

Målinger af tæthedsluktuationer i et fusionsplasma

W. Svendsen og M. Saffman

Afdelingen for Optik og Fluid Dynamik, Forskningscenter Risø, Postboks 49, 4000 Roskilde

Indledning

Omkring år 2050 vil de energikilder, vi kender til i dag, ikke være tilstrækkelige. På Figur 1 kan man se, at nødvendigheden af at udvikle alternative energiressourcer til de i dag eksisterende er stor, grundet vores voksende energibehov. Fusionsenergi fra et magnetisk indesluttet plasma er et godt alternativ, da det er miljøvenligt, og fordi råstofferne til at producere energi ved fusion eksisterer i store mængder og er lettilgængelige over hele jordkloden. Der er imidlertid store tekniske udfordringer, der skal overvindes, før fusionsenergi bliver en realitet.

En af de tekniske udfordringer er at holde fusionsplasmaet indesluttet længe nok til at opnå forbrænding og derved produ-

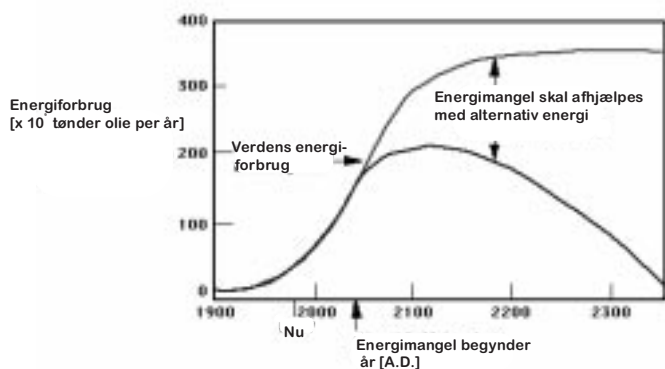


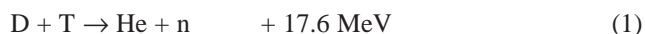
Figure 1. Energiforbrug fra år 1900⁶.

cere energi. Indeslutning er vanskelig på grund af den såkaldte anormale energitransport ud af det indesluttede fusionsplasma. Turbulens eller tæthedsluktuationer er vigtige årsager til den anormale transport af energi ud af plasmaet. Der er i dag stor teoretisk og eksperimentel aktivitet for at forbedre forståelsen af turbulens. På Risø er der udviklet en ny metode til måling af tæthedsluktuationer i et fusionsplasma¹. Metoden er baseret på et kombineret laser Doppler og "time of flight" anemometer. Eksperimentet er udviklet for at supplementere de eksisterende fluktuationsmålinger ved at måle lokaliserede tæthedsluktuationer i et fusionsplasma med mulighed for en god rumlig opløsning.

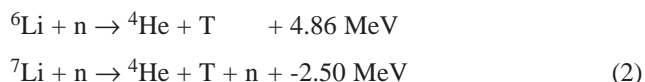
Fusion

Fra kendskabet til vores egen sol og andre stjerner, ved vi, at fusion af lette atomkerner kan frigøre store mængder energi. Desværre har det vist sig, at selv om det fysiske princip bag fusionsprocessen er klargjort, er det meget svært at lave fusion og udnytte den frigjorte energi til elektricitet her på jorden. Det største problem, man er løbet ind i, er at holde det varme fusionsplasma indesluttet i den tidsperiode, hvori man kan udnytte energien. Den manglende indeslutning gør det derfor nødvendigt kontinuerligt at opvarme plasmaet udefra. For at bibeholde de høje tætheder må man desuden tilføre brændstof.

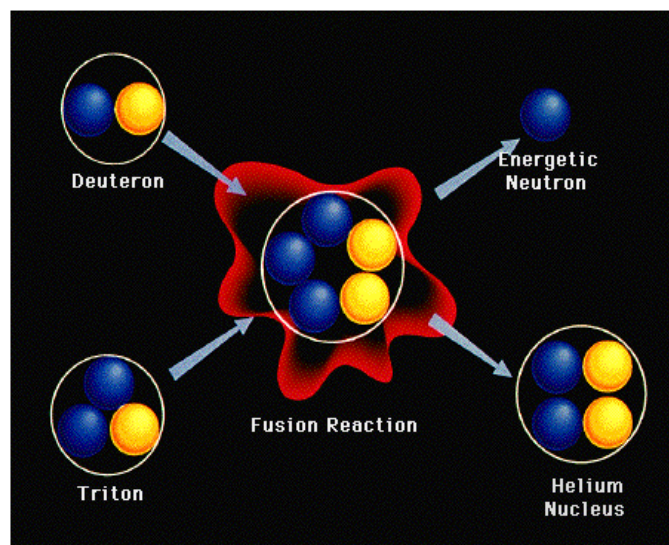
Teknologisk har det været svært at tilfredsstille de store krav, en fusionsreaktor stiller. Den fundamentale fusionsreaktion er



Deuterium (D), der også kendes som tungt brint udgør, 0.015 % af alt naturligt forekommende brint og er derved let at udvinde fra fx havvand (30 g/m³). Derimod er tritium (T) en radioaktiv gas med halveringstid på 12,36 år. Den findes ikke i naturen, hvorfor den må fremstilles. Tritium kan fremstilles ved at beskyde litium (Li) med neutroner



Naturligt litium består af ⁷Li (92.5 %) og ⁶Li (7.5 %). Litium findes i store mængder i jordskorpen (30 ppm) og i mindre koncentrationer i oceanerne. I en reaktor vil de dannede neutroner, som bærer 80 % af energien fra reaktionen, blive absorberet i en litiumholdig afskærmning, og derved dannes tritium og helium. Fusionsprocessen er illustreret i Figur 2.



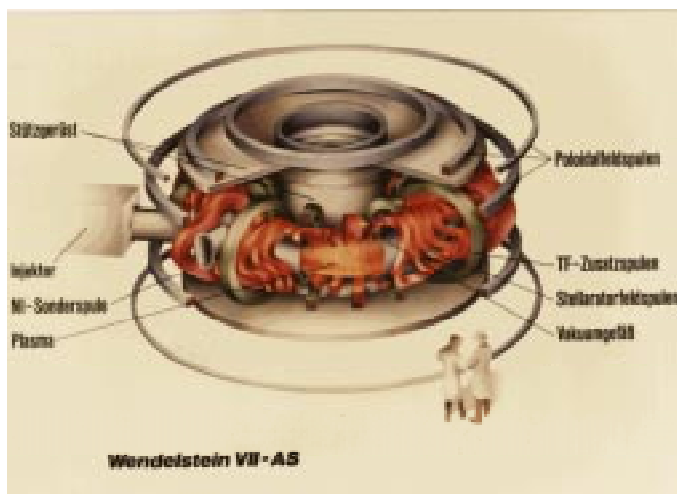
Figur 2. Deuterium - tritium fusionsprocess⁶.

Magnetisk indeslutning

Som nævnt er det største problem inden for fusionsforskning at holde det varme plasma indesluttet. Ligesom en almindelig gas har et plasma en tendens til at udfylde den plads, der er til rådighed. Et plasma består hovedsageligt af ladede partikler, og derfor kan plasmaet holdes indesluttet ved hjælp af stærke magnetfelter. Teoretisk er en kontinuerlig forbrænding mulig, så længe den magnetiske indeslutning kan opretholdes. Der findes to forskellige reaktorgeometrier, hvori man kan opnå magnetisk indeslutning, lineær og toroidal; dog er det den toroidale metode, der anses for mest lovende. I den toroidale konfiguration bøjer man magnetfelterne, så de ladede partikler i plasmaet danner lukkede ringe. Da de ladede partikler i et

toroidalt magnetfelt har en tendens til at søge mod ydervæggene, tilføjer man endnu et magnetfelt vinkelret på det toroidale magnetfelt (poloidalt felt). Overlejringen mellem de to felter resulterer i et felt med skrueformede feltlinjer. Plasmapartiklerne kan derved bedre holdes indesluttede. Der findes forskellige eksperimentelle versioner af magnetisk indeslutning. I tokamakken dannes det stærke toroidale felt af en serie yderspøler fordelt jævnt omkring torusen, og det svagere poloidale felt dannes ved en stærk elektrisk strøm gennem plasmaet. I stellaratoren dannes både det toroidale og poloidale felt ved hjælp af specialdesignede yderspøler. Der eksisterer derfor ikke en elektrisk strøm i plasmaet. I "reversed field pinches" dannes de magnetiske felter som i en tokamak, men den elektriske strøm er langt stærkere.

I en stellarator, som vores forsøg er opbygget på, er plasma- indeslutningen opnået via et komplekst drejet sæt af eksterne magnetiske spøler, som danner et kompliceret magnetfelt, der ikke er af konstant kraft (Figur 3). Magnetfeltet er ikke aksial-symmetrisk, hvilket vil sige, at plasmatværsnittet ændrer sig forskellige steder i kammeret. Normalt er en stellarator sammensat af et antal moduler hver med samme magnetfelt. Der findes flere typer af stellaratorer, der kun adskiller sig fra hinanden i måden, hvorpå feltlinjerne snor sig. Den store fordel ved stellaratorerne i forhold til de mere almindelige tokamakker er, at man ikke behøver nogen net toroidal plasmastrøm for at opnå plasmaindeslutning. Stellaratoren giver derfor en attraktiv mulighed for en kommende fusionsreaktor, da man kan arbejde på kontinuerlig måde, hvor man ikke er afhængig af en plasmastrøm. Plasmastrømmen kan også forårsage instabiliteter i plasmaet såsom plasmastrømafbrydelser.



Figur 3. W7-AS.

Målet med W7-AS var og er, at undersøge plasmaindeslutningsmuligheder uden en intern plasmastrøm og med optimerede og forbedrede magnetiske spøler. Disse spøler er 45 teknisk udviklede ikke-plane magnetiske feltspøler. Indeslutningsegenskaberne i W7-AS svarer til dem, man kender fra tokamakker i dag. På baggrund af de overordnede resultater fra W7-AS er der givet bevilling til en større stellarator W7-X, som skal føre stellaratorprincippet endnu et skridt videre, muligvis til antændingsfasen.

Måling af turbulens i et fusionsplasma

Den anormale energitransport begrænser indeslutningen af plasmaet i en fusionsreaktor. Det er imidlertid vanskeligt at udregne fluktuationsspektret kvantitativt, da et fusionsplasma er et ekstremt indviklet system. Det er derfor vigtigt at undersøge fluktuationerne samt deres effekt på indeslutningen eksperimentelt. Dette har været forsøgt ved forskellige metoder, fx. ved laser Doppler anometri (LDA), som er en kendt metode til at måle bl.a. fluidhastigheder³. Fordelen ved LDA-målinger af plasmatæthedsfluktuationer er, at det er en ikke-forstyrrende målemetode⁴. Problemet med hidtidige målinger har været, at den rumlige opløsning har været dårlig. I vores forsøg har vi kombineret LDA-princippet med to-punkts korrelationsmålinger efter et "time-of-flight" princip. Dette giver mulighed for rumligt lokaliserede målinger i plasmaet.

Når et plasma eksisterer i en højt eksiteret tilstand, der indebærer, at det har et kontinuert spektrum af frekvenser, er det i en turbulent tilstand. Konsekvenserne af denne tilstand er, at der eksisterer anormal resistivitet i plasmaet, hvorved elektroner kan blive bremset ned via kollisioner med tilfældige fluktuationer af det elektriske felt. Dette fører til variationer af elektrontætheden i plasmaet, som igen fører til partikel- og energitransport ud af plasmaet. Variationerne i elektrontætheden kan illustreres ved en bølge $n=n_0 + \delta n \cos(k_f x - \omega_f t)$, der er en fluktuation af høje og lave tætheder i plasmaet. n er elektrontætheden, n_0 er middelværdi af tætheden, δn er amplituden af fluktuationen, ω_f er bølgens frekvens, og $\lambda_f = 2\pi/k_f$ er bølglængden.

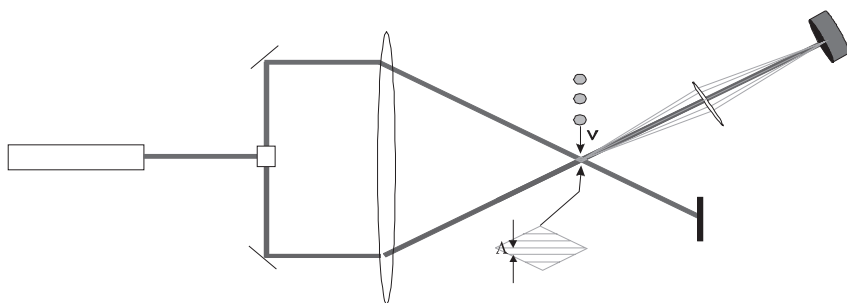
Tæthedsperturbationer i et fusionsplasma kan måles ved hjælp af lys spredt via kollektiv Thomson spredning (KTS). KTS beskriver den proces, hvor elektromagnetiske bølger vekselvirker med elektronerne i plasmaet på en skala større end Debyelængden λ_D i plasmaet. Betingelsen for KTS er, at fluktuationsbølglængden λ_f skal være meget større end λ_D , således at lyset ikke spredes fra de enkelte elektroner inden for Debyesfæren, men derimod fra det elektriske potentiale af Debyesfæren. Denne betingelse kan udtrykkes ved hjælp af Salpeter-parameteren² α , hvor

$$\alpha = \frac{\lambda_f}{2\pi\lambda_D} \quad (3)$$

$\alpha > 1$ for kollektiv spredning. Grænseværdien for fluktuationsbølglængderne fra udtryk (3) er givet ved $\lambda_f > 2\pi\lambda_D$. Den karakteristiske Debyelængde i W7-AS er 75 μm . Det betyder, at for at arbejde med KTS skal man måle fluktuationsbølglængder større end 0,5 mm. Disse fluktuationer kan måles ved hjælp af et laser Doppler anemometer.

Laser Doppler anometri

Laser Doppler anometri er en standardmetode til berøringfri hastighedsmåling³. Princippet er, at man måler Dopplerskiftet af lys spredt elastisk fra objekter (partikler), der passerer igennem et par krydsede laserstråler, som illustreret i Figur 4. Interferensmønstret, der dannes i området hvor strålerne krydser hinanden, har en fringedafstand givet ved



Figur 4. Laser Doppler anemometer.

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta_s / 2)},$$

hvor λ er bølgelængden af laserlyset, og θ_s er vinklen mellem strålerne.

En partikel, der bevæger sig med hastighed v , resulterer i et detekteret signal, der svinger ved den differentielle Doppler-frekvens $f=v/\Lambda$. Ved at måle frekvensen kan man udlede størrelsen af partiklens hastighed. Når partiklerne er i en flydende væske, kan den lokaliserede hastighed af væsken estimeres ud fra det målte Dopplerspektrum. Derved kan de statistiske fluktuationer i væsken også bestemmes. Dette princip kan overføres til at måle tæthedsfluktuationer i et plasma. I stedet for at måle på partikler i væske, måles det spredte lys fra forandringer i brydningsindekset i plasmaet. En løbende bølge $\cos(k_f x - \omega_f t)$ giver, på samme måde som for partikler, anledning til en Dopplerfrekvens $f=v_f/\Lambda$, hvor $v_f = \omega_f/k_f$ er bølgens fasehastighed.

Der er dog en væsentlig forskel på at detektere lysspredning fra bølger og lysspredning fra partikler. Småpartikler, der er mindre end lysets bølgelængde, spreder lyset i alle retninger. Detektorer kan derfor placeres i en vilkårlig position i forhold til laserstrålerne. For at opnå detekterbar lysspredning fra bølger er det nødvendigt at opfylde Braggbetingelsen $\lambda_f = \Lambda$. Selv ved opfyldelsen af Braggbetingelsen er spredningsniveauet meget lavt, således at en direkte detektion af det spredte lys i praksis ikke er mulig. Derfor anvendes en referencestråle-konfiguration, som vist i Figur 4. I denne konfiguration falder den ene transmitterede stråle (referencestrålen, også kaldet lokaloscillatoren) direkte på detektoren. Lyset, der er spredt fra den anden (meget stærkere) stråle under Braggvinklen (lig med θ_s), blandes med referencestrålen på detektoren. Dette kaldes for heterodyndetektering, og ved at anvende en tilstrækkelig kraftig lokaloscillator forbedres detekteringsfølsomheden betragteligt i forhold til direkte detektering.

For at opfylde Braggbetingelsen $\lambda_f = \Lambda$ skal vinklen mellem strålerne være

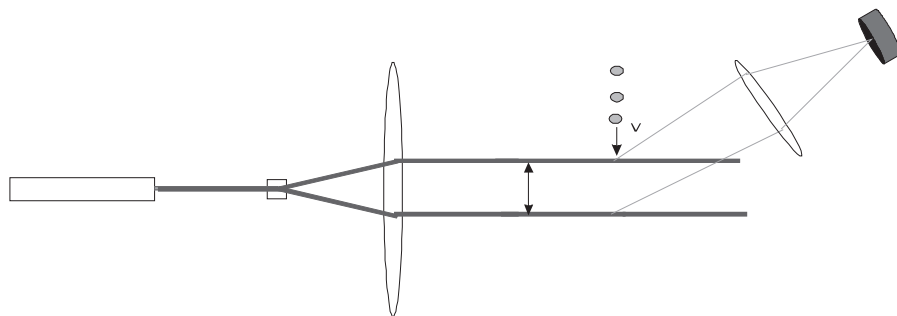
$$\theta_s = \frac{\lambda}{\Lambda} = \frac{\lambda}{\lambda_f}.$$

Transportprocesser i plasmaet skyldes fluktuationer med $\lambda_f \approx 1$ cm. Derfor er spredningsvinklen ved brug af lys fra en kuldioxidlaser ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$) meget lille: $\theta_s \approx 0.001$. Ulempen ved så lille en spredningsvinkel er, at den aksiale opløsning af målingen skaleres som $\Delta z \sim w_0/\theta_s$, hvor w_0 er strålens radius, hvilket giver et meget langt målevolumen ($\Delta z \sim 10$ m ved $w_0 = 1$ cm). Det er ikke muligt at forbedre den aksiale opløsning ved kraftigere fokusering af laserstrålerne, da w_0 skal være større end λ_f for at opnå Braggspredning. Det er heller ikke muligt at bruge en laser med meget længere bølgelængde i den fjerninfrarøde del af spektret. Lyset fra en fjerninfrarød laser har en tilsvarende lavere frekvens, der kan være sammenlignelig med plasmafrekvensen, hvilket giver anledning til kraftig absorption af lyset i plasmaet. Det er derfor svært at måle lange (cm skala) fluktuationsbølgelængder med god aksial opløsning ved brug af LDA alene.

Det er heller ikke muligt at bruge en laser med meget længere bølgelængde i den fjerninfrarøde del af spektret. Lyset fra en fjerninfrarød laser har en tilsvarende lavere frekvens, der kan være sammenlignelig med plasmafrekvensen, hvilket giver anledning til kraftig absorption af lyset i plasmaet. Det er derfor svært at måle lange (cm skala) fluktuationsbølgelængder med god aksial opløsning ved brug af LDA alene.

Time of flight anemometri

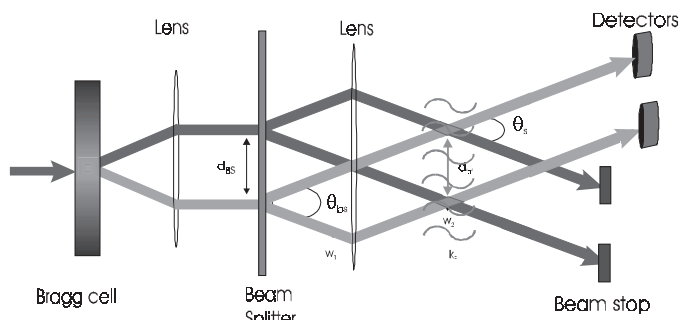
Der findes et alternativ til LDA-metoden, som kaldes for et "time-of-flight" (TOF) anemometer. Princippet er vist i Figur 5. TOF anemometeret⁵ er baseret på måling af flyvetiden eller "time-of-flight" mellem to små volumener i rummet. Tiden mellem to signaler er givet ved $\Delta t = d/v$, hvor d er afstanden mellem de to stråler, og v er hastigheden af partiklerne. Ved måling af bølger er tiden, det tager fluktuationer at passere fra det ene til det andet målepunkt, givet ved $\Delta t = d/v_g$, hvor v_g er gruppehastigheden. Ved måling af partikler er det tilstrækkeligt at anvende en enkelt laserstråle i hvert målepunkt. Som nævnt ovenfor er en heterodyndetektering nødvendig for at opnå et godt signal-støjforhold ved målinger af bølger. Derfor har vi kombineret "time-of-flight"-princippet med LDA-metoden i hvert punkt.



Figur 5. Laser time of flight anemometer.

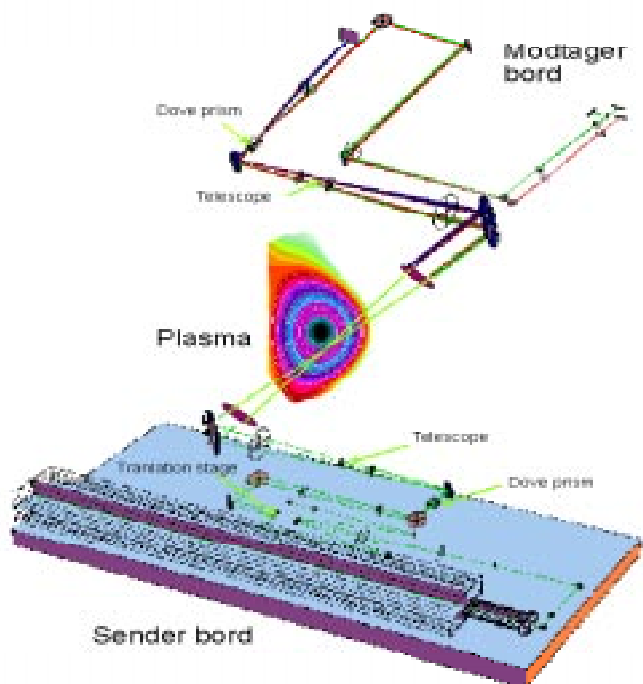
Et kombineret laser Doppler og "time of flight" laser anemometer

Et kombineret Laser Doppler og time-of-flight anemometer er illustreret i Figur 6. Småskalafuktuationer med korte bølgelængder måles i hvert punkt. Ved at måle korte bølgelængder er Braggbetingelsen opfyldt med en større vinkel mellem strålerne, hvilket giver bedre aksial opløsning. Den aksiale opløsning skaleres som $\Delta z \sim w_0/\theta_s = N\Lambda/(\lambda/\Lambda) = N\Lambda^2/\lambda = N\lambda_f^2/\lambda$, hvor N er antallet af fringes i målevolumenet. Ved at måle på småskalafuktuationer med $\lambda_f = 1$ mm i stedet for storskala fluktuationer med $\lambda_f = 1$ cm, forbedres den aksiale opløsning op til 100 gange. Ved samtidigt at måle bevægelsestiden mellem to



Figur 6. Et kombineret laser Doppler anemometer og time of flight system

punkter, der er placeret 1 cm fra hinanden i plasmaet, kan gruppehastigheden for cm-skala fluktuationer, der bidrager til transportprocesser i plasmaet, estimeres. I praksis måles bevægelsestiden mellem de to punkter ved at krydskorrelere signalerne fra de to detektorer. På denne måde får vi informa-



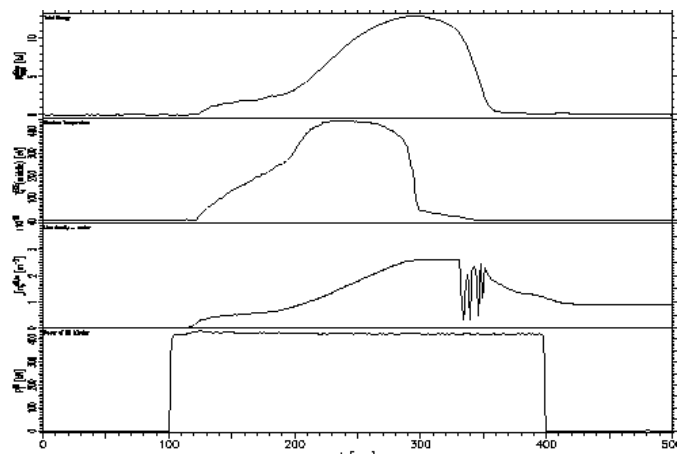
Figur 7. CO₂-laser system, opstillet på W7-AS stellarator.

tioner om transport, der skyldes storskalafuktuationer, samtidig med at vi opnår en god rumlig opløsning i plasmaet.

Målesystemet er opbygget omkring en 25W CO₂-laser med $\lambda=10.6 \mu\text{m}$. Laserlyset passerer igennem en akustooptisk celle, hvor det diffrakterede lys (den lokale oscillator, LOC) er frekvensforskydet med 40 MHz. Den lokale oscillator og hovedstrålerne sendes igennem nogle linser for at opnå den rette strålestørrelse til en diffraktiv stråledeler, som deler både LOC og laserlyset i to stråler med en separation på 12.5 mrad. De fire stråler bliver derefter Fouriertransformeret via en linse med en fokallængde på 1.4 meter, inden LOC og laserlyset krydser hinanden i målevolumenet. Efter målevolumenet bliver strå-

lerne igen Fouriertransformerede for at skille dem ad, og derefter sendes LOC sammen med det spredte lys til to HgCdTe detektorer, mens de stærke hovedstråler blokeres. Fordelen ved at frekvensforskyde den lokale oscillator er, at man kan skelne mellem positive og negative fasehastigheder.

Forsøget, som det er opstillet på Max Planck Institut for Plasmafysik i Garching, Tyskland, er vist på Figur 7. De ekstra komponenter, vist i figuren, er ekstra linser og spejle for at kompensere for den store afstand fra laseren til målevolumenet i plasmaet, en beamekspander for at opnå en bedre fokusering og et Doveprisme, som bruges til at rotere målevolumenerne inde

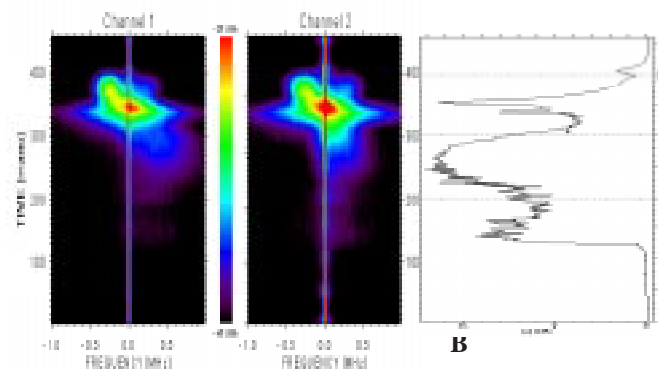


Figur 8. Plasma skud nummer 40774 fra den 29-09-1997. Fra oven: Diamagnetisk Energi [kJ], elektrontemperatur [eV], linje-integreret elektrontæthed [$\times 10^{-19} \text{m}^{-2}$], neutral beam injektion kraft [kW].

i plasmaet, så man kan måle fluktuationer, der bevæger sig i radiale, toroidale eller poloidale retninger.

Resultater og diskussion

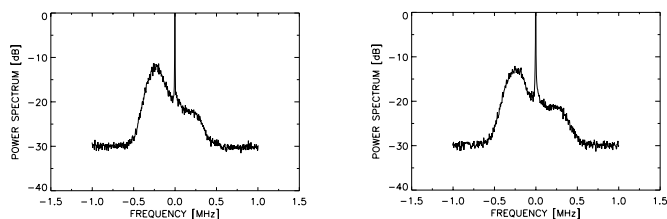
Forskellige parametre for en typisk plasmaudladning fra W7-AS med neutral beam injektion (NBI) er vist i Figur 8. Øverst er vist den diamagnetiske plasmaenergi, d.v.s. den totale kinetiske energi i plasmaet. Dernæst er elektrontemperaturen og elektrontætheden vist. Elektrontætheden er den linjeintegrerede



Figur 9A: Tidlig udvikling af power spektret. B: H-alpha målinger.

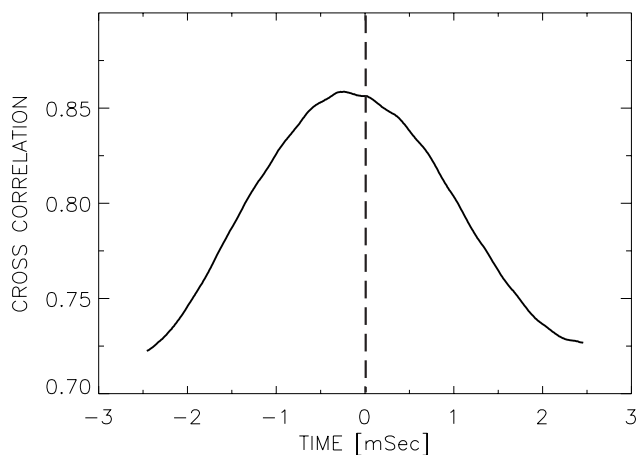
tæthed målt i midten af plasmaet. For at få den gennemsnitlige tæthed skal man dividere med den effektive radius af torusen (= 24 cm). Nederst er vist NBI kraften.

Måleresultaterne fra plasmaudladning 40774 er vist i Figur 9.



Figur 10. Power spektra.

Figur 9A illustrerer den tidlige udvikling af powerspektret af det detekterede kollektive spredningssignal. Det kan ses, at der er stærk turbulens ved afbrydelsen af plasmaet. For disse målinger var spredningsvinklen indstillet til at give $\Lambda=1.8$ mm, hvilket svarer til $k_f=35$ cm⁻¹. De to målevolumener var placeret centralt i plasmaet med en afstand på 13.8 mm. Strålerne var drejet til at måle fluktuationer, der bevægede sig i poloidal retning. Den centrale spids i spektret skyldes parasitisk lækage af ikke frekvensforskuet lys i den lokale oscillator.



Figur 11. Krydskorrelation.

Signalet starter omkring 100 ms og er stærkest ved 370 ms. Fluktuationerne har en central frekvens omkring 300 kHz, hvilket ses tydeligt i Figur 10, som viser powerspektret ved 370 ms. Negative frekvenser svarer til at fluktuationerne bevæger sig i elektronernes diamagnetiske driftretning. Positive frekvenser svarer til bevægelse i iondriftretningen. I Figur 9B er der vist målinger fra H-alpha diagnostikken, som måler den mængde partikler og energi, der bevæger sig ud af plasmaet. Det falder sammen med, at turbulensen målt med vores diagnostik er størst mellem 100 ms og 400 ms, hvor plasmaet er slut. Der er en kort skarp spids i H-alpha signalet ved 370 ms, der indikerer en intens puls af partikler ud af plasmaet. Det falder sammen med det tidspunkt, hvor vi måler den stærkeste turbulens i plasmaet. Fourierspektret i Fig. 10 er asymmetrisk og stærkest ved de

negative frekvenser, hvilket indikerer, at fluktuationerne hovedsageligt bevæger sig i elektrondiamagnetisk retning med en poloidal hastighed på 450 m/s. Ser man på korrelationen (Figur 11) af de to signaler, har den en maksimal forsinkelsestid på 0.25 ms, hvilket svarer til en gruppehastighed på 60 m/sec.

De fremtidige planer med forsøget er at måle fluktuationer forskellige steder i plasmaet fra centret og ud til kanten af de sidste lukkede magnetfeltlinjer. Derved kan man få informationer om den rumlige fordeling af fluktuationerne i plasmaet.

Referencer

1. L. Lading, M. Saffman, S. G. Hanson and R.V. Edwards, "A combined Doppler and time-of-flight laser anemometer for measurement of density fluctuations in plasmas", J. Atmos. and Terr. Phys. 58, 1013 (1996).
2. E. E. Salpeter, "Electron density fluctuations in a plasma", Phys. Rev. 120, 1528 (1960).
3. L.E. Drain, "The Laser Doppler Technique", (Wiley, 1980).
4. R. Slusher and C. M. Surko, "Study of density fluctuations in plasmas by small-angle CO₂-laser scattering", Phys. Fluids 23, 472 (1980).
5. L. Lading, "The time of flight laser anemometer", in Applications of non-intrusive instrumentation in fluid flow research, AGARDconferende proceedings 193, paper 23 (1976).
6. <http://fused.gat.com> , General Atomics (1996).



Mark Saffman



Winnie Svendsen