

# Ydinfuusion fysikaaliset perusteet energiantuotannossa ja fuusiolaitteiden kehitys

Ariel Aatsinki

Pro gradu -tutkielma

Jyväskylän yliopisto, fysiikan laitos

03.10.2016

Ohjaaja: Heikki Penttilä

## Esipuhe

Lukiessa fysiikan tunneilla kuulin, että energiaa voidaan tuottaa fissioreaktion, mutta myös fuusioreaktion kautta. Myöhemmin, kun mietin gradun aihetta, mieleeni palautui lukion fysiikan tunnit. Olin vuosien varrella kiinnostunut paljon myös energian tuottamisesta ja kasvavasta energian tarpeesta maailmassa. Gradun aihetta valitessani aiheesta yhdistyi lopulta monta kiinnostukseni kohdetta. Haluan kiittää Heikki Penttilää, jonka ennakkoluuloton ja rohkaiseva asenne sai tämän projektin alkuun. Projekti oli pitkä, mutta samalla opin paljon aiheesta sekä tieteellisen tekstin kirjoittamisesta. Heikille myös iso kiitos kärsivällisyydestä projektin kestäessä pitkään.

## Tiivistelmä

Kahden atomin, joiden massaluku on alle 60, yhdistymistä yhdeksi atomiksi kutsutaan fuusioksi. Tämän ydinreaktion seurauksena vapautuu valtavasti energiaa ja sen valjastamista ihmiselle hyödylliseen muotoon on tutkittu yli 50 vuoden ajan. Keskeisin tavoite tälle pro gradu -tutkielmalle oli selvittää lämpöydinfuusion fysikaaliset perusteet, minkälaisia merkittäviä läpimurtoja fuusiotutkimuksessa on saavutettu ja toisaalta minkälaisia ratkaisemattomia ongelmia energiantuottoon kykenevän fuusiovoimalan edessä on. Edistysaskelien ja ratkaisemattomien ongelmien osalta keskitytään menestyksekkäimpään koelaitteeseen, tokamakiin.

Tähän mennessä erilaisia koejärjestelmiä on ehdotettu useita, mutta tokamak konsepti on näistä eniten tutkituin ja huomattavasti edellä muita. Tokamakin menestys perustuu useaan seikkaan. Ensinnäkin se pystyy kuumentamaan fuusiotuvien ytimien lämpötilan niin korkeaksi, että fuusio on mahdollinen. Toiseksi fuusio on ylipäänsä mahdollista, koska tokamakissa energia ei karkaa ympäristöön liian nopeasti. Lisäksi tokamakin etuna on suhteellisen yksinkertainen rakenne, joka on osoittautunut helpommaksi ja halvemmaksi rakentaa kuin muut koelaitteet.

# Sisältö

<b>1</b>	<b>Johdanto</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Fuusio ja energiantuottaminen</b>	<b>4</b>
2.1	Fuusioreaktioiden fysiikkaa . . . . .	4
2.2	Eri fuusioreaktioita . . . . .	11
2.3	Lawsonin kriteeri . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Plasman koossapito</b>	<b>22</b>
3.1	Magneettinen koossapito . . . . .	23
3.1.1	Avoin magneettinen koossapito . . . . .	29
3.1.2	Suljettu magneettinen tai toroidinen koossapito . . . . .	31
3.2	Inertiaalikoossapito . . . . .	38
<b>4</b>	<b>Inertiaalifuusio</b>	<b>42</b>
4.1	Energiantuottokerroin ja polttoainekapseli . . . . .	42
4.2	Kuumapisteen syttymiskriteeri . . . . .	45
4.3	Epäsuora-ajo . . . . .	50
<b>5</b>	<b>Tokamakien merkittävät edistysaskeleet</b>	<b>53</b>
5.1	Tokamak . . . . .	53
5.2	Plasman kuumennus . . . . .	55
5.3	Plasman epäpuhtaudet . . . . .	57
5.4	L-H transitio . . . . .	64
5.5	Suuret tokamakit . . . . .	70
<b>6</b>	<b>Tokamakin ongelmat ja fuusiotutkimuksen tulevaisuus</b>	<b>74</b>
6.1	Neoklassinen teoria ja plasman poikkeavat häviöt . . . . .	74
6.2	Tritiumin tuottaminen . . . . .	75
6.3	Plasman epävakaudet ja koossapidon menettäminen . . . . .	76
6.4	Hiukkas- ja lämpökuormat . . . . .	81
6.5	Tulevaisuuden näkymät . . . . .	82
<b>7</b>	<b>Yhteenveto</b>	<b>85</b>

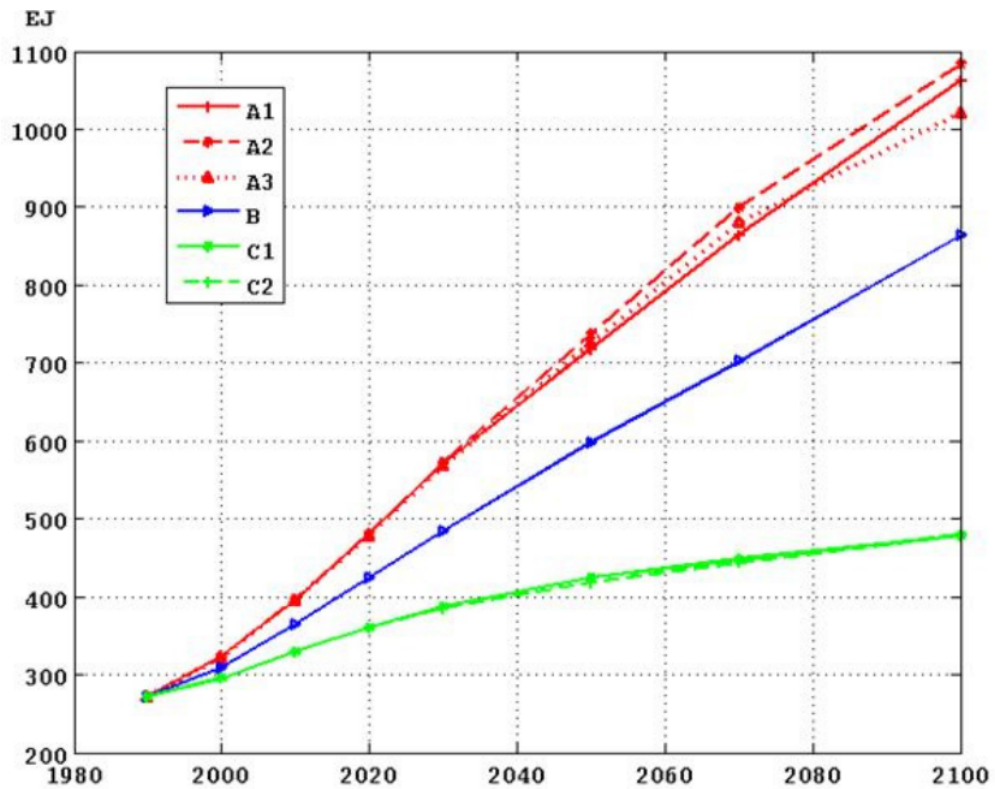
Viitteet	88
A DD, DT ja D- <sup>3</sup> He reaktioiden vaikutusalafunktion parametrit	99
B DT- ja DD-reaktioiden reaktiivisuusfunktion parametrit	100

# 1 Johdanto

Kuvassa 1 on esitetty kolme erilaista maailman energian kulutuksen kasvuskenaariota. Tapauksissa A1,A2 ja A3 oletetaan, että tulevaisuudessa tapahtuu voimakas tekninen kehitys ja sen takia myös suuri taloudellinen kasvu. Tämän myötä seuraa myös suuri energiankulutuksen kasvu. Tapauksessa B oletetaan hieman maltillisempaa taloudellista kasvua ja sen seurauksena maltillisempaa energiankulutuksen kasvua. Skenaarioissa C1 ja C2 kansainvälisen yhteistyön kautta pyritään luonnonsuojeluun ja kohtuulliseen talouskasvuun, ja sitä kautta pienempään energiankulutukseen. Kuvan 1 skenaarioiden perusteella voidaan sanoa, että energiankulutus tulee tulevaisuudessa kasvamaan ja kysymys on vain siitä, kuinka suurta kasvu on.

Euroopan kokonaisenergiankulutuksesta tuotetaan lähes 80 % fossiilisilla polttoaineilla, 14 % ydinvoimalla ja 9 % uusiutuvalla energialla [1, s.69]. Koska on selvää, että helposti saatavat fossiiliset polttoaineet loppuvat ennen pitkää ja että energiankulutus kasvaa tulevaisuudessa, uusien ympäristöystävällisten energiantuotantoratkaisujen kehittäminen on välttämätöntä.

Fuusioreaktio energiantuotantomekanismina opittiin ymmärtämään jo 1900-luvun alkupuolella. Vuonna 1905 A. Einstein julkaisi kuuluisan artikkelinsa, jossa hän käsitteli massan ja energian ekvivalenssia, joka tarkoittaa että energia voi muuttua massaksi ja päinvastoin [3]. Hieman yli kymmenen vuotta myöhemmin Francis Aston teki atomimassan tarkkuusmittauksia, joissa hän havaitsi, että neljän vetyatomin massa on hieman suurempi kuin yhden heliumatomin [4]. Näiden kahden tuloksen pohjalta Arthur Eddington et al. ehdottivat vuonna 1920, että massa voisi muuttua energiaksi auringossa ja tähdissä, jos neljä vetyatomia yhdistyy yhdeksi heliumatomiksi [5] [6, s. 2]. Klassisen fysiikan teorian perusteella atomien fuusio auringossa ei kuitenkaan ollut mahdollista, koska havaintojen perusteella aurinko ei ollut riittävän kuuma. Fuusioreaktion teoria ymmärrettiin tältä osin vasta kun kvanttimekaniikka kehitettiin ja tunneloitumisilmiö tunnettiin [6, s. 2]. Myöhemmin vuonna 1934 fuusioreaktio onnistuttiin tuottamaan laboratoriossa kahden deuterium ytimen välillä [7].



Kuva 1: Arvioitu maailman energiankulutus vuoteen 2100 asti eksajouleina ( $10^{18}$  J). A1,A2,A3: voimakas taloudellinen ja tekninen kehitys B: Realistinen kasvuskenario C1,C2: Maltillinen kasvu [2, s. 8]

Fuusiovoimalan kehitystyö on edennyt hitaasti. 1950-luvulta lähtien on esitetty ja tutkittu hyvin monia fuusiolaitteita [8]. Siitä huolimatta yksikään näistä fuusiolaitteista ei ole pystynyt tuottamaan energiaa enemmän kuin laitteeseen syötetään. Tähän mennessä pisimmällä tässä tavoitteessa on *tokamak*-laite [9, s. 265]. Tulevaisuudessa tokamakilla on tarkoitus osoittaa ensinnäkin, että se pystyy tuottamaan nettoenergiaa. Toiseksi tokamakilla on myöhemmin tarkoitus osoittaa myös fuusioenergian kaupallinen käytettävyys. Nämä tavoitteet ovat mahdollisia vain, jos useat erilaiset ongelmat pystytään ratkaisemaan. Tärkeimmät näistä ovat; miten seinämämateriaalit kestävät plasmasta karkaavien hiukkasten eroosion ja lämpökuorman, kuinka plasman epävakaisuudet hallitaan ja kuinka voimalassa tarvittava tritium tuotetaan [6].

Tämän tutkielman tarkoituksena on lisätä ymmärrystä siitä, minkälaisia ongelmia kaupallisen fuusioenergian toteutettavuudelle on ja mitkä luonnon lainalaisuudet tutkimusta ohjailee. Fuusiotutkimus on aiheena erittäin laaja ja monimutkainen, ja pyrkimyksenä onkin saada lukijalle mahdollisimman hyvä yleiskuva aiheesta. Työssä esitellään kaksi pääfuusiotutkimussuuntaa; inertiaalifuusio (kappale 4) ja magneettiseen koossapitoon perustuvat fuusio. Magneettiseen koossapitoon perustuvista laitteista keskitytään lähinnä menestyksekkääseen tokamakiin (kappaleet 5, 6 ja 7).



## 2 Fuusio ja energiantuottaminen

Atomiytimessä protonit ja varauksettomat neutronit ovat vuorovaikutuksessa keskenään. Sähkömagneettinen voima pyrkii hajottamaan ydintä, kun taas vahva ydinvoima pyrkii pitämään sitä koossa. Atomiytimen, jossa on tietty määrä neutroneja ja protoneja, energia on pienempi kuin sen rakenneosasten protonien ja neutronien yhteenlaskettu energia. Sidosenergiaksi kutsutaan energiamäärää, joka tarvitaan atomin purkamiseksi neutroneiksi ja protoneiksi [10, s. 7]. Kuvassa 2 on esitetty sidosenergia nukleonia kohti atomin massaluvun funktiona. Kuvasta voidaan nähdä, että sidosenergia saavuttaa huippunsa likimain massaluvun 60 tienoilla. Kun katsotaan käyrän loppuosaa ( $A > 60$ ) huomataan, että jos raskas ydin hajoaa kahdeksi kevyemmäksi ytimeksi, sidosenergiää vapautuu. *Fissioksi* kutsutussa reaktiossa hajoavan atomin ja fissiotuotteiden sidosenergioiden erotus vapautuu energiaksi. Vastaavasti käyrän alkupään ( $A < 60$ ) atomien sidosenergioita katsottaessa nähdään kahden kevyen atomin yhdistymisen tuottavan energiaa, kun tulositytimen massaluku on alle 60. Tätä atomien yhdistymistä kutsutaan *fuusioksi* [10].

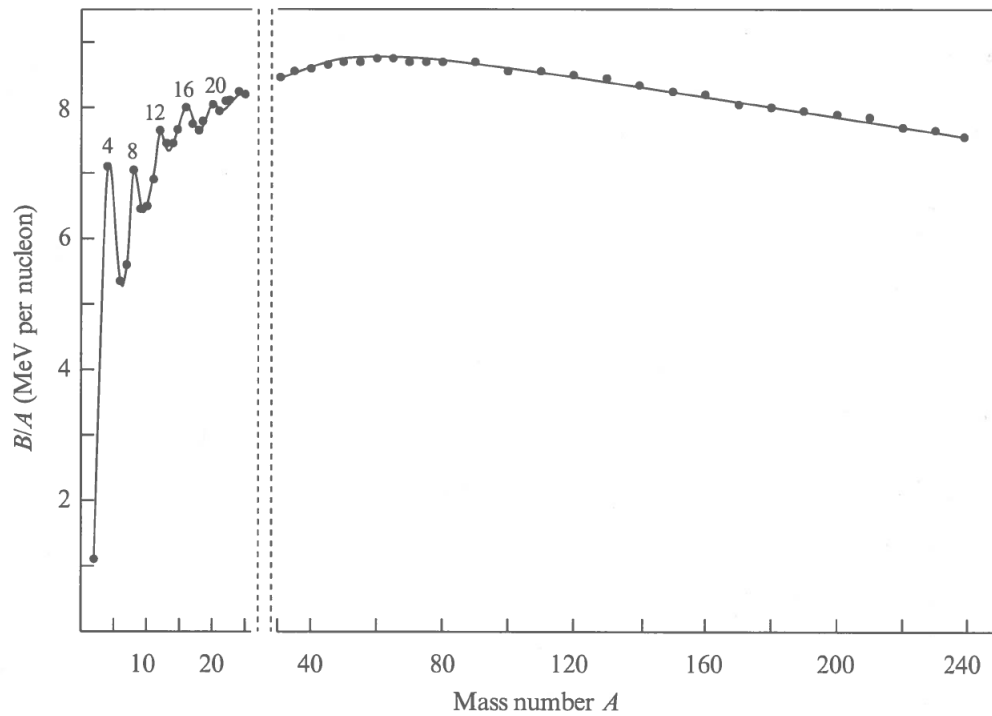
### 2.1 Fuusioreaktioiden fysiikkaa

Kahden positiivisesti varatun hiukkasen välillä vaikuttaa potentiaali, jonka suuruus voidaan laskea Coulombin lain avulla. Potentiaalienergian suuruus kahden varatun hiukkasen välillä on [11, s. 16]

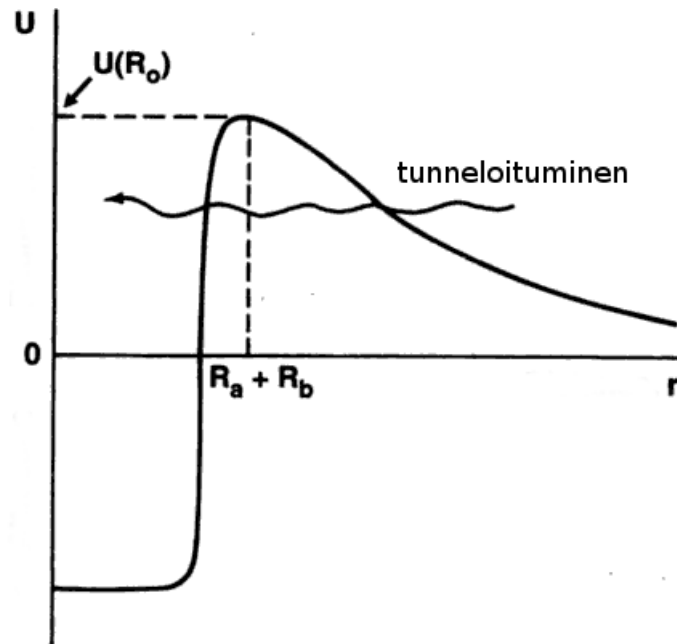
$$U(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_a q_b}{r}, \quad (1)$$

missä  $q_a$  ja  $q_b$  ovat hiukkasten varausluvut,  $\epsilon_0$  tyhjiön permittiivisyys ja  $r$  hiukkasten välinen etäisyys. Vallin potentiaalienergia kahdelle deuterium hiukkaselle on esimerkiksi  $U(R_a + R_b) = \frac{1}{4\pi \cdot 8,8541 \dots \cdot 10^{-12} \text{F/m}} \cdot \frac{(1,602 \dots \cdot 10^{-19} \text{C})^2}{2 \cdot 1,2 \cdot 10^{-15} \cdot 2^{1/3} \text{m}} \approx 476 \text{keV}$ , missä ( $R \approx 1,2 \cdot 10^{-15} \cdot A^{1/3}$ , missä  $A$  on ytimen massaluku [12, s. 108]). Kvanttimekaanisesti ydinten on kuitenkin mahdollista tunneloitua Coulombin vallin läpi (kuva 3). Kappaleessa 2.3 nähdään, että fuusioituvien

## 2 FUUSIO JA ENERGIANTUOTTAMINEN



Kuva 2: Sidosenergia nukleonia kohti atomin massaluvun funktiona [10, s. 8]. Kunkin massaluvun kohdalla (mass number  $A$ ) kyseessä on tiukimmin sidottu ydin. Kuvaaaja esittää siis ylärajan sidosenergia/nukleoni osamäärälle.



Kuva 3: Fuusioituvien ytimien tunneloitus Coulombin vallin läpi.  $U(r)$  kuvaa syteemin potentiaalienergiaa,  $r$  fuusioituvien ytimien välinen etäisyys,  $R_a$  ja  $R_b$  fuusioituvien ytimien a ja b säteet. Etäisyydellä  $R_0 = R_a + R_b$  ytimet ovat riittävän lähellä toisiaan, että lyhyen kantaman ydivoimat alkavat vaikuttaa eri ytimissä olevien nukleonien välillä.  $U(R_0)$  on Coulombin vallin korkeus. [11, s. 16].

hiukkasten energian täytyy olla useita kiloelektronivoltteja eli useita satoja miljoonia kelvineitä, jotta energiantuoton kannalta fuusioreaktioita tapahtuu riittävästi aikayksikköä kohden. Näin korkeassa lämpötilassa molekylaarinen kaasu muuttuu törmäyksien seurauksena ensin atomaariseksi ja sen jälkeen myös uloimmat elektronit poistuvat atomista eli atomit ionisoituvat. Tätä aineen “neljättä olomuotoa” kutsutaan plasmaksi. Plasma on ulospäin makroskooppisesti neutraali. Siinä on vapaita elektroneja ja ionisoituneita atomeja, jotka pitkän kantaman Coulombin voiman ansiosta vuorovaikuttavat keskenään [13, s. 1].

Kun kaksi ydintä liikkuu toisiaan kohti nopeudella  $v$ , todennäköisyys, että ne törmäävät ja reagoivat keskenään (tai fuusioituvat) on  $\sigma(v)$ . Tätä todennäköisyyttä kutsutaan reaktiovaikutusalaksi ja sen yksikkö on barn =  $\frac{1}{m^2}$ .

Jos hiukkasjoukko (hiukkastiheys  $N_1$ ) on levossa tai kaikki sen hiukkaset liikkuvat nopeudella  $v$  toisen hiukkasjoukon suhteen (hiukkastiheys  $N_2$ ), reaktiotaajuus tilavuusyksikköä kohden eli reaktioiden määrä aikayksikössä on

$$R = N_1 N_2 \sigma(v) v. \quad (2)$$

Fuusioreaktiorissa hiukkasten keskinäinen nopeus ei ole vakio, vaan sitä kuvaa kulloisestakin tilanteesta riippuva nopeusjakauma  $\phi(v)$ .  $\phi(v)dv$  on todennäköisyys, että hiukkasten nopeus toistensa suhteen on välillä  $[v, v+dv]$ . Reaktion vaikutusala tällä välillä on  $\sigma(v)$ . Plasmaa voidaan ajatella kaasuna, jossa ionit poukkoilevat sattumanvaraisesti toisiinsa lähes elastisesti ja siten plasman hiukkasia kuvaa kineettinen kaasuteoria [11, s. 18]. Kineettinen kaasuteoria mahdollistaa hiukkasten nopeuden kuvaamisen Maxwell-Boltzmann-jakauman avulla. Yleisessä tapauksessa reaktiotaajuus on [14, s. 292]:

$$R = N_1 N_2 \int_0^\infty v \sigma(v) \phi(v) dv = N_1 N_2 \langle \sigma v \rangle, \quad (3)$$

missä  $\phi(v)dv$  on todennäköisyys, että hiukkasten nopeus toistensa suhteen on välillä  $[v, v + dv]$ . Termiä  $\langle \sigma v \rangle$  kutsutaan keskiarvoistetuksi reaktiivisuudeksi. Otetaan vielä huomioon tapaukset, joissa yhdistyvät hiukkaset ovat samat. Oletetaan, että yhdistyviä hiukkasia on molempia yhtä suuri määrä. Kun hiukkaset ovat samat, kaksi hiukkasjoukkoa voi yhdistyä  $N_1 N_2$  tavalla, taulukko 1. Kun taas hiukkaset ovat erilaiset, matriisin transpoosielementit ovat samat ja samanlaiset hiukkasjoukot voivat yhdistyä  $\frac{N_1 N_2}{2} = \frac{N^2}{2}$  tavalla, missä  $N_1 = N_2 = N$ . Reaktiotaajuus voidaan kirjoittaa nyt [15, s. 4]

$$R = \frac{1}{1 + \delta_{ij}} N_1 N_2 \langle \sigma v \rangle, \quad (4)$$

missä  $\delta_{ij} = \begin{cases} 0, & \text{jos } i \neq j \\ 1, & \text{jos } i = j \end{cases}$  on Kroneckerin delta joka ottaa siis huomioon, ovatko reagoivat ytimet samanlaiset vai erilaiset.

Gamow osoitti [14, s. 296] [16], että todennäköisyys sille, että kaksi ydintä

Taulukko 1: Matriisiesitys kuinka monella tavalla kaksi hiukkasjoukkoa voivat yhdistyä, jos hiukkaset ovat samat  $a \neq b$  (oikealla) tai hiukkaset ovat erilaiset,  $a = b$  (vasemmalla). Kun hiukkaset ovat samat, kaksi hiukkasjoukkoa voivat yhdistyä  $N_1 N_2$  tavalla, taulukko vasemmalla. Kun taas hiukkaset ovat erilaiset, matriisin transpoosielementit ovat samat ja samanlaiset hiukkasjoukot voivat yhdistyä  $\frac{N_1 N_2}{2} = \frac{N^2}{2}$  tavalla, missä  $N_1 = N_2 = N$ . [11, ss. 105 - 107]

	$a_1$	$a_2$	$\cdots$	$a_{N_1}$		$a_1$	$a_2$	$\cdots$	$a_{N_1}$
$b_1$	$a_1 b_1$	$a_2 b_1$	$\cdots$	$a_{N_1} b_1$	$a_1$	$a_1 a_1$	$a_2 a_1$	$\cdots$	$a_{N_1} a_1$
$b_2$	$a_1 b_2$	$a_2 b_2$	$\cdots$	$a_{N_1} b_2$	$a_2$	$a_1 a_2$	$a_2 a_2$	$\cdots$	$a_{N_1} a_2$
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\ddots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\ddots$	$\vdots$
$b_{N_2}$	$a_1 b_{N_2}$	$a_2 b_{N_2}$	$\cdots$	$a_{N_1} b_{N_2}$	$a_{N_2}$	$a_1 a_{N_2}$	$a_2 a_{N_2}$	$\cdots$	$a_{N_1} a_{N_2}$

yhdistyy tunnelloitumalla Coulombin vallin läpi on verrannollinen tekijään [14, s. 297]

$$\exp\left(-\frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}\right) = \exp\left(-\frac{\sqrt{2m}\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar\sqrt{E}}\right) = \exp\left(-\frac{b}{\sqrt{E}}\right). \quad (5)$$

Yhtälössä 5  $\hbar$  on Diracin vakio,  $m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$  hiukkasten redusoitu massa,

$$\begin{aligned} b &= \frac{\sqrt{2m}\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar} \\ &= \sqrt{2m_u c^2} \pi \cdot \alpha \cdot Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}} \\ &= 31,28 \cdot Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}} \text{keV}^{1/2}, \\ \alpha &= \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137,035999679}. \end{aligned}$$

$\alpha$  on hienorakennevakio cgs-yksiköissä (SI-yksiköissä  $\alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\hbar c}$ ),  $m_u = 1 \text{ u} = 1,660540 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$  eli yksi atomimassayksikkö ja  $A_1$  ja  $A_2$  hiukkasten atomimassat.

Matalilla energian arvoilla ( $E \ll b^2$ ) vaikutusala massakeskipistekoordi-

naatistossa on verrannollinen myös samaan tekijään [14, s. 297]

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \cdot \exp\left(-\frac{b}{\sqrt{E}}\right), \quad (6)$$

missä  $\frac{1}{E}$  esittää geometrisen vaikutusalan ja eksponenttitermi  $\exp\left(-\frac{b}{\sqrt{E}}\right)$  Coulombin vallin merkitystä vaikutusalaan. Geometrinen vaikutusala on  $\pi\lambda^2 = \pi\left(\frac{\hbar}{m_r v}\right)^2 \propto \frac{1}{E}$ .  $S(E)$  sisältää kaiken reaktioon liittyvän ydinfysiikan ja sitä kutsutaan S-tekijäksi. Kun reaktioenergia on paljon pienempi kuin kahden ytimen resonanssienergia,  $S(E)$  on heikosti energiasta riippuva tai vakio tietyn energia välin yli. Resonanssitapauksessa vaikutusala riippuu voimakkaasti  $S(E)$ :stä. Yhtälön 6 perusteella ( $b \propto Z_1 Z_2$ ) vaikutusala pienenee voimakkaasti suuremman varausluvun ja massan atomeille. Tästä syystä energiantuotannon näkökulmasta on helpoin fuusioda kevyitä  $Z = 1$  ytimiä.

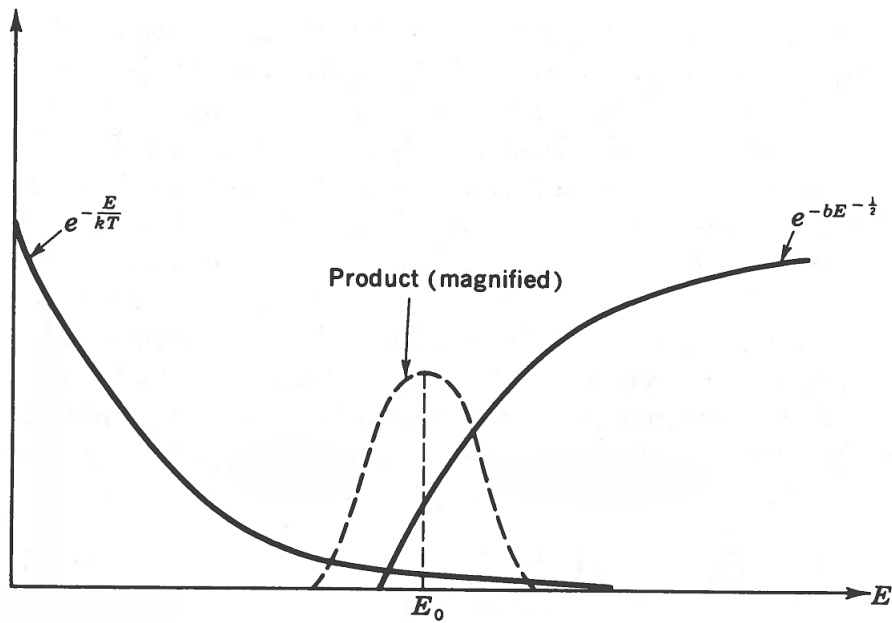
Hiukkasten nopeusjakauma  $\phi(v)dv$  voidaan kirjoittaa hiukkasen energianjakaumaksi  $\psi(E)dE$ , joka on [14, s. 300]

$$\phi(v)dv = \psi(E)dE \propto \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE. \quad (7)$$

missä  $k$  on Boltzmannin vakio,  $E$  hiukkasen energia ja  $T$  on systeemin eli plasman lämpötila.

Suurin vaikutus keskiarvoistetun reaktiivisuuden (lauseke 3) arvoon on vaikutusalan (lauseke 6) ja nopeusjakauman (lauseke 7) eksponenttitermeillä. Nämä on esitetty kuvassa 4, josta nähdään, että vaikutusalan 6 eksponenttitermi häviää suurilla energioilla, kun taas hiukkasten energianjakauman eksponenttitermi matalilla energian arvoilla. Reaktiotaajuuden integraali 3 eroaa siis merkittävästi nolasta tietyllä energiavälillä ja lisäksi integrandilla on maksimiarvo kohdassa  $E_0$ . Toisin sanoen hiukkaset, joiden energia on lähellä energiaa  $E_0$ , vaikuttavat eniten fuusioreaktiotaajuuteen.

## 2 FUUSIO JA ENERGIANTUOTTAMINEN



Kuva 4: Fuusioreaktiotaajuuden voimakkaimmin vaikuttavat eksponenttitermit yhtälö 6 ja 7 energian funktiona. Vaikutusalalan (yhtälö 6) eksponenttitermi häviää suurilla energioilla, kun taas hiukkasten energianjakauman eksponenttitermi (yhtälö 7) matalilla energian arvoilla. Reaktiotaajuuden integraali 3 eroaa nolasta vain tietyllä energiavälillä ja lisäksi integrandilla on maksimiarvo kohdassa  $E_0$  [14](muokattu).

## 2.2 Eri fuusioreaktioita

Tässä kappaleessa tarkastellaan fuusiopolttoaineiksi soveltuvia alkuaineita. Fuusiopolttoaine tarkoittaa fuusioreaktion lähtöaineista muodostunutta seosta. Fuusiopolttoaineen tulee täyttää useita kriteerejä. Näitä ovat esimerkiksi: fuusiopolttoaineen tulisi olla maankuoressa riittoisa ja helposti saatavilla, reaktiotaajuuden tulisi olla mahdollisimman suuri sekä sen reaktiotuotteiden tulisi olla sellaisessa muodossa, että reaktiosta vapautuva energia voidaan käyttää helposti hyväksi. Edellisessä kappaleessa todettiin, että reaktiotaajuuden maksimoimiseksi on helpoin fuusioda ytimiä, joilla on matala järjestysluku. Kuitenkaan kaappausreaktiot, kuten

- $D+p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ ,
- $D+D \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$  ja
- $D+T \rightarrow {}^5\text{He} + \gamma$

eivät ole energiantuotannon kannalta otollisia, koska reaktioenergia emittoituu gammasäteiden muodossa. Gammasäteet karkaavat helposti fuusiolaitteesta, jolloin niiden energiaa ei voida käyttää hyväksi energian tuottamiseen. Lisäksi kaappausreaktiot ovat monta kertaluokkaa epätodennäköisempiä kuin reaktiot, joissa ytimen viritystila purkautuu hiukkasemissiolla. Taulukossa 2 on lueteltu mahdollisia eksotermisiä, lämpödynfuusiossa hyödynnettäviä reaktioita vaikutusaloineen ja Q-arvoineen. Taulukossa 3 näkyy eri alkuaineiden määrä maankuoressa. Lisäksi kuvassa 5 on esitetty tarkemmin DD, DT, p- ${}^{11}\text{B}$  ja D- ${}^3\text{He}$  reaktioiden vaikutusalat lämpötilan funktiona.

Taulukosta 2 nähdään, että DT-reaktiolla on 10 keV ja 100 keV lämpötiloissa huomattavasti suuremmat vaikutusalat kuin millään muulla reaktiolla ja tästä syystä deuterium-tritium seos soveltuu fuusiopolttoaineeksi parhaiten. Vertailun vuoksi taulukossa on myös pp-reaktio, jonka vaikutusala on monta kertaluokkaa pienempi kuin muilla reaktiolla. pp-reaktiolla on merkitystä tästä syystä vain tähtien energiantuotannossa. Aneutronisiksi polttoaineiksi kutsutaan reaktion lähtöaineiden seosta, joiden reaktion lopputuotteiden ja niiden sivureaktioiden lopputuotteiden neutronien energian määrä on



Taulukko 2: Eri fuusioreaktioiden Q-arvot ja vaikutusalat. DT-reaktio tarjoaa suurimman vaikutusalan verrattuna muihin reaktioihin. Reaktioiden 5-9 lähtöaineiden seoksia kutsutaan aneutronisiksi polttoaineiksi, koska niiden lopputuotteiden ja niiden sivureaktioiden lopputuotteiden neutronien energian määrä on pieni: alle 1% tuotetusta fuusioenergiasta. Taulukossa on esitettyä myös vertauksen vuoksi auringossa tapahtuva pp-reaktio. DT-reaktion vaikutusalan (\*reaktion vaikutusala laskettu yhtälön 6 avulla;  $*S(E = 10 \text{ keV}) = S(100 \text{ keV}) = S(0) = 4 \cdot 10^{-25} \text{ MeV} \cdot \text{b}$  [17, s. 1275]) Viitteet: Q-arvot [18], vaikutusalat reaktioille 1.-3. ja 5. [19], reaktioille 4. ja 6.-9. [20][21] ja reaktiolle 10. [22].

reaktio: $a + b \rightarrow c + d$	Q [MeV]	$\sigma(10 \text{ keV})$ [b]	$\sigma(100 \text{ keV})$ [b]	$\sigma(400 \text{ keV})$ [b]
1. $p+p \rightarrow D + e^+ + \nu$	1,44	$*3,58 \cdot 10^{-26}$	$*4,34 \cdot 10^{-25}$	-
2. $D+D \rightarrow {}^3\text{He}+n$	3,269	$2,78 \cdot 10^{-4}$	$3,70 \cdot 10^{-2}$	$8,70 \cdot 10^{-2}$
$\rightarrow T+p$	4,033	$2,81 \cdot 10^{-4}$	$3,30 \cdot 10^{-2}$	$7,00 \cdot 10^{-2}$
3. $D+T \rightarrow \alpha + n$	17,589	$2,70 \cdot 10^{-2}$	3,43	$4,13 \cdot 10^{-1}$
4. $T+T \rightarrow \alpha + 2n$	11,332	$1,26 \cdot 10^{-6}$	$1,48 \cdot 10^{-2}$	$5,40 \cdot 10^{-2}$
aneutroniset reaktiot				
5. $D+{}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p$	18,353	$2,16 \cdot 10^{-7}$	$1,02 \cdot 10^{-1}$	$5,30 \cdot 10^{-1}$
6. $p+{}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He}+{}^3\text{He}$	4,020	$4,70 \cdot 10^{-11}$	$3,09 \cdot 10^{-3}$	$6,47 \cdot 10^{-2}$
7. $p+{}^7\text{Li} \rightarrow 2{}^4\text{He}$	17,347	$2,31 \cdot 10^{-13}$	$2,37 \cdot 10^{-5}$	$1,16 \cdot 10^{-3}$
8. $p+{}^{10}\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be}+{}^4\text{He}$	1,145	0	$4,76 \cdot 10^{-5}$	$5,17 \cdot 10^{-3}$
9. $p+{}^{11}\text{B} \rightarrow 3{}^4\text{He}$	8,682	$4,58 \cdot 10^{-17}$	$6,87 \cdot 10^{-4}$	$4,50 \cdot 10^{-1}$

pieni: alle 1% tuotetusta fuusioenergiasta [2, s. 24]. Taulukon 2 reaktioiden 5-9 lähtöaineiden seokset ovat aneutronisia polttoaineita.

Reaktioille DD, DT, D-<sup>3</sup>He ja p-<sup>11</sup>B voidaan laskea vaikutusala yhtälön [19]

$$\sigma = \frac{S(E)}{E \cdot \exp(B_G/\sqrt{E})}, \quad (8)$$

avulla, missä  $E$  on energia massakeskipiste koordinaatistossa,

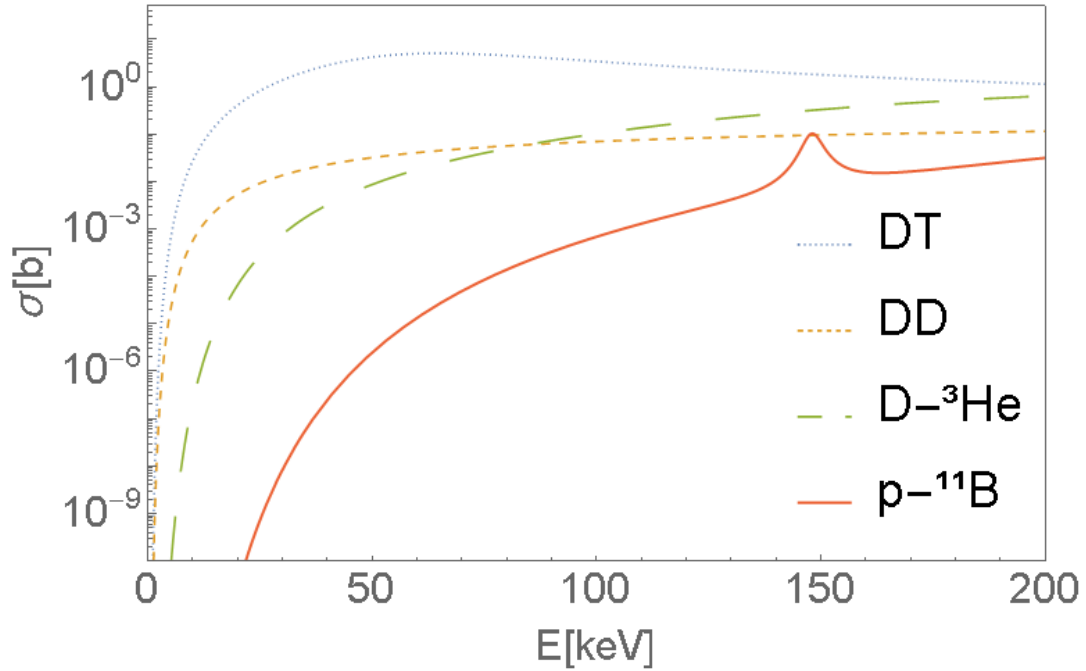
$$S(E) = \frac{A1 + E(A2 + E(A3 + E(A4 + E \cdot A5)))}{1 + E(B1 + E(B2 + E(B3 + E \cdot B4)))}$$

ja  $B_G = \pi\alpha Z_1 Z_2 \sqrt{2m_r c^2}$  on Gamov vakio.  $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137,03604}$  on hienorakennevakio,  $c$  valonnopeus tyhjiössä ja  $m_r$  redusoitu massa. Liitteessä A on esitetty parametrit A1-A5 ja B1-B4 sekä Gamovin vakion arvot. Reaktiolle p-<sup>11</sup>B energioille  $E \leq 400$  keV S-tekijä  $S(E)$  on [22]

$$S(E) = C_0 + C_1 \left( \frac{E}{1 \text{ keV}} \right) + C_2 \left( \frac{E}{1 \text{ keV}} \right)^2 + \frac{A_L}{\left( \frac{E-E_L}{1 \text{ keV}} \right)^2 + \left( \frac{\delta E_L}{1 \text{ keV}} \right)^2},$$

missä  $C_0 = 197 \text{ MeV} \cdot \text{b}$ ,  $C_1 = 0,240 \text{ MeV} \cdot \text{b}$ ,  $C_2 = 2,31 \cdot 10^{-4} \text{ MeV} \cdot \text{n}$ ,  $A_L = 1,82 \cdot 10^4 \text{ MeV} \cdot \text{b}$ ,  $E_L = 148 \text{ keV}$  ja  $\delta E_L = 2,35 \text{ keV}$ .  $B_G$  reaktiolle p-<sup>11</sup>B on  $B_G = 150,2964 \text{ keV}$ . Kuvassa 5 on esitetty ylläolevien yhtälöiden avulla piirretyt DD, DT, D-<sup>3</sup>He ja p-<sup>11</sup>B reaktioiden vaikutusalakuvajaajat.

Taulukosta 2 ja kuvaajasta 5 nähdään, että aneutronisten polttoaineiden fuusioreaktiovaikutusalat ovat huomattavasti pienemmät kuin reaktioilla 2.-4. Poikkeuksen tästä tekee D-<sup>3</sup>He reaktio. Tämän reaktion ongelma kuitenkin on helium-3-isotoopin harvinaisuus maankuoressa (taulukko 3). Reaktioista 6. - 9. p+<sup>6</sup>Li:lla ja p+<sup>11</sup>B:lla on muutamaa kertaluokkaa suuremmat vaikutusalat kuin reaktioilla 7. ja 8. ja p+<sup>11</sup>B:llä on lisäksi resonanssi noin lämpötilassa 150keV (näkyvät myös kuvassa 5). Aneutronisten polttoaineiden etu on, ettei reaktiossa ei synny korkeaenergiisiä neutroneita, jotka aktivoisivat fuusiolaitteen rakenteita. Aneutronisilla polttoaineilla toimivat fuusiolaitteet eivät tarvitse tästä syystä yhtä suurta neutronisuojaa kuin esimerkiksi DT-reaktiolla toimiva fuusiolaitte. Toisaalta plasmasta karkaavat neutronit siirtävät plasman energian plasman ulkopuolelle, jossa lämpöenergia voidaan



Kuva 5: DD-, DT-  $D^3\text{He}$ - ja  $p^6\text{B}$ -reaktioiden vaikutusalat. Kuvaajasta nähdään DT-reaktion selkeä etu muihin otollisiin fuusiopolttoaineisiin verrattuna. Kuvaajat piirretty Wolfram Mathematica 10.0.1.0 (Linux x86 32-bit) ja viitteiden [22, 19] avulla, liite A. DD-reaktion vaikutusala on summa  $D(d,p)T$  ja  $D(d,n)^3\text{He}$  reaktioiden vaikutusaloista.

muuttaa sähköenergiaksi. Tästä syystä aneutronisia polttoaineita hyödyntävässä fuusiolaitteessa plasmasta poistuvia varattuja hiukkasia täytyy käyttää suoraan sähköön tuottamiseen [23].

Fuusiopolttoaineiksi kelpaavista alkuaineista suurimman polttoainevaraston tarjoaa deuterium, jota on maankuoressa  $0,161 \text{ mg/kg}$  ja meressä  $12,42 \text{ mg/l}$ , taulukko 3. Verrattuna deuteriumiin myös aneutronisia polttoaineita, helium-3 isotooppia lukuunottamatta, on maankuoressa merkittäviä määriä. Tritium on radioaktiivinen aine, jonka puoliintumisaika on  $T_{1/2} = 12,3 \text{ a}$ . Tämän vuoksi sitä ei esiinny luonnossa merkittäviä määriä. Tritiumia voidaan kuitenkin tuottaa litiumista, joka on suhteellisen riittoisaa maankuoressa ja meressä.

Taulukko 3: Fuusiopolttoaineiksi soveltuvien isotooppien esiintyvyys sekä määrä maankuoressa ja merissä. [24, s. 14-14][24, s. 1-15]

iso- tooppi	määrä		esiin- tyvyys [%]	määrä isotoopeittain	
	maankuo- ressa [mg/kg]	merissä [mg/l]		maankuo- ressa [mg/kg]	merissä [mg/l]
<sup>1</sup> H			99,9850	1399,79	107983,8
<sup>2</sup> H	$1,40 \cdot 10^3$	$1,08 \cdot 10^5$	0,0115	0,161	12,42
<sup>3</sup> He			0,000137	$1,1 \cdot 10^{-8}$	$9,59 \cdot 10^{-12}$
<sup>4</sup> He	$8 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-6}$	99,999863	0,00800	$7 \cdot 10^{-6}$
<sup>6</sup> Li			7,59	0,1518	0,013662
<sup>7</sup> Li	$2,0 \cdot 10^1$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	92,41	1,8482	0,166338
<sup>10</sup> B			19,9	0,199	0,88356
<sup>11</sup> B	$1,0 \cdot 10^1$	4,44	80,1	0,801	3,55644

### 2.3 Lawsonin kriteeri

Ehto fuusioplasman kuumenemiselle on, että plasman kuumennusteho on suurempi kuin plasmasta tapahtuvat häviöt, toisin sanoen

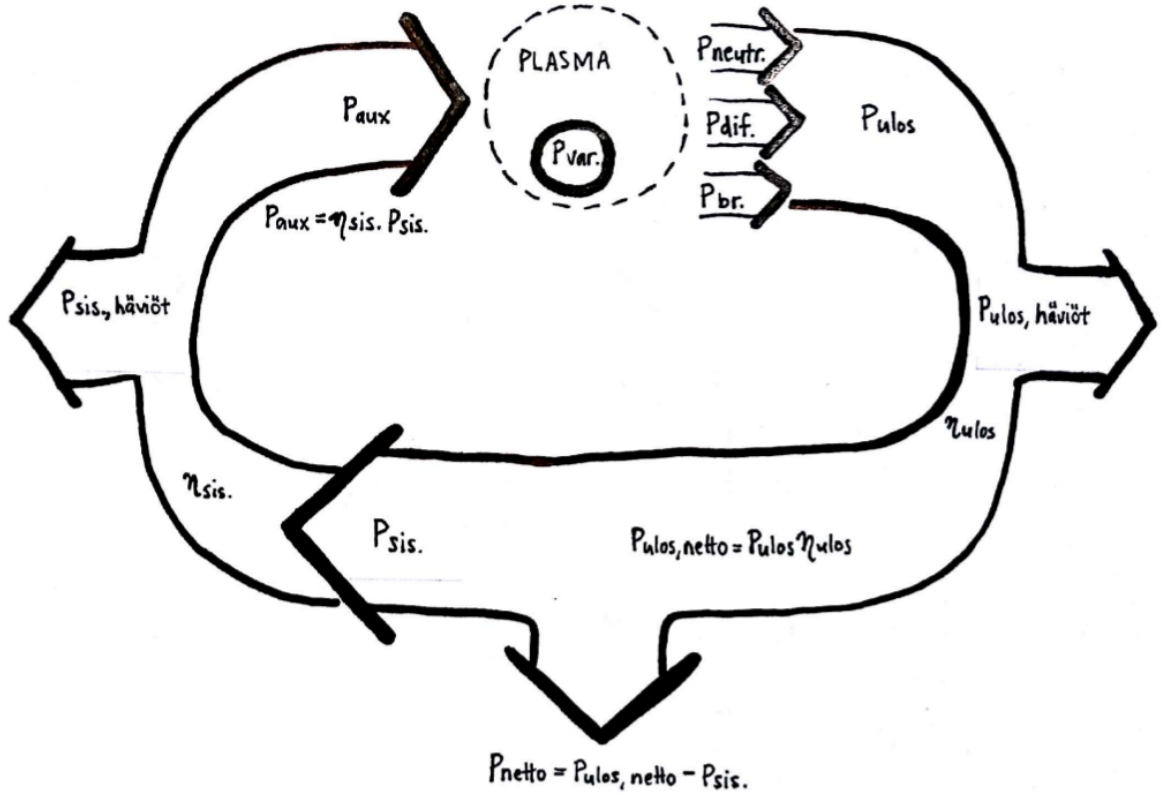
$$P_{kuumennus} > P_{häviöt}, \quad (9)$$

missä  $P_{kuumennus}$  on teho, jolla plasman energia kasvaa ja  $P_{häviöt}$  on plasmasta tapahtuvat häviöt. Fuusioplasmassa fuusioreaktiosta vapautuvat varatut hiukkaset kuumentavat plasmaa, mutta vapautuvat neutronit tai gammasäteily ei. Kun varattujen hiukkasten kuumennusteho on pienempi kuin plasmasta tapahtuvat häviöt, plasmaa kuumentamaan tarvitaan myös ulkoista energiaa

$$P_{kuumennus} = P_{aux} + P_{var}, \quad (10)$$

missä  $P_{aux}$  on plasman ulkopuolinen kuumennusteho ja  $P_{var}$  fuusioreaktiossa vapautuvien varattujen hiukkasten kuumennusteho.

Häviöiden lisäksi plasmasta sinkoilee ulospäin fuusioreaktioissa syntyneitä



Kuva 6: Plasmasta tapahtuvat tehohäviöt ja kuumennusteho sekä hyötysuhteet, joilla plasman energia voidaan muuttaa sähköenergiaksi ja sähköenergia plasman energiaksi. Plasmasta tapahtuvat häviöt voidaan jaotella jarrutussäteily-, neutroni ja muihin hiukkahäviöihin ( $P_{br.}$ ,  $P_{neutr.}$  ja  $P_{dif.}$ ). Plasman häviöteho voidaan muuttaa hyötysuhteella  $\eta_{ulos}$  sähköenergiaksi, jolloin saatava nettosähköteho on  $P_{ulos,netto} = \eta_{ulos} P_{ulos}$ .  $P_{ulos,häviöt} = (1 - \eta_{ulos}) P_{ulos}$  on häviöteho, joka kuluu hukkaan sähköenergiaa tuottaessa. Tätä nettosähkötehoa käytetään plasman kuumentamiseen (merkitty kuvassa  $P_{sis.}$ ). Sähköverkkoon syötettävä teho on siten  $P_{netto} = P_{ulos,netto} - P_{sis.}$ . Hyötysuhde, jolla sähköenergia voidaan muuttaa plasman energiaksi on  $\eta_{sis.}$ , jolloin plasman nettokuumennusteho on  $P_{aux} = \eta_{sis.} P_{sis.}$ . Kaikkea sähköenergiaa ei siis pystytä muuttamaan plasman energiaksi, vaan muunnoksessa tapahtuu häviöitä. Tämä häviö on  $P_{sis.,häviöt} = (1 - \eta_{sis.}) P_{sis.}$ .

neutroneja, jotka eivät neutraaleina hiukkasina jää magneettikentän vangiksi. Teho, joka suuntautuu ulos plasmasta, on siis yhteensä  $P_{ulos} = P_{neutr.} + P_{häviöt}$  ( $P_{neutr.}$  on fuusioreaktiossa vapautuvien neutronien teho). Kuvassa 6 näkyy Lawsonin kriteerin johtamisessa käytetyt plasmasta tapahtuvat tehohäviöt ja kuumennusteho. Merkitään hyötysuhdetta, jolla plasman energia voidaan muuttaa sähköenergiaksi  $\eta_{ulos}$ , jolloin käytettävissä oleva sähköenergiateho on  $P_{ulos,netto} = \eta_{ulos}P_{ulos}$ . n  $\eta_{sisään}$ , jolloin nettoteho, jolla plasmaa kuumennetaan on  $P_{aux} = P_{sisään,netto} = \eta_{sisään}P_{sisään}$ , kuva 6. Kun kaikki netto-sähköteho menee plasman kuumentamiseen  $P_{sisään} = \eta_{ulos}P_{ulos}$  ja plasman ulkopuolinen kuumennusteho

$$P_{aux} = \eta_{sisään}\eta_{ulos}(P_{neutr.} + P_{häviöt}). \quad (11)$$

Sijoitetaan yhtälö 10 ja 11 yhtälöön 9, joilloin saadaan

$$\eta_{sisään}\eta_{ulos}(P_{neutr.} + P_{häviöt}) + P_{var} > P_{häviöt}. \quad (12)$$

Neutronisuus määritellään [2, s. 23]

$$u = \frac{(E_f - E_{var})}{E_f},$$

missä  $E_f$  fuusioreaktiossa vapautuva energia ja  $E_{var}$  fuusioreaktiossa varattujen hiukkasten kautta vapautuva energia. Taulukon 2 reaktioenergioiden avulla DD- ja DT-reaktiolle saadaan  $u_{DD} = \frac{2}{3}$  ja DT  $u_{DT} = \frac{4}{5}$ . Kirjoitetaan neutronien ja varattujen hiukkasten muodossa vapautuva teho  $P_{neutr.} = uP_f$  ja  $P_{var.} = (1 - u)P_f$ , missä  $P_f$  on fuusioreaktioteho. Yhtälöstä 12 saadaan nyt

$$(1 - u + u\eta_{sisään}\eta_{ulos})P_f > (1 - \eta_{sisään}\eta_{ulos})P_{häviöt}. \quad (13)$$

Kokonaisuudessaan plasmasta tapahtuu säteily-, lämmönjohtuvuus-, kuljettumis- ja varaustenvaihtohäviöitä [9, s. 284]. Kun plasman lämpötila on 10 – 20 keV, säteilyhäviöt tapahtuvat lähes kokonaan jarrutussäteilyn karkaamisesta plasmasta [2, s. 20]. Kun hiukkasen nopeus  $v$  on  $v \ll c$ , varatun

hiukkasen emittoima säteilyteho on [25, s. 462]

$$P_s = \frac{\mu_0 q^2 a^2}{6\pi c},$$

eli hiukkasen emittoima säteilyteho riippuu sen kiihtyvyyden neliöstä. Yhtälössä  $\mu_0$  tyhjiön permittiivisyys,  $q$  hiukkasen varaus ja  $a$  hiukkasen kiihtyvyys. Newtonin toisen lain mukaan

$$a = \frac{F_c}{m},$$

missä  $F_c$  on Coulombin lain mukainen voima ja  $m$  hiukkasen massa. Toisin sanoen  $P_s \propto \frac{1}{m^2}$ . Kun nyt tarkastellaan deuteriumin tai tritiumin ja elektronin massojen suhdetta [26]

$$\frac{5,4857990 \cdot 10^{-4} \text{ u}}{2,014553 \text{ u}} \approx \frac{1}{3672} \text{ ja } \frac{5,4857990 \cdot 10^{-4} \text{ u}}{3,0218295 \text{ u}} \approx \frac{1}{5508}$$

nähdään, että deuterium ja tritium ioneilla on pieni vaikutus jarrutussäteilyyn fuusioplasmassa. Jarrutussäteilyn teholle tilavuusyksikköä kohden voidaan johtaa lauseke [11, ss. 41-43]

$$P_{br,e} = A_{br} \sqrt{k_B T_e} N_Z N_e Z^2, \quad (14)$$

missä  $A_{br}$  on vakio,  $k_B$  Boltzmanin vakio,  $T_e$  plasman elektronien lämpötila,  $N_Z$  on ionien ja  $N_e$  elektronien lukumäärätiheys ja  $Z$  ionien varausluku. Deuteriumille ja tritiumille  $Z = 1$ , joten  $N_i = N_e = N$  ja  $N_Z N_e = N^2$ . Jotta saadaan plasman tilavuudesta tapahtuvat jarrutussäteilyhäviöt täytyy yhtälö 14 kertoa vielä plasman tilavuudella  $V_p$ :

$$P_{br,e} = A_{br} \sqrt{k_B T_e} N^2 V_p. \quad (15)$$

Loput plasmasta tapahtuvat häviöt  $P_{dif}$  (kuljettumis-, lämmönjohtavuus- ja varaustenvaihtohäviöt) voidaan kirjoittaa määrittelemällä plasman koossapitoaika  $\tau$  (käytetään myös termiä energian koossapitoaika  $\tau_E$ ), jolla tarkoitetaan tarkoitetaan keskimääräistä aikaa, jonka hiukkaset/terminen energia

viettä plasmassa. Koossapitoaika voidaan ymmärtää samanlaisena vakiona kuin talon jäähtymisen aikavakio kun lämmitys kytketään pois käytöstä [6, s. 41] ja se määritellään [2, s. 18]:

$$\tau = \frac{W_p}{P_{\text{nettokuumennus}} - \frac{dW_p}{dt}}, \quad (16)$$

missä  $P_{\text{nettokuumennus}} = P_{\text{kuumennus}} - P_{br,e}$  on plasman nettokuumennusteho,  $\frac{dW_p}{dt}$  plasman sisäenergian nostamiseen tarvittava teho,  $W_p$  plasman energia. Oletetaan, että plasman sisäenergia on ajan suhteen muuttumaton eli  $\frac{dW_p}{dt} = 0$ . Plasmasta tapahtuvat häviöt ilman jarrutussäteilyhäviöitä on siis

$$P_{dif} = \frac{W_p}{\tau}, \quad (17)$$

missä  $W_p = \frac{3}{2}(N_i k_B T_i + N_e k_B T_e)$  on plasman energiatiheys [11, s. 126]. Jos oletetaan, että  $T_i \approx T_e$  ja muistetaan edelleen, että deuterium- ja tritiumytimille  $N_i = N_e = N$  energiatiheyden lausekkeesta saadaan plasman energian lauseke kertomalla se plasman tilavuudella  $V_p$ :

$$P_{dif} \approx \frac{3N(k_B T_e + k_B T_e)}{2\tau} = \frac{3Nk_B T_e}{\tau}$$

Fuusioreaktioteho saadaan kertomalla yhtälö 4 fuusioreaktiossa vapautuvalla energialla  $E_f$  ja fuusioplasman tilavuudella  $V_p$ :

$$P_f = \frac{1}{1 + \delta_{ij}} N_1 N_2 \langle v\sigma \rangle E_f V_p. \quad (18)$$

Jos vielä oletetaan, että fuusioituvia hiukkasia on kumpaakin saman verran, saadaan  $N_1 = N_2 = N/2$  ja

$$P_f = \frac{N^2}{(1 + \delta_{ij})4} \langle v\sigma \rangle E_f V_p. \quad (19)$$

Yhtälöiden 15, 17 ja 19 avulla yhtälö 13 voidaan lopulta johtaa muotoon

$$N\tau > \frac{3(1 - \eta_{\text{sisään}}\eta_{\text{ulos}})k_B T_e}{(1 - u + u\eta_{\text{sisään}}\eta_{\text{ulos}}) \frac{\langle v\sigma \rangle E_f}{(1 + \delta_{12})4} - C_B(1 - \eta_{\text{sisään}}\eta_{\text{ulos}})\sqrt{k_B T_e}}. \quad (20)$$



Tätä saatua ehtoa kutsutaan *Lawsonin kriteeriksi* [27] ja tuloa  $N\tau$  koossapitoparametriksi. ICF-laitteelle Lawsonin kriteeri on oleellisesti sama ja se esitetään kappaleessa 4.2.

Yleensä  $\tau$  on lämpötilan funktio ja lämpötila-alueella 10 – 20 keV DT-reaktion reaktiotaajuus on suoraan verrannollinen  $T_e^2$ :een [2, s. 18]. Kun yhtälön 20 molemmat puolet kerrotaan  $T$ :llä saavutaan ehtoon

$$N\tau T_e > \frac{3(1 - \eta_{sisään}\eta_{ulos})k_B T_e^2}{(1 - u + u\eta_{sisään}\eta_{ulos})\frac{\langle v\sigma \rangle E_f}{(1+\delta_{12})^4} - C_B(1 - \eta_{sisään}\eta_{ulos})\sqrt{T_e}}, \quad (21)$$

Tuloa  $N\tau T_e$  kutsutaan fuusiokolmituloksi ja sitä käytetään yleisesti fuusioplasman hyvyyslukuna [28].

Kun lämpötila on 0,2 – 100 keV, DD- ja DT-reaktioiden reaktiivisuutta  $\langle v\sigma \rangle$  kuvaa lauseke [19]

$$\langle v\sigma \rangle = C_1 \cdot \theta \sqrt{\frac{\xi}{m_r c^2 T^3}} \exp(-3\xi). \quad (22)$$

$\langle v\sigma \rangle$  on yksiköissä  $\text{cm}^3/\text{s}$  ja lämpötila keV:na. Yhtälössä 22

$$\theta = T / \left( 1 - \frac{C_2 T + C_4 T^2 + C_6 T^3}{1 + C_3 T + C_5 T^2 + C_7 T^3} \right),$$

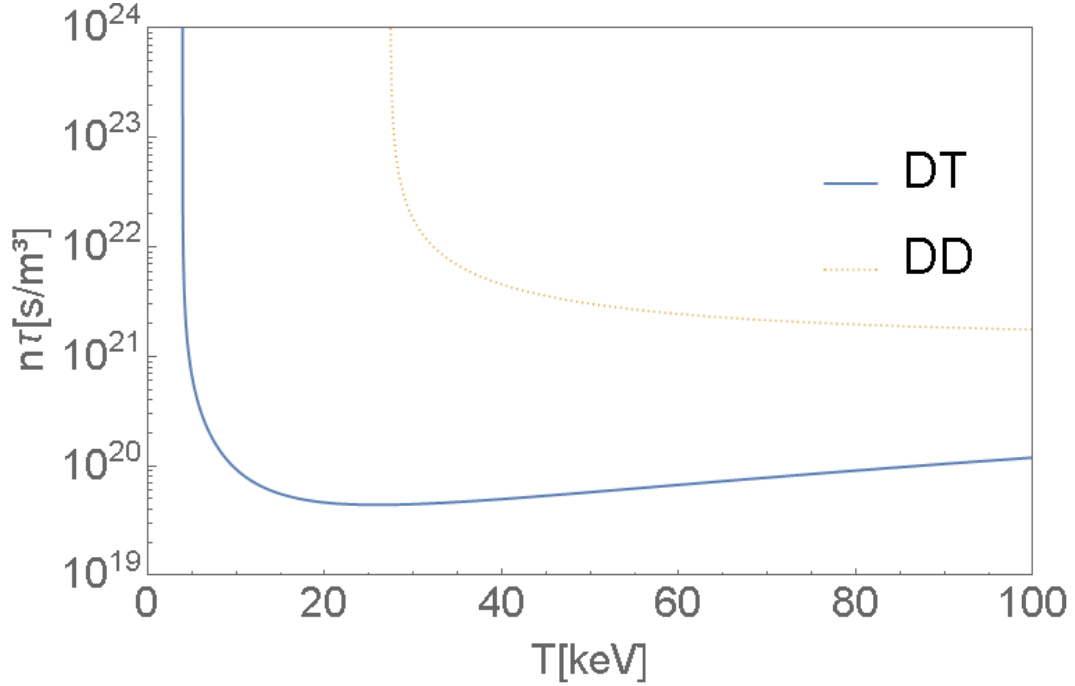
$$\xi = \left( \frac{B_G^2}{4\theta} \right)^{1/3}$$

ja

$$B_G = \frac{e^2 \pi Z_1 Z_2}{\hbar c} \sqrt{2m_r c^2}.$$

$B_G$  on Gamovin vakio ja  $m_r$  on fuusioituvien ytimien redusoitu massa [19]. Parametrit  $C_1 - C_7$ ,  $B_G$  ja  $m_r c^2$  DD- ja DT-reaktioille on esitetty taulukossa 9 liitteessä B. DD-reaktion reaktiivisuus on summa D(d,p)T ja D(d,n)<sup>3</sup>He reaktioiden reaktiivisuuksista.

Kuvassa 7 on piirretty koossapitoparametri  $n\tau$  lämpötilan funktiona yhtälön 20 avulla. Vakion  $C_B$  arvo yhtälössä 20 on  $1,6 \cdot 10^{-38} \text{ m}^3 \text{ J} / \sqrt{\text{eV s}} = 2,56348 \cdot 10^{-22} \text{ m}^3 \text{ keV} / \sqrt{\text{keV s}}$  [11, s. 43] ja  $\eta_{sisään}\eta_{ulos} = \frac{1}{3}$  [2, s. 18]. Kuvaajan perusteella



Kuva 7: Koossapitoparametrin arvo lämpötilan funktiona DD- ja DT-reaktioille. Lämpötilassa 20 keV DT-reaktion koossapitoparametri  $n\tau_{DT} \approx 10^{20} \text{ s/m}^3$  on noin kaksikertaluokkaa pienempi kuin DD-reaktion vastaavassa lämpötilassa, eli  $n\tau_{DD} \approx 10^{22} \text{ s/m}^3$ . (Kuvaaaja Wolfram Mathematica 10.0.1.0, Linux x86 32-bit)

otollisin lämpötila DT-fuusiolle on välillä 10 – 25 keV :n. Tämä vastaa

$$\frac{10 \text{ keV}}{k_B} = \frac{1,6022 \cdot 10^{-15} \text{ J}}{1,3807 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}} = 116042587 \text{ K} \approx 120 \cdot 10^6 \text{ K.}$$

$$\frac{20 \text{ keV}}{k_B} = \frac{4,0055 \cdot 10^{-15} \text{ J}}{1,3807 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}} = 290106467 \text{ K} \approx 290 \cdot 10^6 \text{ K.}$$

eli noin 120-290 miljoonaa kelviniä. Lämpötilassa 20 keV DT-reaktion koossapitoparametri  $n\tau_{DT} \approx 10^{20} \text{ s/m}^3$  on noin kaksi kertaluokkaa pienempi kuin DD-reaktion vastaavassa lämpötilassa, eli  $n\tau_{DD} \approx 10^{22} \text{ s/m}^3$ .

### 3 Plasman koossapito

Jotta kaksi ydintä voi fuusioitua, ytimille täytyy saada riittävä liike-energia. Varattujen hiukkasten energiaa voidaan lisätä kolmella tavalla: kiihdyttämällä hiukkaset ja törmäyttämällä ne kohtioon, kuumentamalla hiukkaset korkeaan lämpötilaan tai kasvattamalla hiukkastiheyttä puristamalla pieneen tilavuuteen. Varauksellisten hiukkasten kiihdyttäminen on hyvin tehontonta energiantuotannon näkökulmasta [29, ss. 64-68][30, ss. 342-343, 360]. Kiihdytetyt ionit menettävät energiansa enimmäkseen kohtion elektroneille, ja varsin harvoissa törmäyksissä kiihdytetyt ytimet tulevat niin lähelle kohtioytimiä, että fuusio on mahdollinen [29, ss. 64-68][30, ss. 342-343, 360]. Tämä jättää vaihtoehdon, jossa atomeja kuumennetaan korkeaan lämpötilaan tai puristetaan pieneen tilavuuteen.

Lawsonin kriteerin johtamisen yhteydessä todettiin, että tarvittava lämpötila on noin 120-290 miljoonaa kelviniä, joten mikään aine ei kestä suoraa kontaktia plasman kanssa. Toisaalta kontaktissa aineen kanssa plasma jäähtyy myös välittömästi. Magneettisella fuusiolaitteella tähdätään plasman jatkuvaan koossapitoon magneettikenttien avulla ja näin pyritään pitämään kuuma plasma erossa laitteen seinämistä. Ensimmäinen suunnitelma fuusiolaitteesta tehtiin vuonna 1946. Brittiläiset G. Thompson ja M. Blackman hakivat patenttia lämpöydin fuusiovoimalalle [31], jossa varattuja hiukkasia pidettiin magneettikentän avulla koossa toroidin eli donitsin muotoisessa kammiassa. Tämän ensiaskeleen jälkeen on tutkittu monia ratkaisuja magneettisen koossapitämisen toteuttamiseksi [2, ss. 958-959]. Ne voidaan jaotella avoimiin ja toroidisiin systeemeihin [9, s. 260].

Vuonna 1960 T.H. Maiman onnistui tuottamaan laboratoriossa ensimmäiset lasersäteet stimuloidun emission avulla [2, s. 1043]. Laser antoi kauttaaltaan erilaisen lähestymistavan fuusioenergian tuottamiseen. Siinä hiukkasten koossapitäminen perustuu aineen omaan inertiaan [2, s. 1043]. *Inertiaalifuusio* konseptissa pyritään tuottamaan tiheää plasmaa kohdistamalla energiaa pieneen määrään fuusiopolttoainetta niin nopeasti, että aine ei ehdi karata ympäristöön [32]. Energian välittämisen fuusiopolttoaineen pinnalle laser sopi erinomaisesti ja vuonna 1972 J. Nuckolls ehdotti laserfuusiokon-

septia [32]. Pelkkä laservalon paine ei riitä tiheyden saavuttamiseen, vaan energiaa pyritään kohdistamaan polttoainekapseliin joka suunnasta, jolloin pinta kuumenee välittömästi ja laajenee aiheuttaen sisäänpäin suuntautuvan voiman. Tämä sisäänpäin suuntautuva voima puristaa keskukseen riittävän paineen [9, s. 337].

### 3.1 Magneettinen koossapito

Plasma koostuu varatuista hiukkasista, joten magneettikenttä vaikuttaa plasman hiukkasiin Lorentzin voiman mukaisesti [11, s. 52]

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{v} \times \vec{B}), \quad (23)$$

missä  $\vec{v}$  on hiukkasen nopeus,  $m$  hiukkasen massa,  $q$  hiukkasen varaus,  $\vec{B}$  magneettikentän voimakkuus. Lorentzin voiman yhtälöstä nähdään, että hiukkasen kokeman voiman vektori on kohtisuorassa hiukkasen nopeusvektorin ja magneettikentän vektorin muodostamaa pintaa vastaan. Tästä syystä varatun hiukkasen edetessä magneettikentän kenttäviivan suuntaan se kiertää ympyrän muotoisella radalla magneettikentän kenttäviivaa ympäri (kuva 8). Radan säde voidaan laskea keskihakuvoiman

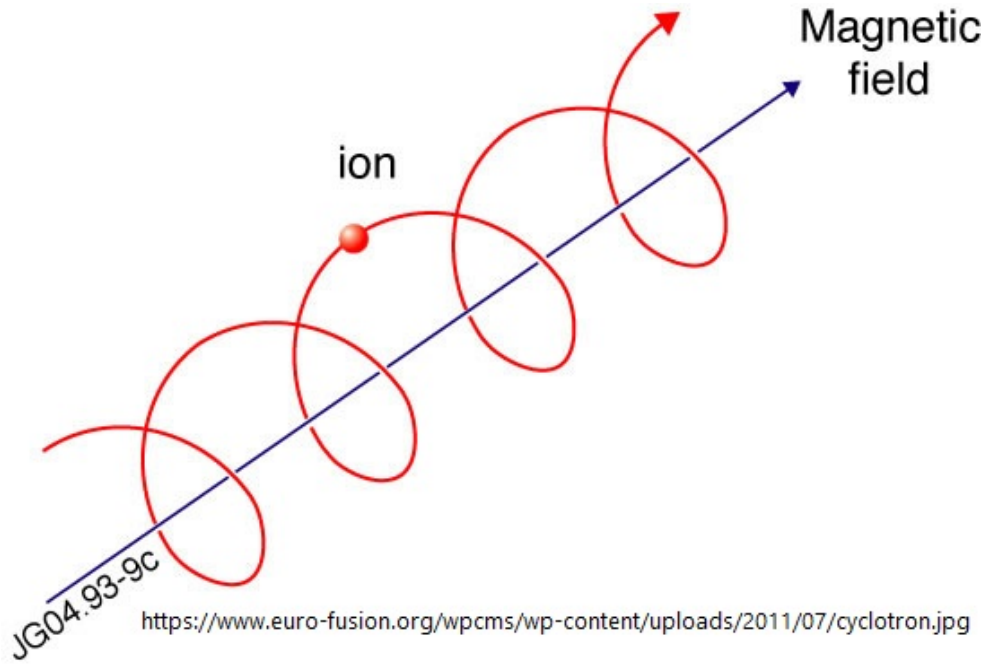
$$\vec{F} = m \frac{v^2}{r} \hat{v}$$

avulla ( $\hat{v}$  on hiukkasen nopeuden yksikkövektori). Kun asetetaan Lorentzin voima ja keskihakuvoima yhtä suuriksi, saadaan

$$m \frac{v_{\perp}^2}{r_g} = |q| v_{\perp} B, \quad (24)$$

missä  $v_{\perp}$  on hiukkasen kohtisuora nopeus magneettikenttää vastaan. Yhtälöstä 24 voidaan ratkaista säde  $r_g$

$$r_g = \frac{v_{\perp} m}{|q| B}.$$



Kuva 8: Varatun hiukkasen liike homogeenisessä magneettikentässä [33]. Varattu hiukkanen kiertää gyrosäteen välisen etäisyyden päässä magneettikentän kenttäviivasta.

Tätä sädettä kutsutaan *gyrosäteeksi* tai *Larmor säteeksi* [11, ss. 63-64]. Aika, joka hiukkasella menee yhden kierroksen tekemiseen magneettikentän viivan ympäri on

$$T_g = \frac{2\pi r_g}{v_{\perp}}.$$

Vastaavaa kulmanopeutta  $\omega_g$  kutsutaan *gyrotaajuudeksi* tai *syklotronitaajuudeksi* [11, ss. 63-64]:

$$\omega_g = 2\pi f_g = 2\pi \cdot \frac{1}{T_g} = 2\pi \cdot \frac{v_{\perp}}{2\pi r_g} = \frac{v_{\perp}}{r_g} = v_{\perp} \cdot \frac{|q| B}{v_{\perp} m} = \frac{|q| B}{m}.$$

Gyrosäteen lausekkeesta nähdään, että mitä suurempi magneettikentän voimakkuus on sitä pienemmällä säteellä hiukkanen kiertää magneettikentän kenttäviivaa ympäri. Gyrotaajuus taas kasvaa lineaarisesti magneettikentän mukana.

Plasman matemaattiseen mallintamiseen on olemassa yllä esitetyn yksihiukkasmallin lisäksi malli, jossa plasmaa käsitellään fluidina ja plasman kineettinen malli [34, ss. 51-60, 73-77]. Plasman kineettinen malli pyrkii kuvaamaan plasmaa statistisesti jakaumafunktion  $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$  avulla [34, s. 51] [35, ss. 65-75]. Jakaumafunktio kuvaa todennäköisyyttä, että hiukkanen 1 on tilavuuselementissä  $\Delta x_1$  ja nopeusavaruuselementissä  $\Delta \vec{v}_1$ , hiukkanen 2 on tilavuus elementissä  $\Delta x_2$  ja nopeusavaruuselementissä  $\Delta \vec{v}_2$  jne., kaikille systeemin hiukkasille  $N$ . Jakaumafunktion käyttäytymistä kuvaa kineettinen yhtälö, esimerkiksi Vlasovin-, Fokker-Planck- tai Boltzmanin yhtälö [35, ss. 65-76]. Plasmaa voidaan kuvata myös fluidina, jonka muuttujina ovat hiukastiheys  $n(\vec{x}, t)$ , fluidin nopeus  $\vec{v}(\vec{x}, t)$  ja paine  $p(\vec{x}, t)$ . Tämä on huomattava yksinkertaistus verrattuna kineettiseen malliin jonka jakaumafunktio on seitsemän muuttujan funktio.

Magnetohydrodynaamisella (MHD) approksimaatiolla voidaan tutkia sähköä johtavan fluidin käyttäytymistä magneettikentässä [13, s. 28]. Kun plasma on ajan suhteen muuttumattomassa tilassa, yksinkertaistetut magnetohydrodynaamiset yhtälöt [13, ss. 219-236, 316-322] voidaan kirjoittaa magnetostaattisina yhtälöinä [13, s. 316]:

$$\nabla p = \vec{J} \times \vec{B} \quad (25)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad (26)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (27)$$

missä  $p$  on paine,  $\vec{J}$  plasman virrantiheys,  $\vec{B}$  magneettikentän voimakkuus ja  $\mu_0$  tyhjiön permeabiliteetti. Kerrotaan yhtälö 26 puolittain  $\frac{1}{\mu_0}$  :lla ja sijoitetaan yhtälöön 25:

$$\nabla p = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B}. \quad (28)$$

Kun  $\vec{A} = \vec{B}$  vektorirelaatio [36, s. 123]

$$\nabla(\vec{A} \cdot \vec{B}) = (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{A} + (\vec{A} \cdot \nabla) \vec{B} + \vec{B} \times (\nabla \times \vec{A}) + \vec{A} \times (\nabla \times \vec{B})$$

on

$$\begin{aligned} 2\vec{B} \times (\nabla \times \vec{B}) &= -2(\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} = \nabla(\vec{B} \cdot \vec{B}) - 2(\vec{B} \cdot \nabla)\vec{B} \\ \Leftrightarrow (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} &= (\vec{B} \cdot \nabla)\vec{B} - \frac{1}{2}\nabla(\vec{B} \cdot \vec{B}) = \nabla \cdot \vec{B}\vec{B} - \frac{1}{2}\nabla(B^2). \end{aligned}$$

Yhtälö 28 on nyt

$$\nabla p = \nabla \cdot \left( \frac{1}{\mu_0} \left( \vec{B}\vec{B} - \frac{1}{2}B^2\mathbb{I} \right) \right)$$

tai

$$\nabla \cdot \left( \mathbb{I}p - \frac{1}{\mu_0} \left( \vec{B}\vec{B} - \frac{1}{2}\mathbb{I}B^2 \right) \right) = 0, \quad (29)$$

missä  $\mathbb{I}$  on yksikkömatriisi. Matriisimuodossa yhtälö 29 on

$$\nabla \cdot \begin{pmatrix} \left( p - \frac{1}{\mu_0} \left( B_x^2 - \frac{B^2}{2} \right) \right) & B_x B_y & B_x B_z \\ B_y B_x & \left( p - \frac{1}{\mu_0} \left( B_y^2 - \frac{B^2}{2} \right) \right) & B_y B_z \\ B_z B_x & B_z B_y & \left( p - \frac{1}{\mu_0} \left( B_z^2 - \frac{B^2}{2} \right) \right) \end{pmatrix} = 0. \quad (30)$$

Jos oletetaan, että magneettikenttä on saman suuntainen z-akselin kanssa  $B_y, B_x = 0$  ja yhtälöstä 30 saadaan

$$\nabla \cdot \begin{pmatrix} \left( p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) & 0 & 0 \\ 0 & \left( p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) & 0 \\ 0 & 0 & \left( p - \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \end{pmatrix} = 0, \quad (31)$$

josta saadaan edelleen

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) = 0 \quad (32)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left( p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) = 0 \quad (33)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( p - \frac{B^2}{2\mu_0} \right) = 0. \quad (34)$$

Yhtälön 27  $\nabla \cdot \vec{B} = 0$  perusteella

$$\frac{\partial B}{\partial z} = 0,$$

koska  $\vec{B}$  oli z-akselin suuntaan. Yhtälö 34 antaa tämän perusteella

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0,$$

eli magneettikentän paine ja voimakkuus eivät muutu z-suunnassa. Tämän ja yhtälöiden 32 ja 33 perusteella saadaan lopulta tulos

$$p + \frac{B^2}{2\mu_0} = \text{VAKIO}. \quad (35)$$

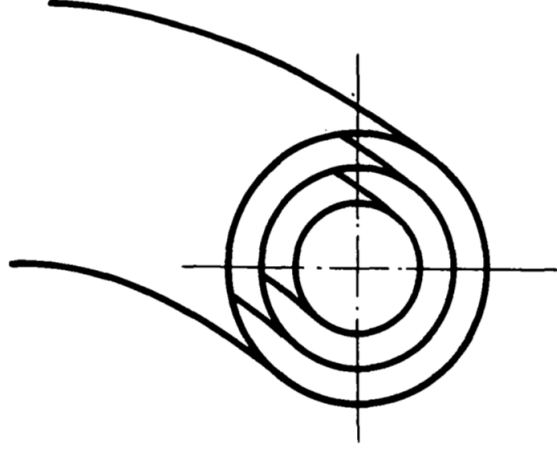
Plasman hiukkasten liike aiheuttaa ulospäin suuntautuvan paineen samaan tapaan kuin hiukkaset kaasussa. Tätä kutsutaan plasman termiseksi paineeksi. Plasman koossapitäminen magneettikentässä perustuu magneettikentän plasmaan kohdistamaan paineeseen. Yhtälössä 35  $p$  on juuri plasman terminen paine. Ideaalisesti magneettinen koossapito rakentuu äärettömästä määrästä sisäkkäin olevia suljettuja magneettisia pintoja, kuten on esitetty esimerkiksi kuvassa 9. Yhtälö 35 voidaan ymmärtää siten, että sisemmältä magneettiselta pinnalta ulommalle mentäessä termisen paineen täytyy pienentyä samalla, kun magneettinen paine kasvaa, niin että niiden summa on vakio. Asetetaan ehdoksi, että plasman terminen paine on magneettikentän reunalla 0, ja että magneettikentän voimakkuus on  $B_0$ . Tällä reunaehdolla yhtälön 35 vakioksi saadaan  $\frac{B_0^2}{2\mu_0}$  ja edelleen

$$p + \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{B_0^2}{2\mu_0}. \quad (36)$$

Ylläolevasta yhtälöstä nähdään, että suurin mahdollinen terminen paine plasman sisällä,  $p_{max}$ , joka voidaan pitää koossa magneettikentän voimakkuudella  $B_0$  on

$$p_{max} = \frac{B_0^2}{2\mu_0}.$$





Kuva 9: Fuusiolaitteen sisäkkäiset magneettiset pinnat [37].

Yllä olevan tuloksen avulla voidaan määritellä tärkeä magneettisiin fuusiolaitteisiin liittyvä parametri, *koossapitotehokkuus*. Koossapitotehokkuus ( $\beta$ ) määritellään plasman termisen paineen  $p$  suhteena magneettiseen paineeseen  $\frac{B}{2\mu_0}$  [13, s. 321]

$$\beta = \frac{p}{B/2\mu_0}. \quad (37)$$

Plasman termisen paine voidaan laskea kaasun tilanyhtälön avulla.  $pV = N^*k_B T$ , missä  $N^*$  on hiukkasten kokonaismäärä tilavuudessa  $V$ . Plasman termisen paine on [11, s. 137]

$$\begin{aligned} p &= \frac{N_i^*}{V} k_B T_i + \frac{N_e^*}{V} k_B T_e \\ &= N_i k_B T_i + N_e k_B T_e \\ &= (N_i + N_e) k_B T, \end{aligned} \quad (38)$$

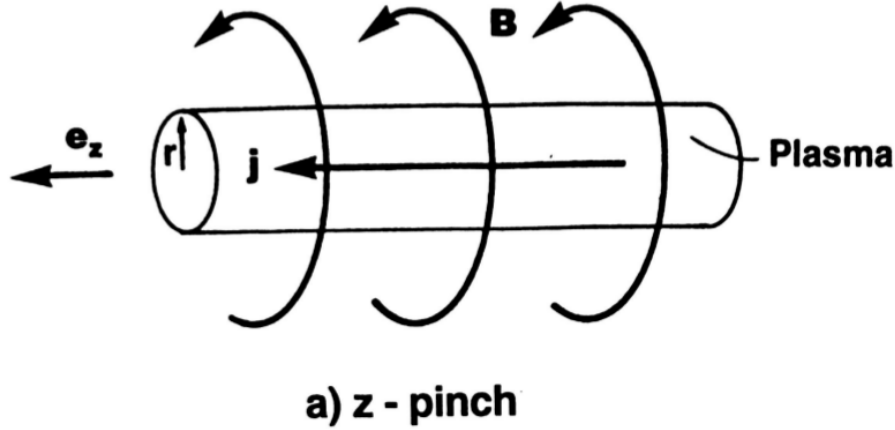
missä  $N_i, N_e$  on elektronien ja ionien lukumäärätiheys. Yllä on oletettu  $T_i = T_e = T$ . Yhtälön 38 avulla koossapitotehokkuus voidaan kirjoittaa

$$\beta = \frac{(N_i + N_e) k_B T}{B^2/2\mu_0}.$$

### 3.1.1 Avoin magneettinen koossapito

Kun johtimen läpi kulkee virta, se muodostaa magneettikentän johtimen ympärille. Lorentzin voiman  $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$  mukaan johtimen indusoima magneettikenttä kohdistaa johtimeen voiman, joka puristaa sitä kasaan. Kun johtimen läpi kulkema virta on riittävän suuri, johdin puristuu kasaan. Tätä ilmiötä kutsutaan *pinneilmiöksi*. Plasma on varattujen hiukkasten väliaine, joten se on hyvä sähkönjohdin. Pinneilmiötä voidaan käyttää siten myös plasman kokoonpuristamiseen ja hetkelliseen koossapitoon [6, s. 47]. Pinnelaitteiden idea on kasvattaa magneettikentän suuruutta hyvin nopeasti, jolloin plasma puristuu kokoon. Tällöin plasman paine ja tiheys kasvavat voimakkaasti, jolloin plasma myös kuumenee ja plasma saavuttaa olosuhteet, joissa fuusio-reaktioita tapahtuu merkittävästi. Tavoitteena on nostaa magneettikentän arvoa niin nopeasti, että päädyistä tapahtuvat häviöt tai plasman epävakaudet eivät ehdi vaikuttaa fuusioreaktiotaajuuteen. Tästä syystä pinnelaitteet ovat syklisiä laitteita, joissa sama vaihe toistuu uudelleen ja uudelleen. Toimintaperiaate on samankaltainen kuin seuraavassa kappaleessa käsiteltävällä inertiaalifuusiolaitteella. Kuvassa 10 on esimerkki pinnelaitteesta. *Lineaarissa Z-pinnelaitteessa* muodostetaan kahden elektrodin avulla plasman läpi kulkeva virta ( $\vec{j}$ , kuva 10), joka muodostaa plasman ympärille magneettikentän ( $\vec{B}$ ) [6, s. 57]. Tämä magneettikenttä pitää plasman poissa seinämiltä, samalla kun plasman kokoonpuristuminen ja plasmavirta kuumentavat sitä.

*Magneettisella peilillä* pyritään vähentämään pinnelaitteiden päästä tapahtuvia häviöitä. Magneettisessa peilissä solenoidilla tuotetun magneettikentän päissä magneettikentän voimakkuus on suurempi kuin keskellä (kuva 11). Magneettisen momentin säilymislain perusteella plasman hiukkasen liikkuessa voimakkaamman magneettikentän suuntaan, sen magneettikentän suuntainen liike-energia  $K_{\parallel}$  pienenee ja magneettikenttää kohtisuorassa oleva liike-energia  $K_{\perp}$  vastaavasti suurenee [13, ss. 75-80]. Jos magneettikenttä on tarpeeksi suuri, plasman hiukkasen  $K_{\parallel}$  pienenee nollaan, minkä jälkeen se alkaa taas kasvaa hiukkasen liikkuessa vastakkaiseen suuntaan mentäessä. Vastaavasti  $K_{\perp}$  alkaa pienentyä. Toisin sanoen hiukkanen "heijastuu" suurem-



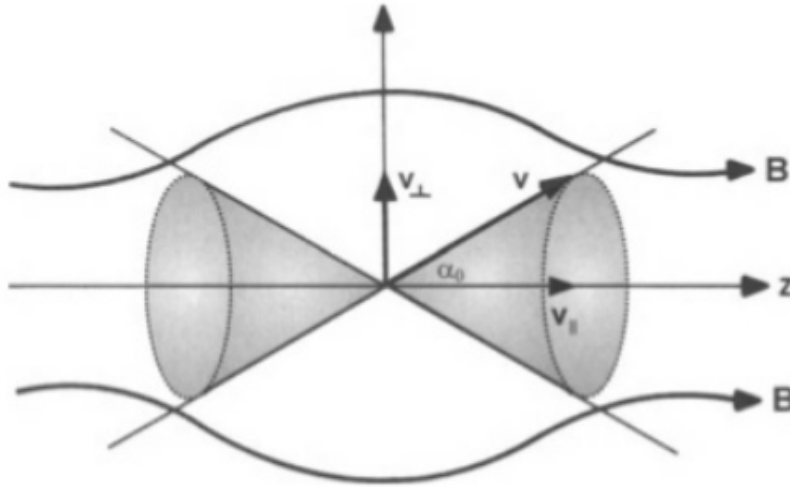
Kuva 10: Lineaarissa Z-pinnelaitteessa muodostetaan kahden elektrodin avulla plasman läpi kulkeva virta, joka muodostaa plasman ympärille magneettikentän. Magneettikenttä kokoonpuristaa ja kuumentaa plasman hetkellisesti [11, s. 151].

paan magneettikenttään. Kun kaksi magneettista peiliä asetetaan vastakkain, syntyy magneettinen “pullo”, jossa varattu hiukkanen pysyy vangittuna, kuva 11..

Plasman hiukkasten vangitseminen magneettisillä peileillä on epätäydellistä. Merkitään magneettikentän voimakkuutta magneettisen peilin keskellä  $B_0$  :lla ja  $B_m$  :llä magneettikentän voimakkuutta pisteessä, jossa plasman hiukkanen heijastuu magneettisessa peilissä. Olkoon plasman hiukkasen nopeusvektorin ja magneettikentän välinen kulma magneettisen peilin keskellä  $\alpha$ , kuva 11. Magneettisen momentin säilymislain  $|\vec{m}| = \frac{K_{\perp}}{B} = VAKIO$  avulla voidaan johtaa yhtälö [13, s. 75-79]

$$\alpha_0 = \sin^{-1} \left[ \left( \frac{B_0}{B_m} \right)^{1/2} \right],$$

missä  $\alpha_0$  on plasman hiukkasen nopeusvektorin ja magneettikentän välinen kriittinen kulma magneettisen peilin keskellä. Plasman hiukkaset, joille  $\alpha > \alpha_0$  heijastuvat suurempaan magneettikenttään päin mentäessä, kun taas



Kuva 11: Magneettinen pullo, jossa osa varatuista hiukkasista pysyy vangittuna kahden magneettisen peilin välissä [13, s. 79]. Vaikka plasman hiukkasten koossapito on magneettisessa pullossa epätäydellistä, magneettisen pulloon perustuvat laitteet eivät ole muiden avointen magneettisten fuusiolaitteiden tavoin syklisiä, vaan pyrkivät pitämään plasman koossa mahdollisimman pitkän ajan.

kulmilla  $\alpha < \alpha_0$  ne päätyvät “häviökartioon” (kuva 11) ja karkaavat magneettisesta peilistä.

### 3.1.2 Suljettu magneettinen tai toroidinen koossapito

1950-luvulla fuusiotutkimuksen pääkohteina olivat avoimet pinnelaitteet, joita käyttäen saavutettiin korkeita plasman lämpötiloja. Samaan aikaan ne ja magneettiset peilit kärsivät kuitenkin laitteen päädyistä tapahtuvista häviöistä. Avomissa pinnelaitteissa plasmaan syntyi myös nopeasti epävakauksia, jotka aiheuttivat lisää plasman hiukkasten häviöitä [6, s. 60].

Laitteen päistä tapahtuvilta häviöiltä välttyään, kun suoran sylinterin päät liitetään toisiinsa. Tätä kutsutaan suljetuksi magneettiseksi fuusiolaitteeksi tai *toroidiseksi fuusiolaitteeksi*. Ensimmäiset toroidiset eli donitsin muotoiset fuusiolaitteet perustuivat edellisessä kappaleessa kuvattuun pinnelaitteeseen. Nämä laitteet osoittautuivat kuitenkin plasman koossapidon osalta erittäin epävakauksiksi, minkä seurauksena plasman hiukkaset joko karkasivat

magneettikentän vaikutuksesta laitteen seinämiin tai koossapitoaika huononi [6, s. 54]. Muut toroidiset fuusiolaitteet pyrkivät pitämään plasman koossa mahdollisimman pitkän ajan. Yksinkertaistaen näissä laitteissa solenoidi on liitetty päistään yhteen muodostaen toroidisen geometrian. Solenoidi on korkkiruuvien tai ruuvien kierteen muotoon muotoiltu sähköjohdin. Tämä sähköjohdin muodostaa toroidisen magneettikentän, joka solenoidin sisällä on samansuuntainen solenoidin keskiakselin kanssa. Kuvassa 12 on esitetty toroidisen fuusiolaitteen rakenne.

Kuvan 12 toroidisen magneettikentän arvo voidaan laskea Amperen laista [34, s. 102]:

$$2\pi RB_\phi = \mu_0 I_T, \quad (39)$$

missä  $I_T$  on solenoidin kokonaisvirta,  $\mu_0$  tyhjiön permeabiliteetti ja  $R$  laitteen suuri säde eli laitteen keskipisteen etäisyys plasman keskipisteestä. Ylläolevan yhtälön avulla voidaan ratkaista toroidisen magneettikenttä riippuvuus

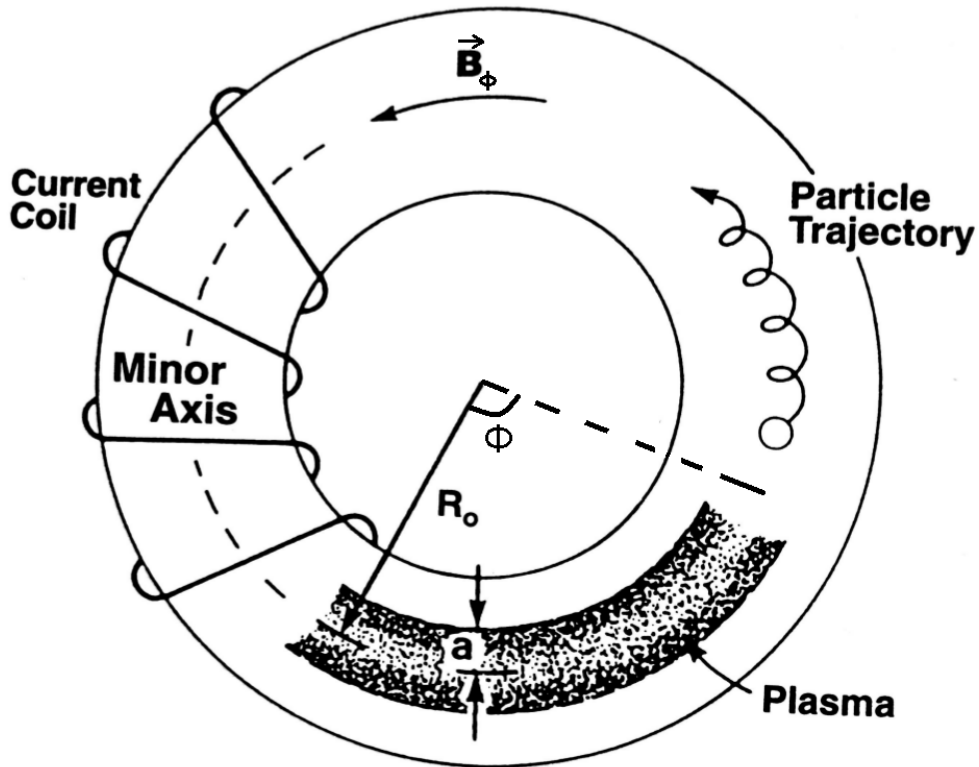
$$B_\phi \propto \frac{1}{R} \quad (40)$$

laitteen suuresta säteestä. Tilanne on esitetty kuvassa 13 .

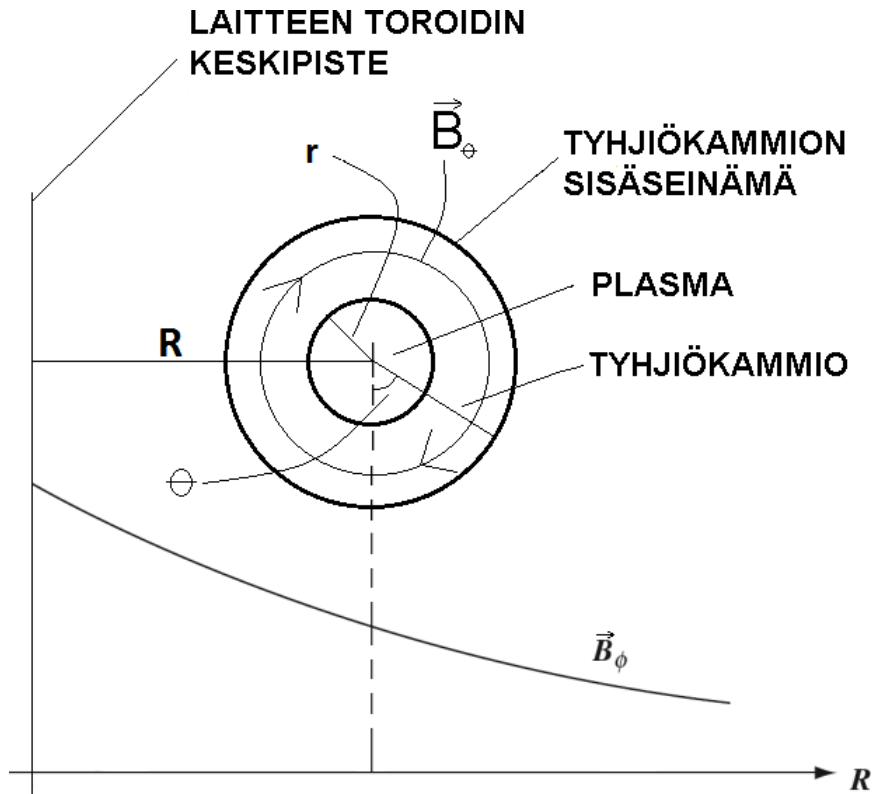
Toroidinen magneettikenttä siis pienenee laitteen ulkolaitaan mentäessä ja tämä tarkoittaa, että magneettikentän suuruus on plasman sisälaidalla suurempi kuin plasman ulkolaidalla. Tämä magneettikentän gradientti aiheuttaa elektronien ja ionien kasautumisen vastakkaisille puolille, jolloin plasmaan muodostuu sähkökenttä. Tätä polarisoitumista voimistaa edelleen toroidisen fuusiolaitteen luonnollinen magneettikentän kenttäviivojen kaareutumisen [11, s. 154-158]. Muodostunut sähkökenttä aiheuttaa yhtälön [11, s. 65-69]

$$\vec{v}_{D,E} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$$

mukaisen hiukkasten ajautumisen laitteen ulkolaidan suuntaan. Jotta plasma ei karkaisi magneettikentän vaikutuksen piiristä, tarvitaan vielä toinen magneettikenttä kompensoimaan sähkökenttää johtuvaa ajautumista. Tä-



Kuva 12: Toroidisen fuusiolaitteen rakenne kuvattuna ylhäältä [11, s. 156]. Kuvassa  $R_0$  on laitteen suuri säde (tässä työssä käytetään symbolia  $R$ ),  $a$  pieni säde (tässä työssä  $r$ ) ja  $\vec{B}_\phi$  toroidisen magneettikentän voimakkuus. Suuri säde on laitteen keskipisteen etäisyys plasman keskipisteestä ja pieni säde laitteen tyhjiökammion säde eli plasman säde. Kulma  $\phi$  on toroidinen kulmamuuuttuja, joka esittää pyörähdystä laitteen ympäri. Kuvassa näkyy myös plasman varattu hiukkanen spiraalin muotoisella radallaan toroidin ympäri.



Kuva 13: Toroidisen fuusiolaitteen poikkileikkauskuva sivusta. Kuvassa näkyy toroidisen ( $\vec{B}_\phi$ ) magneettikentän riippuvuus laitteen suuresta säteestä  $R$ . Suuri säde on laitteen keskipisteen etäisyys plasman keskipisteestä ja pieni säde laitteen tyhjiökammion säde eli plasman säde [34, s. 102]. Toroidinen  $\vec{B}_\phi$  magneettikenttä pienenee laitteen ulkolaitaan mentäessä ja tämä tarkoittaa, että magneettikentän suuruus on plasman sisälaidalla suurempi kuin plasman ulkolaidalla. Kuvaan on myös merkitty poloidinen magneettikenttä  $\vec{B}_\theta$ , joka kiertää plasman ympäri sisäkkäisinä pintoina, kuten kuvassa 9. Kulma  $\theta$  on poloidinen kulmamuuttuja.

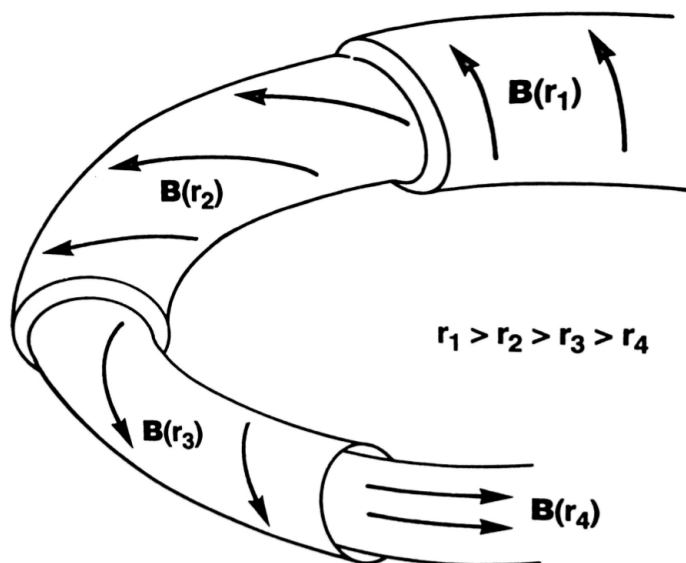
tä magneettikenttää nimitetään *poloidaaliseksi magneettikentäksi*. Suljetut fuusiolaitteet voidaan karkeasti jaotella kahteen eri luokkaan perustuen siihen, miten poloidaalinen magneettikenttä tuotetaan. Jos poloidaalinen magneettikenttä synnytetään plasmaan indusoidun virran avulla, laite on *tokamak* ja jos poloidaalinen magneettikenttä muodostetaan ulkoisten kelojen avulla, laite on *stellaraattori*. Poloidaalisen ( $\vec{B}_\theta$ ) ja toroidaalisen ( $\vec{B}_\phi$ ) magneettikentän summakenttä on spiraalin tai korkkiruuvien muotoinen magneettikenttä. Merkitään tätä kenttää  $\vec{B}$ :llä. Spiraalinmuotoisessa kentässä plasman hiukkanen viettää yhtä suuren ajan laitten ylä- ja alaosassa, kun plasman hiukkanen on tehnyt kokonaisen kierroksen poloidaalisisessa suunnassa (poloidaalinen kulma  $\theta = 2\pi$ ), kuva 13. Tästä syystä hiukkasten kasautumista ja siitä seuraavaa sähkökenttää ei synny.

Poloidaalisen kulman muutosta (kuva 13), jonka summa magneettikenttä  $\vec{B} = B_\theta + B_\phi$  tekee, kun toroidinen kulma  $\theta$  on tehnyt kokonaisen kierroksen ( $2\pi$ ), kutsutaan *pyörähdysmuuttujaksi*  $\iota$  (iota). Jos  $\iota$  on suuri magneettikentän kierre kääntyy jyrkästi ja jos taas  $\iota$  on pieni magneettikenttä kääntyy loivasti. Jos magneettikenttä kääntyy jyrkästi plasmaan syntyy eräänlaisia epävakauksia, jotka taas johtavat koossapidon menettämiseen [11, s. 158]. Pyörähdysmuuttujan  $\iota$  avulla voidaan määritellä *turvallisuustekijä* tai *q-arvo*:

$$q = \frac{2\pi}{\iota}, \quad (41)$$

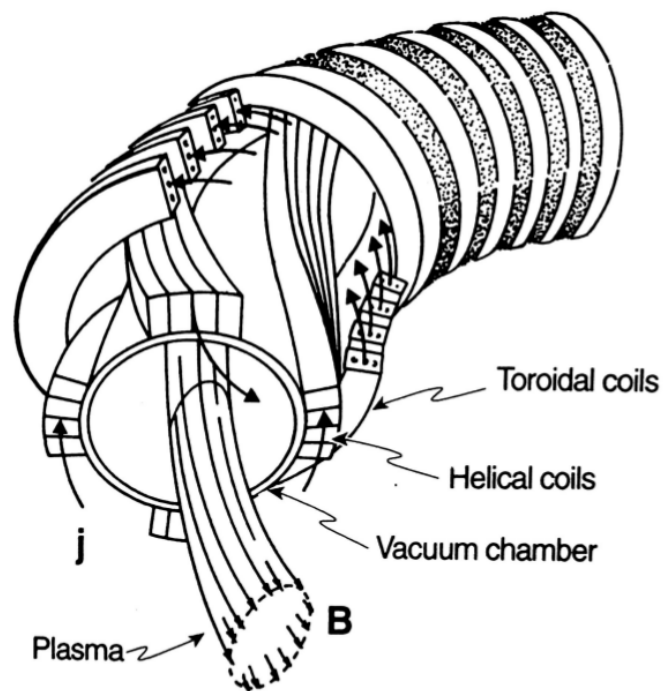
joka kuvaa kuinka voimakkaasti summa magneettikenttä  $\vec{B}$  kiertyy. Kokeellisesti on havaittu, että turvallisuustekijän arvon tulee olla  $q \geq 1$  plasman keskellä ja  $q \geq 2,5$  plasman reunalla, jotta välttyään plasman epävakauksilta. Toisin sanoen  $\iota \leq 2\pi$  eli seurattaessa plasman hiukkasta kokonaismagneettikentän  $\vec{B}$  mukana pyörähdysten lukumäärä toroidisen kulman ympäri tulee olla suurempi kuin pyörähdysten lukumäärän poloidaalisen kulman ympäri. Sisäkkäisillä magneettisilla pinnoilla turvallisuustekijä voi muuttua, kuva 14. Turvallisuustekijän arvo plasmassa vaihtelee noin yhdestä plasman keskellä 3-4 plasman reunalla. Tämä aiheuttaa magneettikenttien välille *leikkausvoiman*. Myös tämä leikkausvoima estää plasmaan syntymästä epävakauksia.





Kuva 14: Toroidisen fuusiolaitteen magneettikenttä kiertyy sitä enemmän mitä ulommas plasman keskeltä mennään. Tämä aiheuttaa magneettikentän sisäkkäisten pintojen välille leikkausvoiman. Tämä leikkausvoima on tehokas estämään tietynlaisia plasman epävakaussuhteita [11, s. 160].

**Stellaraattori** Toisin kuin tokamakissa ja muissa samantyyppisissä toroidisissa fuusiolaitteissa, stellaraattorissa plasman koossapitoon tarvittava poloidaalinen magneettikenttä muodostetaan kokonaan tyhjiökammion ulkopuolella olevilla keloilla. Tarvittava magneettikentän kierto, jolla plasmahiukkasen rata saadaan spiraalinmuotoiseksi, toteutettiin ensimmäisissä stellaraattoreissa muokkaamalla itse laitteen geometriaa [11, s. 176][8, s. 48]. Tämä vaihtoehto osoittautui kuitenkin epästabiliiksi. Toinen vaihtoehto on muokata tyhjiökammion ulkopuolella olevia keloja spiraalinmuotoisiksi, kuva 15. Näitä keloja kutsutaan kierteisiksi keloiksi (helical coils) [11, s. 176]. Stellaraattorilla on yksi selvä etu verrattuna tokamak. Tokamakin poloidaalisen magneettikentän muodostamiseen tarvittavaa plasmavirtaa voidaan ajaa niin kauan kun pystytään luomaan muuttuva magneettikenttä plasmarenkaan sisään. Tämä aiheuttaa ajallisen ylärajan plasman koossapidolle tokamakeissa. Tätä rajoitetta stellaraattorissa ei ole, koska poloidinen magneettikenttä tehdään laitteen tyhjiökammion ulkopuolella sijaitsevilla keloilla. Stellaraattori on esitetty tarkemmin IAEA:n kirjassa Fusion Physics [2, ss. 847-957].

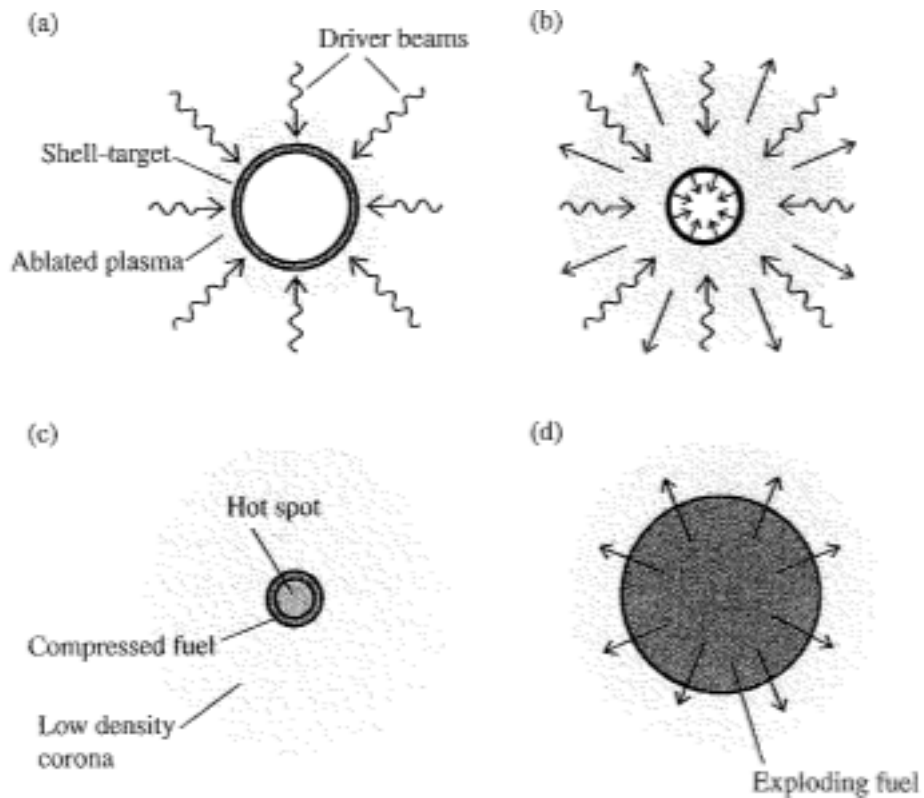


Kuva 15: Stellaraattori-laitteen kelojen rakenne [11, s. 177]. Kuvassa näkyvät tyhjiökammio ja sen sisällä plasma. Tyhjiökammion ulkopuolella näkyvät toroidiset kelat ja kierteiset kelat, jotka muokkaavat magneettikentän spiraalinmuotseksi.

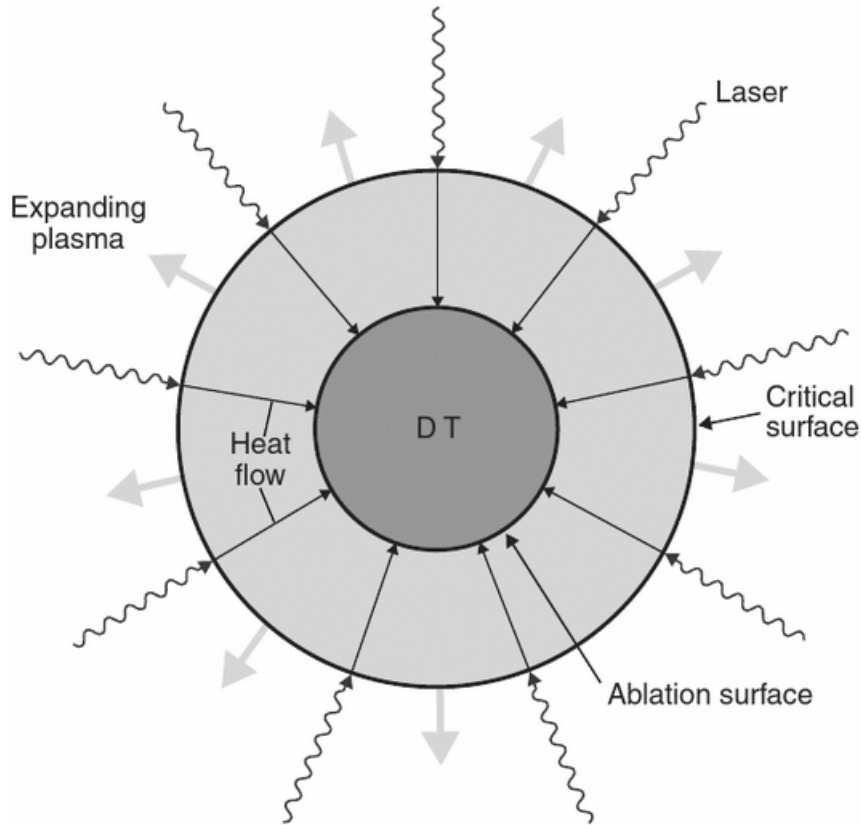
### 3.2 Inertiaalikoossapito

Inertiaalifuusiossa aineen oma hitaus pitää polttoaineen koossa lyhyen ajan, joka on noin 100 ps luokkaa. Tämä tekee inertiaalifuusiosta syklisen laitteen, jossa sama vaihe toistuu uudelleen ja uudelleen, kuten auton polttomoottorissa. Riittävän reaktiotaajuuden saavuttamiseksi plasman tiheyden täytyy olla suuri (taulukko 4) verrattuna magneettiseen fuusiolaitteeseen. Riittävä paine saavutetaan kohdistamalla usealta suunnalta yhtäaikaisesti säteilyenergiaa muutaman millimetrin halkasijaltaan olevaan pallon muotoiseen kapseliin, jossa on fuusiotuvaa polttoainetta. Tapaa, jolla säteilyenergia päätyy polttoainekapseliin kutsutaan joko suora-ajoksi tai epäsuora-ajoksi [15, s. 47]. Kun lasersäteet suorittavat polttoainekapselin kokoonpuristuksen, kyseessä on suora-ajo. Kun lasersäteet tai ionisuihku muutetaan röntgensäteilyksi, joka kokoonpuristaa polttoainekapselin, kyseessä on epäsuora-ajo. Kuvassa 16 on esitetty inertiaalifuusion yhden syklin eri vaiheet. Kuvassa 16(a) näkyy polttoainekapselin uloimman kerroksen säteilytys, joka johtaa (b) pinnan ablaatiosta johtuvaan paineen valtavaan kasvuun ja pallomaiseen aineen luhistumisen. Kokoonpuristuksen johdosta materiaali kasaantuu keskelle ja sen liike-energia muuttuu sisäenergiaksi. Tässä vaiheessa polttoaine koostuu (c) kokoonpuristetusta kuoresta, joka sulkee sisäänsä syttyvän polttoaineen, jota kutsutaan *kuumapisteksi*. Lopuksi (d) ydin syttyy ja räjähtää [15, s. 48]

Lasersäteet voivat tunkeutua vain tietylle syvyydelle kapseliin, ns. kriittiseen pintaan saakka (kuva 17) [38]. Laser höyrystää kapselin ulkopinnan kriittiseen pintaan saakka ja tämä aiheuttaa suuren työntövoiman kohti polttoainekapselin ydintä [6, s. 73]. Energia siirtyy lasersäteilystä aineeseen käänteisen jarrutussäteilyn avulla, eli laservalon fotonit imeytyvät elektroneihin, jotka saavat liike-energiaa [38]. Plasman elektronien saama energia kulkeutuu sisäänpäin ablaatiopinnalle ja ulospäin kohti laajenevaa plasmaa. Ablatiopinta on pinta, jossa kiinteä kohtiomateriaali kaasuuntuu ja plasmaa syntyy. Tällä pinnalla kaasut muodostavat sisäänpäin suuntautuvan voiman, joka puristaa kapselin ytimen kasaan [38].



Kuva 16: Inertiaalifuusion neljä eri vaihdetta. (a) Polttoainekapselin uloimman kerroksen säteilytys, joka johtaa (b) pinnan ablaatiosta johtuvaan paineen valtavaan kasvuun ja pallomaiseen aineen luhistumisen. Kokoonpuristuksen johdosta räjähtävä materiaali kasaantuu keskelle ja sen liike-energia muuttuu sisäenergiaksi. Tässä vaiheessa polttoaine koostuu (c) kokoonpuristetusta kuoresta, joka sulkee sisäänsä syttyvän polttoaineen, jota kutsutaan *kuumapisteeksi*. Lopuksi (d) ydin syttyy ja räjähtää [15, s. 48]



Kuva 17: Polttoainekapselin räjähtäminen [6, s. 73]. Lasersäteet voivat tunkeutua vain tietylle syvyydelle kapseliin, kriittiseen pintaan saakka (kuva 17) [38]. Laser höyrystää kapselin ulkopinnan kriittiseen pintaan saakka ja tämä aiheuttaa suuren työntövoiman kohti polttoainekapselin ydintä [6, s. 73]. Energia siirtyy lasersäteilystä aineeseen käänteisen jarrutussäteilyn avulla, eli laservalon fotonit imeytyvät elektroneihin ja ne saavat liike-energiaa [38]. Plasman elektronien saama energia kulkeutuu sisäänpäin ablaatiopinnalle ja ulospäin kohti laajenevaa plasmaa. Ablaatiopinta on pinta, jossa kiinteä kohtiomateriaali kaasuuntuu ja plasmaa syntyy. Tällä pinnalla kaasut muodostavat sisäänpäin suuntautuvan voiman, joka puristaa kapselin ytimen kasaan [38].

Taulukko 4: Toroidisten fuusiolaitteiden ja inertiaalifuusion lämpötilan, paineen ja tiheyden kertaluokat [15, s. 31]. Lämpötila-alue on sama inertiaali- ja magneettisessa fuusiossa noin 120 miljoonaa Kelviniä, mutta paineen ja tiheyden arvot ovat täysin eri kertaluokkaa. Magneettisen fuusiolaitteen plasman tiheyden arvo on jopa viisi kertaluokkaa pienempi kuin ilman tiheys normaaliolosuhteissa. Inertiaalifuusiolaitteen paine on taas on 12 kertaluokkaa suurempi kuin ilman normaaliolosuhteissa [9, s. 337].

	magn.	inertiaali	ilma (NTP)
T(keV)	10	10	0,023
n(1/cm <sup>3</sup> )	10 <sup>14</sup>	10 <sup>25</sup>	10 <sup>19</sup>
p(bar)	10	10 <sup>12</sup>	1

Taulukossa 3 on vertailtu toroidisen magneettisen koossapidon ja inertiaalifuusion lämpötilan, paineen ja tiheyden kertaluokkia toisiinsa. Nähdään, että lämpötila-alue molemmilla on sama, mutta paineen ja tiheyden arvot ovat täysin eri kertaluokkaa. Toroidisen magneettisen fuusiolaitteen plasman tiheyden arvo on jopa viisi kertaluokkaa pienempi kuin ilman tiheys normaaliolosuhteissa [9, s. 337]. Inertiaalifuusiolaitteessa lukumäärätiheys on taas kuusi kertaluokkaa suurempi kuin kuin ilman.

## 4 Inertiaalifuusio

### 4.1 Energiantuottokerroin ja polttoainekapseli

Kuvassa 18 on esitetty inertiaalifuusiolaitteen kaaviokuva.  $E_d$ :llä merkitään energiaa, joka välittyy polttoaineeseen säteilyn avulla ja  $E_{fus}$ :lla fuusioreaktiossa vapautuvaa kokonaisenergiaa. Energiantuottokerroin  $G$  määritellään siten [15, s. 35]

$$G = \frac{E_{fus}}{E_d}. \quad (42)$$

$E_{fus}$  muuttuu plasman ulkopuolella, laitteen vaipassa, lämpöenergiaksi kuten magneettisessa fuusiolaitteessa ja sen jälkeen se muutetaan hyötysuhteella  $\eta_{th}$  sähköenergiaksi. Osa sähköenergiasta  $f$  muutetaan hyötysuhteella  $\eta_d$  muotoon, jolla kapseli voidaan kokoonpuristaa.  $\eta_d$ :tä kutsutaan ajuritehokkuudeksi. Laitteistoa, joka muuntaa sähköenergian kapselille sopivaan muotoon kutsutaan ajuriksi. Inertiaalifuusiolaitteen energiatasapaino voidaan kirjoittaa

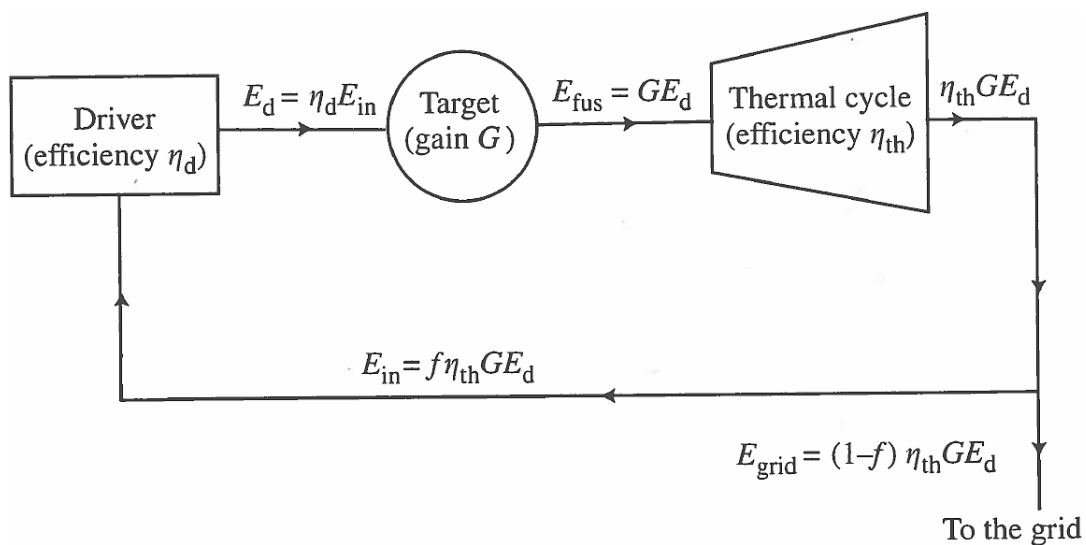
$$f\eta_{th}\eta_d G = 1.$$

Katsotaan miten energiantuottokertoimen arvoa voidaan parantaa. Termodynamiikan ensimmäisen lain[39, ss. 656, 691]

$$dU = TdS - pdV \quad (43)$$

mukaan aineen sisäenergia massayksikköä kohden kasvaa  $dU$ :n verran, kun siihen tuodaan energiaa tai kun siihen tehdään työtä. Isentrooppinen polttoaineen kokoonpuristus ( $dS = 0$ ) minimoi polttoaineen kokoonpuristukseen tarvittavan energian määrän. Täysin isentrooppinen kokoonpuristus ei ole kuitenkaan mahdollinen, koska polttoaineen puristusvaiheessa syntyvät shokkiaallot lisäävät polttoaineen entropiaa. Isentrooppisen polttoaineen kokoonpuristuvuuden mittarina käytetään isentrooppiparametriä, joka määritellään

$$\alpha = \frac{p(\rho, T)}{p_{deg}(\rho)}, \quad (44)$$



Kuva 18: Inertiaalifuusiovoimalan kaaviokuva.  $E_d$ :llä merkitään energiaa, joka välittyy polttoaineeseen säteilyn avulla ja  $E_{fus}$ :lla fuusioreaktiossa vapautuvaa kokonaisenergiaa.  $G = \frac{E_{fus}}{E_d}$  on energiantuottokerroin.  $E_{fus}$  muuttuu plasman ulkopuolella, laitteen vaipassa, lämpöenergiaksi kuten magneettisessa fuusiolaitteessa ja sen jälkeen se muutetaan hyötysuhteella  $\eta_{th}$  sähköenergiaksi. Osa sähköenergiasta  $f$  muutetaan hyötysuhteella  $\eta_d$  muotoon, jolla kapseli voidaan kokoonpuristaa.  $\eta_d$ :tä kutsutaan ajuritehokkuudeksi. Laitteistoa, joka muuntaa sähköenergian kapselille sopivaan muotoon kutsutaan ajuriksi. Inertiaalifuusiolaitteen energiatasapaino voidaan kirjoittaa  $f\eta_{th}\eta_d G = 1$ . [15, s. 42]



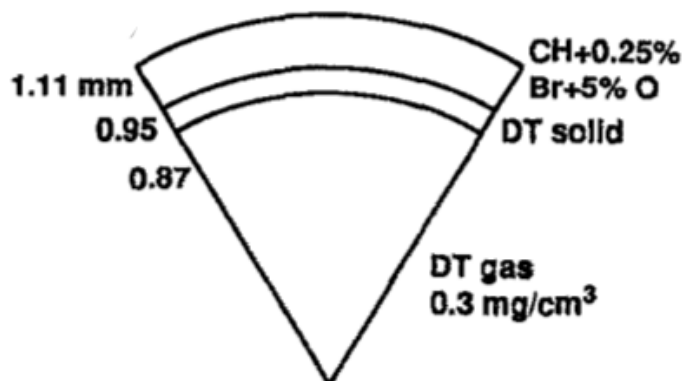
missä  $p_{deg}(\rho) = A_{deg}\rho^{5/3}$ ,  $A_{deg} = 2.17 \cdot 10^5 \text{J/g}$  DT-plasmalle [15, s. 52]. Merkitään  $p_0$ :lla painetta, jolla kapselin kokoonpuristus tapahtuu ja  $\rho_0$ :lla polttoaineen tiheyttä. Paine  $p_0$  synnyttää shokkiaallon, joka yhtälön 44 mukaan entropian muutos on [15, s. 53]

$$\alpha \propto \frac{p_0}{\rho_0^{5/3}}.$$

Entropian muutoksen minimoimiseksi polttoaineen alkutiheyden  $\rho_0$  täytyy olla mahdollisimman suuri, eli polttoaineen täytyy olla joko kiinteää tai nestettä. DT-polttoaineen tapauksessa tämä tarkoittaa jäähdystä hyvin matalaan kryogeeniseen lämpötilaan [15, s. 53].

Tämän lisäksi kokoonpuristumisen täytyy tapahtua mahdollisimman isentrooppisesti tässä kryogeenisessä lämpötilassa. Tässä suhteessa onttojen polttoainekapselien kokoonpuristaminen, joiden kuoren paksuus  $\Delta R_0$  on paljon pienempi kuin polttoainekapselin säde  $R_0$  alussa, on huomattavasti parempi vaihtoehto kuin umpinaisen polttoainekapselin kokoonpuristaminen [15, 40]. Ensinnäkin polttoaine voidaan kiihdyttää suuremman matkan yli ja tämän seurauksena riittävän kokoonpuristusnopeuden saavuttamiseksi vaaditaan alhaisempi paine. Alhaisemmassa paineessa plasmaan ei synny epävakaisuuksia, jotka kasvattavat entropiaa polttoaineessa. Toinen onttojen polttoainekapselien etu on, että ne ovat helpompi kokoonpuristaa isentrooppisesti. Tämä johtuu siitä, että shokkiaallot, jotka etenevät umpinaisessa kapselissa, voimistuvat edetessään kohti keskustaa, kun taas shokkiaallot, jotka etenevät ohuen kuoren läpi, eivät tätä tee ja polttoaineen kokoonpuristuminen tapahtuu enemmän tai vähemmän adiabaattisesti [15, s. 53].

Kuvassa 19 on esimerkki polttoainekapselin rakenteesta. Ontossa sisustassa oleva polttoainekaasu on merkittävässä roolissa syttymisen kannalta. Sisäänpäin suuntautuvan räjähdysten aiheuttamat shokkiaallot luovat paljon enemmän entropiaa kaasussa kuin kapselin kuoressa, koska kaasu on hyvin paljon harvempaa kuin kiinteä kuori. Kun polttoaine kasaantuu kokoonpuristusvaiheessa keskelle, korkeammassa entropiassa oleva kaasu saavuttaa myös paljon korkeamman lämpötilan kuin ulompi kuori ja muodostaan näin kuumpapisteen, joka toimii sytytyksen alullepanijana [15, s. 54].



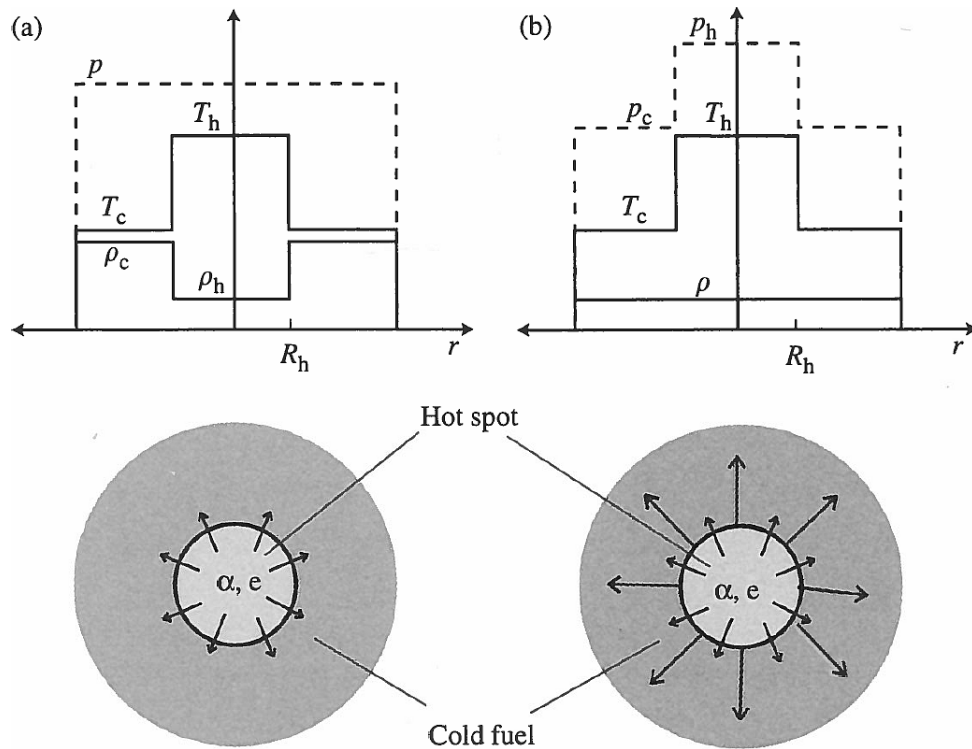
Kuva 19: Esimerkki polttoainekapselin rakenteesta. Ontossa keskustassa on DT-kaasua ( $0,3 \text{ kg/m}^3$ ) sen päällä ohut kerros kiinteää DT-seosta. Uloimmaisena kerroksena on metaania sekoitettuna 0,25% bromilla ja 5% happea. Koko polttoainekapselin halkaisija on noin 2mm[41].

## 4.2 Kuumapisteen syttymiskriteeri

Kuvassa 20 on esitetty kokoonpuristettu polttoaine syttymishetkellä. Siinä nähdään kaksi sisäkkäistä palloa, joista sisemmän pallon, eli kuumapisteen, energiatasapainoa tarkastellaan. Energiatasapaino tälle pallolle voidaan kirjoittaa

$$\frac{dE}{dt} = P_{dep} - P_m - P_r - P_e, \quad (45)$$

missä  $P_{dep}$  on osa fuusiotehosta, joka kasvattaa kuumapisteen energiaksi,  $P_m$  mekaanisen työn teho (kuumapisteen plasma tekee mekaanista työtä laajetessaan kylmän plasman suuntaan),  $P_r$  säteilyhäviöteho ja  $P_e$  lämmönjohtavuushäviöteho.  $P_{dep}$  voidaan kirjoittaa  $P_{dep} = f_{dep}P_{fuusio}$ , missä  $f_{dep}$  on osa fuusiotehosta, joka jää kuumapisteen energiaksi.  $f_{dep}$  jakautuu neutronien ja alfahiukkasten osuuksiin. Neutronien osuus voidaan jättää huomiotta, koska DT-reaktiosta vapautuvien 14,1 MeV :n neutronien keskimääräinen vapaa matka DT-kaasussa on pitempi kuin kuumapisteen säde [15, s. 79]. Fuusio-



Kuva 20: Kokoonpuristettu polttoaine syttymishetkellä. (a) isobaarinen ja (b) isokoorinen -prosessi. Kuvassa sisempi ympyrä kuvaa kuumaa plasmaa ja ulmpi kylmempää ja tiheämpää. Kuvissa pienemmillä nuolilla kuvataan  $\alpha$ -hiukkasista ja elektroneista johtuvaa lämpöliikettä kuumapistestä kylmän plasman suuntaan. Pidemmät nuolet kuvaavat paine-erosta johtuvaa shokkiaallon etenemistä isokoorisessa tapauksessa. Kuvien yläpuolella on esitetty lämpötila  $T$ , paine  $p$  ja tiheys  $\rho$  säteen funktiona kussakin tapauksessa. Alaindeksi h kuvaa kuumapisteen ominaisuuksia ja c vastaavasti kylmän ympäröivän plasman. [15, s. 76]

teho voidaan nyt kirjoittaa [15, s. 77]

$$P_{dep} = P_\alpha f_\alpha = A_{dep} \rho_h^2 \langle \sigma v \rangle f_\alpha, \quad (46)$$

missä  $A_{dep} = 1,577 \dots \cdot 10^{39} \text{ J/kg}^2$ .

Inertiaalifuusion plasma on huomattavasti tiheämpää kuin magneettisen fuusiolaitteen tapauksessa. Siksi plasmasta tapahtuu häviöitä kulkeutumisen sijaan johtumalla. Termi  $P_e$  eli elektronien lämmönjohtavuusteho voidaan kirjoittaa yleisen lämmönjohtavuustehon  $-\chi_e \nabla T_e$  avulla, missä  $\chi_e$  on terminen elektronijohtavuuskerroin ja  $\nabla T_e$  on elektronilämpötilan gradientti. Yleistä lämmönjohtavuustehon lauseketta voidaan arvioida [15, s. 79]  $-\chi_e \nabla T_e \propto \chi_e(T_h) \cdot \frac{T_h}{R_h}$ . Terminen elektronijohtavuuskerroin on  $\chi_e(T_h) = \chi_{e0} T_h^{5/2}$  [42][15, s. 197] ja lämmönjohtavuusteho voidaan nyt kirjoittaa

$$P_e = -\frac{\chi_e \nabla T_e S}{V} = \frac{\chi_{e0} T_h^{7/2}}{R_h} \cdot \frac{4\pi R_h^2}{\frac{4}{3}\pi R_h^3} = 3\chi_{e0} \frac{T_h^{7/2}}{R_h^2}. \quad (47)$$

Ionien lämpöliikkeestä johtuva lämmönjohtavuus voidaan jättää huomiotta, koska johtavuuskerroin  $\chi_{e0}$  riippuu massan neliöjuuresta, joten elektronijohtavuusteho on  $\sqrt{\frac{m_i}{m_e}}$  kertaa suurempi kuin ionijohtavuusteho.

Lawsonin kriteerin yhteydessä todettiin, että plasma säteilee energiaansa ympäristöön lähinnä jarrutussäteilyn avulla. Kirjoitetaan yhtälö 15 uudelleen käyttämällä DT-polttoaineen keskiarvoista massaa  $m_{ka} \approx 2,5 \cdot m_p$ , jotta saadaan  $P_r$  :n lausekkeeseen riippuvuus tiheydestä

$$P_r = A_r \rho_h^2 T_h^{1/2}, \quad (48)$$

missä  $A_r = 3,054 \dots \cdot 10^{-76} \text{ W} \cdot \text{m}^3/\text{kg} \cdot \text{keV}^{-1/2}$ .

Kuumapisteen plasma tekee myös mekaanista työtä laajetessaan kylmän plasman suuntaan. Tämä työ on  $dW = p dV$ , missä p on plasman paine. Mekaanisen työn teho on

$$P_m = \frac{1}{V} \frac{dW}{dt} = \frac{p}{V} \frac{dV}{dt} = \frac{p S v}{V} = \frac{3 p v}{R_h}, \quad (49)$$

missä  $v$  on nopeus jolla polttoainepallo laajenee ja  $S$  pallon ala. Yhtälössä 49 on käytetty

$$\frac{S}{V} = \frac{4\pi R_h^2}{\frac{4}{3}\pi R_h^3} = \frac{3}{R_h}.$$

Käytetään yhtälöön 49 ideaalikaasuyhtälöä

$$p = \rho T \cdot \frac{R}{M},$$

missä

$$\frac{R}{M} = \Gamma_{DT} = \frac{8,3144621 \text{ J/molK}}{0,00252 \dots \text{ kg/mol}} = 3299,031 \dots \text{ J/kgK}$$

eli spesifi kaasuvakio.

$$P_m = \frac{3\Gamma_{DT}\rho_h T_h v}{R_h} \quad (50)$$

Kun plasman syttyminen tapahtuu isobaarisesti  $p_h = p_c$  (kuva 20 (a)) ja  $v = 0$ .

Kun taas plasma syttyy isokoorisesti (kuva 20 (b)), paine kuumapisteessä on paljon korkeampi kuin ulkopuolella olevassa kylmemmässä plasmassa. Paine-erosta johtuen syntyy shokkiaalto, joka liikkuu kuumapisteestä ulospäin kohti kylmempää plasmaa. Aineen liikkumisnopeus voimakkaan shokkiaallon perässä on [15, s. 137]

$$v = \sqrt{\frac{2}{\gamma + 1} \cdot \frac{p_c}{\rho_h}}. \quad (51)$$

Käytetään ideaalikaasun tilanyhtälöä sekä adiabaattista vakiota  $\gamma = \frac{5}{3}$ . Yhtälöstä 51 saadaan

$$v = \sqrt{\frac{2}{8/3} \cdot \frac{p_c}{\rho_h}} = \sqrt{\frac{3p_c}{4\rho_h}} = \sqrt{\frac{3\Gamma_{DT}T_h}{4} \cdot \frac{\rho_c}{\rho_h}},$$

missä

$$\frac{\rho_c}{\rho_h} = 1,$$

koska tilanne oli isokoorinen.

Yhtälö 50 on nyt

$$P_m = \frac{A_m \rho_h T_h^{3/2}}{R_h},$$

$$\text{missä } A_m = \begin{cases} 0, & \text{kun syttyminen on isobaarinen} \\ 492301,91 \dots, & \text{kun syttyminen on isokoorinen} \end{cases}.$$

Yhtälön 45 mukaan kuumapisteen lämpötila kasvaa, kun

$$P_{dep} > P_e + P_r + P_m. \quad (52)$$

Sijoitetaan saadut yhtälöt 46, 47, 48 ja 50 yhtälöön 52 ja kerrotaan  $R_h^2$ :lla

$$A_{dep} \rho_h^2 \langle \sigma v \rangle f_\alpha R_h^2 > 3\chi_{e0} T_h^{7/2} + A_r \rho_h^2 T_h^{1/2} R_h^2 + A_m \rho_h T_h^{3/2} R_h$$

$$\left( A_{dep} \langle \sigma v \rangle f_\alpha - A_r T_h^{1/2} \right) \rho_h^2 R_h^2 - A_m \rho_h T_h^{3/2} R_h - 3\chi_{e0} T_h^{7/2} > 0. \quad (53)$$

Yhtälössä 53  $\langle \sigma v \rangle$  riippuu lämpötilasta ja  $f_\alpha = f_\alpha(\rho_h R_h, T, \ln(\Lambda))$ , missä

$$\ln(\Lambda) = \begin{cases} \ln(\Lambda_e) = 7,1 - 0,5 \cdot \ln(n_e) + \ln(T_e) \\ \ln(\Lambda_i) = 9,2 - 0,5 \cdot \ln(n_e) + 1,5 \cdot \ln(T_i) \end{cases} \quad \text{on ns. Coulombin lo-}$$

garitmi [15, s. 367]. Saatu epäyhtälö on *kuumapisteen itsekuumennuskriteeri*.

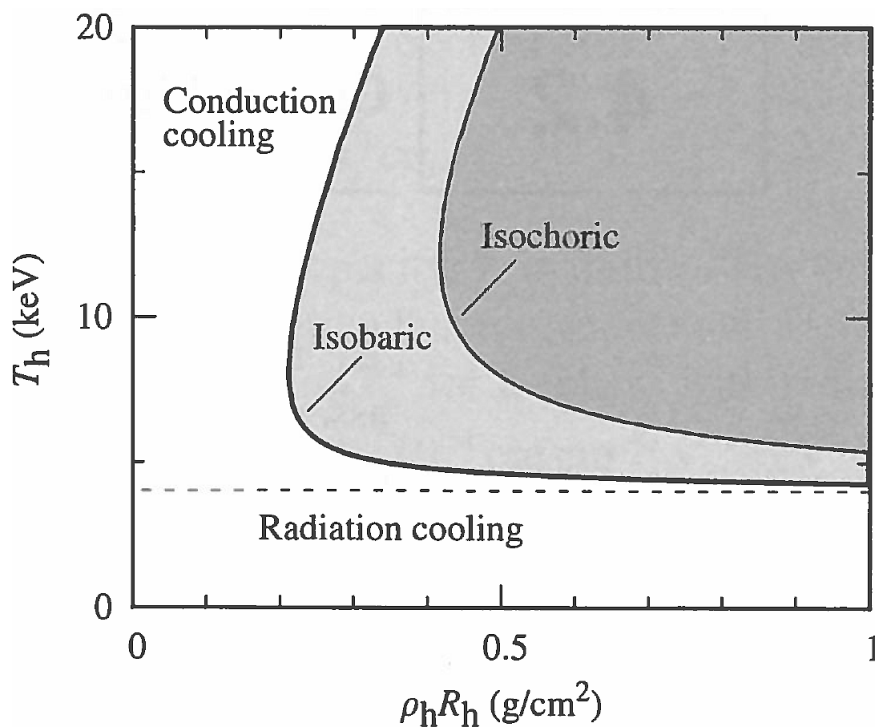
Jos jätetään huomiotta Coulombin logaritmin pieni riippuvuus tiheydestä, itsekuumennuskriteeri on muotoa  $g(\rho_h R_h, T_h) > 0$ , joka voidaan myös kirjoittaa

$$\rho_h R_h > h(T_h).$$

Parametria  $\rho_h R_h$  kutsutaan *inertiaalifuusion koossapitoparametriksi*, joka on siis kuumapisteen lämpötilan  $T_h$  funktio. Inertiaalifuusion koossapitoparametri on analoginen magneettisen fuusiolaitteen koossapitoparametrin kanssa. Kun  $A_m = 0$  syttymiskriteeri saa muodon

$$\rho_h R_h > \left( \frac{3\chi_{e0} T_h^{7/2}}{\left( A_{dep} \langle \sigma v \rangle f_\alpha - A_r T_h^{1/2} \right)} \right)^{1/2}. \quad (54)$$

Tämä on analoginen kappaleen 2.3 Lawsonin kriteerille. Kuvassa 21 on esitetty yhtälöiden 53 ja 54 kuvaajat koossapitoparametrin funktiona. Har-



Kuva 21:  $\rho_h R_h$  -tulon arvot lämpötilan funktiona isokoorisessa ja isobaarisessa tapauksessa. Kuvaajan alalaidassa oleva katkoviiva kuvaa sähkömagneettisesta säteilystä johtuvaa plasman jäähtymistä.

maassa alueessa epäyhtälöt täyttyvät ja sen ulkopuolella häviöt  $P_e$ ,  $P_r$  ja  $P_m$  ovat suuremmat kuin kuumapisteeseen jäävän fuusiotehon. Kuvasta nähdään, että säteilyhäviöt hallitsevat matalissa lämpötiloissa, koska koossapitoparametri ei saa arvoja alle  $\sim 4$  keV. Korkeissa lämpötiloissa jarrutusäteilyhäviöt ovat pieniä kuumapisteeseen jäävän fuusiotehoon verrattuna. Tämä nähdään kuvaajan vasemmassa yläkulmassa.

### 4.3 Epäsuora-ajo

Säteilyenergian ja kapselin pallosymmetria on tärkein seikka kapselin sisäänpäänsuuntautuvaa räjähtämistä ajatellen. Niihin kohtion osiin, joihin kohdistuu erisuuruinen säteilyenergia kuin muualle kohtioon tai joissa on erilainen massatiheys, kohdistuu erisuuruinen kiihtyvyys ja sen kautta erisuuruinen

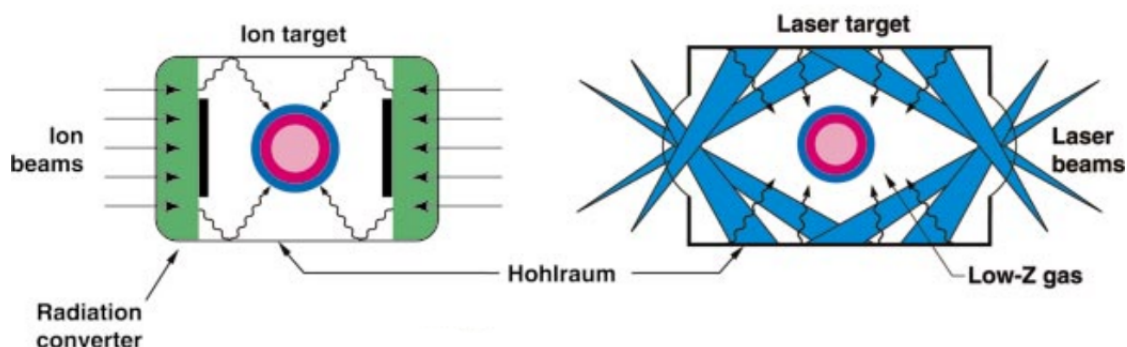
paine. Äärimmäisessä tapauksessa, kun polttoainekapseliin suunnataan säteilyenergiaa vain toiselta puolelta, kapseliin kohdistuu toiselta puolelta suuri voima, joka sinkoaa sen pois päin säteilystä [15, ss. 65-69].

Epäsuora-ajotekniikalla lasersäteet kulkevat *hohlraumiksi* (saks. onkalo) kutsuttun sylinterin rei'istä sen sisäseiniin, kuva 22. Hohlräum on noin muutamien senttimetrin pituinen ja päällystetty raskaalla metallilla, kuten esimerkiksi kullalla. Laserin vuorovaikutuspisteistä ja kuumenneesta sisäseinästä emittoituu röntgensäteilyä, joka sitten kohdistuu kapseliin [15, s. 302]. Epäsuora-ajoa käyttämällä kapseliin kohdistuu symmetrinen säteily [43, 44]. Ideaalisessa hohlraumissa lukuisat absorptio- ja emissioprosessit johtavat fotonien jakaumaan, joka vastaa mustan kappaleen säteilyä. [15, ss. 302,312]. Laitteen hyötysuhde huononee verrattuna suora-ajotekniikkaan, koska lasersäteily täytyy muuttaa röntgensäteilyksi ja suuri osa säteilystä menee hohlraumin kuumentamiseen [15, s. 303].

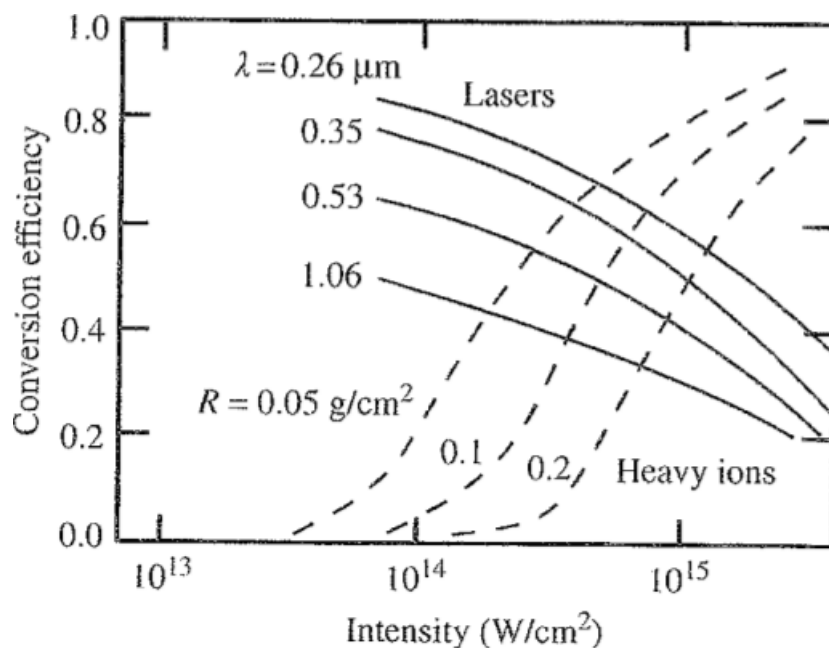
Röntgensäteitä voidaan myös tuottaa ionisuihkujen avulla. Tässä tapauksessa ionisuihkut kohdistetaan kohtioon, jossa on suuren massaluvun atomeja. Ionien liike-energia absorboituu atomien elektroneihin ja viritystilan purkautuessa muuttuu röntgensäteilyksi, kuva 22[38]. Erityisesti raskasionisuihkut tarjoavat lupaavan vaihtoehdon ICF-laitteen energian tuotantoa ajatellen, koska sillä on suuri ajuritehokkuus  $\eta_d$  [15, s. 316].

Kuvassa 23 on esitetty lasersäteiden ja raskasionien muuntotehokkuus säteilyn- ja suihkunintensiteetin funktiona. Nähdään, että laserille muuntotehokkuus huononee intensiteetin kasvaessa ja raskasionisuihkulle päinvastoin. Parhaimmillaan päästään 90% muuntotehokkuuteen. Lisäksi nähdään, että suurempaan tehokkuuteen päästään, kun käytetään lyhytaaltoisempaa lasersäteilyä verrattuna pitempään tai pienienergisempää raskasionisuihkua verrattuna suurienergisempään. Kun säteilyn- tai suihkunintensiteetti kasvaa yli  $5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , raskasionisuihkujen muuntotehokkuus on parempi kuin lasersäteiden.





Kuva 22: Hohltraumit kahdessa eri tapauksessa. Ajureina vasemmalla ionsuihku ja oikealla lasersäteily. Ionisuihkut osuvat kahdesta eri suunnasta seinämään, joka sitten emittoi röntgensäteilyä Stefan-Boltzmannin lain mukaisesti. Laserkohtiassa sama tapahtuu hohltraumin sisäseinän useassa eri kohdassa [45].



Kuva 23: Muuntotehokkuus lasersäteilyn ja hiukkassuihkuintensiteetin funktiona. Laserille muuntotehokkuus huononee intensiteetin kasvaessa ja raskationisuihkulle taas kasvaa. Kuvattuna on neljä eri laseraallonpituutta,  $\lambda = 0,26, 0,35, 0,53$  ja  $1,06 \mu\text{m}$  sekä kolme eri pysähdyspintatiheyttä  $R = 0,1, 0,2$ , ja  $0,05 \text{ g/cm}^2$ . [46]

## 5 Tokamakien merkittävät edistysaskeleet

### 5.1 Tokamak

Toroidinen tokamak-laite kehitettiin Neuvostoliitossa 1950-luvun lopussa ja 1960-luvun lopulla sillä saavutettiin merkittävä hyppäys plasman lämpötilan arvoissa. Ensimmäisissä toroidisissa laitteissa plasma saatiin kuumennettua noin kymmenen elektronivoltin energiaa vastaaviin lämpötiloihin, kun tokamakilla vuonna 1969 saavutetut arvot olivat 100–1000 eV [34, s. 25][47]. Saatu- jen erinomaisten tulosten ansiosta tokamakkeita aloitettiin Yhdysvalloissa, Euroopassa ja Japanissa [6, s. 95].

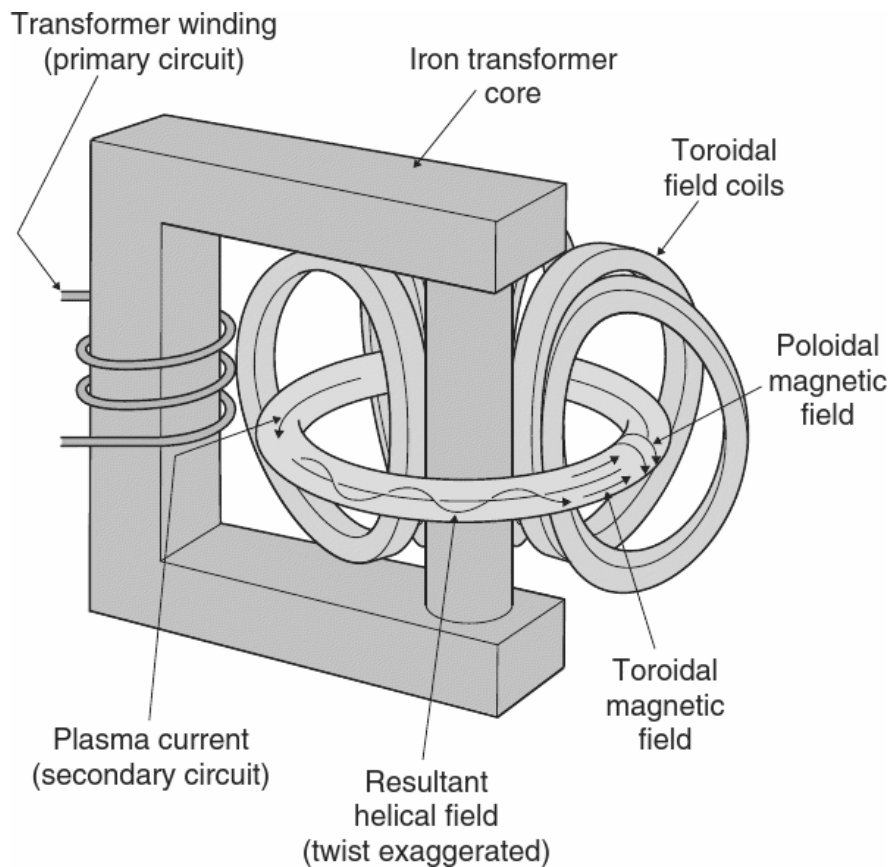
Tokamak eroaa muista toroidisista fuusiolaitteista toroidisen ja poloidaalisen magneettikentän ( $B_\phi$  ja  $B_\theta$  kuvat 12 ja 13) suhteellisessa voimakkuudessa. Poloidaalinen magneettikenttä synnytetään indusoimalla plasmaan voimakas virta. Toroidisen ja poloidaalisen magneettikentän summa on

$$B_{tot} = B_\phi + B_\theta$$

spiraalinmuotoinen kenttä. Spiraalikentän käännöksen jyrkkyyttä voidaan muuttaa poloidaalisen ja toroidaalisen suhteellista voimakkuutta muuttaen. Toroidinen kenttä on tokamakissa noin kymmenen kertaa suurempi kuin poloidaalinen, ja tämän vaikutuksesta plasmasta tulee stabiilimpi verrattuna muihin toroidisiin laitteisiin [37]. Tokamak-laitteen rakenne on esitettynä kuvassa 24.

Ensimmäisissä fuusiolaitteissa seinämien epäpuhtaudet kuten happi ja hiili aiheuttivat huomattavaa plasman kylmenemistä [2, s. 757][48]. Neuvostoliitossa saavutetut tokamakin plasman lämpötilan ja tiheyden huomattavat parannukset perustuivat juuri epäpuhtauksien ja vakuumitekniikan parantuneeseen hallintaan ja plasman stabiilimpaan koossapitoon tokamakeissa [49, s. 1973].

## 5 TOKAMAKIEN MERKITTÄVÄT EDISTYSASKELEET



Kuva 24: Tokamak-laitteen rakenne. Toroidinen magneettikenttä muodostetaan ulkoisten kelojen avulla. Plasman muodostaman toroidin reiän läpi indusoidaan ensiökäämin (keskussolenoidi) avulla muuttuva magneettikenttä, joka vuorostaan indusoi plasmaan virran. Plasma toimii siis “muuntajan” toisiokääminä. Plasmavirta synnyttää poloidaalisen magneettikentän, joka on kohtisuorassa toroidista magneettikenttää. Syntyvä kenttä on spiraalinmuotoinen.[6, s. 97]

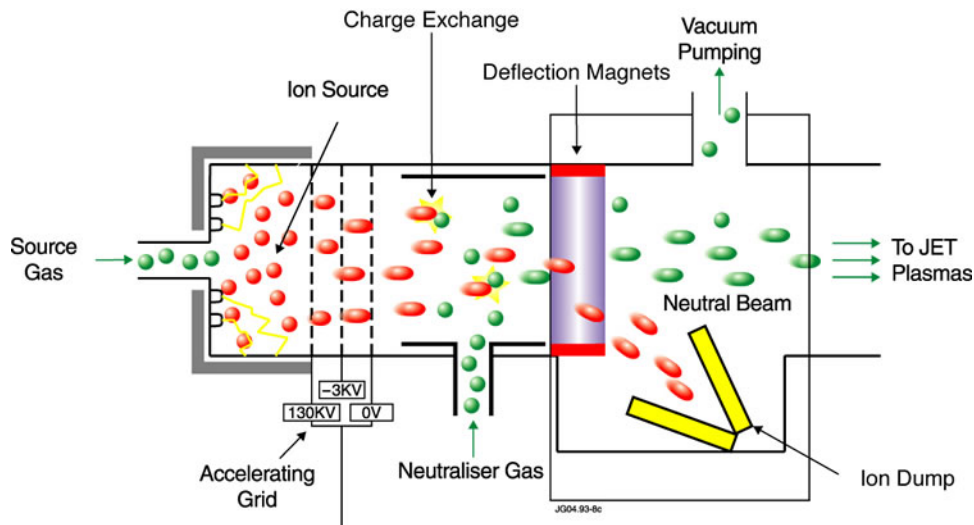
## 5.2 Plasman kuumennus

Reaktiotaajuus on häviävän pieni matalilla lämpötilan arvoilla. Siksi myös fuusioreaktiossa vapautuvat varatut hiukkaset alkavat lisätä plasman energiaa merkittävästi vasta korkeissa lämpötiloissa. Korkeiden lämpötilojen saavuttamiseksi tarvitaan ulkopuolista kuumennusta. Yleisimmät tavat kuumentaa plasmaa ovat ohminen kuumennus, neutraalisuihku- ja radioaalto-kuumennus.

Tokamakin poloidaalinen magneettikenttä synnytetään indusoimalla virta plasmaan. Plasman resistanssi aiheuttaa samalla plasman kuumenemisen. Plasman resistiivisyys magneettikentässä on verrannollinen  $T^{-3/2}$  [42], joten suurilla lämpötilan arvoilla plasman ohminen kuumennus on tehotonta. Lisäksi plasmaan indusoitu virta synnytetään *kasvattamalla* laitteen toroidin reiän läpi menevää magneettikenttää, joten plasmavirtaa voidaan ajaa niin kauan, kun magneettikentän yläraja tulee vastaan. Tämä aiheuttaa myös ylärajan ajalle, jona plasman koossapitäminen on mahdollista. Tästä johdun plasman kuumentamiseen ja plasmavirran ylläpitoon vaaditaan muitakin keinoja.

Plasmaa voidaan kuumentaa ja sen plasmavirtaa ajaa injektoimalla energettisiä neutraaleja hiukkasia plasman sekaan [50, ss. 2525-2529]. Neutraaleja hiukkasia käytetään, koska ne voivat läpäistä fuusiolaitteen magneettikentän. Tämä toteutetaan siten, että ionisoitujen atomien energiaa kasvatetaan kiihdyttämällä niitä, jonka jälkeen ne törmäytetään atomeihin. Tällöin tapahtuu varaustenvaihto. Kiihdytetyt hiukkaset jatkavat lentoratansa mukaan neutralisointuneina kohti plasmaa. Kuumassa plasmassa nämä hiukkaset ionisoituvat, törmäävät varattuihin hiukkasiin ja lisäävät plasman energiaa (kuva 25).

Radiotaajuinen säteily (radiofrequency, RF-säteily) on yksi tapa kuumentaa plasmaa ja pitää sen plasmavirtaa yllä [2, s. 610]. Idea on sama kuin ruoan mikroaaltokuumennuksessa. Plasmaan kohdistetaan taajuudeltaan tarkoin valittua radiotaajuussäteilyä, joka resonoi plasman hiukkasten (elektronit ja ionit) ominaistajuudella. Näin suuri määrä radiotaajuussä-



Kuva 25: Neutraalisuihkukuumennus [51]. Äärimmäisenä vasemmalla on ionilähde, jossa neutraali kaasu ionisoidaan. Ionilähteeltä ionit kiihdytetään sähkökentässä, jonka jälkeen ne törmäytetään neutraaliin kaasuun. Kiihdytetyt ionit neutralisoituvat varaustenvaihdon kautta, jonka jälkeen ne jatkavat lentorataansa mukaan kohti plasmaa. Hiukkaset, jotka eivät neutralisoidu, ohjataan magneettien avulla pois.

teilyn energiaa absorboituu plasmaan ja kuumentaa sitä [52, s. 535]. Ilman resonanssitaajuutta plasmaan kohdistetun elektromagneettisen säteilyn sähkökenttä kiihdyttää plasman hiukkasia, mikä kuumentaa taas plasmaa törmäyksien avulla. Plasman kuumentaminen ilman resonanssia tulee tehottomaksi [34, s. 258]. Plasman kuumentamiseen käytetään elektronisyklotroniresonanssi-, matalahybridi- ja ionisyklotronitaajuusalueita, taulukko 5. Ymmärrys sähkömagneettisten aaltojen tuottamisesta, etenemisestä ja absorboitumisesta plasmassa on mahdollistanut RF-säteilyn käytön plasman kuumentamiseen [2, s. 611]. Teoria on koottuna esimerkiksi T. Stixin [53, 54], M. Brambillan [55] ja D. Swansonin [56] teoksissa.

Taulukko 5: Radiotaaajuus säteilykuumennuksen karakteristinen taaajuus ja aallon tyyppi [2, s. 612].  $f_{es}$  on elektronisyklotroni-,  $f_{MH}$  matala-hybridi- ja  $f_{is}$  ionisyklotronitaaajuus.

taaajuusalue tai aallon tyyppi	karakteristinen taaajuus
elektronisyklotroniresonanssi	$f_{es}, 2f_{es} \sim 60 - 170 \text{ GHz}$
matala-hybridi taaajuus	$f_{MH} \sim 2,5 - 8,0 \text{ GHz}$
ionisyklotroni	$f_{is}, 2f_{is}, 3f_{is} \sim 30 - 120 \text{ MHz}$

### 5.3 Plasman epäpuhtaudet

Plasman epäpuhtauksien pääasiallinen lähde on plasmasta tapahtuvien häviöiden ja seinämämateriaalien vuorovaikutus. Tavallisimpia seinämän ja plasman vuorovaikutusprosesseja ovat sputterointi, valokaari-ilmio ja höyrystyminen [57, s. 1293][48].

Plasman hiukkasen osuessa fuusiolaitteen seinämään sen liikemäärä siirtyy seinämän atomeille. Kun hiukkasen energia on suurempi kuin seinämämateriaalin ionihilan sidosenergia, hilasta irtoaa atomeja ja tätä prosessia kutsutaan sputteroinniksi [48, s. 922]. Sputteroinnin teoria on esitetty esimerkiksi Sigmundin artikkelissa [58]. Fysikaalisen sputteroinnin lisäksi tapahtuu kemiallista sputterointia, jossa seinämään osuvat hiukkaset reagoivat keskenään kemiallisesti.

Valokaari-ilmio tapahtuu, kun kahden elektrodin välillä on riittävän suuri jännite. Fuusiolaitteessa valokaari syntyy plasman ja seinämän välille ja aiheuttaa seinämämateriaalin eroosiota [2, s. 774]. Valokaari-ilmio on merkittävä epäpuhtauksien lähde vain epävakaisissa plasmoissa [49, s. 1974] [59, s. 495].

Seinämän höyrystymistä taas tapahtuu, kun lämpökuorma plasmasta on riittävän suuri kuumentamaan seinämän lähelle sulamispistettä. Plasman ja seinämän vuorovaikutusprosessien lisäksi DT-reaktiossa vapautuva helium muodostaa heliumtuhkaa, joka sekoittuu plasman sekaan [6, s. 103].

Yhtälön 14 mukaan plasman jarrutussäteilyteho kasvaa järjestysluvun toiseen potenssiin. Tästä syystä erityisesti suuren ja keskisuuren järjestysluvun epäpuhtaudet ovat voimakkaan karakteristisen säteilyn ja jarrutus-

säteilyn lähde plasmassa ja näin laskevat plasman lämpötilaa merkittävästi [57, s. 1287][60]. Kuvissa 26 ja 27 nähdään heliumtuhkan ja eri epäpuhtauksien osuuden vaikutus plasman koossapitoparametrin arvoon. Kuvassa 26 on esitetty hapen, raudan, molybdeenin ja volframin koossapitoparametrit 10 keV:in ja 20 keV lämpötiloissa. Kuvasta nähdään selvästi kunkin epäpuhtauden osalta, että epäpuhtauspitoisuuden kasvaessa riittävästi koossapitoparametrin arvo kasvaa rajatta. Jarrutussäteilyn lausekkeen 14 mukaan jarrutussäteily kasvaa järjestysluvun toiseen potenssiin. Tämä nähdään kuvasta siten, että matalamman järjestysluvun hiukkaset saavuttavat suuremmilla epäpuhtauspitoisuuksilla pisteen, jossa pienikin epäpuhtauden lisäys aiheuttaa usean kertaluokan hyppäyksen koossapitoparametrin arvossa (kuvassa asymptootti). Korkeammassa lämpötilassa (20 keV) plasma sietää suurempia epäpuhtauspitoisuuksia. Tämä näkyy selvästi jokaisen epäpuhtauden (volframin, hapen, raudan ja molybdeenin) kohdalla.

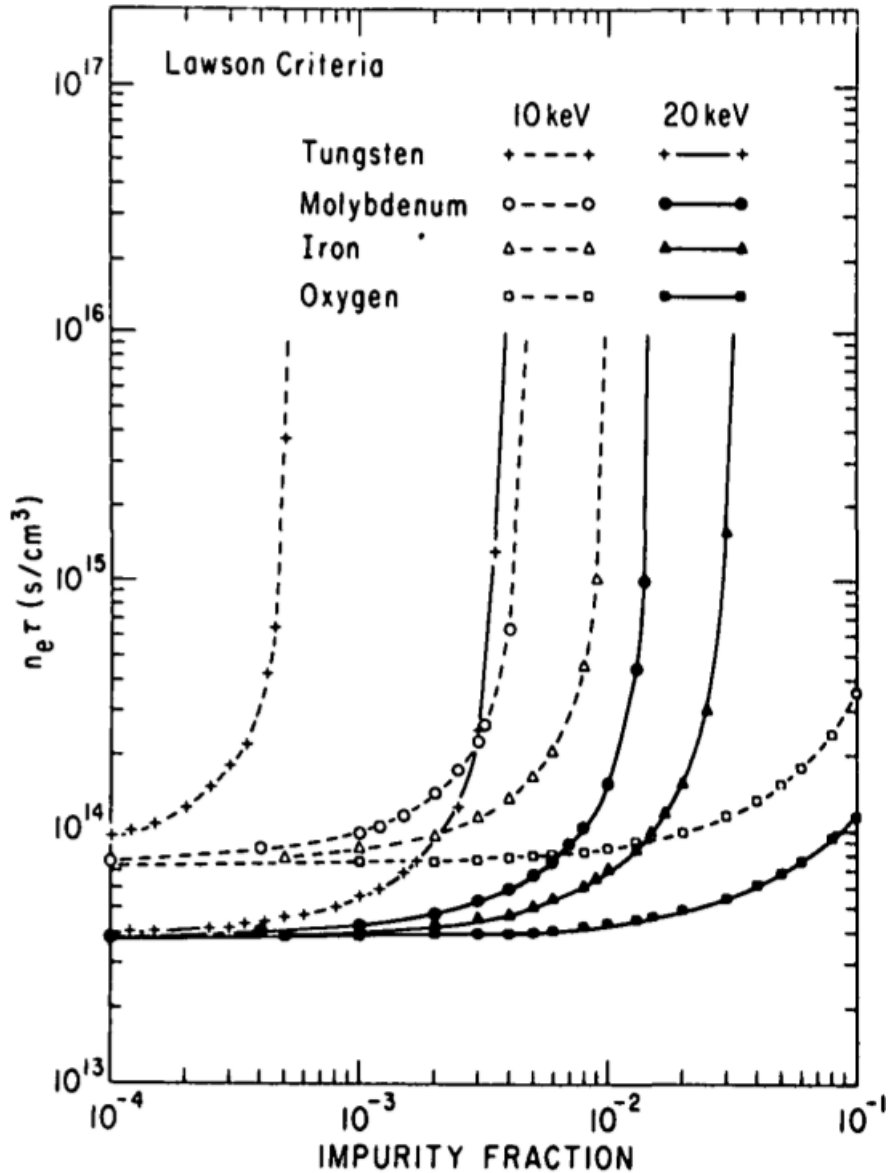
Kuvassa 27 nähdään koossapitoparametrin arvo lämpötilan funktiona dimensioton parametrin  $\rho$  eri arvoilla [61].

$$\rho = \frac{\tau_\alpha}{\tau_E},$$

missä  $\tau_E$  energian koossapitoaika ja  $\tau_\alpha$  alfahiukkasten koossapitoaika (kuvassa 27  $\rho$  on oletettu vakioksi). Alfahiukkasten koossapitoaika määritellään

$$\tau_\alpha^* = \frac{N_\alpha}{\Phi_{\alpha,out} - \Phi_{\alpha,ret}},$$

missä  $N_\alpha$  on alfahiukkasten määrä plasmatilavuudessa  $V$ ,  $\Phi_{\alpha,out} - \Phi_{\alpha,ret}$  on plasmasta poistuvien ja plasmaan palaavien alfahiukkasten vuon erotus. Alimpana kuvassa 27 nähdään puhdas ( $\rho = 0$ ) DT-plasma ja ylimpänä DT-plasma, jossa alfahiukkasten koossapitoaika on 40ertainen energian koossapitoaikaan verrattuna ( $\rho = 40$ ). Kun parametrin  $\rho$  arvo kasvaa 0:sta 40:een, koossapitoparametrin minimiarvo kasvaa kertaluokan arvoon  $1 \cdot 10^{15} \text{ s/cm}^3 = 10^{21} \text{ s/m}^3$ . Kuvaaajassa 27 nähdään lisäksi heliumin DT-plasmaa laimentava vaikutus asymptootteina lähetyttäessä kullekin  $\rho$  :n arvolle omi-



Kuva 26: Hapen, raudan, molybdeenin ja volframin epäpuhtauspitoisuuden vaikutus koossapitoparametrin arvoon 10 keV (avoimet symbolit) ja 20 keV (umpinaiset symbolit) lämpötiloissa [60]. Kuvasta nähdään selvästi kunkin epäpuhtauden osalta, että epäpuhtauspitoisuuden kasvaessa riittävästi koossapitoparametrin arvo kasvaa rajatta. Koska jarrutussäteily plasmasta on verrannollinen järjestysluvun toiseen potenssiin, jo pieni pitoisuus raskaita epäpuhtauksia aiheuttaa koossapitoparametrin kasvamisen rajatta.



naista kriittistä lämpötilaa. Tästä syystä DT-reaktiossa syntyvä heliumtuhka on jollain tavalla poistettava plasmasta.

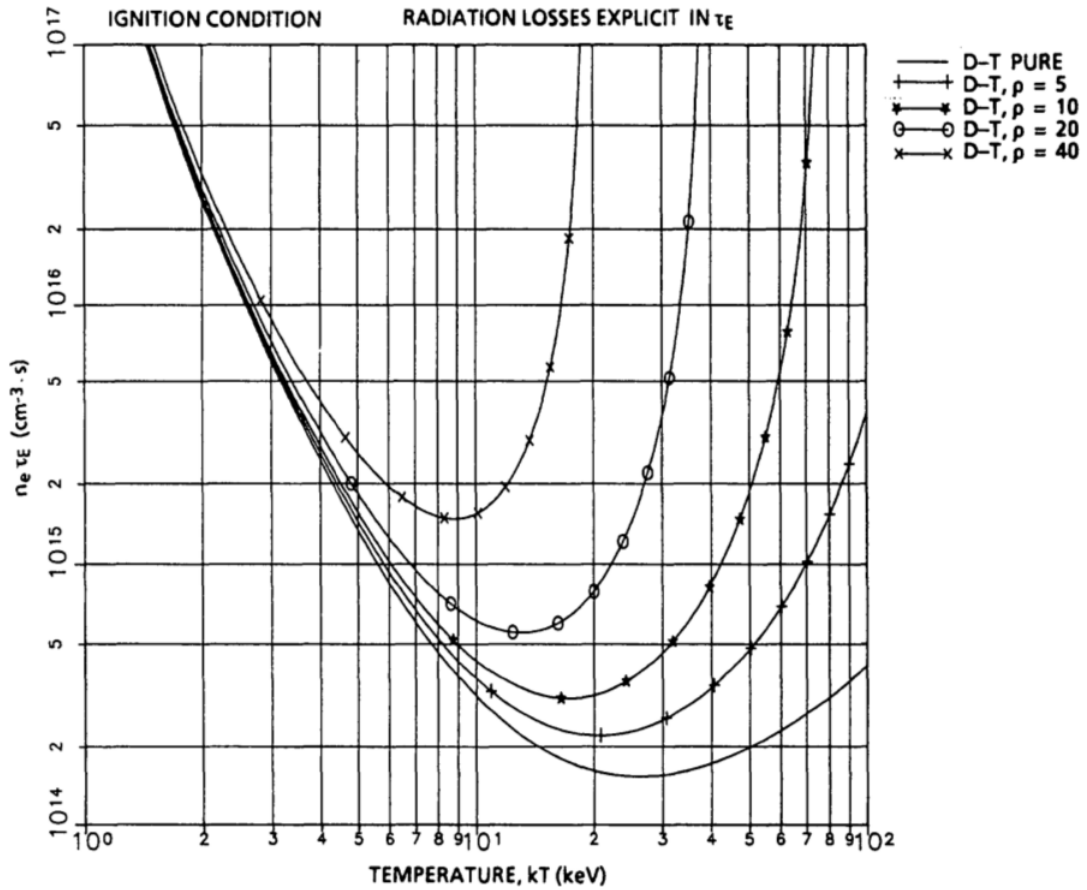
Epäpuhtaudet näyttävät aiheuttavan myös erilaisia häiriöitä plasmaan. Nämä voivat pahimmassa tapauksessa johtaa plasman koossapidon menetykseen [57, s. 1318][62][63][64]. Lisäksi epäpuhtaudet laimentavat fuusiopolttoainetta, mikä myös osaltaan pienentää fuusiotehoa [57, s. 1287].

Tokamakeissa käytetään kahta erilaista rakennetta epäpuhtauksien hallintaan. Toinen epäpuhtauksien kontrollointiin tarkoitettu rakenne on *limitteri*, kuva 28(a). Limitteri on fyysinen este, joka rajaa koossapidetyn plasman ulkoreunan haluttuun paikkaan [34, s. 458]. Limitteri suojaa muuta seinämää intensiiviseltä lämpö- ja hiukkaskuormalta ja tämän seurauksena muusta seinämästä tapahtuvat pintaepäpuhtauksien irtoamiset vähenevät merkittävästi [2, s. 757].

Lyman Spitzer keksi 1950-luvulla [65, s. 6] systeemin, jossa plasman reunalla luodaan ulkoisten magneettien avulla alue (scrape-off layer), josta plasmasta poistuvat varatut hiukkaset päätyvät magneettikentän vaikutuksesta erilliseen kammion kohtiolevyihin (kuva 28(b)). Tätä rakennetta kutsutaan *diverttoriksi*. Erotuksena limitteriin diverttorissa viimeinen suljettu magneettivuon pinta (last closed magnetic flux surface, LCFS) muodostetaan siis magneettikentän avulla.

Diverttorilla pyritään siirtämään plasman ja seinämän väliset vuorovaikutukset pois plasman välittömästä läheisyydestä ja sillä on kaksi selvää etua verrattuna limitteriin. Limitteri on suorassa kontaktissa plasman kanssa ja tässä vuorovaikutuksessa syntyneet hiukkaset voivat päätyä plasmaan ja heikentää sen suorituskykyä, kun taas diverttorissa kontakti plasman kanssa tapahtuu vasta erillisessä kammiossa. Toiseksi limitterirakenteessa tehokas epäpuhtauksien ja heliumtuhkan tyhjiöpumppaus ei ole mahdollista. Törmäyksien seurauksena varatut hiukkaset neutralisoituvat diverttorikammiossa, minkä takia neutraalihiukkaskonsentraatio on suuri ja tehokas epäpuhtauksien ja heliumtuhkan pumppaus onnistuu [2, s. 798]. Monenlaisia diverttorimalleja on kokeiltu [57, s. 1330][66][67][68], mutta aksisymmetrinen (toroidisesti symmetrinen) poloidaalinen diverttori on osoittautunut menes-

5 TOKAMAKIEN MERKITTÄVÄT EDISTYSASKELEET



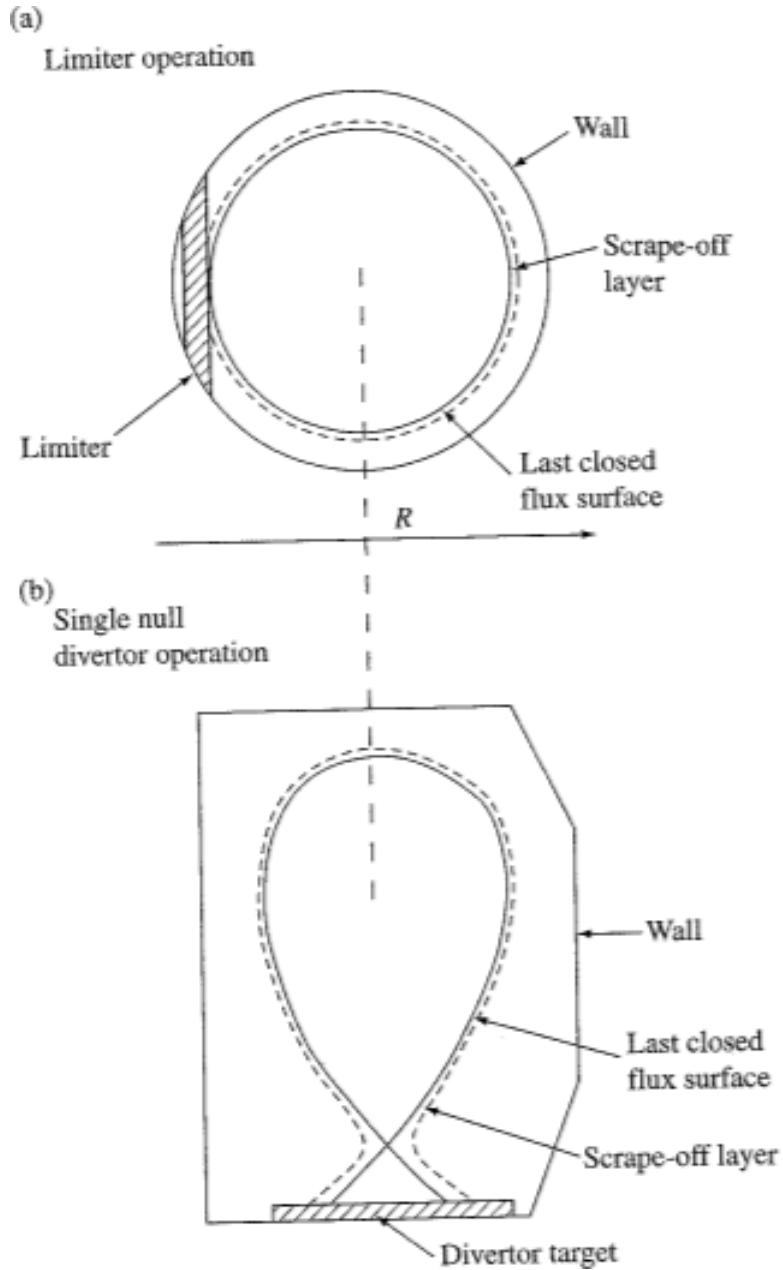
Kuva 27: Koossapitoparametrin  $n\tau$  lämpötilan funktiona parametrin  $\rho = \frac{\tau_{\alpha}^*}{\tau_E}$  eri arvoilla.  $\tau_{\alpha}^*$  on alfahiukkasten koossapitoaika ja vastaavasti  $\tau_E$  koossapitoaika [61]. Kuvajassa nähdään heliumin DT-plasmaa laimentava vaikutus asymptootteina lähettyttäessä kullekin  $\rho$ :n arvolle ominaista kriittistä lämpötilaa. Tästä syystä DT-reaktiossa syntyvä alfahiukkastuhka on jollain tavalla poistettava plasmasta.

tyksekkäimmäksi [2, s. 798][48, s. 968]. Poloidaalisessa diverttorissa muodostetaan yksi (tai kaksi) poloidaalisen magneettikentän (kuva 28 (b)) poikkeamaa, jotka törmäyttävät hiukkaset diverttorin kohtiolevyihin.

Diverttorilla pyritään aktiivisesti poistamaan epäpuhtauksia plasmasta, mutta myös keinoja epäpuhtauksien pääsyn estämiseksi plasman sekaan on kehitetty. Seinämästä irtoavat helpoimmin sellaiset hiukkaset, joiden sidosenergia seinämään on pieni. Tällaisia ovat esimerkiksi vesi- ja hiilimonoksidi-molekyylit. Nämä voivat desorpoitua termisesti seinämästä tai irrota törmäyksien seurauksena [2, s. 757]. Nämä epäpuhtaudet ovat ongelma tokamakin käynnistysvaiheessa, jolloin ne vapautuvat seinämästä ja ionisoituvat plasman sekaan [34, s. 475]. Näitä hiukkasia voidaan poistaa seinämästä usealla eri tavalla ennen kuin laitteella muodostetaan plasmapurkaus ja plasmaa kuumennetaan. Ensimmäinen tapa on sisäseinämän kuumennus 200–300 C°:een, jolloin heikosti sidotut molekyylit irtoavat seinämästä [34, s. 476][48, s. 957].

Toinen vaihtoehto on, että laitteen sisäseinään aiheutetaan hiukkasvuoto, joka sputteroinin, desorption, kemiallisten reaktioiden ja elektronien virittymisen avulla irroittaa epäpuhtauksia [48, s. 958]. Tämä tapa on tehokkaampi verrattuna laitteen kuumennukseen, koska sputteroinilla suurempi määrä energiaa voidaan siirtää epäpuhtaushiukkasiin [57, s. 1322]. Kun epäpuhtaus-hiukkaset on saatu irti seinämästä kuumentamalla tai sputteroinnin avulla, tyhjiöpumppausjärjestelmä poistaa ne tyhjiökammioista [2, s. 787]. Käytetyin tekniikka hiukkasvuon muodostamiseen on loistepurkauspuhdistus [69][70]. Siinä asetetaan fuusiolaitteen sisälle anodi, jonka jälkeen sen ja laitteen seinämän välille muodostetaan jännite [2, s. 787]. Jänniteen vaikutuksesta tyhjiökammioon päästetty kaasu ionisoituu ja muodostaa plasmaa. Plasmapurkauksen muodostamiseen voidaan käyttää myös elektronisyklotroni- ja ionisyklotronitaajuista säteilyä [71].

Kolmas keino epäpuhtauksien hallintaan on seinämän sisäpinnan päällyttäminen erittäin ohuella metalli- tai muulla materiaalikerroksella. Kemiallisesti aktiivinen metalli haihdutetaan tyhjiökammion seinämään, jolloin metallikerros sitoo epäpuhtaudet tiukasti seinämään [57, s. 1323]. Muita menetelmiä joita käytetään sisäseinämän pinnoittamiseen ovat karbonisaatio [72],



Kuva 28: Limitterin (a) ja diverttorin (b) poikkileikkaus [34, s. 453] Kiinteä viiva esittää viimeistä suljettua magneettivuon pintaa, ja sen ja katkoviivan väliin jäävältä alueelta (scrape-off layer) magneetikenttä törmää diverttorin kohtiolevyihin.  $R$  on laitteen suuri säde.

boronisaatio [73] ja silikonisaatio [74]. Nämä tekniikat päällystävät materiaalin pinnan vastaavasti hiili-, boori- tai piiatomeilla. Boronisaatio on ensisijainen päällystämistekniikka nykytokamakeissa, koska se pystyy samanaikaisesti vähentämään huomattavasti sekä metalli- että happiepäpuhtauksien määrää. Päällystämismenetelmien ongelma on, että päällystämisen vaikutus on seinämän eroosiosta johtuen vain väliaikainen. Tästä syystä fuusiovoimalassa pinnoitus tulisi pystyä toistamaan useasti käytön aikana [57, s. 1323-1324].

Plasmasta seinämään päätyneet hiukkanen voi joko kimmota elastisesti takaisin seinämästä tai hidastua törmäyksien seurauksena ja lopulta jäädä kiinni seinämään. Kiinnijääneet hiukkaset voivat kulkeutua takaisin pintaan ja siitä edelleen plasmaan [2, s. 764]. Keskimääräisesti plasman hiukkaset (vety, deuterium, tritium) poistuvat ja saapuvat (tai korvautuvat toisella hiukkasella) plasmaan useasti plasman koossapidon aikana. Tämä *hiukkaskierrätys* on läheisesti epäpuhtauksiin liittyvä prosessi [8, s. 169] ja valtaosa plasman polttoaineen syötöstä tapahtuu hiukkaskierrätyksen kautta [75, s. 24]. Plasmatihedden kasvu on yhteydessä plasman koossapidon menetykseen (kappale 6.3), ja tästä syystä seinämässä olevien vedyn isotooppien hiukkaskierrätyksen hallinta on olennaista. Lisäksi vety laimentaa fuusiopolttoainetta ja pienentää DT-reaktion reaktiivisuutta [49, s. 1972]. Yllä kuvatuilla laitteen sisäseinämän kuumennuksella sekä sputteroinilla voidaan kiinnittyneiden vetyatomien määrää vähentää ja päällystystekniikoilla vetyatomeja pyritään kemiallisesti sitomaan seinämään [49, s. 1972]. Lisäksi tyhjiöpumpauksella voidaan vähentää seinämästä tulevaa hiukkasvuota ennen kuin se päätyy plasmaan [49, s. 2054].

## 5.4 L-H transitio

1970-luvulla huomattiin, että koossapitoaika näytti olevan kääntäen verrannollinen plasmaan syötettyyn kuumennustehoon [8, ss. 192-193]

$$\tau \propto \frac{1}{P_{tot}^{1/2}} = \frac{1}{\sqrt{P_{OH} + P_{add}}},$$

missä  $P_{OH}$  on ohminen kuumennusteho ja  $P_{add}$  plasman lisäkuumennusteho. Tämä tarkoitti sitä, että vaikka plasman lämpötilaa saatiin nostettua ulkoisella kuumennuksella, fuusiokolmitulon  $N\tau_e T$  arvo pysyi likimain samana.

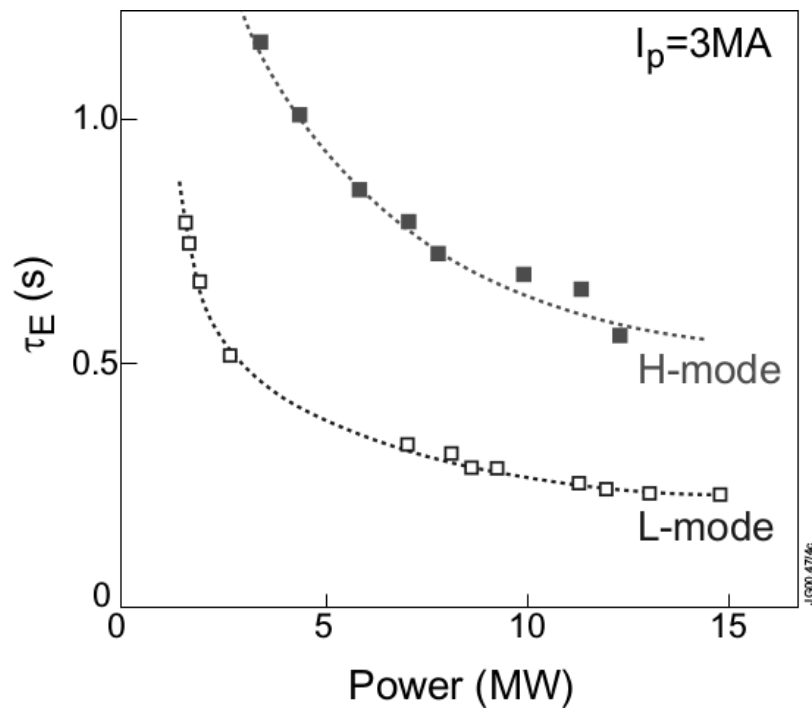
Vuonna 1982 ASDEX (Axially Symmetric Divertor Experiment) tokamak-laitteessa saavutettiin kuitenkin toisenlaisia tuloksia. Huomattiin, että kun neutraalisuihkukuumennusta jatkettiin riittävän kauan, tapahtui odottamaton muutos plasman ominaisuuksissa. Koossapitoaika oli kokeissa kaksi kertaa suurempi muutoksen jälkeen kuin ennen muutosta, kuva 29. Parantuneen koossapidon ansiosta kokeissa saavutettiin fuusiokolmitulon ennätysarvo, joka oli kaksi kertaa niin suuri kuin siihen astiset [34, s. 180]. Myöhemmin tällaisia L-H transitioksi kutsuttuja ilmiöitä havaittiin myös muissa diverttoreilla ja neutraalisuihkukuumennuksella varustetuissa tokamakeissa [76][77][78][79][80], mutta myös limitteritokamakeissa [81][82] ja muissa toroidisissa fuusiolaitteissa [83][84][85]. L-H transiio on saavutettu myös laitteilla, joissa käytettiin radioaaltokuumennusta [86, 2192][84][83][87] [88][89][90] tai pelkästään ohmista kuumennusta [86, 2192][91][92][93][94].

L-moodiksi (low confinement eli matala koossapito) kutsutaan plasman tilaa ennen transitiota ja vastaavasti H-moodiksi (high confinement eli korkea koossapito) plasman tilaa transition jälkeen. L-moodia karakterisoi koossapitoajan huomattava lyhentymisen lisättäessä ulkoista kuumennusta [95, s. 1960]. L-H transiio etenee ohmisesta moodista L-moodin neutraalisuihkukuumennuksen aloittamisen jälkeen ja tästä edelleen H-moodiin (kuva 31). Neutraalisuihkukuumennuksen loputtua plasma palaa L-moodin kautta ohmiseen moodiin.

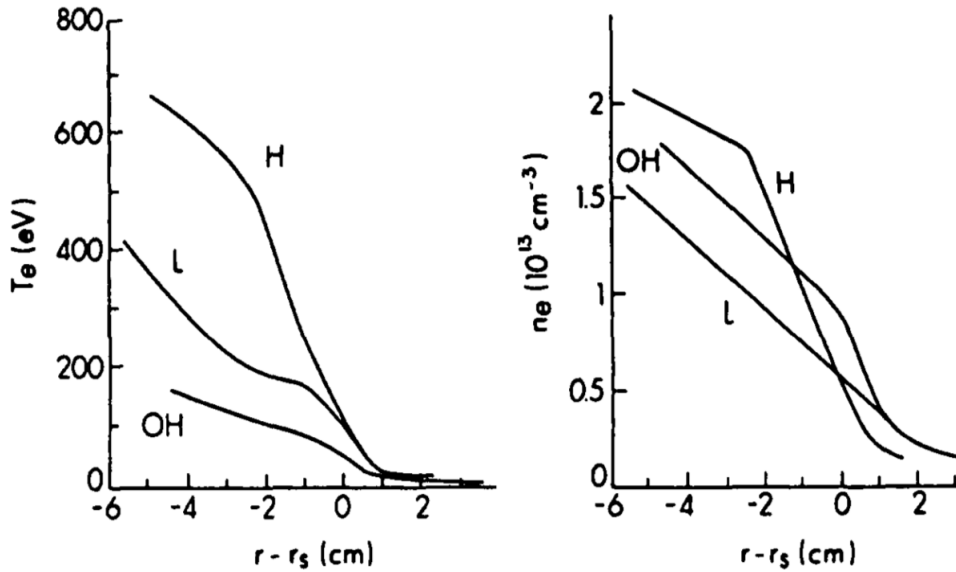
L-H transition havaitseminen oli täysin odottamaton ja selitys ilmiölle ei ole selvä [34, s. 180]. Tiedetään kuitenkin, että transition aikaansaamiseksi plasman kuumennustehon täytyy ylittää erityinen kynnsarvo ja sen on kokeellisesti havaittu olevan [86, s. 2197][96]:

$$P_{LH} \propto n_e^{0,77} B_T^{0,92} R^{1,23} a^{0,76}, \quad (55)$$

missä  $R$  on laitteen suuri säde,  $a$  laitteen pieni säde,  $B_T$  toroidisen mag-



Kuva 29: Plasman L-tyypin ja H-tyypin koossapitomoodit. Energiakoossapitoaika H-tyypin plasmalle on noin kaksinkertainen verrattuna L-tyypin plasmaan. Kuvasta näkyy selvästi koossapitoajan heikkeneminen H- ja L-moodissa plasmaan syötetyn energian funktiona [75, s. 63].



Kuva 30: Elektronitiheys ja -lämpötila OH(ohminen), L- ja H-moodin plasmoissa.  $r_s$  on plasman keskipisteen etäisyys plasman reunalta eli etäisyys viimeiseen suljettuun magneettikentän pintaan. Kuvassa nähdään H-moodin elektronilämpötilan ja -tiheyden suurempi gradientti lähellä plasman reunaa verrattuna L- ja OH-moodiin[57, s. 1338][98].

neettikentän voimakkuus ja  $n_e$  elektronitiheys. L-H transiio havaitaan ensin plasman reunalla, jossa tiheys ja lämpötila nousevat äkillisesti, kuva 30. Plasman reunalle ilmeisesti syntyy eräänlainen kulkeutumiseeste, jolloin hiukkasten poistuminen plasmasta vähenee merkittävästi ja koossapito paranee [86, s. 2186][97]. Parantunut koossapito ilmenee plasman keskiarvoisen elektronitiheyden  $\bar{n}_e$  sekä poloidaalisen koossapitotehokkuusparametrin  $\beta_{p\perp}$  arvojen kasvuna, kuva 31.

Kuvassa 31 on esitetty neutraaliatomivuon  $\phi_a$  :n, poloidaalisen koossapitotehokkuusparametrin  $\beta_{p\perp}$  ja keskimääräisen elektronitiheyden  $\bar{n}_e$  kehitys L-H transition aikana. Poloidaaliselle magneettikentälle koossapitotehokkuus on [34, s. 111]

$$\beta_p = \frac{\int p dS / \int dS}{B_a^2 / 2\mu_0}, \quad (56)$$

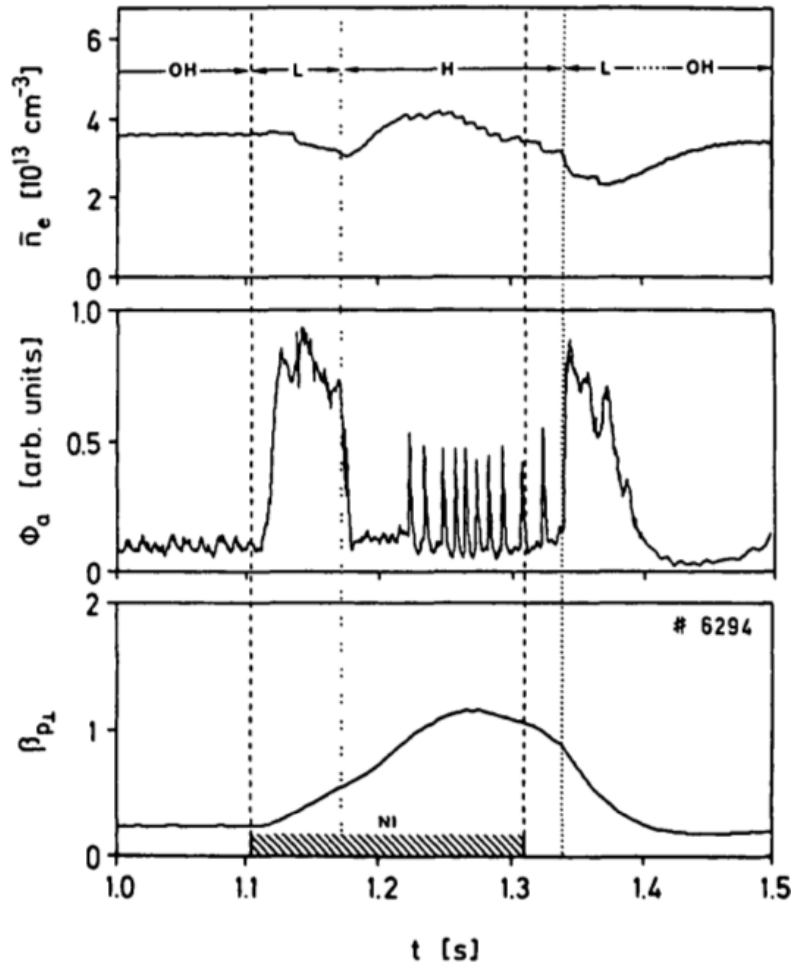


missä integraalit ovat pintaintegraaleja poloidaalisen poikkileikkauksen yli ja

$$B_a = \frac{\mu_0 I}{l},$$

missä  $I$  on plasmavirta ja  $l$  plasman poloidaalisen kehän pituus. Kun plasma siirtyy L-moodista H-moodiin, poloidaalisen koossapitotehokkuusparametrin  $\beta_{p\perp}$  ja plasman keskiarvoisen elektronitiheyden arvoissa tapahtuu huomattava kasvu.

Neutraaliatomivuo on peräisin diverttorilevyltä, johon plasman hiukkaset törmäävät ja samalla neutralisoituvat ja lopuksi kimpoavat tyhjiökammioon. Diverttorilevyn neutraaliatomivuo on plasman hiukkasten koossapidon mittari: mitä huonompi koossapito on sitä enemmän hiukkasia päätyy diverttorilevylle. Kuvassa näkyy, että L-moodissa  $\phi_a$ :n voimakkuus kasvaa rajusti ja H-moodissa laskee ohmisen moodin tasolle ja alkaa oskilloimaan. Oskillointi johtuu ELM (Edge Localized Mode eli reunalokalisoitu moodi [95, s. 1962][99]) -epävakaudeksi kutsusta ilmiöstä, joka on tyypillinen vain H-moodille. Jokainen reunalokalisoitu moodi aiheuttaa hiukkasten ja energian poistumista plasman reunalta ja plasman reuna-alueen tiheyden ja lämpötilan pienenemisen. Epävakauden jälkeen H-moodille tyypilliset tiheyden ja lämpötilan arvot palaavat, kunnes uusi epävakaudekka alkaa. ELM-epävakauksia on havaittu useita eri tyyppejä, joista vakavin on tyypin I epävakaudekka, joka aiheuttaa kestäättömän hiukkas- ja lämpökuorman diverttorille [34, ss. 416-418]. Tyypillisesti tyypin I ELM-epävakaudekka ilmenee, kun plasman ulkopuolinen kuumennusteho  $P_{ulk.} > 2 \cdot P_{LH}$  [75, ss. 68-69]. Tyypin I epävakaudekka toistuu harvemmin kuin esimerkiksi tyypin III ELM-epävakaudekka, jossa epävakaudekka toistuvat tiheästi [34, ss. 416-418]. Tyypin I reunalokalisoitu moodi aiheuttaa noin 2–10 % energiahäviön ja tyypin III noin 1% menetyksen plasman kokonaisenergiaan [75, s. 67]. Toisaalta ELM:ien on havaittu myös poistavan epäpuhtauksia plasmanesta [95, ss. 1974-1975]. H-moodin plasmoissa, joissa ELM-epävakauksia ei ole, plasman epäpuhtauspitoisuudet kasaantuvat ja sen seurauksena plasman koossapito huononee ja plasma palaa takaisin L-moodiin.



Kuva 31: L-H transition eteneminen: plasma siirtyy ohmisesta moodista neutraalisuihkukuumennuksen aloittamisen jälkeen L-moodiin, jolloin keskiarvoisen elektronitiheyden  $\bar{n}_e$  arvo laskee verrattuna OH-moodiin eli ohmisen kuumennuksen moodiin. L-moodista plasma siirtyy neutraalisuihkukuumennusta jatkaessa edelleen H-moodiin. Kun plasma siirtyy L-moodista H-moodiin, poloidaalisen koossapitotehokkuusparametrin  $\beta_{p\perp}$  (yhtälö 56) ja plasman keskiarvoisen elektronitiheyden arvoissa tapahtuu huomattava kasvu. Diverttorikammion sisältä mitatussa neutraalissa atomivuossa  $\phi_a$  havaitaan L-moodin aikana nopea kasvu ja H-moodiin tultaessa se romahtaa ja jää oskilloimaan. Neutraaliatomivuo johtuu diverttorilevyyn osuvista ioneista, jotka törmätessään neutralisoituvat. Neutraalisuihkukuumennuksen lopettamisen jälkeen plasma siirtyy L-moodin kautta takaisin ohmiseen moodiin. NI=Neutral Injection eli neutraalisuihkukuumennus [95, s. 1961]. .

## 5.5 Suuret tokamakit

Vaikka täydellistä teoreettista ymmärrystä plasman häviöille ei ole, kokeellisten havaintojen perusteella jo 1970-luvulla tiedettiin, että plasman lämpötila ja koossapitoaika riippui plasmavirrasta. Plasmavirta taas määrittää tokamakin koon, eli laitteen suuren ja pienen säteen [8, s. 202]. Tästä syystä tokamakien kokoa on pyritty kasvattamaan paremman suorituskyvyn toivossa.

1980-luvulla aloitettiin kokeet Yhdysvalloissa TFTR- (Tokamak Fusion Test Reactor), Iso-Britanniassa JET- (Joint European Torus) ja Japanissa JT-60-laitteella. Taulukossa 6 on vertailtu suurten ja pienten tokamakien eri parametreja. Suurten tokamakien pieni ja suuri säde sekä plasmavirta ovat 1970-luvun tokamakien verrattuna moninkertainen. Lisäksi plasman neutraali- ja radioaaltokuumennustehot ovat huomattavat verrattuna aiempiin laitteisiin.

Suurilla tokamakeilla on saavutettu merkittävää kehitystä monella eri fuusioteknologian osa-alueella; plasman kuumennus, plasmavirran ylläpito radioaaltojen avulla, tyhjiöpumppaussysteemit ja plasman polttoainetankkaus. Plasman diagnostiikkamenetelmien ja tietokoneiden laskentatehon kehityksen myötä on opittu tuntemaan myös plasman ominaisuuksia tarkemmin [34, ss. 634-635]. TFTR- ja JET-laitteissa käytettiin 1990-luvulla ensi kertaa DT-polttoainetta, ja merkittävimmät tulokset näistä kokeista on esitetty kuvassa 32. TFTR teki kokeita DT-plasmalla kolmen vuoden ajan ja yksi päätuloksista oli siihenastinen fuusiotehon ennätysarvo, 10,7 MW. TFTR-laitteessa ei kuitenkaan ollut diverttoria, eikä se pystynyt tämän takia tehokkaasti käyttämään plasman H-moodia hyväksi. JET sen sijaan oli suunniteltu käyttämään diverttoria ja se pystyi tuottamaan kolmenlaisia H-moodeja. Suurimmat tehot saatiin aikaan H-moodilla, jossa ei ole ELM-epävakauksia (ELM-free H-mode)[100]. Tämä H-moodi on luonnostaan väliaikainen ja lyhytkestoinen ( $\sim 1$  s), koska plasman tiheys luonnostaan kasvaa hallitsemattomasti, kunnes koko moodi romahtaa [8, s. 221].

Vuonna 1997 JET:llä saavutettiin ennätyselliset 16,1 MW fuusioteho

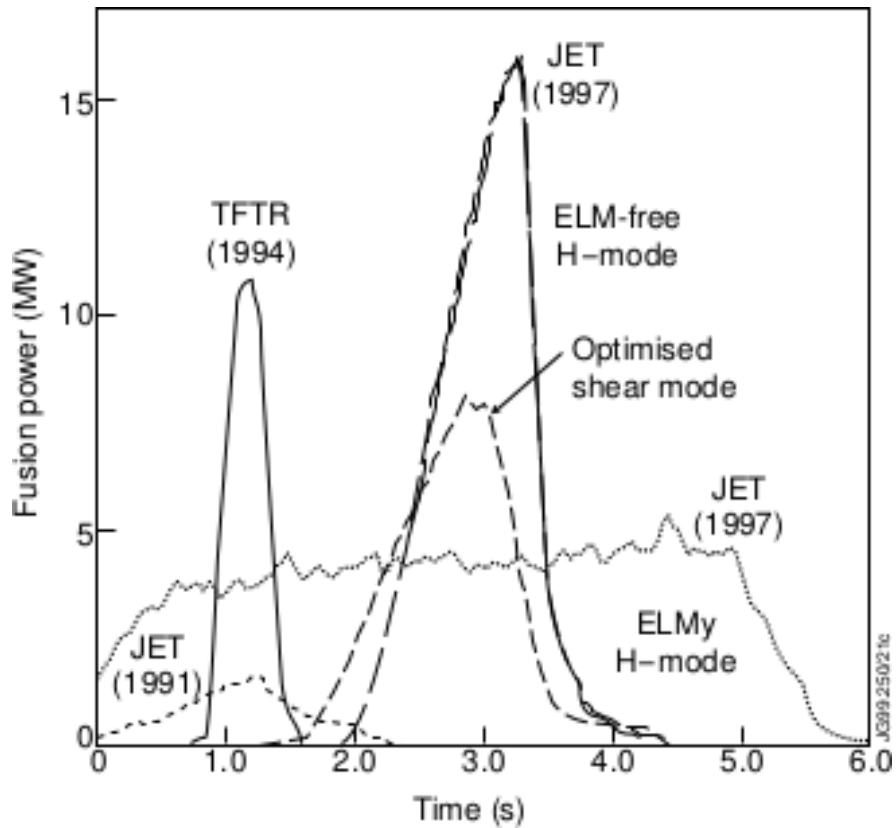
Taulukko 6: Suurten ja joidenkin pienten tokamakien pääparametrien arvot. Plasman kuumnustehon sarakeessa: NBI=neutraalisuihkukuuminen, EC=elektronisyklotroni-, IC=ionisyklotroni- ja LH=matala-hybridridi taajuinen radioaaltokuuminen [34, ss. 630-631].

laitteen-nimi	aloitus-vuosi	R [m]	r [m]	plasmavirta [MA]	toroidinen m.kenttä [T]	plasman kuumnusteho [MW]			divert-tori
						NBI	EC	IC	
JET	1983	3,0	1,25	3,0	3,5	24	32	12	x
TFTR	1982	2,4	0,80	2,2	5,0	40	16		
JT-60	1985	3,0	0,95	2,3	4,5	20	2,5	7,5	x
JT-60U	1991	3,4	1,1	2,5	4,2	30	3	15	x
suuret tokamakit									
pienet tokamakit									
Alcator-A	1973	0,54	0,1	0,31	10,0		0,1	0,1	
DITE	1975	1,17	0,26	0,26	2,7	2,4			x
DIVA	1974	0,60	0,10	0,06	2,0				x
PLT	1975	1,30	0,40	0,72	3,5	3	5	1	
T-3	1962	1,0	0,12	0,06	2,5				

(kuva 32) ja Q-arvo  $Q = 0,62[100]$ . Q-arvo fuusiolaitteelle määritellään [34, s. 12]

$$Q = \frac{P_{fus}}{P_{in}},$$

missä  $P_{fus}$  on fuusioteho ja  $P_{in}$  on plasman kuumennusteho. Yksi tärkeä JET:n ja TFTR:n tulos oli plasman alfahiukkaskuumennuksen kokeellinen todentaminen [101][100]. Alfahiukkaskuumennuksella tarkoitetaan reaktiosta  $D+T \rightarrow \alpha+n$  vapautuvia alfahiukkasia, jotka reaktiosta vapautuvan energian turvin lisäävät plasman energiaa. Ennen JET:n ja TFTR:n DT-kokeita ei ollut varmaa käyttäytykö alfahiukkasten kulkeutuminen tokamakissa kuten teoria ennustaa [8, s.220].



Kuva 32: DT-fuusiolla tuotettu energia TFTR ja JET koelaitteissa vuosien 1991-1997 aikana [100]. JET:n fuusiotehon ennätysarvo (n. 16 MW) tuotettiin plasman H-moodissa, jossa ELM-epävakausta ei ole (ELM-free H-mode). Lisäksi noin viiden sekunnin aikana tuotettiin tasainen noin 4 MW fuusioteho ELMy H-moodin aikana. Tässä H-moodissa plasman reunalle annetaan muodostua ELM-epävakausta, joka estää plasman tiheyden nopean kasvun ja H-moodin romahtamisen [8, s. 304].

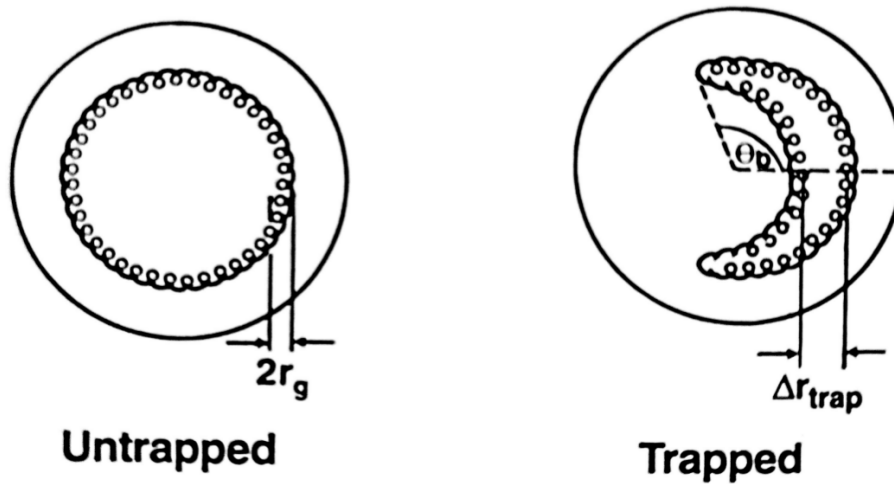
## 6 Tokamakin ongelmat ja fuusiotutkimuksen tulevaisuus

### 6.1 Neoklassinen teoria ja plasman poikkeavat häviöt

Lawsonin kriteerin johdon yhteydessä nähtiin, että ehto fuusioplasman kuumenemiselle riippuu fuusiokolmitulosta  $n\tau T$ . Koossapitoaika  $\tau$  ja samalla fuusiokolmitulo riippuu plasmasta tapahtuvista kuljettumis-, lämmönjohtavuus- ja varaustenvaihtohäviöistä. Tästä syystä plasmasta tapahtuvat häviöt ovat tärkeä teoreettisen ja kokeellisen tutkimuksen kohde.

Plasman hiukkasten vuorovaikutus magneettikentässä toistensa kanssa voidaan jakaa kolmeen tapaukseen. Ensimmäinen on törmäykset, joissa ytimet fuusioituvat. Näitä fuusioreaktioita tapahtuu verrattain harvoin. Kun plasman lämpötila on matala, plasmassa tapahtuu eniten *Coulombin törmäyksiä*. Tämä tarkoittaa tilannetta, jossa kaksi lähintä varattua hiukkasta vuorovaikuttavat keskenään Coulombin voiman vaikutuksesta [52, s. 114][34, s. 145]. Kun plasman lämpötila on korkea plasman hiukkanen voi kiertää toroidisen magneettikentän ympäri spiraalinmuotoista rataa useita kertoja ennen törmäämistä toiseen plasmahiukkaseen. Tätä kutsutaan "*törmäyksettömäksi*" plasmaksi, koska Coulombin törmäyksiä tapahtuu verrattain harvoin [52, s. 114][35, s. 205]. Coulombin törmäykset ovat vastuussa plasmasta tapahtuvista hiukkas- ja energiahäviöistä [52, s. 114].

Vain osa plasman hiukkasista voi vapaasti liikkua magneettikentän kenttäviivoja pitkin tokamakissa. Kappaleessa 3.1 kuvattu toroidisen magneettikentän riippuvuus laitteen suuresta säteestä aiheuttaa plasman hiukkasten liikkumiselle rajoituksia. Plasman ulko- ja sisälaidan välillä on magneettikentän gradientti, niin että sisäpuolen magneettikentän voimakkuus on suurempi kuin sisäpuolen. Laitteen ulko- ja sisäpuolen välille syntyy siis magneettinen peili (kappale 3.1), josta plasman hiukkanen heijastuu. Tilanne on esitetty kuvassa 33. Tilannetta kutsutaan ns. "*banaaniloukuksi*" ja sen tuloksena törmäykset plasmassa lisääntyvät ja sen seurauksena myös plasmasta tapahtuvat häviöt [11, s. 165].



Kuva 33: Plasman hiukkasen heijastuminen plasman sisä- ja ulkolaidan magneettikentän gradientista johtuen (oikealla) [11, s. 165]. Hiukkanen jää oskilloimaan poloidisen kulman  $\pm\theta_b$  väliin. Hiukkasen rataa kutsutaan *banaaniradaksi*. Hiukkasen, jonka rata on likimain saman suuntainen magneettikentän kanssa, heijastumista ei tapahdu (vasemmalla kuvassa).

Teoria, joka kuvaa tokamakin toroidisessa magneettikentässä Coulombin törmäyksistä johtuvia häviöitä on neoklassinen teoria tai Pfirsch-Schlüter teoria. Se on esitetty tarkemmin W.M. Stacey'n kirjassa Fusion Plasma Physics [102, kpl 9]. Kokeellisesti on kuitenkin huomattu, että neoklassinen teoria ei anna oikeita arvoja plasman häviöille. Pienimmillään häviöt tokamakissa ovat neoklassisen teorian ennustamat. Yleensä elektroneille diffuusiokerroin ja lämmönjohtavuus on 1-2 kertaluokkaa suurempi kuin mitä neoklassinen teoria ennustaa [8, s. 175]. Näitä poikkeavia plasman häviöitä ei täysin vielä ymmärretä, mutta ilmeisesti ne liittyvät plasman epävakauksiin tai turbulenssiin [35, s. 267][34, s. 144]. Plasmasta tapahtuvia turbulenttisia häviöitä on tarkemmin käsitelty esimerkiksi kirjassa IAEA Fusion Physics kpl 3.3. [2, ss. 246-315].

## 6.2 Tritiumin tuottaminen

Tritiumin puoliintumisaika on 12,3 vuotta ja tästä syystä sitä ei esiinny maankuoressa merkittäviä määriä. Tästä syystä fuusiovoimalan täytyy tuot-



taa tarvitsemansa tritium. Tämä onnistuu seuraavien reaktioiden kautta

1.  ${}^6_3\text{Li} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^3_1\text{H} + 4,8 \text{ MeV}$
2.  ${}^7_3\text{Li} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^3_1\text{H} + {}^1_0\text{n} - 2,5 \text{ MeV}$

Reaktio 1. on todennäköisempi hitailla neutroneilla ja reaktio 2. taas tapahtuu ainoastaan nopeilla neutroneilla. Kuvassa 34 on esitetty ylläolevien reaktioiden vaikutusalat. Kuvan perusteella  ${}^6_3\text{Li}$  vaikutusala on huomattava myös alle 1 MeV energioissa, kun taas  ${}^7_3\text{Li}$  on nollasta poikkeava reaktiotaajuus vasta yli 1 MeV energioissa. Edellä olevat reaktiot voidaan tuottaa antamalla DT-reaktiossa syntyvän neutronin reagoida litiumin kanssa [6]. Reaktio 1. on myös eksoterminen ja se voi parantaa fuusiovoimalan energiatuottoa 25 % [6, s. 45][103]

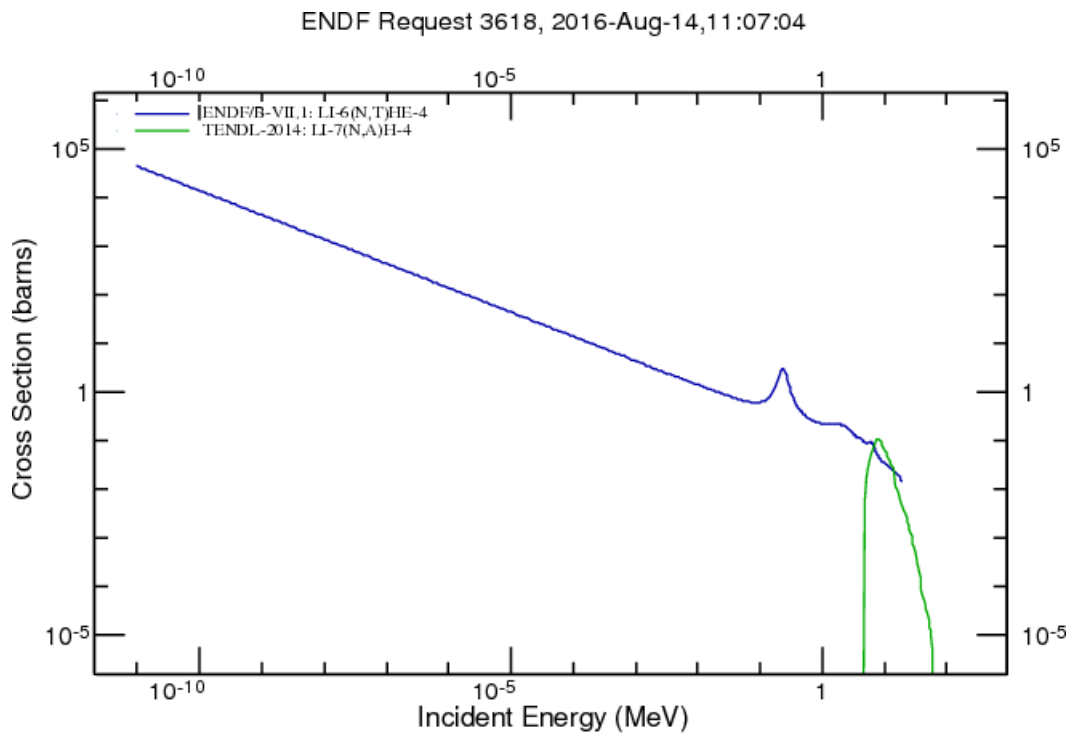
Jotta fuusiovoimala tuottaa tarvitsevansa tritiumin, jokaista reaktiossa vapautunutta neutronia kohti täytyisi vapautua yksi tritiumatomi. Tämä ei kuitenkaan käytännössä ole mahdollista, koska plasman ympäröivää tilaa ei voida peittää kokonaan litiumilla ja neutroneita absorboituu myös muualle. Plasman ulkopuolella voidaan käyttää myös neutroneita sellaisten ydinreaktioiden tuottamiseen, joissa vapautuu yksi tai useampi neutroni. Tällainen reaktio on esimerkiksi berylliumin hajoaminen:

${}^9_4\text{Be} + {}^1_0\text{n} \rightarrow 2{}^4_2\text{He} + 2{}^1_0\text{n}$ . Tästä reaktiosta vapautuva neutroni voi edelleen reagoida  ${}^7_3\text{Li}$  tai  ${}^6_3\text{Li}$  kanssa [6].

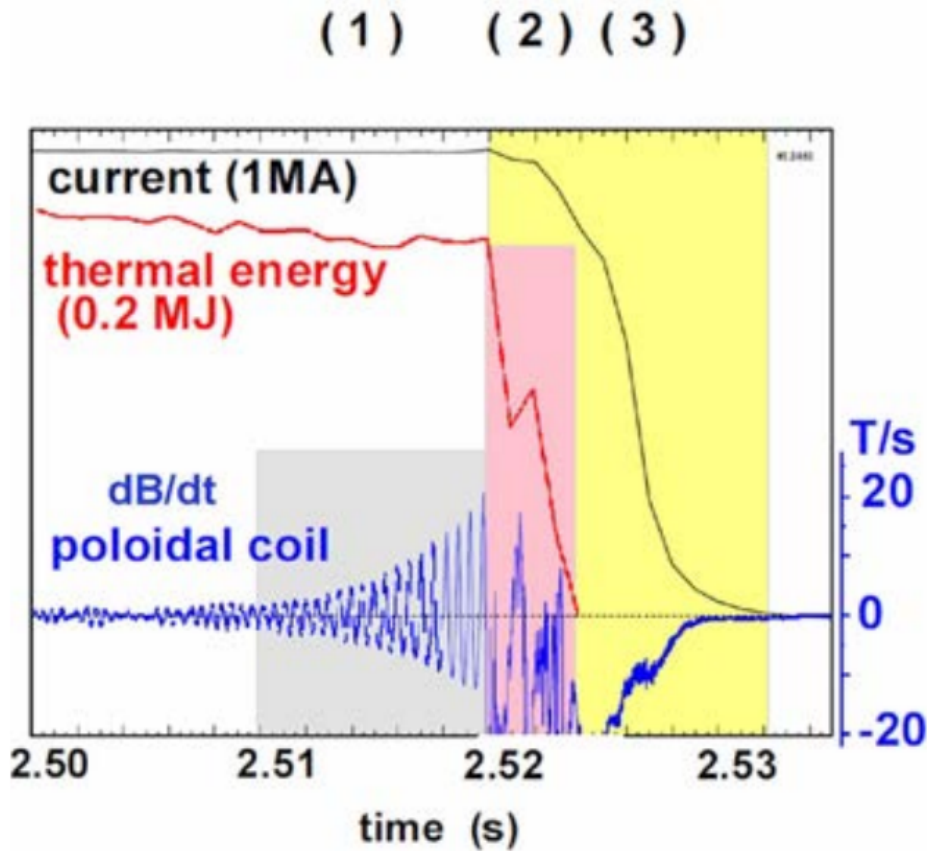
### 6.3 Plasman epävakaudet ja koossapidon menettäminen

Plasma on luonnostaan epävakaata ja pyrkii karkaamaan magneettikentän vaikutuspiiristä. Toiset epävakaaisuudet aiheuttavat plasman magneettisen hallinnan menettämisen, toiset taas huonontavat energian koossapitoaika [6, ss. 96-97]. Kokonaisuudessa plasman epävakaaisuudet ovat laaja ja monimutkainen kokonaisuus. Ne ovat esitetty esimerkiksi Wessonin kirjassa Tokamaks (4th edition) kappaleet 6-8 [34, ss. 301-449].

Kuvassa 35 on esitetty plasman koossapidon menettämisen kolme vaihetta. Koossapidon menettäminen tapahtuu hyvin nopeasti, noin sadasosase-



Kuva 34: Reaktioiden  ${}^6_3\text{Li} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^3_1\text{H} + 4,8 \text{ MeV}$  ja  ${}^7_3\text{Li} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^3_1\text{H} + {}^1_0\text{n} - 2,5 \text{ MeV}$  vaikutusalat.  ${}^6_3\text{Li}$  vaikutusala on huomattava myös alle 1 MeV energioissa, kun taas  ${}^7_3\text{Li}$  on nollasta poikkeava reaktiotaajuus vasta yli 1 MeV energioissa. [104]



Kuva 35: Plasman koossapitämisen menettämisen vaiheet. Vaihe (1): magneettikentän oskilloiva häiriö, joka havaitaan poloidaalisissa keloissa. Vaiheet (2) ja (3) plasman termisen energian ja plasmavirran romahtaminen [2, s. 343]

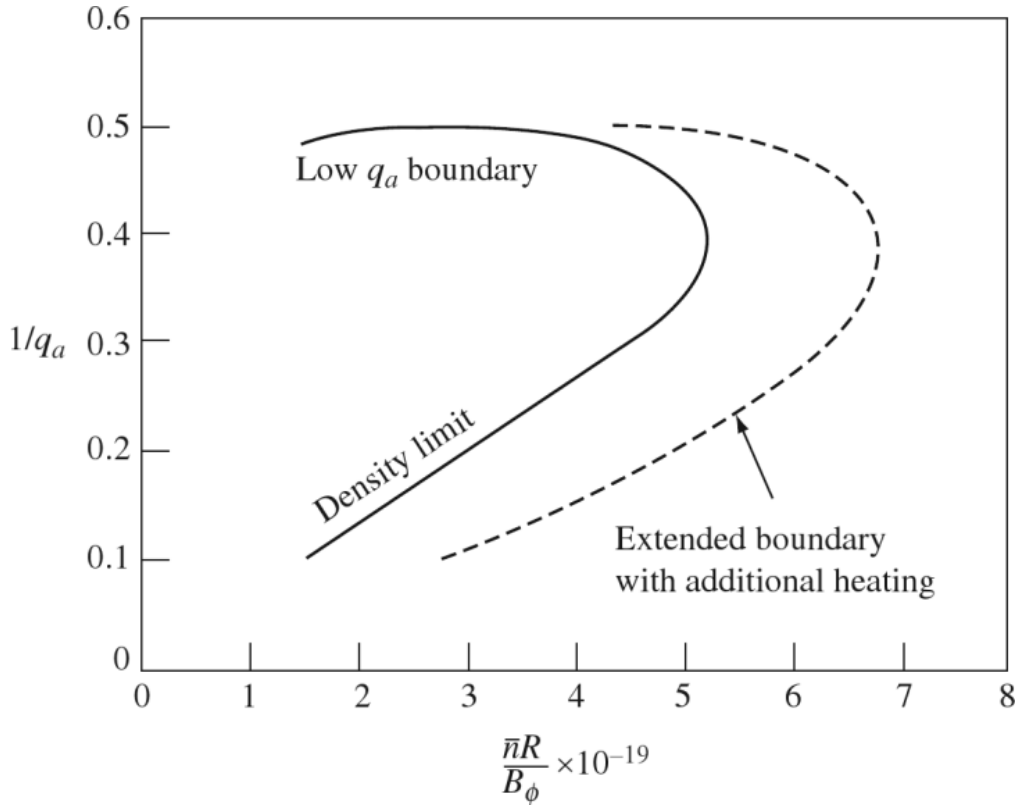
kunnin aikana. Ensimmäisessä vaiheessa magneettikenttään syntyy oskilloiva häiriö, joka havaitaan poloidaalisissa keloissa, kuva 35 kohta (1). Toisessa vaiheessa plasman lämpöenergia romahtaa (2) ja kolmannessa plasmavirta pysähtyy (3). Plasmavirta voi laskea hyvin nopeasti, jopa  $100 \text{ MA/s}$  [34, s. 380][2, ss. 342-343]. Sen lisäksi, että plasman koossapito keskeytyy, plasman koossapidon menettäminen aiheuttavaa laitteen rakenteille valtavia hetkellisiä voimia (plasmavirran muutos aiheuttaa voiman  $\vec{F} = f(\vec{j} \times \vec{B})$  [2, s. 350], joka puristaa laitetta kasaan) sekä suuren hiukkas- ja lämpökuorman tokamakin diverttorilevyille tai limiterille.

Eri tokamakkokeiden perusteella kolmen plasman parametrin on havaittu rajaavan tokamakin käyttöaluetta. Näiden parametrien rajojen ulkopuolella plasman koossapito tokamakissa menetetään. Parametrit ovat [2, ss. 343-345]:

- $\beta$ -arvolla (kappale 3.1 yhtälö 37) on yläraja, jonka ulkopuolella plasman koossapito menetetään
- $q$ -arvolla (kappale 3.1 yhtälö) on alaraja, jonka alapuolella plasman koossapito menetetään (jos magneettikenttä kiertyy liian voimakkaasti ( $q$  on pieni), plasmasta tulee epävakaa).
- plasman tiheys: liian suuri plasman tiheys aiheuttaa plasman koossapidon menettämisen. Saavutettavat plasman tiheyden arvot tokamakissa ovat suoraan verrannollisia plasmavirran tiheyteen,  $n \propto \vec{j}$ . Plasman virran arvoa kasvattamalla kasvaa myös poloidisen magneettikentän arvo, jolloin magneettikentän kierteisyyden jyrkkyys kasvaa ( $q$ -arvo pienenee).

Epäpuhtauksien on myös havaittu aiheuttavan plasman koossapidon menetyksen [34, s. 765]. Plasman koossapidon menettämisestä ei ole teoreettista ymmärrystä, mutta kuvassa 36 on esitetty kokeelliseen työhön perustuva Huggin diagrammi, jossa tokamakin käyttöalueen rajaa  $q$ -tekijän ja tiheyden rajakäyrä [34, s. 380]. Kuvaajan perusteella  $q$ -tekijän arvo plasman reunalla voi saada arvoja  $q_a \gtrsim 2$ .

Plasman parametrit  $n$ ,  $\beta$ ,  $q$  määrittelevät tokamakin *toiminnalliset rajat*. Plasman koossapidon menetyksiltä pyritään välttymään säatelemällä plasman parametrit toiminnallisten rajojen sisään [2, ss. 353-354]. Käytännössä plasman koossapidon menetyksen hallitseminen ei ole onnistunut toivotusti [6, s. 98]. Tästä syystä seuraavan sukupolven tokamakeissa pyritään vähentämään plasman koossapidon menetyksen vaikutuksia laitteen rakenteisiin. Yksi näistä menetelmistä on epäpuhtauksien injektointi plasmaan. Koossapidon menetyksiä ennakoivat muutokset plasmassa. Nämä voidaan havaita, jolloin epäpuhtaudet voidaan lisätä plasmaan etukäteen. Epäpuhtaudet sätelevät plasman energiaa tasaisesti laitteen sisäseinämään ja näin vähentävät



Kuva 36: Hugillin diagrammi, joka näyttää tokamakin toiminnalliset rajat.  $q_a$  on  $q$ -tekijä plasman reunalla ja muuttujaa  $\frac{\bar{n}R}{B_\phi} \cdot 10^{-19}$  ( $\bar{n}$  on keskivarovoinen elektronitiheys,  $R$  laitteen suuri säde ja  $B_\phi$  laitteen toroidisen magneettikentän voimakkuus) kutsutaan Murakami-parametriksi [105].  $R$  ja  $B_\phi$  ovat kullekin tokamakille ominaiset vakiot. Kuvaaajan perusteella  $q$ -tekijän arvo plasman reunalla voi saada arvoja  $q_a \gtrsim 2$ . Ulkoisen kuumennuksen avulla on voitu laajentaa tokamakin toiminta-aluetta (katkoviiva) [34, s. 381].

diverttorille päätyvää energiavuota [2, ss. 353-354].

## 6.4 Hiukkas- ja lämpökuormat

Fuusiolaitteen seinämä joutuu laitteen käytön aikana hyvin vaativiin olosuhteisiin. Plasman ja seinämän välisiin vuorovaikutusmekanismeihin kuuluvat DT-reaktiossa vapautuvat 14,1 MeV:n neutronit ja plasmasta tapahtuvat häviöt; jarrutussäteily, plasman hiukkasten kulkeutuminen ja lämmönjohtuminen [2, s. 823]. Neutronivuo ja sähkömagneettinen säteily plasmasta jakautuu tasaisesti, mutta hiukkasten kulkeutuminen ja lämmönjohtuminen kohdistuu diverttorilevyihin [34, s. 504]. Riippuen kuinka paljon energiaa päätyy materiaalin pinnalle ja kuinka kauan altistus kestää, materiaalin pinnalla tapahtuu sublimoitumista, sulamista ja sputterointia [2, s. 824]. Nämä aiheuttavat hiukkasvuon laitteen seinämästä plasmaan. Epäpuhtaudet plasmassa lisäävät plasmasta tapahtuvaa jarrutussäteilyä. Erityisesti plasman koossapidon menettäminen ja hetkelliset suuret lämpökuormat kuten tyypin I ELM-epävakaudet aiheuttavat diverttorilevyille kestäättömiä kuormia [2, s. 833]. Sputterointi, sublimoituminen ja pinnan sulaminen aiheuttavat pinnan eroosiota ja rajoittavat diverttorilevyjen kestävyyttä ja elinikää. Suuret lämpökuormat aiheuttavat myös lämpöshokkeja materiaalille, joka edelleen aiheuttaa materiaalin pirstaloitumista [2, s. 827]. Lämpöshokissa lämpötilaero aineen eri osien välillä aiheuttaa aineen erisuuruista laajenemista.

Kokeet seinämämateriaaleille ELM-epävakauden aikana ovat osoittaneet, että merkittävää materiaalin eroosiota tapahtuu jos pinnan lämpötila on lähellä sublimaatio- tai sulamispistettä [2, s. 834][106]. Tällaisessa tilanteessa tapahtuva eroosio on niin voimakasta, että se rajoittaa diverttorilevyjen käytön muutamaaan tyypin I ELM-plasmapurkaukseen [2, s. 834][107]. Plasman koossapidon menetyksiä tapahtuu harvemmin kuin ELM-epävakauksia, mutta niiden diverttorille aiheuttama kuormitus on vielä suurempi kuin tyypin I ELM-epävakaudet [2, s. 827].

## 6.5 Tulevaisuuden näkymät

Yllä esitettyjen ongelmien lisäksi tokamak-laitteeseen liittyy myös muita, lähinnä teknologisia, ongelmia. Ensinnäkin osa kelojen sähkövirrasta kuluu johtimien ohmiseen kuumenemiseen. Tästä syystä tulevaisuudessa tokamakissa tullaan käyttämään suprajohtavia keloja, joissa kelat ovat jäädytetty kryogeeneisiin lämpötiloihin. Hyvin matalissa lämpötiloissa johtimen vastus katoaa ja ohmisia häviöitä ei tapahdu. Tokamakin plasmaa ympäröi vaipaksi kututtu alue. Sen lisäksi, että laitteen vaipassa täytyy tuottaa laitteen käyttämä tritium, siellä fuusioreaktiosta vapautuvat neutronit luovuttavat törmäyksien kautta energiansa vaipan atomeille. Vaipan tulisi kestää laitteen käytön ajan neutronipommitus ja suojata herkkiä suprajohtavia magneetteja gamma- ja neutronisäteilyltä [34, s. 766][35, s. 507]. Tulevaisuuden laitteessa yhdistyy siis yli sadan miljoonan asteen plasma tyhjiössä, jonka ulkopuolella on herkkät suprajohtavat kelat  $\sim 0$  K lämpötilassa sekä neutronipommitus, joka on merkittävästi suurempi kuin esimerkiksi fissiovoimalassa [108]. Tokamakissa poloidaalinen magneettikenttä muodostetaan plasmavirran avulla, joka taas indusoidaan plasmaan [34, s. 766]. Virran indusoimista voidaan jatkaa niin kauan kuin tokamakin “donitsin” läpi voidaan tuottaa muuttuva magneettikenttä. Koska tulevaisuudessa plasmapulssin pituus tulee kasvamaan, tarvitaan myös keinoja plasmavirran ajamiseen. Tarkoituksena on käyttää neutraalisuihkukuumennusta ja radiotaajuista säteilyä plasman ajamiseen.

Tokamakin neutronisäteilyn vaikutukset seinämään tullaan testaamaan erillisessä IFMIF (International Fusion Materials Irradiation Facility) koe-laitoksessa, mutta muut ylläkuvatut ongelmat pyritään ratkaisemaan ja testaamaan seuraavan sukupolven tokamak-laitteessa, *ITER*:ssä. *ITER* rakennetaan 35 maan yhteistyönä (EU, Kiina, Intia, Japani, Korea, Venäjä ja Yhdysvallat) ja sen tarkoituksena on [108][34, ss. 773, 775]

- tuottaa energiaa enemmän kuin laitteeseen syötetään. Tarkemmin sanottuna 500 MW fuusiotehoa 50 MW syöttöteholla, jolloin  $Q = 10$
- muodostaa DT-plasmaa, joissa reaktiosta vapautuvat alfahiukkaset merkittävästi kuumentavat plasmaa

Taulukko 7: Seuraavan sukupolven tokamak-laitteen ITER:n ja JET:n parametrien vertailua [34, ss. 630-631,774].

	JET	ITER
suuri säde, $R$ [m]	3,0	6,2
pieni säde, $r$ [m]	1,25	2,0
plasmavirta [MA]	3,0	15
toroidinen magn. kenttä [T]	3,5	5,3
NBI-kuumennusteho [MW]	24	33
EC-kuumennusteho [MW]	32	20
IC-kuumennusteho [MW]	12	20

- tuottaa plasmapulsseja, joiden pituus on 300 – 500 s 300-500 s
- testata teknologia, jota tarvitaan seuraavan vaiheen tokamakin rakentamiseen; tritiumin tuottaminen, alfahiukkastuhkan poistaminen plasmosta, suprajohtavien kelojen, diverttori- ja seinämämateriaalien, plasman kuumennusmenetelmien, plasmavirran ajon testaus sekä plasman koossapidon menettämisen ja ELM epävakausten hallinta [34, ss. 776-777]

Taulukossa 7 on vertailtu ITER:in ja JET tokamakin pääparametrit. Kappaleessa 6.1 todettiin, että täsmällistä teoreettista ymmärrystä plasman häviöistä ei ole, joten koossapitoajan riippuvuutta plasman parametreista on täytynyt etsiä kokeellisesti. On osoittautunut, että koossapitoaika on suoraan verrannollinen plasmavirtaan  $I$  ja laitteen suuren säteen neliöön [109]

$$\tau \sim IR^2.$$

Taulukosta 7 nähdään myös neutraalisuihkukuumennuksen tehon kasvu, joka on myös tärkein lisäkuumennusmenetelmä ITER:ssä.

ITER:n (ja IFMIF:n) on tarkoitus tuottaa tarvittava tieto, jotta seuraavan vaiheen tokamak-voimalaitos, *DEMO*, voidaan rakentaa. DEMO-koelaitoksen tärkeimmät päämäärät ovat  $Q$ -arvon 30-50 saavuttaminen ja pyrkimys plasman jatkuvaan koossapitoon, koska voimalaitoksen tulee tuottaa energiaa



valtaosan ajasta. Teknologiset haasteet ovat kutakuinkin samat kuin ITER:ssä, kuitenkin suuremmassa mittakaavassa. DEMO-laitos näyttää, onko fuusiovoimalaitos taloudellisesti kannatava tapa tuottaa energiaa [108][34, ss. 782-783].

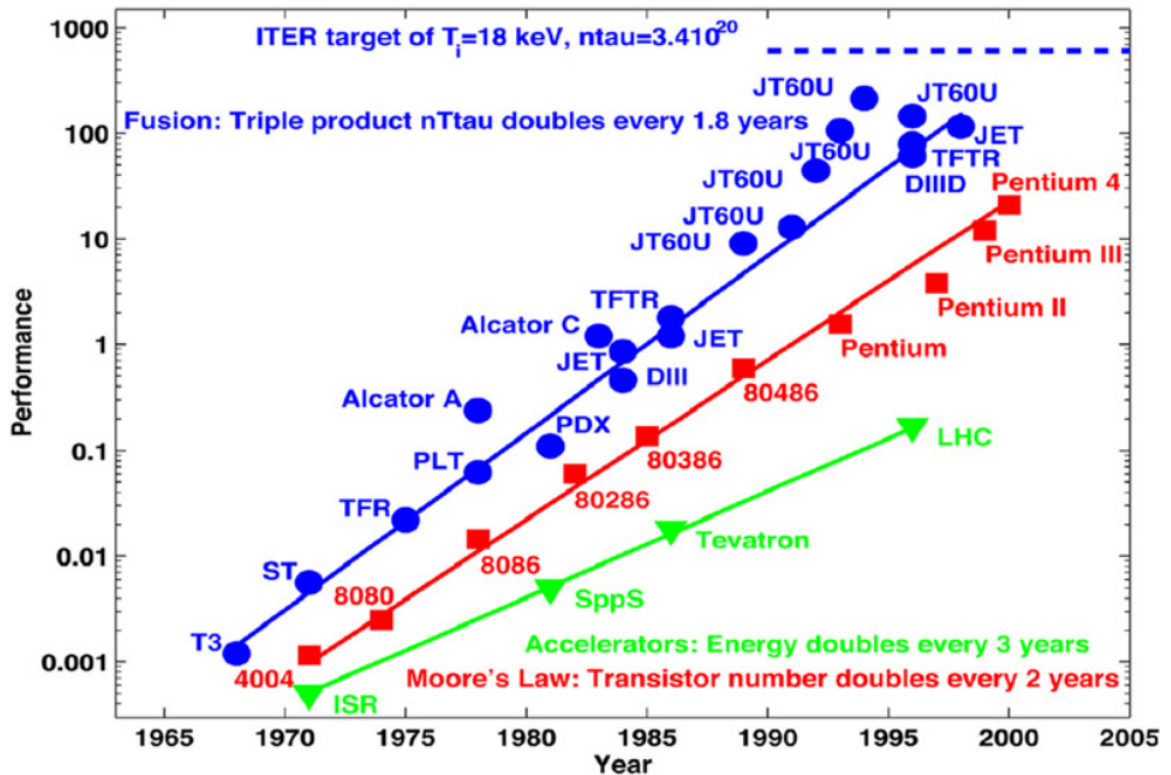
Fuusiotutkimuksen päätavoite on energiaa sähköverkkoon tuottava voimalaitos, mutta jo nykyfuusiolaitteita on mahdollista käyttää myös muihin tarkoituksiin. DT-reaktiossa vapautuvia neutroneja voidaan käyttää neutronilähteinä esimerkiksi vedyn tuottamiseen tai radioisotooppeja lääketieteellisiin tai teollisuuden tarpeisiin. Neutroneja voidaan käyttää alikriittisessä ydinreaktorissa tuottamaan ei-fissiileistä ytimistä  $^{238}\text{U}$  ja  $^{232}\text{Th}$  fissiilejä ytimiä  $^{233}\text{U}$  ja  $^{239}\text{Pu}$ , hävittämään ydinaseateriaaliksi soveltuvaa plutoniumia  $^{239}\text{Pu}$   $^{240}\text{Pu}$ :ksi ja transmutoimaan käytetyn ydinpolttoaineen korkeaaktiivisia aktinideja ja plutoniumia, jotta niitä ei tarvitse säilöä vuosimiljoonia. Kriteerit tällaiselle neutronilähdefuusiolaitteelle eivät ole yhtä vaikeat kuin sähköä tuottavalle fuusiovoimalaitokselle [35, s. 516]. Koska sähkötuotavan fuusiovoimalaitoksen tekninen ja taloudellinen toteutettavuus on vielä osoittamatta, neutronilähde fuusiolaitte tarjoaa vaihtoehdon käyttää fuusioenergiaa ennen kuin sähköä tuottavan fuusiolaitteen ongelmat saadaan ratkaistua.

## 7 Yhteenveto

Tässä työssä on käyty läpi fuusioreaktioiden fysiikkaa, laskettu hyvyysluku fuusioplasmalle (Lawsonin kriteeri ja fuusiokolmitulo) ja tutustuttu erilaisiin fuusioreaktioihin. Tällä hetkellä energiantuotannon näkökulmasta deuterium-tritium (DT) -reaktio on paras vaihtoehto. Eri fuusioreaktioita tarkastellessa ja Lawsonin kriteerin laskemisen yhteydessä havaittiin, että aineen lämpötilan tulee olla hyvin korkea, satoja miljoonia asteita, jotta fuusioreaktiotajuus DT-reaktiolla on merkittävä. Näin korkeassa lämpötilassa aine on täysin ionisoitunutta. Tätä aineen olomuotoa kutsutaan plasmaksi. Korkeasta lämpötilasta johtuen mikään aine ei kestä kontaktia plasman kanssa ja plasman täytyy pitää koossa muilla keinoin. Plasman koossapitoon on pääasiassa kaksi erilaista tapaa, inertiaalikoossapito ja magneettinen koossapito. Magneettiseen koossapitoon perustuvissa laitteissa toroidiset eli donitsin muotoiset ovat menestyneimpiä.

Kuvassa 37 on esitetty fuusiokolmitulon kehitys, Mooren laki, sekä hiukkaskiihdyttimien tehon kasvu. Kuvasta nähdään, että fuusiolaitteiden tehossa on tehty jatkuvaa tasaista kehitystä. Fuusiokolmitulon kehityksestä ovat kuvassa 37 vastuussa pelkästään toroidiset tokamak-laitteet. Ensimmäinen tokamak-ohjelma alkoi 1962 ja seuraavan 40 vuoden aikana on toteutettu 60 erilaista tokamak-tutkimusprojektia. Tokamak on laajimmin tutkittu fuusiolaitte maailmassa, ja vaikka muita magneettisia fuusiolaitte tutkimusprojekteja on toteutettu, mikään ei ole yhtä pitkälle kehittynyt kuin tokamak [35, s. 511]. Tässä työssä on esitelty syitä fuusiokolmitulon arvojen kasvuun sekä tokamakin menestykseen. Näitä ovat tokamakin plasman stabiilius ja samalla hyvä plasman koossapito verrattuna muihin samankaltaisiin toroidisiin fuusiolaitteisiin, laitteiden koon ja kuumennustehon kasvun lisäksi laitteen sisäseinän päällystystekniikan kehitys ja diverttorin käyttö epäpuhtauksien määrän pienenemiseen. L-H transition löytyminen on yksi merkittävä syy fuusiokolmitulon arvojen kasvuun.

Viimeisenä on käyty läpi tokamakin ongelmat ja tutkimuksen tulevaisuus. Tokamakin merkittävimpiä ongelmia ovat tritiumin tuottaminen, plasman epävakauksien ja plasman koossapidon menettämiset ja niiden aiheut-



Kuva 37: Fuusiokolmitulo, transistorien nopeuden ja hiukkaskiihdyttimien energian kasvu [110]. Mooren laki ennustaa mikropiirin transistorien lukumäärän tuplaantuvan joka toinen vuosi. Fuusiokolmitulo tuplaantuu joka 1,8 vuosi, joten fuusiotehon kasvu on jopa nopeampaa kuin Mooren laki ennustaa mikropiirin transistorien lukumäärälle.

tamat hiukkaskuormat laitteen seinämille ja rasituksen rakenteille. Lisäksi plasmanvirran tuottaminen muilla keinoin kuin indusoimalla on tärkeä koikeellisen työn kohde.

Tämän työn perusteella voidaan sanoa, että tokamak on tehnyt tasais- ta kehitystä, kun katsotaan fuusiokolmitulon arvoja. Se, voidaanko sähkö- energiaa tuottaa joskus kaupallisella fuusiovoimalaitoksella, on todennäköis- tä, mutta ei täysin varmaa. Kaikki riippuu siitä, voidaanko tekniset ongel- mat ratkaista. Se kuitenkin on varmaa, että fuusiotutkimus tarvitsee lisää tutkimusta monella saralla. Vaikka tokamak-laitteita on tutkittu 40 vuotta, plasmasta tapahtuvia häviöitä ja plasman epävakauksia ei teoreettisesti täy-

sin ymmärretä. Tästä syystä kokeellinen tutkimus on tärkeä osa fuusiotutkimusta ja koelaitteisiin panostaminen on myös olennaista. Koska tokamakin hyödyntäminen tulevaisuudessa ei ole täysin varmaa, on myös perusteltua tutkia muita tutkimuslinjoja kuin tokamakeja.

Lopuksi voidaan sanoa, että tämän työn merkittävimpänä saavutuksena voidaan pitää yleiskuvan luomista laajasta ja monimutkaisesta fuusiotutkimusaiheesta. Tietävästi yhtä laajaa suomenkielistä työtä ei ole tehty. Toivottavasti tämä työ tarjoaa johdannon aiheeseen. Tulevaisuudessa alan kehityksessä riittää seurattavaa vielä monien vuosikymmenten ajan.

## Viitteet

- [1] J. Hermans. *Energy Survival Guide: Insight and outlook*. Leiden University Press, 2011.
- [2] P.K. Kaw, I. Bandyopadhyay, R.J. Goldston, R.B. White, T.S. Hahm, S. Kaye, K. Lackner, S. Günter, P. Lauber, G. Pautasso, B.D. Scott, V. Zavaryaev, M. Kikuchi, Y. Okumura, M. Porkolab, P.T. Bonoli, R.I. Pinsky, R. Prater, R.J. Temkin, J.R. Wilson, J. Li, H.Y. Gyo, G.M. McCracken, J.L. Chen, C. Beidler, R. Brakel, R. Burhenn, A. Dinklage, V. Erckmann, Y. Feng, J. Geiger, D. Hartmann, M. Hirsch, R. Jaenicke, R. Koenig, H.P. Laqua, H. Maasberg, F. Wagner, A. Weller, H. Wobig, S.C. Prager, D.D. Ryutov, and K. Mima. *Fusion Physics*. IAEA International Atomic Energy Agency, 2012.
- [3] Albert Einstein. Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energieinhalt abhängig? *Annalen der Physik*, 323(13):639–641, 1905.
- [4] F.W. Aston. Isotopes and Atomic Weights. *Nature*, 105:617, 1920.
- [5] A.S. Eddington. In *Conference of the British Association for Advancement of Science, Cardiff*, 1920.
- [6] G.M. McCracken and P. Stott. *Fusion: The Energy of the Universe*. Academic Press, 2005.
- [7] M.L.E. Oliphant, P. Harteck, and Lord Rutherford. Transmutation Effects Observed with Heavy Hydrogen. *Proceedings of the Royal Society*, 144(853):692–703, 1934.
- [8] C.M. Braams and P.E. Stott. *Nuclear Fusion: Half a Century of Magnetic Confinement Fusion Research*. Taylor & Francis, 2002.
- [9] M Miyamoto. *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [10] J. Lilley. *Nuclear Physics: Principles and Applications*. John Wiley & Sons Ltd, 2001.

- [11] A.A. Harms, K.F. Schoepf, G.H. Miley, and D.R. Kingdom. *Principles of Fusion Energy*. Allied Publishers Limited, 2000.
- [12] C.J. Foot. *Atomic Physics*. Oxford University Press, 2005.
- [13] J.A. Bittencourt. *Fundamentals of Plasma Physics*. Springer Science, 3rd edition, 2004.
- [14] Donald W. Clayton. *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*. The University of Chicago Press, Chicago and London, 1983.
- [15] S. Atzeni and J. Meyer-Ter-Vehn. *The Physics of Inertial Fusion; Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter*. Oxford University Press Inc., New York, 2004.
- [16] G. Gamow. Zur Quantentheorie des Atomkernes. *Zeitschrift für Physik*, 51(204):204–212, 1928.
- [17] E.G. Adelberger, S.M. Austin, J.N. Bahcall, A.B. Balantekin, G. Bogaert, L.S. Brown, et al. Solar fusion cross sections. *Reviews of Modern Physics*, 70(4):1265–1291, 1998.
- [18] <http://www.nndc.bnl.gov/qcalc/>. NNDC, Q-value Calculator(QCalc). Viittauspäivä: 25.11.2014.
- [19] H.-S. Bosch and G.M. Hale. Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities. *Nuclear Fusion*, 32(4):611–631, 1992.
- [20] <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>. Evaluated Nuclear Data File, Database Version of March 14, 2014. Viittauspäivä: 15.05.2014.
- [21] M.B. Chadwick, M. Herman, M.E. Oblozinsky, Dunn, Y Danon, A.C. Kahler, D.L. Smith, B Pritychenko, et al. ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data. *Nuclear Data Sheets*, 112(12):2887–2996, 2011.

- [22] W.M. Nevins and R. Swain. The thermonuclear fusion rate coefficient for p-<sup>11</sup>B reactions. *Nuclear Fusion*, 40:865–872, 2000.
- [23] R.W. Moir and W.L. Barr. "Venetian-Blind" Direct Energy Converter for Fusion Reactors. *Nuclear Fusion*, 13:35–45, 1973.
- [24] D.R. Lide. *CRC Handbook of Chemistry and Physics, Internet Version 2005*. CRC Press, Boca Raton, FL, 2005.
- [25] D.J. Griffiths. *Introduction to Electrodynamics*. Prentice-Hall inc., 1999.
- [26] R. Seppänen, S. Tiihonen, H. Wuolijoki, M. Kervinen, J. Smolander, A. Haavisto, L. Karkela, and K. Varho. *Maol taulukot*. Otavan kirjapaino Oy, 2001.
- [27] J.D. Lawson. Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor. *Proc. Phys. Soc. B*, 70(6):6–10, 1956.
- [28] <http://www.efda.org/glossary/triple-product/>. Glossary - Triple product. Viittauspäivä: 21.04.2013.
- [29] S. Glasstone and Lovberg R.H. *Controlled Thermonuclear Reactions*. Robert E. Krieger Publishing Company, 1975.
- [30] R.F. Post. Controlled Fusion Research-An Application of the Physics of High Temperature Plasmas. *Reviews of Modern Physics*, 28(3):338–362, 1956.
- [31] M.G. Haines. Fifty years of controlled fusion research. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 38(5):643–656, 1996.
- [32] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, and G. Zimmerman. Laser compression of matter to superhigh densities: Thermonuclear applications. *Nature*, 239:139, 1972.
- [33] <http://new.math.uiuc.edu/math198/MA198-2015/lhansel12/index.html>. Stellarator: New Interest in an Old Theory. Viittauspäivä: 28.8.2016.

- [34] J. Wesson. *Tokamaks*. Oxford University Press Inc., New York, 4th edition, 2011.
- [35] M.S. Weston. *Fusion Plasma Physics*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2005.
- [36] M.R. Spiegel, S. Lipschutz, and J. Liu. *Schaum Outlines of Mathematical Handbook of Formulas and Tables*. McGraw-Hill Companies, Inc., 3rd edition, 2009.
- [37] L.A Artsimovich. Tokamak Devices. *Nuclear Fusion*, 12:215–252, 1972.
- [38] S. Eliezer and Y. Eliezer. *The Fourth State of Matter: An Introduction to Plasma Science*. Institute of Physics Publishing, 2nd edition, 2001.
- [39] H.D. Young and R.A. Freedman. *University Physics with Modern physics*. Addison Wesley, 12th edition, 2008.
- [40] R.E. Kidder. Laser-driven compression of hollow shells: power requirements and stability limitations. *Nuclear Fusion*, 16(1):3–14, 1976.
- [41] J. Lindl. Development of the indirect approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain. *Physics of Plasmas*, 2(11):3933–4024, 1995.
- [42] L.J Spitzer, Jr. *Physics of fully ionized plasmas*. Wiley interscience, New York, 2nd edition, 1962.
- [43] Th. Löwer, R. Sigel, K. Eidmann, B. Földes, S. Hüller, J. Massen, G.D. Tsakaris, S. Witkowski, W. Preuss, H. Nihsimura, H. Shiraga, Y. Kato, S. Nakai, and T. Endo. Uniform Multimegabar Shock Waves in Solids Driven by Laser-Generated Thermal Radiation. *Physical Review Letters*, 72(20):3186–3190, 1994.
- [44] Th. Löwer, V.N. Kondrashov, M. Basko, A. Kendl, J. Meyer-ter Vehn, and R. Sigel. Reflectivity and Optical Brightness of Laser-Induced Shocks in Silicon. *Physical Review Letters*, 80(18):4000–4003, 1998.



- [45] J.D. Lindl, P. Amendt, R.L. Berger, S.G. Glendinning, S.H. Glenzer, S.W. Haan, R.L. Kauffman, O.L. Landen, and Suter L.J. The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas*, 1(3):339–491, 2004.
- [46] J.D. Lindl, R.O. Bangerter, J. Mark, and P. Yu-Li. Review of target studies for heavy ion fusion. In M. Reiser, T. Godlove, and R. Bangerter, editors, *AIP Conference Proceedings 152*, pages 89–99, 1989.
- [47] N.J. Peacock, D.C. Robinson, M.J. Forrest, P.D. Wilcock, and V.V. Sannikov. Measurement of the Electron Temperature by Thompson Scattering in tokamak T3. *Nature*, 224:488–490, 1969.
- [48] G.M. McCracken and P.E. Stott. Plasma-surface interactions in tokamaks. *Nuclear Fusion*, 19(7):889–981, 1979.
- [49] G. Federici, C.H. Skinner, J.N. Brooks, J.P. Coad, C. Grisolia, A.A. Haasz, A. Hassanein, V. Philipps, C.S. Pitcher, J. Roth, W.R. Wampler, and D.G. Whyte. Plasma-material interactions in current tokamaks and their implications for next step fusion reactors. *Nuclear Fusion*, 41(12R):1967–2137, 2001.
- [50] J. Jacquinet, S. Putvinski, G. Bosia, A. Fukuyama, R. Hemsworth, S. Konovalov, et al. Chapter 6: Plasma auxiliary heating and currete drive. *Nuclear Fusion*, 39(2):2495–2539, 1999.
- [51] <http://www.efda.org/fusion/focus-on/plasma-heating-current-drive/neutral-beam-injection/>. Plasma Heating & Current Drive-Neutral Beam Injection. Viittauspäivä: 08.05.2013.
- [52] J.F. Freidberg. *Plasma physics and Fusion Energy*. Cambridge University Press, 2007.
- [53] T.H. Stix. *The Theory of Plasma Waves*. McGraw-Hill Book Co., Inc., 1962.

- [54] T.H. Stix. *Waves in Plasmas*. American Institute of Physics, 1992.
- [55] M. Brambilla. *Kinetic Theory of Plasma Waves, Homogeneous Plasmas*. Clarendon Press, Oxford, International Series of Monographs, 1998.
- [56] D.G. Swanson. *Plasma Waves*. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2nd edition, 2003.
- [57] P.C. Stangeby and G.M. McCracken. Plasma boundary phenomena in tokamaks. *Nuclear Fusion*, 30(7):1225–1379, 1990.
- [58] P. Sigmund. Theory of Sputtering. I. Sputtering Yield of Amorphous and Polycrystalline Targets. *Physical Review Letters*, 184(2):383–416, 1969.
- [59] R Behrisch. *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*. NATO ASI B:Physics. Plenum Press, New York, 1986.
- [60] R.V. Jensen, D.E. Post, W.H. Grasberger, C.B. Tarter, and W.A. Locke. Calculations of impurity radiation and its effects on tokamak experiments. *Nuclear Fusion*, 17(6):1877–1196, 1977.
- [61] D Reiter, G.H. Wolf, and H. Kever. Burn condition, helium particle confinement and exhaust efficiency. *Nuclear Fusion*, 30(10):2141–2155, 1990.
- [62] D.E.T.F. Ashby and M.H. Hughes. The thermal stability and equilibrium of peripheral plasmas. *Nuclear Fusion*, 81:911, 1981.
- [63] N. Ohyabu. Density limit in tokamaks. *Nuclear Fusion*, 9:1491, 1979.
- [64] D.J. Ward and J.A. Wesson. Impurity influx model of fast tokamak disruption. *Nuclear Fusion*, 32:11, 1992.
- [65] C.S. Pitcher. Experimental divertor physics. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 39:779–930, 1997.

- [66] S. Sengoku, T. Matsuda, H. Matsumoto, et al. Confinement and fuelling studies during additional heating phase in the JFT-2M tokamak. *Journal of Nuclear Materials*, (93-94):178, 1980.
- [67] K. Lackner and M. Keilhacker. Divertor physics: summary of modelling and experiments. *Journal of Nuclear Materials*, (128-129):368–377, 1984.
- [68] F. Wagner and K. Lackner. In *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, NATO ASI Series, Vol. 131, Plenum Press, New York*, page 931, 1986.
- [69] H.F. Dylla et al. Glow discharge conditioning of the PDX vacuum vessel. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 17:286, 1980.
- [70] F.G. Waelbroeck, J. Winter, and P.J. Wienhold. Cleaning and conditioning of the walls of plasma devices by glow discharges in hydrogen. *Journal of Vacuum Science and Technology*, A2:1521, 1984.
- [71] D. La Cal and E. Gauthier. Review of radio frequency conditioning discharges with magnetic fields in superconducting fusion reactors. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 47:197–218, 2005.
- [72] J.J. Winter. Carbonization in tokamaks. *Journal of Nuclear Materials*, 145-147:131, 1987.
- [73] J.J. Winter, H.G. Esser, L. Konen, et al. Boronization in TEXTOR. *Journal of Nuclear Materials*, 162-164:713, 1989.
- [74] U. Samm, P. Bogen, H.G. Esser, et al. Plasma edge physics with siliconization in TEXTOR. *Journal of Nuclear Materials*, 220-222:25, 1995.
- [75] R.E.H. Clark, Jr. and D.H. Reiter. *Nuclear Fusion Research-Understanding Plasma-Surface Interactions*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.

- [76] M. Okabayashi, P. Beiersdorfer, K. Bol, M.S. Buchenauer, P. Couture, H. Eubank, H. Fishman, R. Fonck, et al. Studies of bean-shaped tokamaks and beta limits for reactor design. In *Plasma physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1984 Vol.1 Tenth conference proceedings, London, 12-19 September 1984*, pages 229–238, 1983.
- [77] A. Tanga, K.H. Behringer, A.E. Costley, M. Brusati, B. Denne, A. Edwards, A. Gibson, R.D. Gill, et al. Magnetic separatrix experiments in JET. *Nuclear Fusion*, 27(11):1877–1895, 1987.
- [78] K.H. Burrell, S. Ejima, D.P. Schissel, N.H. Brooks, R.W. Callis, T.N. Carlstrom, A.P. Colleraine, et al. Observation of an Improved Energy-Confinement Regime in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges in the DII-D tokamak. *Physical Review Letters*, 59(13):1432–1435, 1987.
- [79] S. Sengoku et al. Confinement and fueling studies during additional heating phase in the jft-2m tokamak. *Journal of Nuclear Materials*, 145-147:556, 1987.
- [80] H. Aikawa, N. Akaoka, N. Akino, T. Akiyama, T. Ando, K. Annoh, et al. Characteristics of the JT-60 divertor and limiter plasmas with high power auxiliary heating. *Journal of Nuclear Materials*, 162-164:93, 1989.
- [81] S. Sengoku, A. Funahashi, M. Hasegawa, K. Hoshino, S. Kasai, T. Kawakami, et al. Regime of Improved Confinement in Neutral-Beam-Heated Limiter Discharges of a tokamak. *Physical Review Letters*, 59(4):450–453, 1987.
- [82] K.H. Burrell, S.L. Allen, N.H. Bramson, R.W. Callis, T.N. Carlstrom, M.S. Chu, et al. Confinement Physics of H-mode discharges in DIII-D. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 31(10):1649–1664, 1989.
- [83] F. Wagner et al. New subjects of the H-mode. *Plasma physics and Controlled Fusion*, 36(A):319–328, 1994.

- [84] V. Erckmann et al. H Mode of the W7-AS Stellarator. *Physical Review Letters*, 70:2086, 1993.
- [85] K. Toi et al. H-Mode Transition in the CHS Heliotron/Torsatron. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 36(A):117–122, 1994.
- [86] M. Wakatani, V.S. Mukhovatov, K.H. Burrell, J.W. Connor, J.G. Cordey, et al. Chapter 2: Plasma confinement and transport. *Nuclear Fusion*, 39(2):2175–2249, 1999.
- [87] J. Lohr et al. Observation of H-Mode Confinement in the DIII-D tokamak with Electron Cyclotron Heating. *Physical Review Letters*, 60:2630, 1988.
- [88] K. Hoshino et al. H Mode Observed in the JFT-2M tokamak with Edge Heating by Electron Cyclotron Waves. *Physical Review Letters*, 63:770, 1989.
- [89] K. Steinmetz. Observation of a High-Confinement Regime in a Tokamak Plasma with Ion Cyclotron-Resonance Heating. *Physical Review Letters*, 58:124, 1987.
- [90] S. Tsuji et al. Observation of the Limiter H Mode in the JT-60 tokamak with Lower-Hybrid Current Drive. *Physical Review Letters*, 64:1023, 1990.
- [91] T.H. Osborne et al. Observation of the H-mode in ohmically heated divertor discharges on DIII-D. *Nuclear Fusion*, 30:2023, 1990.
- [92] L.G. Askinazi, V.E. Golant, S.V. Lebedev, V.A. Rozhanski, and M. Tendler. Radial current in a tokamak caused by a biased electrode. *Nuclear Fusion*, 32:271, 1992.
- [93] M. Kaufmann et al. Edge physics and H-mode studies in ASDEX Upgrade. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 35(B):205, 1993.
- [94] P.G. Carolan et al. Characteristics of ohmic H-modes in COMPASS-D. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 36(A):111, 1994.

- [95] ASDEX team. Special topic; The H-mode of ASDEX. *Nuclear Fusion*, 29:1959–2040, 1989.
- [96] F. Ryter. H Mode Database Working Group. *Nuclear Fusion*, 36:1217, 1996.
- [97] F. Wagner et al. *Physical Review Letters*, 53:1453, 1984.
- [98] F. Wagner and M. Keilhacker. Importance of the divertor configuration for attaining the H-regime in ASDEX. *Journal of Nuclear Materials*, 121:103, 1984.
- [99] M. Keilhacker, G. Becker, K. Bernhardt, et al. Confinement studies in L and H-type Asdex discharges. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 26:49, 1984.
- [100] M. Keilhacker et al. Fusion physics progress on the Joint European Torus (JET). *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 41(B1):1–23, 1999.
- [101] J.D. Strachan, S. Batha, M. Beer, M.G. Bell, and R.E. Bell. TFTR DT-experiments. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 39(12B):488–490, 1997.
- [102] W.M. Stacey. *Fusion Plasma Physics*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co., 2005.
- [103] G.L. Hogan, R.W. Moir, K. Mima, and V.V. Kharitonov. Reaction chamber systems. In *Energy from Inertial Fusion*, pages 184–226, 1995. International Atomic Energy Agency, Vienna.
- [104] <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>. Evaluated Nuclear Data File, Database Version of March 14, 2014. Viittauspäivä: 15.08.2016.
- [105] M. Murakami, J.D. Callen, and L.A. Berry. Some observations on maximum densities in tokamak experiments. *Nuclear Fusion*, 16:347, 1976.

- [106] N. Klimov et al. Experimental study of PFCs erosion under ITER-like transient loads at plasma gun facility QSPA. *Journal of Nuclear Materials*, 390-391:721–726, 2009.
- [107] J. Federici et al. Assessment of erosion of the ITER divertor targets during type I ELMs. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 45:1523, 2003.
- [108] <http://www.iter.org/proj/inafewlines>. ITER - the way to new energy. Viittauspäivä: 10.10.2016.
- [109] ITER Physics Basis Editors, ITER Physics Expert Group Chairs, Co-Chairs, ITER Joint Central Team, and Physics Integration Unit. Chapter 1: Overview and summary. *Nuclear Fusion*, 39(12):2137, 1999.
- [110] K. Ikeda. ITER on the road to fusion energy. *Nuclear Fusion*, 50(1):1–10, 2010.

## A DD, DT ja D-<sup>3</sup>He reaktioiden vaikutusala- funktion parametrit

Taulukko 8: Vaikutusalafunktion (yhtälö 8 ) parametrit reaktioille DD, DT, ja D-<sup>3</sup>He [19].

kerroin	T(d,n) <sup>4</sup> He	<sup>3</sup> He(d,p) <sup>4</sup> He	D(d,p)T	D(d,n) <sup>3</sup> He
$B_G (\sqrt{\text{keV}})$	34,3827	68,7508	31,3970	31,3970
A1	$6,927 \cdot 10^4$	$5,7501 \cdot 10^6$	$5,5576 \cdot 10^4$	$5,3701 \cdot 10^4$
A2	$7,454 \cdot 10^8$	$2,5226 \cdot 10^3$	$2,1054 \cdot 10^2$	$3,3027 \cdot 10^2$
A3	$2,050 \cdot 10^6$	$4,5566 \cdot 10^1$	$-3,2638 \cdot 10^{-2}$	$-1,2706 \cdot 10^{-1}$
A4	$5,2002 \cdot 10^4$	0,0	$1,4987 \cdot 10^{-6}$	$2,9327 \cdot 10^{-5}$
A5	0,0	0,0	$1,8181 \cdot 10^{-10}$	$-2,5151 \cdot 10^{-9}$
B1	$6,38 \cdot 10^1$	$-3,1995 \cdot 10^{-3}$	0,0	0,0
B2	$-9,95 \cdot 10^{-1}$	$-8,5530 \cdot 10^{-6}$	0,0	0,0
B3	$6,981 \cdot 10^{-5}$	$5,9014 \cdot 10^{-8}$	0,0	0,0
B4	$1,728 \cdot 10^{-4}$	0,0	0,0	0,0
lämpötila-alue(keV)	0,5-550	0,3-900	0,5-5000	0,5-4900
virhe $(\Delta S)_{max}(\%)$	1,9	2,2	2,0	2,5



## B DT- ja DD-reaktioiden reaktiivisuusfunktion parametrit

Taulukko 9: Reaktiivisuusfunktion (yhtälö 22) parametrit DT- ja DD-reaktiolle. Alimmissa sarakkeissa on esitetty lämpötila-alue, jolla funktio on voimassa sekä reaktiivisuuden maksimaalinen virhe prosentteina [19].

kerroin	T(d,n) <sup>4</sup> He	D(d,p)T	D(d,n) <sup>3</sup> He
$B_G (\sqrt{\text{keV}})$	34,3827	31,3970	31,3970
$m_r c^2 (\text{keV})$	1124656	937814	937814
C1	$1,17302 \cdot 10^{-9}$	$5,65718 \cdot 10^{-12}$	$5,43360 \cdot 12^{-12}$
C2	$1,51361 \cdot 10^{-2}$	$3,41267 \cdot 10^{-3}$	$5,85778 \cdot 12^{-3}$
C3	$7,51886 \cdot 10^{-2}$	$1,99167 \cdot 10^{-3}$	$7,68222 \cdot 12^{-3}$
C4	$4,60643 \cdot 10^{-2}$	0,0	0,0
C5	$1,35000 \cdot 10^{-2}$	$1,05060 \cdot 10^{-5}$	$-2,96400 \cdot 12^{-6}$
C6	$-1,06750 \cdot 10^{-4}$	0,0	0,0
C7	$1,36600 \cdot 10^{-5}$	0,0	0,0
lämpötila-alue(keV)	0,2-100	0,2-100	0,2-100
virhe $(\Delta \langle \sigma v \rangle)_{max}$ (%)	0,25	0,35	0,3