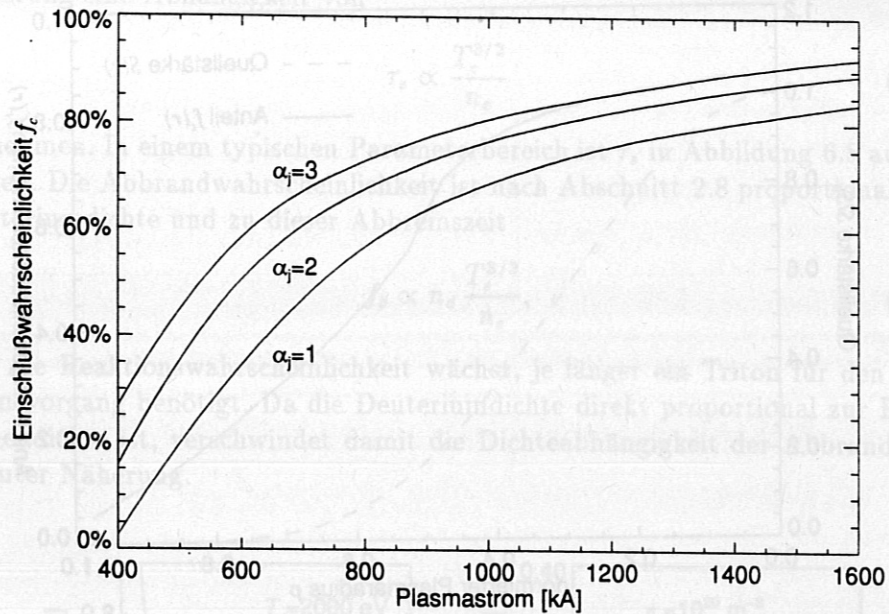


Abbildung 6.6: Abhängigkeit der Einschlußwahrscheinlichkeit vom Plasmastrom für unterschiedliche Stromprofile der Form $j(\rho) = j_0(1 - \rho^2)^{\alpha_j}$. Die α_j -Werte wurden mit dem Simulationscode CONFINE ermittelt.

bewegen. Liegt der Startpunkt hingegen nahe dem Plasmarand, so ist eine Voraussetzung für den Einschluß, daß die Drift des Führungszentrums in die Richtung des Plasmazentrums weist. In diesem Fall ist eine große Zahl an Teilchen nicht eingeschlossen. Abbildung 6.7 zeigt ein Beispiel der radialen Abhängigkeit der Einschlußwahrscheinlichkeit.

Da die Verteilung der Tritonen über den Radius nicht konstant ist, sondern sich sehr stark auf das Plasmazentrum konzentriert, ist eine entsprechende Gewichtung notwendig. Dazu wird ein Quellprofil $S(\rho)$ der Tritonen in der üblichen Form mit dem Parameter α_S vorausgesetzt. Dieses Quellprofil, das die Anzahl der Tritonen pro m^3 und Sekunde angibt, ist ungefähr gleich dem Quellprofil der 2.5 MeV Neutronen, da beide Produkte einer der beiden DD-Fusionsreaktionen sind. Die Schwierigkeit liegt darin, daß für den Parameter α_S keine Daten verfügbar sind. Es bleibt nur die Möglichkeit, das Profil mit Hilfe eines aufwendigen FOKKER-PLANCK-Codes zu berechnen.

Beispielsweise liefert der NR-Code [25] dieses Profil für die thermische Neutronenproduktion. Vor einiger Zeit wurden für einen anderen Zweck Berechnungen mit diesem Code angestellt, aus deren Ergebnissen man den Parameter zu $\alpha_S \approx 5$ erhält (gerechnet für ein ASDEX Upgrade Plasma mit $T_e = T_i = 3$ keV, $\alpha_T = 1$ und $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $\alpha_n = 0.5$).

Im Vergleich mit Meßwerten der epithermischen Neutronendetektoren trägt die

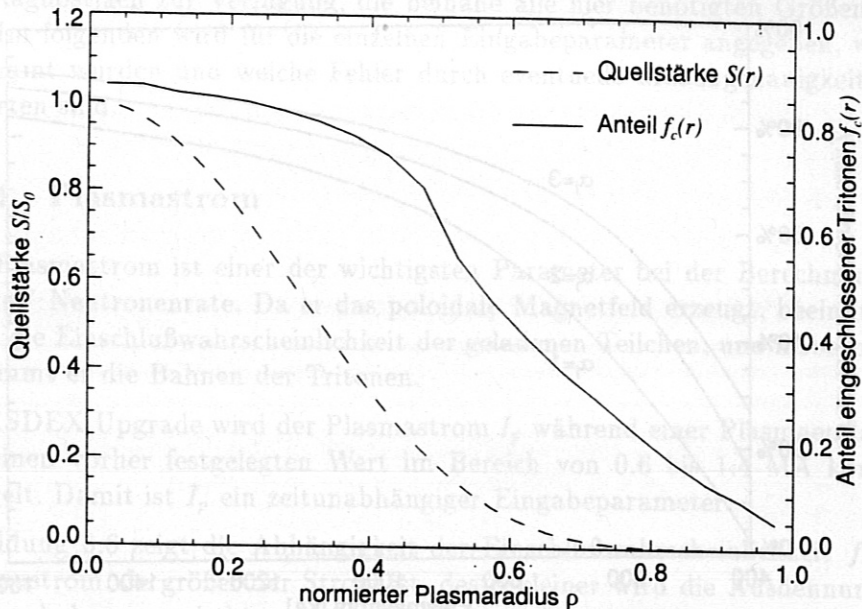


Abbildung 6.7: Anteil der eingeschlossenen Tritonen in Abhängigkeit vom Plasmaradius, berechnet für kreisförmige Flußflächen und einen Plasmastrom von $I_p = 1$ MA, $j(\rho) = j_0(1 - \rho^2)^2$. Die gestrichelte Kurve zeigt ein mögliches Quellprofil der Tritonen $S(\rho) = S_0(1 - \rho^2)^6$, mit dem der eingeschlossene Anteil gewichtet werden muß.

berechnete thermische Neutronenproduktion nur etwa 1/3 zur gesamten Neutronenrate bei. Den restlichen Beitrag liefern *beam-target* und *beam-beam* Reaktionen der injizierten Neutralteilchen. Da diese im wesentlichen im Plasmazentrum stattfinden, wird durch die Neutralteilcheninjektion das Quellprofil stärker zugespitzt sein als im rein thermischen Fall. Genauere Aussagen können ohne aufwendige Rechnungen, in denen auch die Neutralteilcheninjektion berücksichtigt wird [26], oder eine Messung des Neutronenemissionsprofils [27, 28] nicht gemacht werden. Außerdem geht aus diesen Messungen hervor, daß Ereignisse wie sogenannte Sägezahn-Instabilitäten oder MHD-Aktivität das Quellprofil stark beeinflussen, wodurch die Genauigkeit weiter eingeschränkt wird.

Für die hier durchgeführten Rechnungen wird $\alpha_S = 6$ angenommen. Eine Variation des Profilparameters im Bereich von $\alpha_S = 4, \dots, 8$ bewirkt eine Änderung der berechneten Abbrandrate um etwa $\pm 15\%$.

6.3.3 Elektronendichte

Die Dichte ist ein wichtiger Parameter für die Abbremszeit der Tritonen, jedoch nicht für die Abbrandrate. Den Gleichungen in Abschnitt 2.7 kann man in erster

Näherung eine Abhängigkeit von

$$\tau_s \propto \frac{T_e^{3/2}}{n_e} \quad (6.1)$$

entnehmen. In einem typischen Parameterbereich ist τ_s in Abbildung 6.8 aufgetragen. Die Abbrandwahrscheinlichkeit ist nach Abschnitt 2.8 proportional zur Deuteriumdichte und zu dieser Abbremszeit

$$f_b \propto n_d \frac{T_e^{3/2}}{n_e}, \quad (6.2)$$

weil die Reaktionswahrscheinlichkeit wächst, je länger ein Triton für den Abbremsvorgang benötigt. Da die Deuteriumdichte direkt proportional zur Elektronendichte ist, verschwindet damit die Dichteabhängigkeit der Abbrandrate in guter Näherung.

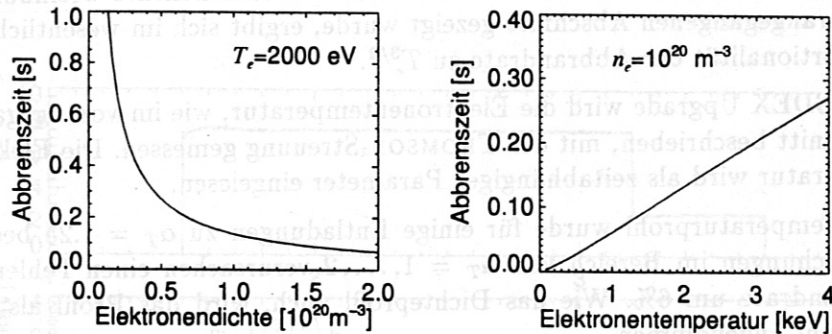


Abbildung 6.8: Berechnete Abbremszeit τ_s der Tritonen für unterschiedliche Elektronendichte und -temperatur.

Wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, genügt es, die Elektronendichte n_e und die effektive Kernladungszahl Z_{eff} zu kennen, um auch die Dichte der Plasmaionen n_d berechnen zu können. An ASDEX Upgrade wird die Elektronendichte mit hoher Zeitaufösung und mehreren räumlichen Kanälen gemessen, so daß für die zeitabhängige Rechnung Daten vorhanden sind.

Die Messung erfolgt mit einem phasenmodulierten MACH-ZEHNDER-Interferometer, das mit einem DCN-Laser (Wellenlänge $195 \mu\text{m}$) als Lichtquelle arbeitet. Dabei wird die Dichte entlang des Sehstrahl gemittelt (Linienintegral), und um den zentrale Dichtewert $n_e(0)$ zu erhalten, muß das Dichteprofil bekannt sein.

Für die Bestimmung des Dichteprofiles wurde auf die Meßdaten einer anderen Diagnostik zugegriffen. Bei der THOMSON-Streuung wird Licht eines Nd:YAG-Lasers (Wellenlänge $1.06 \mu\text{m}$) in das Plasma eingestrahlt, das von den Elektronen gestreut wird. Dabei kommt es durch die Eigenbewegung der Elektronen zu einer Dopplerverschiebung, so daß aus dem Spektrum des gestreuten Lichts

die Elektronentemperatur (nächster Abschnitt) bestimmt werden kann. Die Intensität des gestreuten Lichts gibt Auskunft über die Elektronendichte.

An ASDEX Upgrade werden sechs Nd:YAG-Laser an unterschiedlichen vertikalen Positionen verwendet, wodurch man Informationen über das Temperatur- und Dichteprofil erhält. Für einige Entladungen wurde damit aus gemessenen Profilen der Parameter zu $\alpha_n = 0.5$ ermittelt.

Zur Berechnung der Ionendichte aus der Elektronendichte benötigt man die effektive Kernladungszahl. Ein üblicher Wert an ASDEX Upgrade ist $Z_{\text{eff}} = 1.5$, der hier eingesetzt wird. Leider war es bei den hier untersuchten Schüssen nicht möglich, den Zeitverlauf von Z_{eff} zu erhalten.

6.3.4 Elektronentemperatur

Die Elektronentemperatur ist ein Parameter, der die Zeit für die Thermalisierung der Tritonen und damit die 14 MeV Neutronenrate beeinflusst. Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt wurde, ergibt sich im wesentlichen eine Proportionalität der Abbrandrate zu $T_e^{3/2}$.

An ASDEX Upgrade wird die Elektronentemperatur, wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, mit der THOMSON-Streuung gemessen. Die Elektronentemperatur wird als zeitabhängiger Parameter eingelesen.

Das Temperaturprofil wurde für einige Entladungen zu $\alpha_T = 1.25$ bestimmt. Abweichungen im Bereich von $\alpha_T = 1, \dots, 2$ verursachen einen Fehler in der Abbrandrate um 6%. Wie das Dichteprofil auch, wird das Profil als zeitlich konstant angenommen.

6.4 Auswertung der Entladung #6511

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, mit Hilfe welcher Diagnostiken es möglich ist, die Plasmaparameter, die für den Simulationscode benötigt werden, zu ermitteln. Hier wird repräsentativ für eine Reihe anderer Entladungen die Auswertung von Schuß #6511 vorgestellt, der sich durch eine hohe Ausbeute an 2.5 MeV und 14 MeV Neutronen auszeichnet hat.

Tabelle 6.1 faßt die Plasmaparameter zusammen. Neben der Dichte und Temperatur der Elektronen wird der Zeitverlauf der 2.5 MeV Neutronenrate als Absolutwert der Tritonen-Quellstärke eingelesen. Abbildung 6.9 zeigt den zeitlichen Verlauf der Heizleistung durch die Neutralteilcheninjektion, die Elektronendichte und Elektronentemperatur. Man erkennt, daß die Plasmatemperatur von etwa 1 keV nach Zuschalten der Neutralteilcheninjektion (7.7 MW) sprunghaft ansteigt. Der etwas eckige Verlauf der Temperatur wird verursacht durch die systembedingt geringe Repetitionsrate von 20 Hz der Nd:YAG-Laser bei der THOMSON-Streuung.

Parameter		#6511	
großer Radius	R_0	1.65	m
kleiner Radius	a	0.5	m
toroidales Magnetfeld	B_φ	2.5	T
Plasmastrom	I_p	1.00	MA
Stromprofil	β_j, α_j	2, 2	
Quellprofil	α_s	6.0	
Elektronendichte	$n_e(0)$	zeitabhängig	
Dichteprofil	α_n	0.5	
Elektronentemperatur	$T_e(0)$	zeitabhängig	
Temperaturprofil	α_T	1.25	
eff. Kernladungszahl	Z_{eff}	1.5	

Tabelle 6.1: Parameter der ASDEX Upgrade Entladung #6511

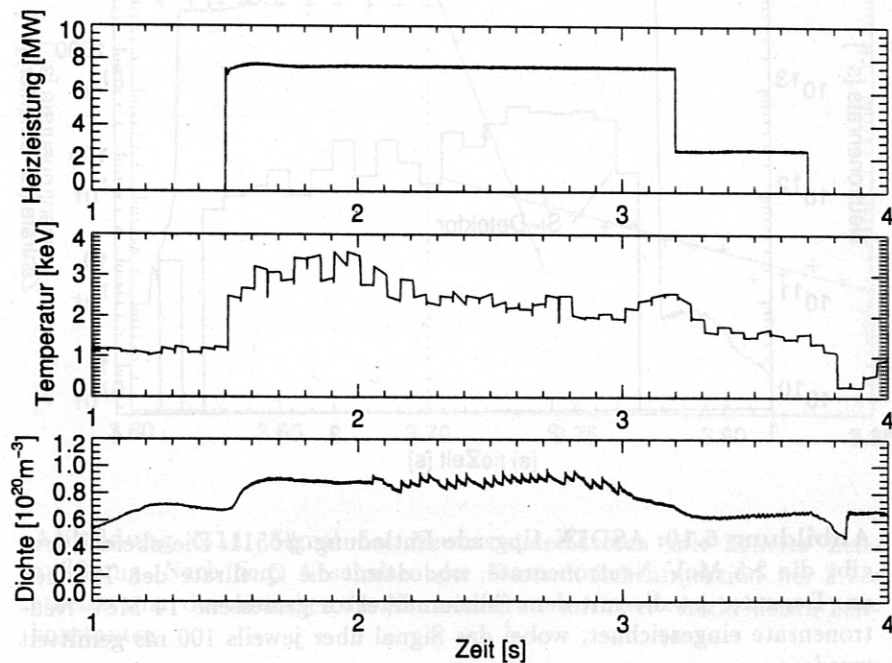


Abbildung 6.9: Zeitlicher Verlauf von Heizleistung, zentraler Elektronendichte und zentraler Elektronentemperatur bei Entladung #6511.

Das Dichtesignal des DCN-Interferometers läßt ab einer Zeit von 2.05 s eine Reihe von Spitzen erkennen, die durch sogenannte Pellets verursacht wurden. Diese Pellets aus gefrorenem Deuterium werden durch eine Zentrifuge beschleunigt und zur Teilchennachfüllung in das Plasma geschossen. Bei dieser Entla-

derung war ihr zeitlicher Abstand 35 ms. Wegen der großen Menge an kaltem Deuteriumgas sinkt die Plasmatemperatur nach jedem Pellet ab.

Abbildung 6.10 zeigt zunächst den zeitlichen Verlauf der 2.5 MeV Neutronenrate. Bei einer Zeit von 1.5 s wurden drei Quellen der Neutralteilcheninjektion eingeschaltet, die zusammen eine Leistung von 7.7 MW in das Plasma einbringen. Dadurch steigt die Temperatur des Plasmas und demnach auch die 2.5 MeV Neutronenrate weit über den Wert, der mit rein OHMScher Heizung erreicht werden kann. Bei 3.2 s werden zwei NI-Quellen deaktiviert, wodurch sich die Heizleistung auf 2.5 MW reduziert. Bedingt durch das Absinken der Iontemperatur fällt die Neutronenrate um etwa eine Größenordnung ab. Nach 3.7 s wird die Zusatzheizung vollständig abgeschaltet, und die Neutronenrate sinkt auf den Wert bei rein OHMScher Heizung.

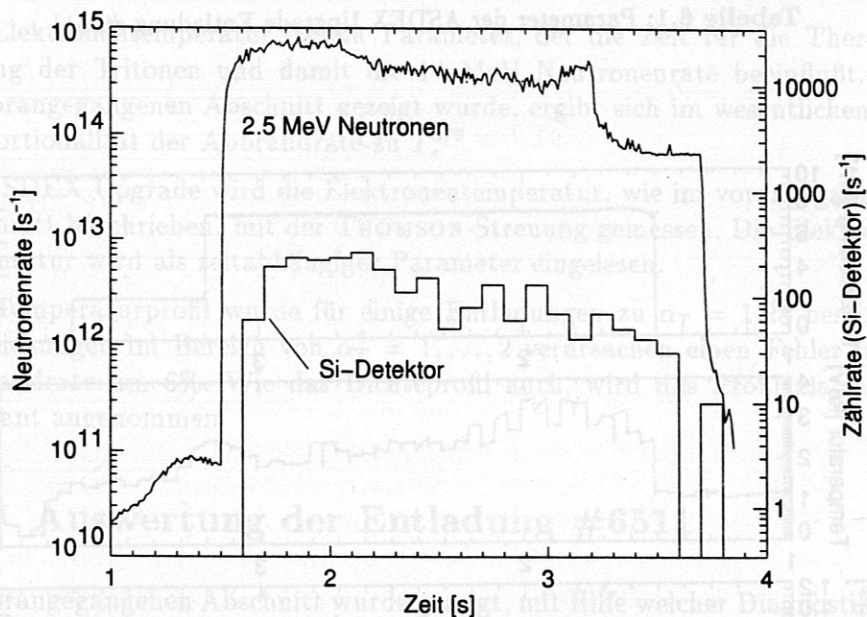


Abbildung 6.10: ASDEX Upgrade Entladung #6511. Die obere Kurve gibt die 2.5 MeV Neutronenrate, und damit die Quellrate der Tritonen an. Darunter ist die mit dem Siliziumdetektor gemessene 14 MeV Neutronenrate eingezeichnet, wobei das Signal über jeweils 100 ms gemittelt wurde.

Die untere Kurve in Abbildung 6.10 stellt die mit dem Siliziumdetektor gemessene 14 MeV Neutronenrate dar. Deutlich ist der, im Vergleich zur 2.5 MeV Neutronenrate, um etwa 100 ms verzögerte Anstieg zu erkennen, der dadurch zustande kommt, daß die Tritonen von ihrer Startenergie abgebremst werden müssen, bevor sie das Maximum des Wirkungsquerschnittes der DT-Fusionsreaktion erreichen. Auch nach dem Abschalten der zwei NI-Quellen fällt das

14 MeV Neutronensignal wesentlich langsamer als die 2.5 MeV Neutronenrate ab, da trotz Abschalten der Heizung alle vorher entstandenen Tritonen im Plasma verbleiben und weiterhin DT-Reaktionen machen.

Diese Verzögerung am Ende der Entladung ist auch am Zeitverlauf der Signale der Neutronendetektoren zu erkennen, mit denen die 2.5 MeV Neutronenrate gemessen wird. Diese Detektoren registrieren die Summe der DD- und DT-Fusionsreaktionen, da sie für 2.5 MeV und 14 MeV Neutronen empfindlich sind. Dies kann man während der NI-Heizphase nicht erkennen, da die 2.5 MeV Neutronenrate die 14 MeV Neutronenrate um etwa zwei Größenordnungen übersteigt. Jedoch zeigt sich dies gerade nach dem Abschalten der Zusatzheizung, indem der Abfall des Detektorsignals durch zwei verschiedene Zeitkonstanten gekennzeichnet ist [29].

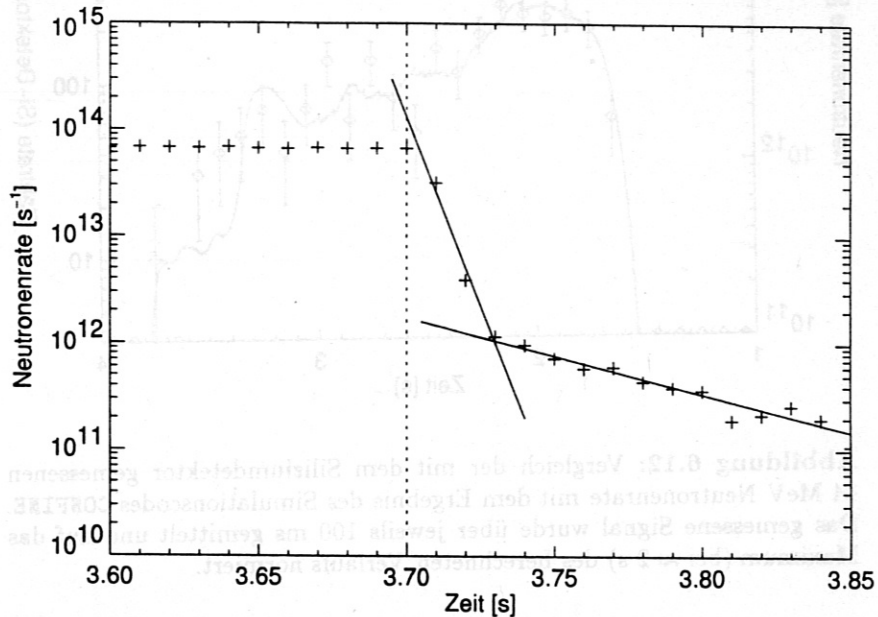


Abbildung 6.11: Signal der Neutronendetektoren mit höherer Zeitauflösung. Nach dem Abschalten der Neutralteilcheninjektion bei 3.7 s erkennt man das Absinken der Neutronenrate mit zwei verschiedenen Zeitkonstanten.

Abbildung 6.11 zeigt einen zeitlichen Ausschnitt des Neutronensignals der Entladung #6511 (obere Kurve in Abbildung 6.10). Direkt nach Abschalten der NI-Quellen sinkt das Signal mit einer Zeitkonstanten von etwa 6 ms ab, was typisch für die Thermalisierung der eingeschossenen Deuteronen ist. Nach etwa 30 ms ist die Neutronenrate um beinahe zwei Größenordnungen gesunken. Jetzt wird das Signal von den 14 MeV Neutronen dominiert und fällt, wegen der langen Abbremszeit der Tritonen, mit einer Zeitkonstanten von rund 60 ms ab. Dieser zweite langsame Abfall wird von dem Siliziumdetektor aufgenommen.

6. Experimentelle Ergebnisse

kann aber hier leider nicht im Vergleich gezeigt werden, da die Zählrate des Halbleiterdetektors zu gering ist.

Abbildung 6.12 stellt die gemessenen Werte den mit CONFINE berechneten Ergebnissen gegenüber. Hierbei wurden die Meßwerte auf das Maximum der berechneten Werte bei etwa 2 s normiert. Die Fehlerbalken stellen den statistischen Fehler der über 100 ms summierten Zählereignisse dar.

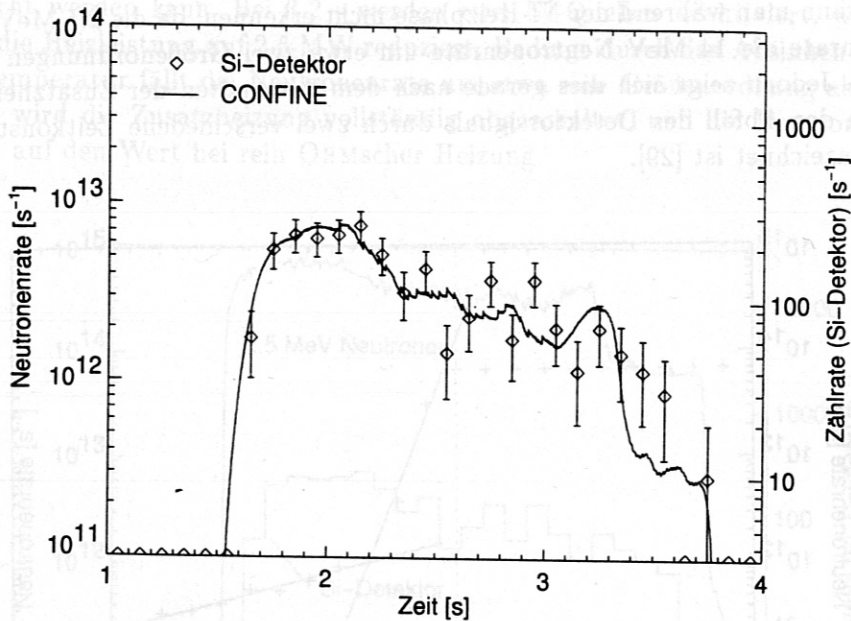


Abbildung 6.12: Vergleich der mit dem Siliziumdetektor gemessenen 14 MeV Neutronenrate mit dem Ergebnis des Simulationscodes CONFINE. Das gemessene Signal wurde über jeweils 100 ms gemittelt und auf das Maximum (bei ≈ 2 s) des berechneten Verlaufs normiert.

Der Vergleich zeigt, daß bis zu einer Zeit von 2,4 s der berechnete Verlauf sehr gut dem Detektorsignal folgt. Der um die Abbremszeit der Tritonen ($\tau_s \approx 150$ ms) verzögerte Anstieg der DT-Fusionsrate wird also durch das Modell exakt wiedergegeben.

Nach der Zeit von 2,4 s ist das Detektorsignal starken Schwankungen unterworfen. Dies kann vielfältige Ursachen haben. Beispielsweise ist die Einschlußwahrscheinlichkeit der hochenergetischen Teilchen leicht durch magnetohydrodynamische Instabilitäten beeinflussbar. Eine Suche nach den Ursachen erfordert jedoch eine tiefere Analyse der Schußdaten, wie sie im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht möglich ist.

Im Anschluß an die Phase mit 7,7 MW Heizleistung bei 3,2 s zeigt sich, daß die mit CONFINE berechnete DT-Fusionsrate zu schnell abklingt. Dies wurde je-

doch bereits bei anderen Codes wie TIMEEV beobachtet, die die DT-Fusionsrate ähnlich berechnen [10, 30]. Ursache dafür ist, daß die Abbremsung der hochenergetischen Ionen im Plasma ein stochastischer Prozeß ist (vgl. Abschnitt 5.2), so daß sich die Energieverteilung der Tritonen im Laufe der Thermalisierung verbreitert. Durch diese Energiediffusion bleibt eine relativ große Zahl hochenergetischer Tritonen für längere Zeit erhalten und bewirkt einen etwas langsameren Signalabfall. Dies ist in der jetzigen Form von CONFINE nicht berücksichtigt.

Die Normierung des Detektorsignals auf das Maximum der berechneten Kurve ergibt die Effizienz des Detektors zu $\epsilon_{\text{abs.}} = 3.4 \cdot 10^{-11}$ Counts/Neutron. Dieser Wert ist um den Faktor 4 kleiner als die in Kapitel 5 abgeschätzte Effizienz von $\epsilon_{\text{abs.}} \approx 1.5 \cdot 10^{-10}$ Counts/Neutron, was angesichts der groben Näherung eine sehr gute Übereinstimmung ist.

6. Experimentelle Ergebnisse

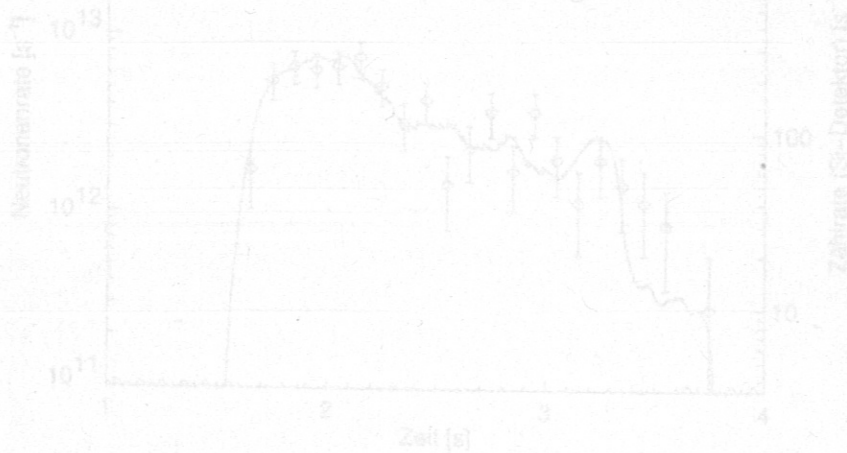


Abbildung 6.12: Vergleich der mit dem Siliziumdetektor gemessenen 14 MeV Neutronenraten mit dem Ergebnis des Simulationscodes CONFINE. Das gemessene Signal wurde über jeweils 100 ms gemittelt und auf das Maximum (bei $t \approx 2,4$ s) des berechneten Verlaufs normiert.

Der Vergleich zeigt, daß bis zu einer Zeit von 2,4 s der berechnete Verlauf sehr gut dem Detektorsignal folgt. Der um die Abbremszeit der Tritonen ($\tau_T \approx 150$ ms) verzögerte Anstieg der DT-Fusionsrate wird also durch das Modell exakt wiedergegeben.

Nach der Zeit von 2,4 s ist das Detektorsignal starken Schwankungen unterworfen. Dies kann vielfältige Ursachen haben. Beispielsweise ist die Einschlußwahrscheinlichkeit der hochenergetischen Teilchen leicht durch magnetohydrodynamische Instabilitäten beeinflussbar. Eine Suche nach den Ursachen erfordert jedoch eine tiefere Analyse der Schußdaten, wie sie im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht möglich ist.

Im Anschluß an die Phase mit 7,7 MW Heizleistung bei 3,2 s zeigt sich, daß die mit CONFINE berechnete DT-Fusionsrate zu schnell abklingt. Dies würde je-

7. Zusammenfassung

In dieser Diplomarbeit wurde ein Silizium Halbleiterdetektor zur Messung sekundärer Fusionsprodukte installiert. Damit ist es möglich, Informationen über den Einschluß hochenergetischer Ionen (1 MeV Tritonen aus der D(d,p)T-Reaktion) im Plasma zu gewinnen und aus dem zeitlichen Verlauf der Meßsignale ihr Abbremsverhalten und den Energieübertrag an das Plasma zu studieren.

Um den Zeitverlauf der Meßdaten analysieren zu können, wurde der Simulationscode CONFINE entwickelt, der aus gemessenen Plasmaparametern die Rate der sekundären Fusionsreaktionen berechnet. Dazu werden die Rate der 2.5 MeV Neutronen, die Elektronendichte und die Elektronentemperatur zeitabhängig eingelesen und der Plasmastrom sowie die Strom-, Dichte- und Temperaturprofile aus Meßdaten an ASDEX Upgrade bestimmt.

Mit dem Detektorsystem wurden erste Messungen durchgeführt, und den theoretischen Rechnungen gegenübergestellt. Der Vergleich zeigt eine gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten. Die Abbremsung der Tritonen kann also mit dem hier zugrundegelegten klassischen Modell gut beschrieben werden.

Möglichkeiten, das Detektorsystem zu verbessern, sind vorhanden. Insbesondere könnte eine Erhöhung der Effizienz des Halbleiterdetektors, und damit eine Steigerung der Auswertegenauigkeit, durch eine näher am Plasma gelegene Detektorposition, erreicht werden. Durch den geringeren Abstand zum Plasma würde der 14 MeV Neutronenfluß allein aus geometrischen Gründen etwa verdoppelt. Hinzu kommt, daß der starke, abschirmende Effekt der Hauptfeldspulen deutlich verringert würde.

Eine bessere Modellierung der 14 MeV Neutronenrate beim Abschalten der Neutralteilcheninjektion kann man durch die Berücksichtigung der Energiediffusion erreichen. Weitere Verbesserungen des Simulationscodes sind etwa durch eine genauere Bestimmung der Eingabeparameter, wie z.B. das Einlesen zeitabhängiger Dichte- und Temperaturprofile, möglich.

Neben diesen wichtigen plasmaphysikalischen Resultaten, liefert der Detektor Ergebnisse, die ihn in Kombination mit dem Silber in den Hauptfeldspulen zu einem Aktivierungsmeßsystem zur Bestimmung der Neutronenausbeute einer Entladung werden lassen.

Obwohl das Detektorsystem nicht auf Energieauflösung, sondern auf hohe Zählraten ausgelegt wurde, ist die Energieauflösung so hoch, daß während der Plasmaentladung die angeregten Kernniveaus der Produkte aus den neutroneninduzierten Kernreaktionen mit Silizium aufgelöst werden können.

7. Zusammenfassung

In dieser Diplomarbeit wurde ein Silizium-Halbleitendetektor zur Messung sekundärer Fusionsprodukte installiert. Damit ist es möglich, Informationen über den Einschlag hochenergetischer Ionen (1 MeV Tritonen aus der D(d,p)-Reaktion) im Plasma zu gewinnen und aus dem zeitlichen Verlauf der Meßsignale im Abstromverhalten und den Energieverhältnissen an das Plasma zu schließen.

Um den Zeitverlauf der Meßdaten analysieren zu können, wurde der Stimmliniencode CONTIME entwickelt, der aus gemessenen Plasmaparametern die Rate der sekundären Fusionsreaktionen berechnet. Dazu werden die Rate der 2,5 MeV Neutronen, die Elektronendichte und die Elektronentemperatur zeitabhängig eingelesen und der Plasmaparameter sowie die Strom-, Dichte- und Temperaturprofile aus Meßdaten an ASDEX-Ugrade bestimmt.

Mit dem Detektorsystem wurden erste Messungen durchgeführt, und den theoretischen Rechnungen gegenübergestellt. Der Vergleich zeigt eine gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten. Die Abtrennung der Tritonen kann also mit dem hier zugrundegelegten klassischen Modell gut beschrieben werden.

Möglichkeiten, das Detektorsystem zu verbessern, sind vorhanden. Insbesondere wäre eine Erhöhung der Effizienz des Halbleitendetektors, und damit eine Steigerung der Auswertegenauigkeit, durch eine näher am Plasma gelegene Detektorposition erreicht werden. Durch den geringeren Abstand zum Plasma würde der 14 MeV Neutronenfluß allein aus geometrischen Gründen etwas verdoppelt. Hinzu kommt, daß der starke abschirmende Effekt der Hauptteilchen deutlich verringert wurde.

Eine bessere Modellierung der 14 MeV Neutronenrate beim Abschatten der Neutralteilchenreaktionen kann man durch die Berücksichtigung der Energieeffizienzen erreichen. Weitere Verbesserungen des Stimmliniencodes sind etwa durch eine genauere Bestimmung der Eingangsparameter, wie z.B. des Einflusses zeitabhängiger Dichte- und Temperaturprofile, möglich.

Neben diesen wichtigen plasmaphysikalischen Resultaten liefert der Detektor Ergebnisse, die ihn in Kombination mit dem Silber in den Hauptteilchen zu einem Aktivitätsmeßsystem zur Bestimmung der Neutronenabschirmung einer Entladung werden lassen.

A. Berechnung der toroidalen Komponente des Vektorpotentials

Wie beschrieben, setzt sich die Bewegung von geladenen Teilchen in einer toroidalen Magnetfeldkonfiguration aus der Bahn des Gyrozentrums und der LARMOR-Bewegung zusammen. Die Bahn des Gyrozentrums wird mit den hier durchgeführten Näherungen durch das poloidale Magnetfeld bestimmt, wohingegen der LARMOR-Radius vom toroidalen Feld abhängt. Zunächst ist also das Poloidalfeld, das durch den Plasmastrom I_p hervorgerufen wird, für Bahnrechnungen am wichtigsten. In der Näherung für Flußflächen mit kreisförmig konzentrischem Querschnitt in einem zylindrischen Plasma und einem Stromdichteprofil der Form

$$j(r) = j_0 \left(1 - \left(\frac{r}{a}\right)^n\right)^p \quad (\text{A.1})$$

ist eine analytische Rechnung dieses Poloidalfeldes – genauer der toroidalen Komponente des Vektorpotentials A_φ – möglich. Die dafür notwendigen Schritte sind in diesem Anhang aufgezeigt.

A.1 Vorbemerkung zum Stromprofil

Voraussetzung für das Lösen einiger Integrale ist, daß das Stromprofil $j(r)$ die in Gleichung A.1 gezeigte Form aufweist und die Exponenten $n = \beta_j$ und $p = \alpha_j$ ganzzahlig sind. Denn nur für diesen Fall kann das Stromdichteprofil nach dem BINOMISCHEN Satz als

$$j_0 \left(1 - \left(\frac{r}{a}\right)^n\right)^p = j_0 \sum_{k=0}^p (-1)^k \binom{p}{k} \left(\frac{r}{a}\right)^{nk} \quad (\text{A.2})$$

geschrieben werden, wobei der Binomialkoeffizient definiert ist als

$$\binom{p}{k} = \frac{p!}{k!(p-k)!} \quad (\text{A.3})$$

A. Berechnung der toroidalen Komponente des Vektorpotentials

Mit dieser Zerlegung läßt sich der gesamte Plasmastrom bei kreisförmigem Querschnitt aus

$$I_p = \int j(\mathbf{x}) d^2x = 2\pi a^2 j_0 \sum_{k=0}^p \frac{(-1)^k}{nk+2} \binom{p}{k} \quad (\text{A.4})$$

berechnen. Damit wird die zentrale Stromdichte bei gegebenem Plasmastrom und Profilparametern n und p zu

$$j_0 = \frac{I_p}{2\pi a^2 \sum_{k=0}^p \frac{(-1)^k}{nk+2} \binom{p}{k}}. \quad (\text{A.5})$$

A.2 Grundlagen zum Vektorpotential

Das Vektorpotential \mathbf{A} , das mit dem Magnetfeld \mathbf{B} durch

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (\text{A.6})$$

verknüpft ist, berechnet sich unter der Annahme einer COULOMB-Eichung ($\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$) als Lösung der Gleichung

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j} \quad (\text{A.7})$$

am Ort \mathbf{x} zu

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3x'. \quad (\text{A.8})$$

Die Vektoren \mathbf{x} und \mathbf{x}' können in Zylindergeometrie geschrieben werden als $\mathbf{x} = (r, \theta, z)$ und $\mathbf{x}' = (r', \theta', z')$. Da hier die toroidale Komponente A_φ gesucht ist, muß nur das Integral

$$A_\varphi = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{j(r')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3x' \quad (\text{A.9})$$

gelöst werden (der Plasmastrom \mathbf{j} weist nur die toroidale Komponente $j_\varphi = j(r)$ auf).

Da das Vektorpotential nicht die Größe mit physikalischer Bedeutung ist, sondern das Magnetfeld \mathbf{B} , behält man für A_φ die Freiheit, konstante Terme zu addieren (Eichfreiheit). Deshalb werden im Folgenden konstante Terme vernachlässigt, um die Rechnung übersichtlicher zu gestalten.

A.3 Lösung für einen geraden Zylinder

Für einen geraden Zylinder der Länge $2\pi R_0$ kann das Integral über das Volumen, in dem der Strom von Null verschieden ist, geschrieben werden als

$$\tilde{A}_\varphi(r) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^a dr' \int_{-\pi}^{\pi} d\theta' \int_{-\pi R_0}^{\pi R_0} dz' \frac{r' j(r')}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta' + z'^2}}. \quad (\text{A.10})$$

Der Integrand ist bezüglich z' eine gerade Funktion, so daß man

$$\tilde{A}_\varphi(r) = 2 \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^a dr' r' j(r') \int_{-\pi}^{\pi} d\theta' \int_0^{\pi R_0} dz' \frac{1}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta' + z'^2}} \quad (\text{A.11})$$

erhält. Nach Auflösen des Integrals über z' [31, 1.1.3.3.192] ergibt sich

$$\tilde{A}_\varphi(r) = -\frac{\mu_0}{2\pi} \int_0^a dr' r' j(r') \int_{-\pi}^{\pi} d\theta' \left[\ln \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta'} - \ln \left(\pi R_0 + \sqrt{\pi^2 R_0^2 + (r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta')^2} \right) \right]. \quad (\text{A.12})$$

Der zweite Term im Integranden wird für großes Aspektverhältnis genähert, und das Integral wird zweigeteilt. Der erste Integrand ist bezüglich θ' eine gerade Funktion, so daß die Integralgrenzen geändert werden können. Außerdem wurde die Wurzel als Faktor $\frac{1}{2}$ vor den Logarithmus gezogen.

$$\tilde{A}_\varphi(r) = -\frac{\mu_0}{2\pi} \int_0^a dr' r' j(r') \int_0^{\pi} d\theta' \ln (r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta') + \frac{\mu_0}{2\pi} \ln(2\pi R_0) \int_0^a dr' r' j(r') \int_{-\pi}^{\pi} d\theta' \quad (\text{A.13})$$

Das Doppelintegral im zweiten Term beschreibt den gesamten Plasmastrom I_p (vgl. Gleichung A.4), und das erste Integral kann nach [31, 1.1.3.4.36] berechnet werden zu

$$\tilde{A}_\varphi(r) = -\frac{\mu_0}{2\pi} \int_0^r dr' r' j_0(r') (2\pi \ln r) - \frac{\mu_0}{2\pi} \int_r^a dr' r' j_0(r') (2\pi \ln r') + \frac{\mu_0 \ln(2\pi R_0)}{2\pi} I_p. \quad (\text{A.14})$$

Der letzte Summand ist unabhängig von r und kann so nach einer Eichtransformation vernachlässigt werden. Setzt man die in Gleichung A.2 gezeigte Zerlegung nach BINOMI ein, dann ergibt sich:

$$\tilde{A}_\varphi(r) = -\mu_0 \ln r \int_0^r dr' r' j_0 \sum_{k=0}^p (-1)^k \binom{p}{k} \left(\frac{r'}{a}\right)^{nk} - \mu_0 \int_r^a dr' r' \ln r' j_0 \sum_{k=0}^p (-1)^k \binom{p}{k} \left(\frac{r'}{a}\right)^{nk}. \quad (\text{A.15})$$

A. Berechnung der toroidalen Komponente des Vektorpotentials

Vertauschen von Integral und Summe liefert

$$\begin{aligned} \tilde{A}_\varphi(r) = & -\mu_0 \ln r j_0 a \sum_{k=0}^p (-1)^k \binom{p}{k} \int_0^r dr' \left(\frac{r'}{a}\right)^{nk+1} - \\ & -\mu_0 j_0 a \sum_{k=0}^p (-1)^k \binom{p}{k} \int_r^a dr' \ln r' \left(\frac{r'}{a}\right)^{nk+1}, \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

wonach die Integrale aufgelöst werden können [31, 1.1.3.3.471]. Eine weitere Umeichung durch Addition einer Konstanten vereinfacht den Ausdruck zu:

$$\tilde{A}_\varphi(r) = -\mu_0 j_0 a^2 \sum_{k=0}^p (-1)^k \binom{p}{k} \frac{\left(\frac{r'}{a}\right)^{nk+2}}{(nk+2)^2}. \quad (\text{A.17})$$

Zusammen mit der zentralen Stromdichte j_0 (Gleichung A.5) erhält man den endgültigen Ausdruck für die toroidale Komponente des Vektorpotentials (vgl. [12, Gl. 3.1])

$$\tilde{A}_\varphi(r) = -\frac{\mu_0 I_p}{2\pi} \cdot \frac{\sum_{k=0}^p (-1)^k \binom{p}{k} \frac{\left(\frac{r'}{a}\right)^{nk+2}}{(nk+2)^2}}{\sum_{k=0}^p \frac{(-1)^k \binom{p}{k}}{nk+2}}, \quad (\text{A.18})$$

der mit der normierten poloidalen Flußfunktion $F(r/a)$, die den zweiten Bruch in dieser Gleichung repräsentiert, geschrieben werden kann als

$$\tilde{A}_\varphi(r) = -\frac{\mu_0 I_p}{2\pi} F(r/a). \quad (\text{A.19})$$

Literaturverzeichnis

- [1] H.-S. Bosch und G. M. Hale, Improved Formulas for Fusion Cross-Sections and Thermal Reactivities, Nucl. Fusion **32**(4), 611–631 (1992), erratum in vol. 33, no. 12 (1993) p. 1919.
- [2] J. D. Strachan, A. A. Chan, W. W. Heidbrink, J. Lovberg, T. J. Murphy, E. B. Nieschmidt und S. J. Zweben, Confinement of Fusion Products in Tokamaks, in *Basic Physical Processes of Toroidal Fusion Plasmas*, Band II, 699–712, Varenna, 1985, EUR 10418 EN.
- [3] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, Band 1, Plenum Press, New York und London, 1984.
- [4] U. Schumacher, *Fusionsforschung, Eine Einführung*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 1993.
- [5] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley, New York, 1975.
- [6] T. G. Northrop, *The Adiabatic Motion of Charged Particles*, Interscience Tracts on Physics and Astronomy, Wiley, New York, 1963.
- [7] D. V. Sivukhin, Coulomb Collisions in a Fully Ionized Plasma, in *Reviews of Plasma Physics*, herausgegeben von M. A. Leontovich, Band 4, 93–241, Consultants Bureau, New York, 1966.
- [8] T. H. Stix, Heating of Toroidal Plasmas by Neutral Injection, Plasma Phys. **14**, 367–384 (1972).
- [9] G. Gorini und M. A. Kovanen, A Comparison Study of the 1 MeV Triton Burn-up in JET using the HECTOR and SOCRATE codes, Labor Bericht JET-R(88)09, JET, Culham, GB, 1988.
- [10] P. Batistoni und C. W. Barnes, Computation of Classical Triton Burnup with High Plasma Temperature and Current, Plasma Phys. Controlled Fusion **33**(14), 1735–1756 (1991).
- [11] L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience Tracts on Physics and Astronomy, Wiley, New York, 1962.

- [12] J. A. Rome, D. G. McAlees, J. D. Callen und R. H. Fowler, Particle-Orbit Loss Regions and their Effects on Neutral-Injection Heating in Axisymmetric Tokamaks, *Nucl. Fusion* **16**(1), 55-66 (1976).
- [13] H.-S. Bosch, J. D. Strachan, C. W. Barnes und E. B. Nieschmidt, Calibration of a Surface Barrier Detector for 14-MeV Neutron Flux Measurements on TFTR, *Rev. Sci. Instrum.* **59**(8), 1718-1720 (1988).
- [14] S. Conroy, O. N. Jarvis, G. Sadler und G. B. Huxtable, Time-Resolved Measurements of Triton Burnup in JET Plasmas, *Nucl. Fusion* **28**(12), 2127-2134 (1988).
- [15] E. Ruskov, W. W. Heidbrink, H. H. Duong, A. L. Roquemore und J. D. Strachan, Measurement of 14 MeV Neutrons at TFTR with Si-Diode Detectors, *Rev. Sci. Instrum.* **66**(1), 910-912 (1995).
- [16] R. G. Miller und R. W. Kavanagh, Semiconductor Detector as a Fast Neutron Spectrometer, *Nucl. Instrum. Methods* **48**, 13-27 (1967).
- [17] D. W. Mingay, J. P. F. Sellschop und P. M. Johnson, Neutron Induced Reactions in Silicon Semiconductor Detectors, *Nucl. Instrum. Methods* **94**, 497-507 (1971).
- [18] T. Elevant, H. W. Hendel, E. B. Nieschmidt und L. E. Samuelson, Silicon Surface Barrier Detector for Fusion Neutron Spectroscopy, *Rev. Sci. Instrum.* **57**(8), 1763-1765 (1986).
- [19] G. Bertolini und A. Coche, *Semiconductor Detectors*, North-Holland Publ., Amsterdam, 1968.
- [20] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Wiley, New York, 1979.
- [21] G. Zankl, J. D. Strachan, R. Lewis, W. Pettus und J. Schmotzer, Neutron Flux Measurements around the Princeton Large Tokamak, *Nucl. Instrum. Methods* **185**, 321-329 (1981).
- [22] J. F. Briesmeister, MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4A, Labor Bericht LA-12625-M, Los Alamos National Laboratory, 1993.
- [23] T. Nakagawa, JENDL-3 Revision 2, in *Proc. of the 1993 Symposium on Nuclear Data*, 68-78, Tokai, Ibaraki, Japan, 1994, Japan Atomic Energy Research Inst. (JAERI).
- [24] J. F. Ziegler, *Helium. Stopping Powers and Ranges in all Elemental Matter*, Band 4 aus *The Stopping and Ranges of Ions in Matter*, Pergamon Press, New York, 1977.

- [25] B. Bomba, *Interpretation und Simulation der Neutronenrate eines Deuteriumplasmas bei Neutralteilcheninjektion in ASDEX*, Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, FRG, 1989.
- [26] J. D. Strachan, A. Bhattacharjee, D. L. Jassby und H. H. Towner, Neutron Emission Profiles in the Beam-Heated Princeton Large Tokamak, *Physics Letters* **66 A**(4), 295–298 (1978).
- [27] O. N. Jarvis, J. M. Adams, S. W. Conroy, F. B. Marcus, G. Sadler, N. Watkins und P. van Belle, Triton Burnup in JET – Profile Effects, in *Proc. of the 18th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berlin, 1991*, Band 15C aus *Europhysics Conference Abstracts*, 21–24, Petit-Lancy, 1991, EPS, Teil I.
- [28] J. M. Adams, O. N. Jarvis, G. J. Sadler, D. B. Syme und N. Watkins, The JET Neutron Emission Profile Monitor, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research* **A329**, 277–290 (1993).
- [29] D. L. Jassby, H. W. Hendel, C. W. Barnes, S. Bosch, F. E. Cecil, D. C. McCune, E. B. Nieschmidt und J. D. Strachan, Fission-Detector Determination of D-D Triton Burnup Fraction in Beam-Heated TFTR Plasmas, in *Proc. of the 14th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Madrid, 1987*, Band 11D aus *Europhysics Conference Abstracts*, 1264–1267, Petit-Lancy, 1987, EPS, Teil III.
- [30] J. D. Strachan, Measurements of the ^3He Fusion Product in TFTR, *Nucl. Fusion* **29**(2), 163–171 (1989).
- [31] I. N. Bronstein und K. A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, 1989.

Danksagung

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. K. Behringer für die akademische Betreuung dieser Arbeit.

An Herrn Dr. H.-S. Bosch geht mein herzlicher Dank für die mehr als nur fachliche Betreuung meiner Diplomarbeit. Er ließ sehr viel Freiraum bei der Durchführung der Arbeit, stand aber bei Problemen stets mit konstruktiven Beiträgen zur Seite.

Herrn Dr. H. Zohm danke ich dafür, daß er die Möglichkeit zur Durchführung dieser Diplomarbeit am IPP initiiert hat.

Herrn Dr. F. Hoenen bin ich für die unermüdliche Hilfe beim Optimieren des Detektorsystems zu Dank verpflichtet.

Auch Herrn T. Kass danke ich für die Unterstützung bei der Installation und für so manche nützliche Anregung.

Für die technischen Arbeiten beim Einrichten der Diagnostik und für die gute Zusammenarbeit möchte ich mich bei Herrn Berger und Herrn Schramm sowie deren Kollegen bedanken. Sie haben sehr viel zur Realisierung der Messungen beigetragen.

Mein Dank geht auch an das gesamte ASDEX Upgrade Team, ohne dessen Mitarbeit die Durchführung dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Ebenso danke ich den Herren Fries, Köllermeyer und Wölfl für die nahezu endlosen Diskussionen über sämtliche Probleme bei der Durchführung dieser Arbeit.