

Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy
im. Sylwestra Kaliskiego
ul. Hery 23
01-497 Warszawa
za pośrednictwem:
Rady Doskonałości Naukowej
pl. Defilad 1
00-901 Warszawa
(Pałac Kultury i Nauki, p. XXIV, pok. 2401)

Marcin Jakubowski
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
Wendelsteinstr. 1
17493 Greifswald

Wniosek

z dnia 30.08.2025

o przeprowadzenie postępowania w sprawie nadania stopnia doktora habilitowanego
w dziedzinie nauk ścisłych i przyrodniczych w dyscyplinie: nauki fizyczne.

Wnioskuje – na podstawie art. 221 ust. 10 ustawy z dnia 20 lipca 2018 r. Prawo o szkolnictwie wyższym i nauce – aby komisja habilitacyjna podejmowała uchwałę w sprawie nadania stopnia doktora habilitowanego w głosowaniu **/jawnym***¹

Zostałem poinformowany, że:

Administratorem w odniesieniu do danych osobowych pozyskanych w ramach postępowania w sprawie nadania stopnia doktora habilitowanego jest Przewodniczący Rady Doskonałości Naukowej z siedzibą w Warszawie (pl. Defilad 1, XXIV piętro, 00-901 Warszawa).

Kontakt za pośrednictwem e-mail: kancelaria@rdn.gov.pl, tel. 22 656 60 98 lub w siedzibie organu. Dane osobowe będą przetwarzane w oparciu o przesłankę wskazaną w art. 6 ust. 1 lit. c) Rozporządzenia UE 2016/679 z dnia 27 kwietnia 2016 r. w związku z art. 220 - 221 oraz art. 232 – 240 ustawy z dnia 20 lipca 2018 roku - Prawo o szkolnictwie wyższym i nauce, w celu przeprowadzenie postępowania o nadanie stopnia doktora habilitowanego oraz realizacji praw i obowiązków oraz środków odwoławczych przewidzianych w tym postępowaniu.

Szczegółowa informacja na temat przetwarzania danych osobowych w postępowaniu dostępna jest na stronie www.rdn.gov.pl/klauzula-informacyjna-rodo.html


(podpis wnioskodawcy)

Załączniki:

1. Dane wnioskodawcy
2. Autoreferat
3. Wykaz dorobku
4. Oświadczenia współautorów
5. Prośba o zwolnienie z opłaty za przewód
6. Dyplom uzyskania stopnia doktora wraz z tłumaczeniem

¹ * Niepotrzebne skreślić.

Wpływ trójwymiarowej struktury pola magnetycznego na transport w plazmie

Autoreferat

dr Marcin Jakubowski

1. Dane osobowe

Imię i Nazwisko: Marcin Jakubowski

ORCID: [0000-0002-6557-3497](https://orcid.org/0000-0002-6557-3497)

1.1. Stopnie naukowe

- 23 czerwiec 2004 - doktor nauk fizycznych, Ruhr-Universität-Bochum w Bochum (Niemcy). **Tytuł pracy:** „Magnetic field topology and heat flux patterns under the influence of the Dynamic Ergodic Divertor of the TEXTOR tokamak” **Promotor:** prof. dr hab. Robert Wolf
- 24 czerwiec 1999 - stopień magistra fizyki, Uniwersytet Opolski w Opolu. **Tytuł pracy:** „Badanie plazmy helowej i argonowej domieszkowanej dwutlenkiem węgla” **Promotor:** prof. dr hab. Józef Musielok

1.2. Zatrudnienie

- 2026 –** EUROfusion Project Leader Work Package Stellarator w Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Greifswald
- 2024 – 2025** EUROfusion Project Leader Work Package Wendelstein 7-X w Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Greifswald
- 2021 – 2023** prowadzenie grupy “Divertor Physics Scenarios” w Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Greifswald
- 2011 –** “lead physicist” w Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Greifswald
- 2007 – 2011** - “researcher” w Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Greifswald

2004 – 2007 - zatrudniony w ramach stażu podoktoranckiego jako część programu
badawczego Sonderforschungsbereich 591 w Forschungszentrum Jülich, Niemcy
2001 – 2004 - studia doktoranckie w Forschungszentrum Jülich, Jülich, Niemcy
1999 – 2001 - zatrudniony na etacie asystenta na Uniwersytecie Opolskim w Opolu

2. Omówienie osiągnięcia habilitacyjnego

Wskazanie osiągnięcia wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie nauki/sztuki (Dz. U. nr 65, poz. 595ze zm.):

2.1. Omówienie osiągnięcia zgłoszonego do postępowania habilitacyjnego

Tytuł osiągnięcia naukowego:

„Wpływ trójwymiarowej struktury pola magnetycznego na transport w plazmie”

oparty na jednotematycznym cyklu trzynastu publikacji:

H1. *Modelling of the magnetic field structures and first measurements of heat fluxes for TEXTOR-DED operation*

M.W. Jakubowski, S.S. Abdullaev, K.H.Finken and the TEXTOR Team

Nuclear Fusion **44** (2004) S11

H2. *Heat deposition patterns on the target plates of the dynamic ergodic divertor*

M.W. Jakubowski, S.S. Abdullaev, K.H. Finken, M. Lehnen and the TEXTOR team

Journal of Nuclear Materials **337-339** (2005) 176-180

H3. *Change of the Magnetic-Field Topology by an Ergodic Divertor and the Effect on the Plasma Structure and Transport*

M. W. Jakubowski, O. Schmitz, S. S. Abdullaev, S. Brezinsek, K. H. Finken, A. Krämer-Flecken, M. Lehnen, U. Samm, K. H. Spatschek, B. Unterberg, and R. C.

Wolf and the TEXTOR Team

Physical Review Letters **96** (2006) 035004

H4. *Observation of the heteroclinic tangles in the heat flux pattern of the ergodic divertor at TEXTOR*

M.W. Jakubowski, A. Wingen, S.S. Abdullaev, K.H. Finken, M. Lehnen, K.H. Spatschek, R.C. Wolf and The TEXTOR Team

Journal of Nuclear Materials **363–365** (2007) 371–376

H5. *Traces of stable and unstable manifolds in heat flux patterns*

A. Wingen, **M. Jakubowski**, K. H. Spatschek, S. S. Abdullaev, K. H. Finken, M. Lehnen and TEXTOR team

Physics of Plasmas **14**, 4 (2007) 042502

H6. *Influence of the Dynamic Ergodic Divertor on the heat deposition pattern in TEXTOR at different collisionalities*

M.W. Jakubowski, M. Lehnen, K.H. Finken, O. Schmitz, S.S. Abdullaev, B. Unterberg, R.C. Wolf and the TEXTOR team

Plasma Physics and Controlled Fusion **49** (2007) S109

H7. *Improved Confinement due to Open Ergodic Field Lines Imposed by the Dynamic Ergodic Divertor in TEXTOR*

K. H. Finken, S.S. Abdullaev, **M.W. Jakubowski**, M.F. de Bock, S. Bozhenkov, C. Busch, M. von Hellermann, R. Jaspers, Y. Kikuchi, A. Krämer-Flecken, M. Lehnen, D. Schega, O. Schmitz, K. H. Spatschek, B. Unterberg, A. Wingen, R. C. Wolf, and O. Zimmermann (the TEXTOR team)

Physical Review Letters **98** (2007) 065001

H8. *Identification and analysis of transport domains in the stochastic boundary of TEXTOR-DED for different mode spectra*

O. Schmitz, **M.W. Jakubowski**, H. Frerichs, D. Harting, M. Lehnen, B. Unterberg,

S.S. Abdullaev, S. Brezinsek, I. Classen, T. Evans, Y. Feng, K.H. Finken, M. Kantor, D. Reiter, U. Samm, B. Schweer, G. Sergienko, G.W. Spakman, M. Tokar, E. Uzel, R.C. Wolf and the TEXTOR Team
Nuclear Fusion **48** (2008) 024009

H9. *Overview of the results on divertor heat loads in RMP controlled H-mode plasmas on DIII-D*

M.W. Jakubowski, T.E. Evans, M.E. Fenstermacher, M. Groth, C.J. Lasnier, A.W. Leonard, O. Schmitz, J.G. Watkins, T. Eich, W. Fundamenski, R.A. Moyer, R.C. Wolf, L.B. Baylor, J.A. Boedo, K.H. Burrell, H. Frerichs, J.S. deGrassie, P. Gohil, I. Joseph, S. Mordijck, M. Lehnen, C.C. Petty, R.I. Pinsker, D. Reiter, T.L. Rhodes, U. Samm, M.J. Schaffer, P.B. Snyder, H. Stoschus, T. Osborne, B. Unterberg, E. Unterberg and W.P. West
Nuclear Fusion **49** (2009) 095013

H10. *Influence of the Resonant Magnetic Perturbation on the Plasma Boundary in DIII-D*

M.W. Jakubowski, T.E. Evans, M.E. Fenstermacher, C.J. Lasnier, O. Schmitz, R.C. Wolf, L.R. Baylor, K.H. Burrell, H. Frerichs, J.S. de Grassie, P. Gohil, S. Mordijck, R.A. Moyer, A.W. Leonard, D. Reiter, U. Samm, M.J. Schaffer, T.H. Osborne, E.A. Unterberg, J. G. Watkins
Contributions to Plasma Physics **50**, 8 (2010) 701-707

H11. *Toroidally resolved structure of divertor heat flux in RMP H-mode discharges on DIII-D*

M.W. Jakubowski, T.E. Evans, M.E. Fenstermacher, C.J. Lasnier, R.C. Wolf, L.R. Baylor, J.A. Boedo, K.H. Burrell, J.S. deGrassie, P. Gohil, S. Mordijck, R. Laengner, A.W. Leonard, R.A. Moyer, T.W. Petrie, C.C. Petty, R.I. Pinsker, T.L. Rhodes, M.J. Schaffer, O. Schmitz, P.B. Snyder, H. Stoschus, T.H. Osborne, D.M. Orlov, E.A. Unterberg, J.G. Watkins
Journal of Nuclear Materials **415**, 1 (2011) S901-S905

H12. *Influence of the resonant magnetic perturbations on transport in the Large Helical Device*

M.W. Jakubowski, P. Drewelow, S. Masuzaki, K. Tanaka, T.S. Pedersen, T. Akiyama, S. Bozhenkov, A. Dinklage, M. Kobayashi, Y. Narushima, S. Sakakibara, Y. Suzuki, R. Wolf, H. Yamada and the LHD Experimental Group
Nuclear Fusion **53** (2013) 113012

H13. *Overview of the results from divertor experiments with attached and detached plasmas at Wendelstein 7-X and their implications for steady-state operation*

M.W. Jakubowski, M. Endler, Y. Feng, et al.,
Nuclear Fusion **61** (2021) 106003

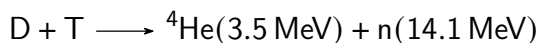
Większość wymienionych przeze mnie prac stanowiących podstawę do wszczęcia postępowania habilitacyjnego powstała we współpracy międzynarodowej i zrealizowana została na dużych urządzeniach badawczych.

Wykaz wszystkich opublikowanych prac naukowych, których jestem autorem lub współautorem oraz informacje o moich osiągnięciach dydaktycznych, współpracy naukowej i popularyzacji nauki znajdują się w Załączniku 4 do Wniosku.

2.2. Omówienie celu naukowego ww. prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich wykorzystania

2.2.1. Wstęp

Celem badań nad kontrolowaną syntezą termojądrową w plazmie utrzymywanej magnetycznie jest stworzenie alternatywnego do obecnych źródła energii. Wyzwania naukowe, jak i technologiczne w dalszym ciągu są ogromne, ale postęp który dokonał się w ostatnich latach pozwolił na skonstruowanie pierwszego eksperymentu, który uzyska dodatni bilans energetyczny. Tokamak ITER, który powstaje na południu Francji, ma wytworzyć do 500 MW mocy przy pomocy reakcji syntezy deuteru z trytem.



Plazma, w której centrum panują temperatury rzędu 10-15 keV jest utrzymywana przy pomocy pola magnetycznego, którego dwie główne składowe to: pole toroidalne i poloidalne (biegunowe). Pozwala to odizolować plazmę od ściany komory i stanowi ważny element zapewnienia optymalnego ciśnienia w centrum plazmy [5]. Obszar wyładowania potrzebuje też o wiele chłodniejszy obszar krawędziowy (gdzie panują temperatury rzędu 1-100 eV), który ma zapewnić bezpieczny i kontrolowany kontakt z elementami komory wewnętrznej. Krawędź plazmy ma za zadanie stworzenie optymalnych warunków do odprowadzenia w kontrolowany sposób z plazmy cząstek ${}^4\text{He}$ (po ich uprzednim stermalizowaniu), a także nadmiaru ciepła i cząstek, tak by zapewnić stabilne wyładowanie o optymalnych warunkach bez niszczenia elementów komory wewnętrznej. Zarówno w przypadku tokamaków jak i stellaratorów bardzo często używa się tzw. krawędzi stochastycznej, gdzie linie sił pola magnetycznego są odkształcane przy pomocy dodatkowych, zewnętrznych pól zakłócających. Badania nad właściwościami obszarów stochastycznych w plazmie i ich wpływu na transport należała w ostatnich dwóch dekadach do jednego z najbardziej żywotnych obszarów badań.

Struktura pola magnetycznego w tokamakach i stellaratorach

W wyładowaniach plazmowych utrzymywanych magnetycznie (np. tokamakach i stellaratorach) linie sił pola magnetycznego tworzą zamknięte, koncentryczne powierzchnie magnetyczne. Ze względów praktycznych identyfikuje się je przy pomocy tzw. strumienia toroidalnego $\psi = \psi(x, y, z)$, który równy jest strumieniowi pola magnetycznego płynącego przez powierzchnię, do której oś magnetyczna tej powierzchni jest prostopadła. Dla danej powierzchni $\psi = \psi_i$ linie sił pola magnetycznego jednoznacznie określają dwie współrzędne: kąt poloidalny ϑ i kąt toroidalny φ . Każdą z powierzchni magnetycznych można opisać przy pomocy tzw. *safety factor* - q

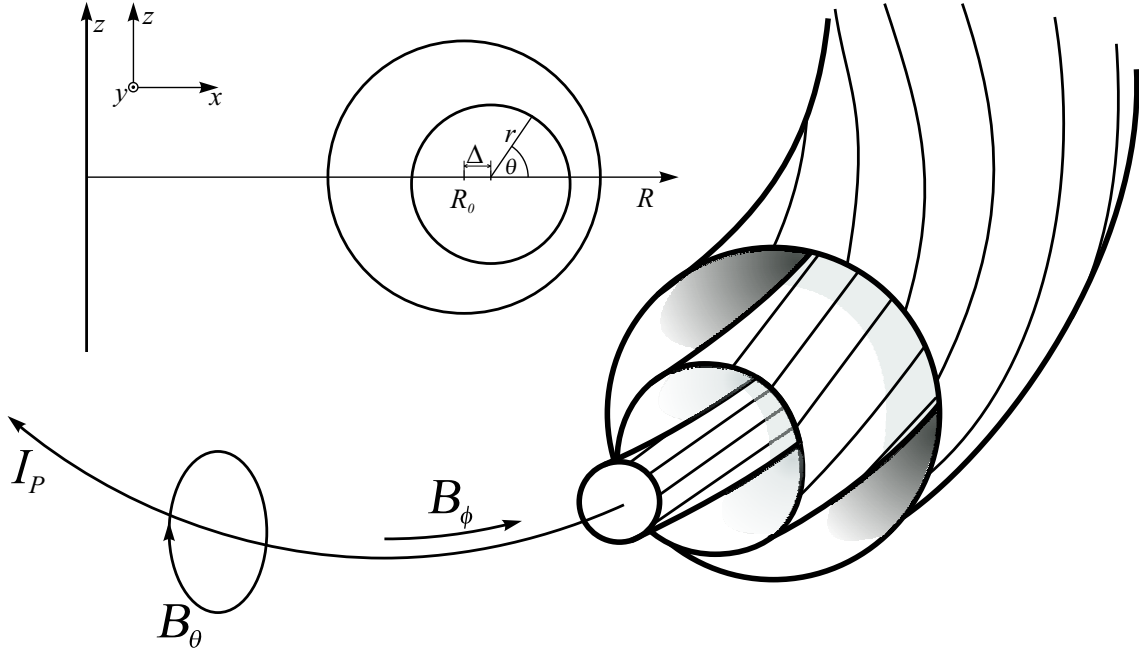
$$q = \frac{1}{2\pi} \oint_s \frac{1}{R} \frac{B_\varphi}{B_\vartheta} \quad (2.1)$$

której wartość równa jest całce zamkniętej po konturze poloidalnym danej powierzchni magnetycznej, R to promień osi powierzchni magnetycznej, B_φ - toroidalna składowa pola magnetycznego, a B_ϑ - jego składowa poloidalna. Współczynnik q określa też nachylenie linii sił pola magnetycznego na danej powierzchni, który można wyrazić jako stosunek zmiany składowej toroidalnej podczas zmiany składowej poloidalnej. W tokamakach dla typowych wyładowań współczynnik q przyjmuje minimum w pobliżu osi plazmy i monotonicznie rośnie ku krawędzi wyładowania do $q > 5$. W stellaratorach ze względów praktycznych używa się wielkości $\iota = 2\pi/q$. Dla stellaratora Wendelstein 7-X – w typowych wyładowaniach – ι przyjmuje wartości od około 0.9 w centrum do 1.0 na krawędzi plazmy.

Rozróżniamy dwie klasy powierzchni magnetycznych:

- nieskończenie wiele powierzchni o niewymiernym współczynniku q , gdzie linie sił pola szczelnie wypełniają powierzchnię magnetyczną.
- powierzchnie z $q = m/n$ przyjmującym wartości wymierne, gdzie m i n są liczbami całkowitymi. Trajektorie linii sił pola magnetycznego na takich powierzchniach są zamknięte, tzn. że linia sił pola po m poloidalnych (i n toroidalnych) okrążeniach wraca do punktu wyjścia.

Powierzchnie magnetyczne z współczynnikiem q o wartości wymiernej m/n są podatne na działanie nawet niewielkich pól zakłócających będących rezonansowymi do danej



Rysunek 2.1. Powierzchnie magnetyczne w tokamaku

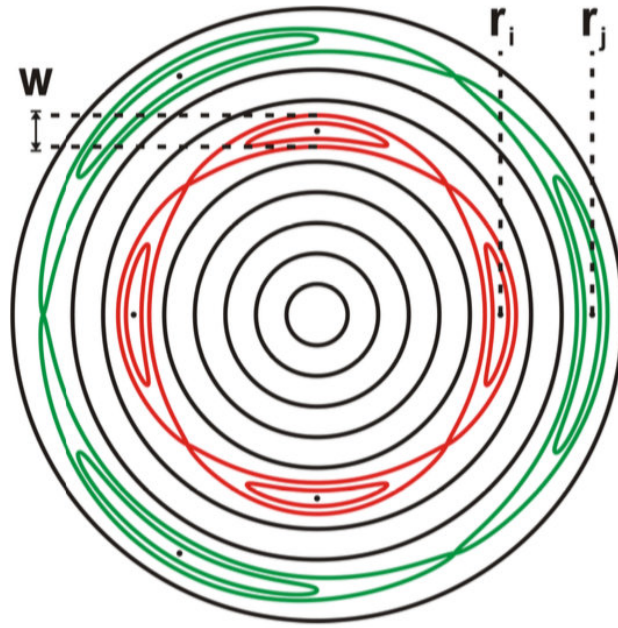
powierzchni magnetycznej. Dzieje się tak zwłaszcza gdy m i n są niewielkimi liczbami naturalnymi. Źródłem takich zakłóceń mogą być zewnętrzne pola magnetyczne [6], wynikające np. z niedokładności przy technicznej realizacji przewodników wytwarzających pole magnetyczne lub wewnętrzne niestabilności magneto hydrodynamiczne [23]. Dla danej powierzchni magnetycznej o $q = m/n$ tylko komponent z rezonansową liczbą modów $\delta b_{m,n}$ ma znaczenia przy rozważaniu zakłóceń. Gdy wartość $\delta b_{m,n}$ jest wystarczająco duża na tej powierzchni powstaje łańcuch tzw. magnetycznych wysp, czyli układu niewielkich, zagnieżdżonych koncentrycznie wokół eliptycznych punktów¹ na danej powierzchni magnetycznej. Na ilustracji 2.2 pokazane schematycznie są dwa łańcuchy wysp magnetycznych w przekroju poprzecznym torusa. Na powierzchni magnetycznej o promieniu r_i powstał łańcuch o $m = 4$, a na powierzchni o promieniu r_j łańcuch o $m = 3$,

¹ Zgodnie z twierdzeniem Poincaré - Birkhoffa [3] na powierzchni o $q = m/n$ można wyróżnić skończoną liczbę stabilnych (eliptycznych) i niestabilnych (hiperbolicznych) punktów. Linie sił pola magnetycznego w pobliżu punktów hiperbolicznych są bardzo podatne na nawet niewielkie zakłócenia [3]

gdzie m oznacza liczbę modów tworzących łańcuch wzdłuż kąta poloidalnego ϑ . Szerokość wyspy w w największym stopniu zależy od funkcją radialnego gradientu q i amplitudy pola zaburzającego $\delta b_{m,n}$ [6]:

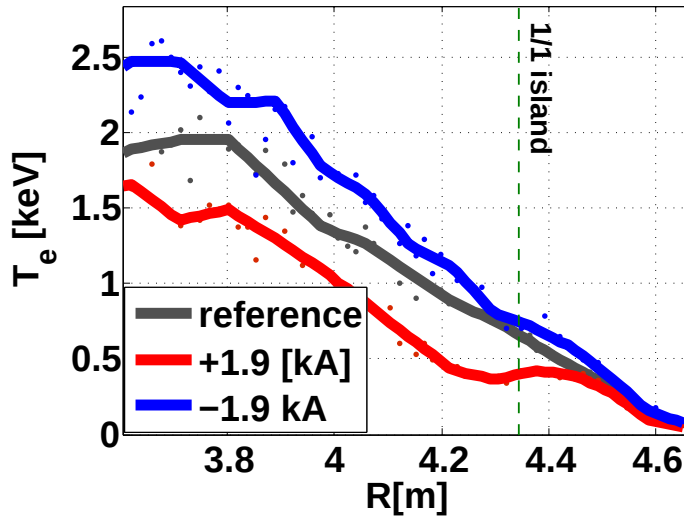
$$w = \sqrt{\frac{8qR_0}{k_\vartheta s} \frac{\delta b_{m,n}}{B_0}}, \quad (2.2)$$

gdzie $k_\vartheta = m/r$, $s = r/q \cdot dq/dr$, a B_0 oznacza pole magnetyczne na osi magnetycznej plazmy o promieniu R_0 względem środka torusa. Wyspy magnetyczne, gdy osiągną



Rysunek 2.2. Schemat wysp magnetycznych utworzonych na powierzchni magnetycznej o $m = 3$ zielone i $m = 4$ - czerwone.

rozmiary większe od tzw. szerokości krytycznej w_c [24], która zależy w dużym stopniu od ilorazu współczynników transportu: równoległego i prostopadłego do linii sił pola ($\chi_{||}/\chi_{\perp}$), mogą istotnie wpłynąć na transport ciepła i cząsteczek w plazmie. Takie eksperymenty przeprowadzono na heliotronie Large Helical Device (LHD) [H12], gdzie przy pomocy zewnętrznego, zakłócającego pola magnetycznego wzmacniano lub wygaszano istniejące wyspy magnetyczne.



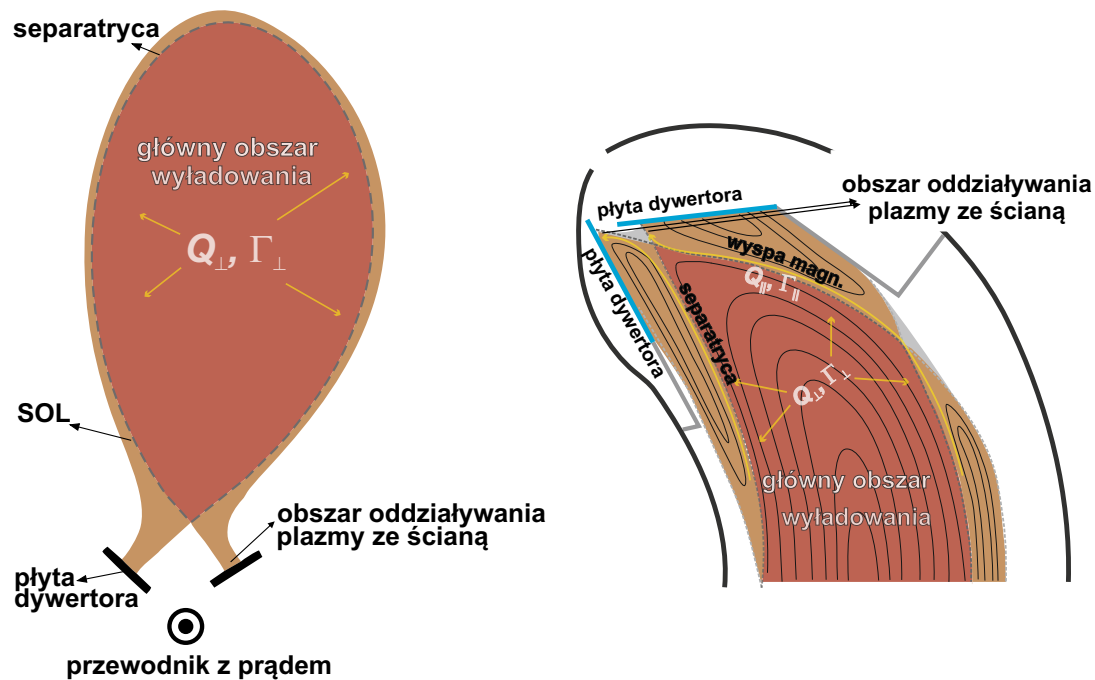
Rysunek 2.3. Radialne profile temperatury elektronowej zmierzone w heliotronie LHD (reprodukcja z [H12]) w wyładowaniach z wyspą magnetyczną $m/n = 1/1$ (niebieska krzywa) i bez wyspy magnetycznej (czarna i czerwona krzywa).

W zależności od amplitudy i fazy pola zakłócającego na powierzchni $\iota = 1/1$ może powstać wyspa, której rozmiar radialny może osiągnąć do 20% całkowitego promienia plazmy. W takich wypadkach profil temperatury elektronowej (czerwona krzywa na rysunku 2.3) ulega spłaszczeniu w miejscu gdzie powstała wyspa. Jest to wynik o wiele bardziej efektywnego transportu ciepła w poprzek wyspy spowodowany odkształceniem linii sił pola tworzących wyspę; transport wzdłuż linii sił pola na tym obszarze stanowi część składowej transportu radialnego. W takich wypadkach znaczącej zmianie ulegają też parametry plazmy: temperatura, gęstość i współczynnik utrzymania energii.

2.2.2. Dywertor

Warstwa krawędziowa plazmy, choć geometrycznie stanowi niewielką część całej objętości ma bardzo istotną rolę do spełnienia. ^4He po przekazaniu swojej energii kinetycznej plazmie (głównie poprzez zderzenia z elektronami) musi zostać jak najszybciej

usunięty z komory gdzie zachodzi wyładowanie, tak by nie zanieczyszczać obszaru gorącej plazmy a przez to nie prowadzić do obniżenia temperatury plazmy. Używa się do tego specjalnie przystosowanych elementów wewnętrznej ściany komory, w której zachodzi wyładowanie.



Rysunek 2.4. Schemat dywertora w tokamaku (lewo) i stellaratorze Wendelstein 7-X (prawo). Gorąca plazma z głównego obszaru wyładowania dostaje się poprzez transport poprzeczny na krawędź plazmy (SOL).

W tokamakach dodatkowy przewód z prądem umieszczony pod komorą wyładowania tokamaka odchyła trajektorie linii sił pola magnetycznego w warstwie krawędziowej plazmy. Pozwala to na utworzenie obszaru oddziaływania chłodniejszej plazmy ze ścianą, który jest odseparowany od obszaru gorącej plazmy. W tym celu, tak jak schematycznie jest to przedstawione na ilustracji 2.4 linie sił pola magnetycznego przecina się płytami tzw. dywertora (z ang. *divertor*). Schematyczne przedstawienie dywertorów w tokamakach i stellaratorach znajduje się na ilustracji 2.4). W plazmie z tzw. *poloidalnym dywertoem* można wyróżnić dwa topologicznie różne obszary: centralny, z zamkniętymi powierzchniami magnetycznymi i krawędź plazmy (SOL - z ang. *Scrape-Off Layer*)),

gdzie linie sił pola przecinają elementy dywertora. W stellaratorach, np. Wendelstein 7-X pole równowagowe ma strukturę trójwymiarową, dlatego dywertor tworzy się np. przy pomocy dodatkowych, rezonansowych komponentów pola magnetycznego. W przypadku Wendelsteina 7-X tzw. dywertor wyspowy tworzą duże magnetyczne wyspy utworzone na powierzchni rezonansowej blisko krawędzi plazmy.

Ciepło i cząstki, które dzięki transportowi poprzecznemu opuszczają obszar centralny, po przekroczeniu separatrycy znajdują się na krawędzi plazmy. Tutaj transport wzdłuż linii sił pola ($\dot{Q}_{||}, \Gamma_{||}$) sprawia, że większość ciepła i cząstek odkładana jest na stosunkowo niewielkim obszarze dywertora. Strumień ciepła na jego powierzchni może być wyrażony jako

$$\dot{Q}_{\text{div}} = \dot{Q}_{||} \cdot \sin \alpha \quad (2.3)$$

gdzie α to kąt nachylenia linii sił pola względem powierzchni dywertora. Jako, że stosunek $\dot{Q}_{||}/\dot{Q}_{\perp} \simeq 10^6$, to krawędź plazmy (SOL) w tokamakach ma grubość rzędu kilku do kilkunastu milimetrów [11]. Dla reaktorów opartych na koncepcji tokamaków $\dot{Q}_{||}$ może wynieść nawet 10 GW m^{-2} [12]. Dodatkowo, podczas operacji w tzw. trybie *H-mode*, gdzie dzięki obniżeniu współczynników transportu anomального na krawędzi powstaje tam obszar o wysokich gradientach temperatury i gęstości plazmy, przez co w centrum znacząco wzrasta współczynnik utrzymania plazmy [5], w plazmie brzegowej pojawiają się niestabilności krawędziowe (z ang. *Edge Localized Modes - ELMs*), które przekazują dywertorowi nawet kilkanaście razy na sekundę duże ilości energii [H9] w relatywnie krótkim czasie (100 – 300 μs).

Duża część mocy zmagazynowanej wewnątrz plazmy może być wypromieniowana w postaci fal elektromagnetycznych o różnych długościach fal. Pozostała część, dzięki transportowi opuszcza obszar centralny plazmy i musi być odprowadzona w kontrolowany sposób z komory wyładowania. W nowoczesnych reaktorach termojądrowych znaczne wydłużyły się czasy trwania wyładowań ($O(100 \text{ s})$) oraz ilość mocy zmagazynowanej w plazmie. Dlatego też jednym z istotniejszych zagadnień, które trzeba rozwiązać jest zapewnienie bezpiecznego dla wyładowania i komory oddziaływania plazmy ze ścianą [9] tak by nie uszkodzić dywertora i nie wprowadzać zanieczyszczeń do centrum wyładowania. Badania prowadzone są zarówno nad materiałami, jak i warstwą krawędziową plazmy.

Własności plazmy (np. gęstość lub jej temperatura) często w znacznym stopniu zależą od tego w jaki sposób zachodzi oddziaływanie plazmy ze ścianą.

Dywertor ergodyczny

Jednym z pomysłów, jak zmniejszyć strumień ciepła do dywertorów, były tzw. *dywertyory ergodyczne* [6], gdzie przy pomocy zewnętrznych cewek z prądem oddziałuje się na linie sił pola magnetycznego przy pomocy niewielkich, rezonansowych pól zakłócających. Gdy w tym obszarze istnieje więcej niż jedna powierzchnia z wymierną wartością współczynnika $q = m/n$ i promieniu $r_{m,n}$, która zostanie zakłócona przy pomocy pola $\delta b_{m,n}$ na tyle istotnie, że na tych powierzchniach powstaną wyspy magnetyczne o szerokości $w_{m,n}$, i ich szerokość jest na tyle duża, że spełniony jest tzw. warunek Chirikova:

$$\sigma_{\text{Chir}} = \frac{w_{m+1,n} + w_{m,n}}{r_{m+1,n} - r_{m,n}} > 1 \quad (2.4)$$

to w obszarze pomiędzy powierzchniami $r_{m,n}$ i $r_{m+1,n}$ powstanie tzw. obszar ergodyczny, w którym powierzchnie magnetyczne nie są już zamknięte, a linie sił pola wypełniają szczelnie ten obszar.

W przypadku dywertorów ergodycznych w tokamakach Tore Supra[6] i TEXTOR [H1] tzw. obszar stochastyczny tworzony był na krawędzi plazmy dzięki specjalnie przystosowanym cewkom umieszczonym poza komorą wewnętrzną ale blisko plazmy. W przypadku eksperymentu TEXTOR-DED było to 18 cewek chłodzonych wodą, które umieszczono tak by pole magnetyczne, które wytwarzają było rezonansowe z liniami sił pola magnetycznego na krawędzi plazmy. W każdej cewce mógł płynąć prąd o amplitudzie do 15 kA, który wytwarzał pole magnetyczne na powierzchni magnetycznej $q = 3$ o sile $\delta b_{m,n} \simeq 10^{-5}$ T. W pracy [H1] przedstawiłem obliczenia struktury pola magnetycznego w eksperymencie TEXTOR-DED przeprowadzone przy pomocy zestawu kodów numerycznych ATLAS. Stosunkowo prosta struktura pola zakłócającego pozwala opisać je analitycznie, przy pomocy formalizmu hamiltonowskiego. Kod stworzyłem na podstawie metody zaproponowanej w [7]. Metoda ta opiera się na potraktowaniu linii sił pola magnetycznego jako trajektorii układów hamiltonowskich. Hamiltonian jest sumą

pola równowagowego (H_0) i pola zakłócającego (H_1):

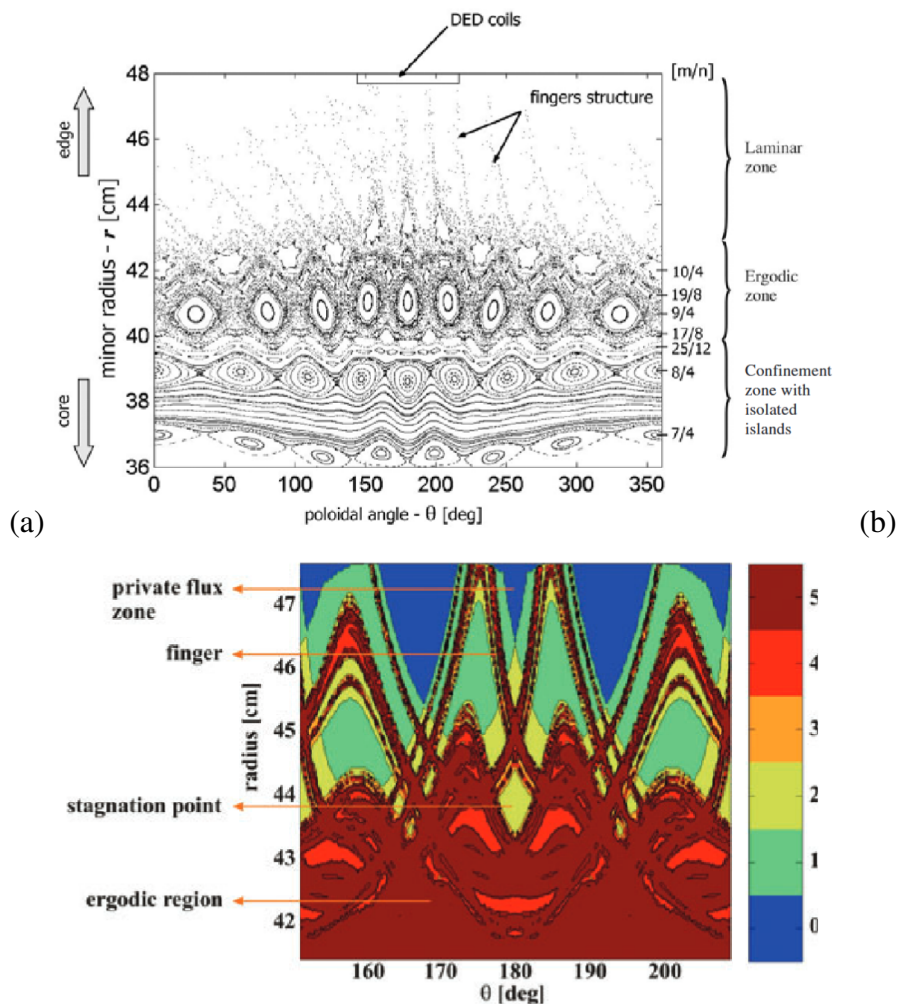
$$H(\psi, \vartheta, \varphi) = H_0(\psi) + \varepsilon H_1(\psi, \vartheta, \varphi) \quad (2.5)$$

Pole równowagowe jest osiowosymetryczne i zależy tylko od toroidalnej składowej strumienia pola magnetycznego (ψ), pole zakłócające można zapisać jako sumę szeregu Fouriera poszczególnych komponentów rezonansowych $h_{m,n}$:

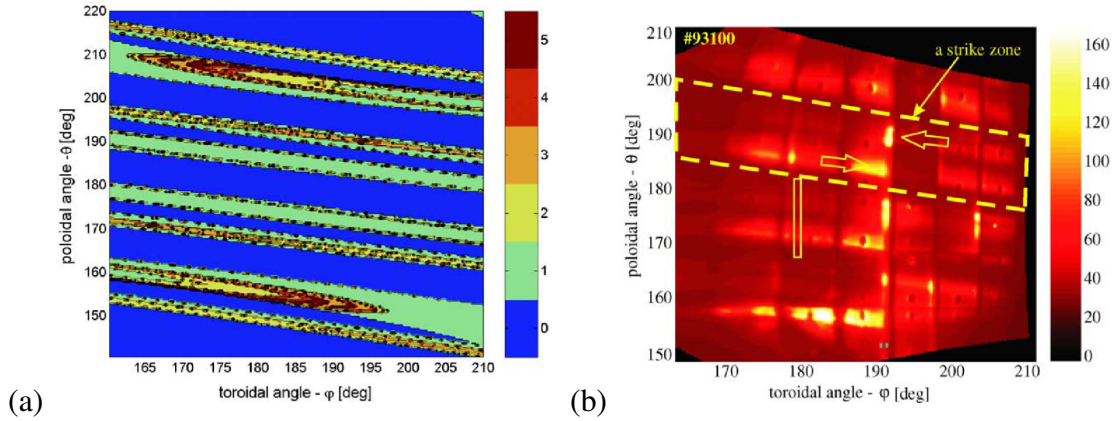
$$H_1(\psi, \vartheta, \phi) = \sum_{m,n} h_{m,n} \cos(m\vartheta - n\varphi) \quad (2.6)$$

Tak skonstruowany Hamiltonian można całkować przy pomocy tzw. integratorów symplektycznych. Metoda ta pozwala na znaczne przyspieszenie obliczania struktur pola magnetycznego obszarów stochastycznych. Typowe pole zakłócające składa się z kilku rezonansowych komponentów, np. $n = 4$, $10 < m < 14$ i oddziałuje na powierzchnie magnetyczne $2.5 < q < 3.5$ sprawiając, że na tych powierzchniach magnetycznych powstają wyspy magnetyczne wystarczająco duże by nakładać się na siebie. Na krawędzi powstaje wtedy otwarty obszar chaotyczny składający się z pozostałości po wyspach magnetycznych, obszarów ergodycznych, gdzie linie sił pola wypełniają ten obszar i tzw. obszar laminarny, w których pola zakłócające są na tyle silne, że linie pola magnetycznego zanim staną się ergodyczne przecinają ściany komory wewnętrznej. Dla cząstki, która podąża wzdłuż takiej linii sił pola magnetycznego miejsce przecięcia oznacza koniec możliwości dalszego podążania tą trajektorią. Obszary stochastyczne przedstawia się zwykle przy pomocy wykresów Poincaré'go.

Na wykresie 2.5 można wyróżnić typowe dla krawędzi stochastycznej struktury: pozostałości wysp magnetycznych, obszar ergodyczny i tzw. obszar laminarny, gdzie linie sił pola zachowują się dość regularnie. Na potrzeby analizy wpływu krawędzi stochastycznej na transport stworzyłem w kodzie ATLAS możliwość obliczania tzw. wykresów laminarnych (z ang. *laminar plots*), które przedstawiają na danej płaszczyźnie przecinającej obszar wyładowania informację o długości linii sił pola magnetycznego L_c pomiędzy dwoma najbliższymi punktami przecięcia z elementami wewnętrznej ściany komory. Przykład takiego wykresu przedstawiony jest na ilustracji 2.5(b). Z punktu widzenia transportu to



Rysunek 2.5. (a) Wykres Poincaré'go obliczony programem ATLAS dla krawędzi plazmy w eksperymencie TEXTOR-DED. Każdy punkt odpowiada przecięciu linii sił pola magnetycznego z płaszczyzną wykresu. (b) Wykres laminarny, który przedstawia odległość wzdłuż linii sił pola magnetycznego (L_c pomiędzy dwoma najbliższymi przecięciami z powierzchnią dywertora. Jednostka długości w tym wypadku to okrążenie toroidalne (np. $L_c = 2$ oznacza, że linia sił pola, której trajektorię całkuje się zaczynając od powierzchni dywertora po dwóch okrążeniach toroidalnych znów przetnie powierzchnię dywertora. [H1]



Rysunek 2.6. (a) Struktura pola magnetycznego na powierzchni dywerta. Kolory wyrażają długość linii sił pola w okrążeniach toroidalnych. (b) Rozkład temperatury na powierzchni dywerta. [H2]

ważna informacja, bo w najbardziej zewnętrznej warstwie plazmy powstają wiązki linii sił pola o bardzo zbliżonej długości i przez to tworzą kanały transportu plazmy. Struktura rozkładu ciepła na powierzchni dywerta ergodycznego odzwierciedla strukturę pola magnetycznego, a dokładnie linii sił pola magnetycznego przecinających powierzchnię dywerta. Zwykle, to na obszarach ergodycznych strumień ciepła ($\dot{Q}$) i cząstek (Γ) osiągają wartości maksymalne.

W pracach [H1, H3] porównałem wyliczone struktury pola magnetycznego z pomiarami termograficznymi rozkładów strumienia ciepła na powierzchni dywerta. Pomiary wykonałem przy pomocy kamery podczerwonej obserwującej powierzchnię dywerta dzięki układowi optycznemu. Aparatura diagnostyczna, którą zainstalowałem, mierzyła promieniowanie podczerwone, emitowane przez dywerta, o długościach fali pomiędzy 3 i 5 μm . Dzięki kalibracji, zgodnie z prawem Plancka, mogłem zmierzyć temperatury na powierzchni dywerta; a z przebiegów czasowych temperatur obliczyć strumień ciepła przekazywane przez plazmę. Wraz z kolegami z instytutu Forschungszentrum Jülich przeprowadziłem eksperymenty na tokamaku TEXTOR dla różnych parametrów plazmy i rozkładów pól zakłócających. Wyniki eksperymentów zaprezentowałem w pracach [H1, H2]. Pomiary zaprezentowane na ilustracji 2.6 przedstawiają wyniki uzyskane przeze mnie na drodze symulacji kodem ATLAS (a) i z eksperymentów (b), w których DED wytwarzało pole zakłócające o istotnych modach w zakresie $10/4 \leq m/n \leq 14/4$.

Takie pole powoduje, że powstają cztery pasy, gdzie linie sił pola pochodzące z obszaru stochastycznego przecinają płyty dywertora, co sprawia, że także wzdłuż czterech pasów odkładane jest ciepło [H1]. Jak pokazałem, w [H2], te struktury są bardzo czułe na parametry plazmy, które wpływają na pole równowagowe plazmy $H_0(\psi)$, a przez to i na strukturę obszaru stochastycznego. Kod ATLAS, którego trafność przewidywań została potwierdzona eksperymentalnie, był powszechnie używany w ramach badań eksperymentalnych na tokamaku TEXTOR-DED do wyznaczania struktury pola w obszarach ergodycznym i laminarnym.

W artykułach [H3, H8] wraz z kolegami z Forschungszentrum Jülich przeprowadziliśmy analizę eksperymentalną i numeryczną na tokamaku TEXTOR-DED, wpływu rezonansowych pól zakłócających na transport w plazmie krawędziowej. Wyniki tych artykułów miały kluczowe znaczenie dla badań nad stochastyczną krawędzią plazmy i były użyte do badań na innych eksperymentach w plazmach utrzymywanych magnetycznie. W pracy [H3] przeprowadziłem kilka eksperymentów, by pokazać, że parametry plazmy krawędziowej są w dużym stopniu zdefiniowane przez topologię zaburzonego pola magnetycznego. Zmiany w rozkładach przestrzennych temperatury i gęstości można wyjaśnić znając strukturę obszaru stochastycznego; tj. struktury ergodyczne są istotnym czynnikiem wpływającym na właściwości plazmy na krawędzi. Pomiary przy pomocy spektroskopii emisji wiązki atomowej² pokazały, że zróżnicowana struktura pola magnetycznego wprowadza modulację zarówno temperatury elektronowej (T_e), jak i gęstości elektronowej (n_e), które mają inne wartości w obszarach laminarnych i ergodycznych. W obszarach, dla których długość linii sił pola magnetycznego wynosi $L_c \approx 1$ okrążeń poloidalnych zarówno n_e jak i T_e osiągają minimum. Wynika to z faktu, że linie sił pola przecinają płyty dywertora, co tworzy bardzo wydajny kanał transportu dla cząstek i energii cieplnej, dzięki któremu są odprowadzane do dywertora. W pracy [H8] przeprowadziliśmy dogłębną analizę zmian w transporcie energii i ciepła zarówno eksperymentalnie, jak i numerycznie. Badania przeprowadzono dla pól zakłócających o

² Spektroskopia emisji wiązki atomowej polega na wstrzykiwaniu do plazmy dobrze skolimowanej wiązki atomowej, np. helowej i obserwowaniu emisji określonych linii widmowych. Emisje linii He są ekstrahowane przy pomocy filtrów interferencyjnych o szerokości spektralnej $\lambda = 1,5$ nm. Analiza linii widmowej $\lambda = 667,8$ nm pozwala na określenie gęstości elektronowej plazmy (n_e), a analiza trypletu $\lambda = 728,1$ nm umożliwia wyznaczenie temperatury elektronowej (T_e) plazmy krawędziowej. [26]

bazowym modzie pola zakłócającego $m/n = 12/4$ i $m/n = 6/2$. Różnica w wartości n sprawia, że pole zakłócające wnika na różną głębokość w plazmę. Szybkość zaniku pola zakłócającego wraz z odległością od cewek zakłócających r skaluje się z $1/r^{n+1}$.

W celu dokładniejszego rozróżnienia obszarów o różnych właściwościach linii sił pola obliczyłem dla badanych warunków tzw. długość Kolmogorowa:

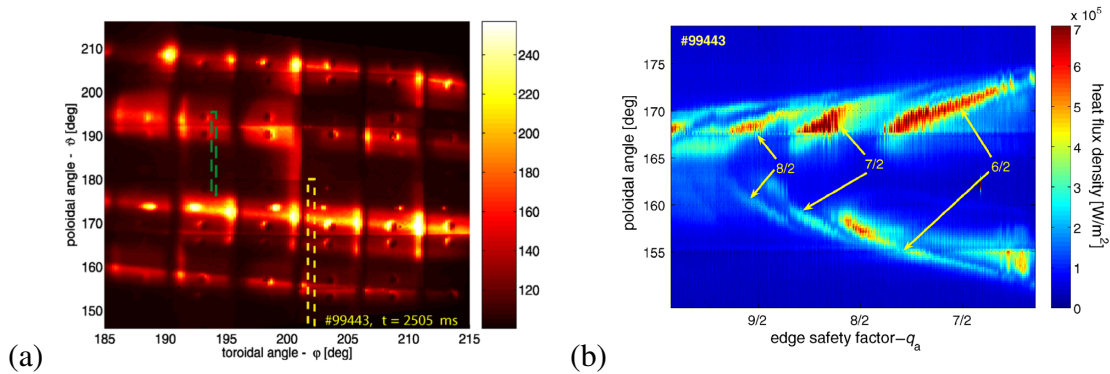
$$L_k = \pi q R_0 \left(\frac{2}{\pi \sigma_{\text{Chir}}} \right)^{-4/3}, \quad (2.7)$$

która jest miarą wykładniczej separacji linii sił pola magnetycznego, czyli de facto dekorelacji ich trajektorii wraz z rosnącą odległością od współrzędnych początkowych.

W pracy udało się zidentyfikować dwie poloidalnie sąsiadujące domeny o różnych właściwości transportu plazmy:

- Obszary laminarne ($L_c < L_k$) - domena analogiczna do *scrape-off layer* znanego z eksperymentów ze zwykłymi dywertorami - jest utworzona przez linie pola o krótkich L_c , a zatem dominuje tu transport równoległy do linii sił pola ($\dot{Q}_{||}$, $\Gamma_{||}$).
- Obszary ergodyczne ($L_c > L_k$) - Wiązki linii o krótkim L_c są osadzone w domenie ergodycznej o długim L_c . Tutaj transport ma charakter dyfuzyjny i radialny transport cząstek na zewnątrz plazmy jest wzmocniony. Pozwoliło mi to obliczyć współczynnik dyfuzji linii sił pola (D_{fl}). Porównanie wyników obliczeń dla pól zakłócających o głównym modzie ($12/4$, $D_{fl} = 2.5 \times 10^6$ m) z polem o głównym modzie ($6/2$, $D_{fl} = 7 \times 10^6$ m) pokazało, że pole zakłócające $6/2$ wytwarza obszar ergodyczny o większym zakresie radialnym i dwa razy wyższym współczynniku dyfuzji.

Następnie przedyskutowane zostało wyniki eksperymentów, w których badano identyczne wyładowania, o różnych kierunkach pola toroidalnego (B_φ) i prądu plazmy (I_p). Taka zmiana wartości pozwala uzyskać odbicie lustrzane struktur w plazmie brzegowej względem równikowej płaszczyzny plazmy, a dzięki temu na pomiar gęstości i temperatury w plazmie brzegowej przy pomocy spektroskopii wiązki helowej w obszarze laminarnym (B_φ^- , I_p^-) i ergodycznym (B_φ^+ , I_p^+). Takie porównania przeprowadzono dla konfiguracji $12/4$ i $6/2$ prądu w cewkach DED. Analiza danych pokazała ponownie duży wpływ topologii pola magnetycznego na wartości n_e , T_e i ich gradientów. Zwłaszcza gęstość elektronowa plazmy pokazuje znaczącą zmianę gradientów na granicy pomiędzy obszarami ergodycznym i



Rysunek 2.7. (a) Obraz z kamery podczerwonej pokazującej rozkład temperatury (skala jest w stopniach Celsjusza) na powierzchni dywerta podczas wyładowania z modem podstawowym DED 6/2. (b) Profil strumienia ciepła zmierzony na obszarze oznaczonym żółtym prostokątem w (a).

laminarnym. Podobną analizę przeprowadzono też dla pomiarów n_e i T_e przeprowadzonych przy pomocy rozpraszania Thomsona³[27]. Wyniki były analogiczne do tych otrzymanych ze spektroskopii wiązki helowej. Następnie przeprowadzono modelowanie plazmy brzegowej z wykorzystaniem kodu EMC3-Eirene [19], który umożliwia uwzględnienie trójwymiarowej struktury pola magnetycznego oraz obliczenie rozkładów gęstości i temperatury plazmy brzegowej, a także strumieni cząstek i ciepła docierającego do dywerta. Analiza została przeprowadzona dla warunków odpowiadających eksperymentom omówionym powyżej. Otrzymane wyniki wykazały zgodność z obserwacjami eksperymentalnymi — zarówno transport ciepła, jak i cząstek jest silnie zależny od struktury pola magnetycznego. Zauważalne modulacje gęstości i temperatury elektronów pokrywają się z lokalizacją obszarów laminarnych i ergodycznych. Porównanie ze zmierzonymi wartościami n_e , T_e , Γ_{div} , $\dot{Q}_{div}$ pokazały dużą zgodność modelowania i danych pomiarowych.

W pracach [H4, H5] wraz z kolegami z Uniwersytetu w Düsseldorfie i Forschungszentrum Jülich przeprowadziliśmy serię eksperymentów na tokamaku TEXTOR-DED oraz analizę numeryczną, które badały powstawanie stabilnych i niestabilnych rozmaitości (z ang. *stable and unstable manifolds*) wokół punktów stałych w chaotycznym obszarze na

³ Pomiary temperatury elektronowej przy pomocy tzw. rozpraszania Thomsona (z ang. Thomson scattering) polega na pomiarze światła laserowego rozpraszanego na elektronach znajdujących się w plazmie. Zmierzona wartość przesunięcia dopplerowskiego pozwala na pomiar temperatury elektronów.

krawędzi plazmy [3]. W tym celu wykonaliśmy serię eksperymentów, w których zmiana prądu plazmy powodowała przesunięcie (zgodnie z równaniem 2.2.1) rezonansowych powierzchni magnetycznych ($q_{m,n}$) względem powierzchni dywertora, dla dwóch konfiguracji DED: 6/2 oraz 12/4. Pozwoliło to uzyskać różne wartości q na krawędzi plazmy (q_a), a przez to zmienić pozycję wysp magnetycznych (np. $m/n = 6/2, 7/2, 8/2$), w trakcie jednego wyładowania. Przeprowadzona przeze mnie analiza termograficzna strumienia ciepła na dywertorze pokazała, że ciepło transportowane jest przez obszar stochastyczny kanałami, które są w dużym stopniu zależne od położenia wysp magnetycznych. Na ilustracji 2.7(b) przedstawiono zmiany strumienia ciepła mierzonego wzdłuż żółtego prostokąta zaznaczonego na ilustracji 2.7(a). Zmiany w czasie (oś rzędnych) przeliczyłem na wartość q_a . Widać, że każda z powierzchni rezonansowych tworzy podstrukturę w rozkładzie ciepła na dywertorze (np. struktura oznaczona 8/2 znika z powierzchni dywertora dla $q_a < 8/2$). Analiza matematyczna stabilnych i niestabilnych rozmaitości wykonana została w [H5] dzięki tzw. mapowaniu trajektorii linii sił pola poprzez transformacje kanoniczne wykorzystujące zależne od czasu teorie zakłóceń. Linia pola w pobliżu hiperbolicznego punktu stałego podąża po orbicie hiperbolicznej z dala od tego punktu. Tak powstają struktury w obszarze chaotycznym, które łączą obszary w pobliżu powierzchni rezonansowych z powierzchnią dywertora. Linie sił pola tworzą symplektyczne struktury, które służą jako kanały do transportu ciepła z krawędzi plazmy do dywertora.

Dzięki metodzie rozwiniętej w pracach [H4, H5] możliwy jest pośredni pomiar minimalnego radialnego zasięgu obszaru chaotycznego w plazmie⁴. Był to jeden z pierwszych eksperymentalnych wyników potwierdzających obecność obszaru chaotycznego na krawędzi tokamaka.

Ponadto, wyniki prac [H4, H5] pozwoliły wyjaśnić mechanizm obserwowanego wzrostu współczynnika utrzymania plazmy τ_p w eksperymentach prowadzonych na TEXTOR-DED. Rezultaty tej analizy zostały zaprezentowane w pracy [29], gdzie

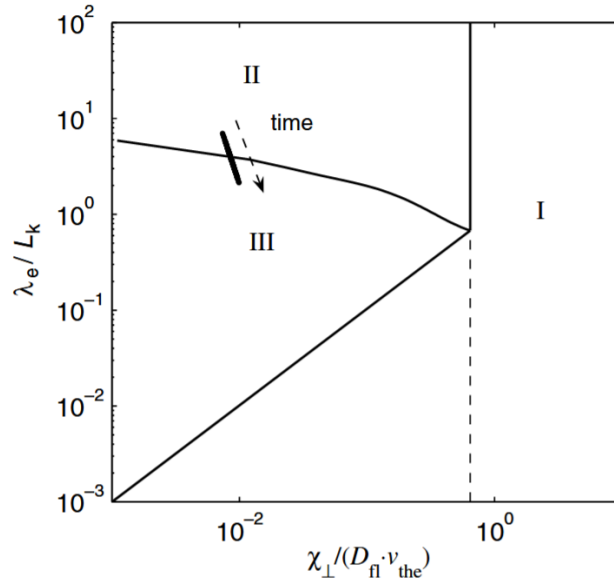
⁴ Minimalny radialny zasięg obszaru chaotycznego wyznacza rezonansowa powierzchnia magnetyczna, która odpowiada za powstawanie podstruktur w rozkładzie strumienia ciepła na dywertorze. Na przykład na ilustracji 2.7(b), dla zakresu wartości q_a , w którym na powierzchni dywertora obserwujemy strukturę związaną z powierzchnią 7/2, głębokość obszaru stochastycznego sięga co najmniej do powierzchni $q = 7/2$.

wspólnie z kolegami z Forschungszentrum Jülich przeanalizowaliśmy dane z wyładowań w urządzeniu TEXTOR-DED.

W eksperymentach, w których prąd plazmy zmieniał się monotonicznie w czasie, zaobserwowano, że dla niektórych przedziałów wartości I_p współczynnik utrzymania cząstek τ_p wzrastał, prowadząc do wypiętrzania się profili gęstości plazmy. Podobne zachowanie zaobserwowaliśmy w eksperymentach, w których stopniowo zwiększano prąd w cewkach DED (I_{DED}) od 0 kA do 6,5 kA w czasie trwania wyładowania (ok. 800 ms). Wzrost I_{DED} powodował zwiększenie amplitudy pola zakłócającego, co prowadziło do silniejszej ergodyzacji pola magnetycznego na krawędzi plazmy.

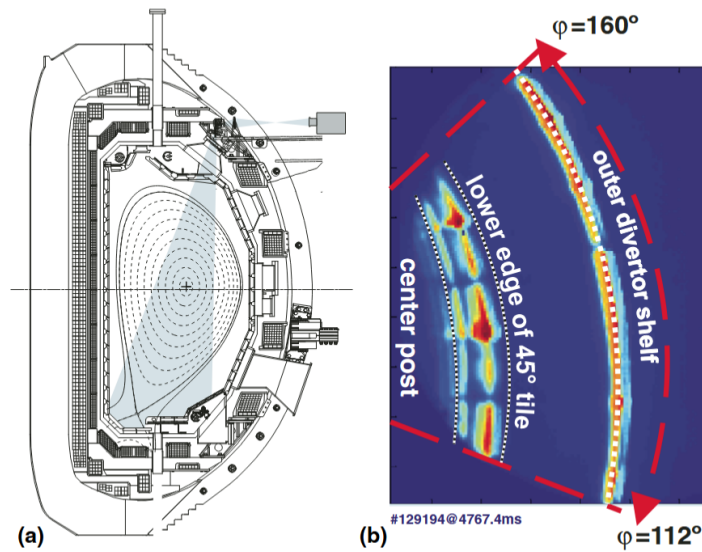
Każdorazowy wzrost τ_p był skorelowany z pojawieniem się nowych struktur w rozkładzie strumienia ciepła na dywertorze, a tym samym ze zwiększeniem zasięgu obszaru stochastycznego. Analiza zmian radialnych profili gęstości plazmy n_e , zmierzonych za pomocą rozpraszania Thomsona, wykazała, że współczynnik dyfuzji cząstek w pobliżu rezonansowej powierzchni ograniczającej obszar chaotyczny od strony wnętrza plazmy ulega obniżeniu. Na tej powierzchni tworzy się tzw. bariera transportowa, która skutkuje poprawą współczynnika utrzymania τ_p .

W pracy [H6] zbadałem wpływ warunków panujących w plazmie brzegowej (a zwłaszcza kolizyjności cząstek) w tokamaku TEXTOR-DED na transport ciepła $\dot{Q}$ w obszarze stochastycznym. W tym celu, wraz z kolegami z Forschungszentrum Jülich, przeprowadziłem serię eksperymentów, w których zmieniana była gęstość plazmy przy ustalonych innych parametrach takich jak I_p , I_{DED} . Następnie policzyłem wartość dwóch wielkości: λ_e/L_k - parametr określający wydajność transportu wzdłuż linii sił pola magnetycznego oraz $\chi_\perp/D_{fl}v_{the}$ - parametr określający wydajność transportu w poprzek linii sił pola magnetycznego, gdzie λ_e to średnia odległość pomiędzy zderzeniami z elektronami w plazmie, L_k - długość Kolmogorowa, $\chi_\perp$ - współczynnik transportu ciepła prostopadle do linii sił pola magnetycznego, D_{fl} - współczynnik dyfuzji linii sił pola, v_{the} - termalna prędkość elektronowa. Te parametry pozwoliły mi przeanalizować transport ciepła ze względu na kolizyjność plazmy [6]. Podczas zmiany gęstości plazmy rosła częstość zderzeń elektronów w obszarze stochastycznym, przez co zmienił się charakter transportu z bezkolizyjnego na kolizyjny. W drugiej części artykułu pokazałem, że



Rysunek 2.8. Trzy domeny transportu energii w obszarze stochastycznym. Pogrubiona krzywa przedstawia zmiany parametrów w czasie dla badanego wyładowania. Zmiana gęstości plazmy pozwala nam zmienić transport w domenie ergodycznej z bezkolizyjnego (region II) na kolizyjny (region III). [H6]

strumienie ciepła, które są transportowane wzdłuż linii sił pola o charakterze ergodycznym ($L_c \gg L_k$) sięgających głębiej w obszar stochastyczny w warunkach kolizyjnego transportu (region III na ilustracji 2.8) przenoszą do dwóch razy mniej ciepła w porównaniu do warunków bezkolizyjnego transportu (region II na ilustracji 2.8). W dalszej części pracy przeanalizowałem wpływ radialnej penetracji linii sił pola magnetycznego w głąb obszaru stochastycznego na transport ciepła. W tym celu kodem ATLAS przeprowadziłem analizę numeryczną zasięgu radialnego w głąb plazmy linii sił pola tworzące obszar kontaktu plazmy z powierzchnią dywertora. Tylko linie sił pola, które wnikają wystarczająco głęboko w obszar plazmy (o wyższej temperaturze elektronowej) na odległości rzędu L_k transportują ciepło do dywertora także podczas fazy wyładowania o wyższej kolizyjności elektronowej. Transport równoległy $\dot{Q}_{||}$ jest bardziej wydajny, gdy cząstki (elektrony) mają większą prędkość termalną.



Rysunek 2.9. (a) Schemat diagnostyki termowizyjnej, którą zainstalowałem na tokamaku DIII-D. Głównym elementem pomiarowym była szybka kamera podczerwona SBFP-125, która dzięki zestawowi elementów optycznych obserwowała powierzchnię dywertora w tokamaku DIII-D. (b) Obraz prezentujący strukturę rozkładu temperatury na dywertorze podczas jednego z ELM. Pomiędzy wykropkowanymi liniami widać strukturę linii styku plazmy z dywertorem. (Reprodukcja z [H9])

2.2.3. Wpływ zewnętrznych pól zakłócających na niestabilności krawędziowe plazmy

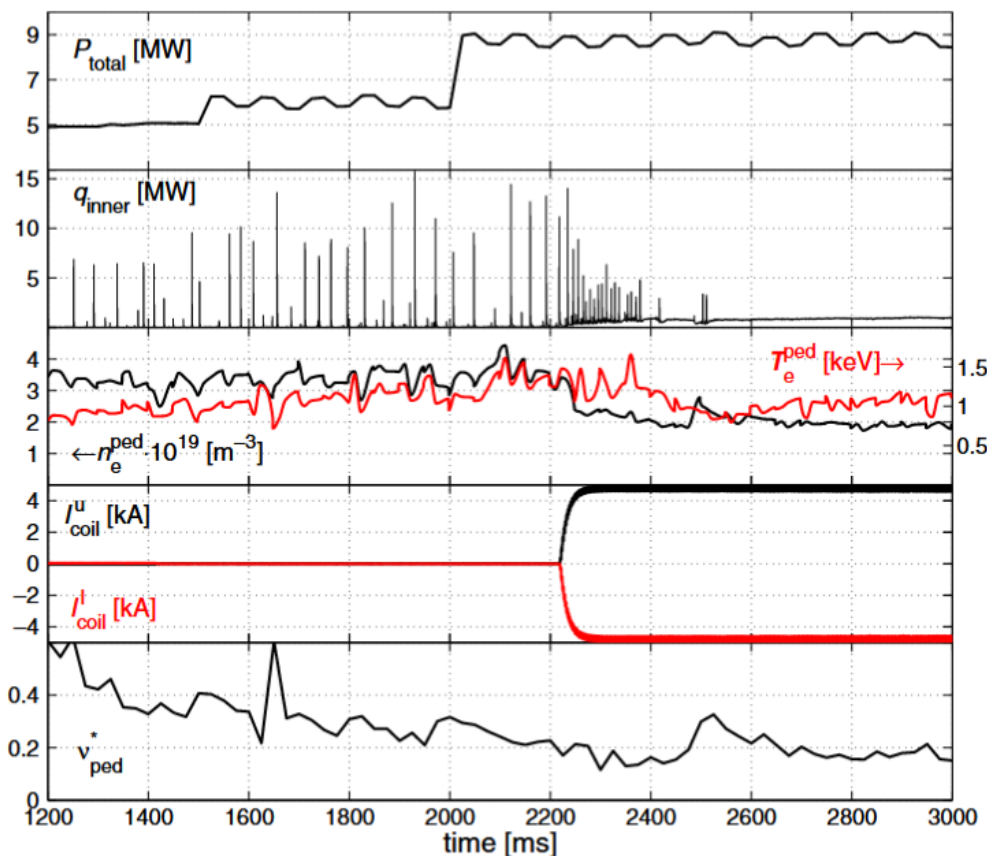
Tokamaki i stellaratory mogą pracować w trybie wysokiego utrzymania energii (z ang. *high-confinement mode* albo H-mode). Plazma przechodzi w ten tryb, gdy na krawędzi powstaje bariera transportu, dzięki której lokalne gradienty ciśnienia plazmy znacząco rosną. Podczas trybu H dochodzi do periodycznych relaksacji bariery transportu, w trakcie których wyrzucane są na zewnątrz cząstki i energia [17]. Zjawisko to zwane modem zlokalizowanym na krawędzi (z ang. *Edge Localized Mode* - ELM) powoduje duże obciążenia termiczne dywertora [H9] i ściany komory wewnętrznej [31]. Obliczenia dla reaktora ITER pokazują, że elementy wewnętrzne ściany szybko uległyby zniszczeniu [20, 21], gdyby wyładowania odbywały się w trybie H bez żadnego mechanizmu, który wyeliminowałby albo zmniejszyła amplitudę relaksacji bariery transportu.

Na tokamaku DIII-D odkryto, że niewielkie rezonansowe pola zakłócające z toroidalnym modem bazowym $n = 3$ (z ang. *Resonant Magnetic Perturbations*)

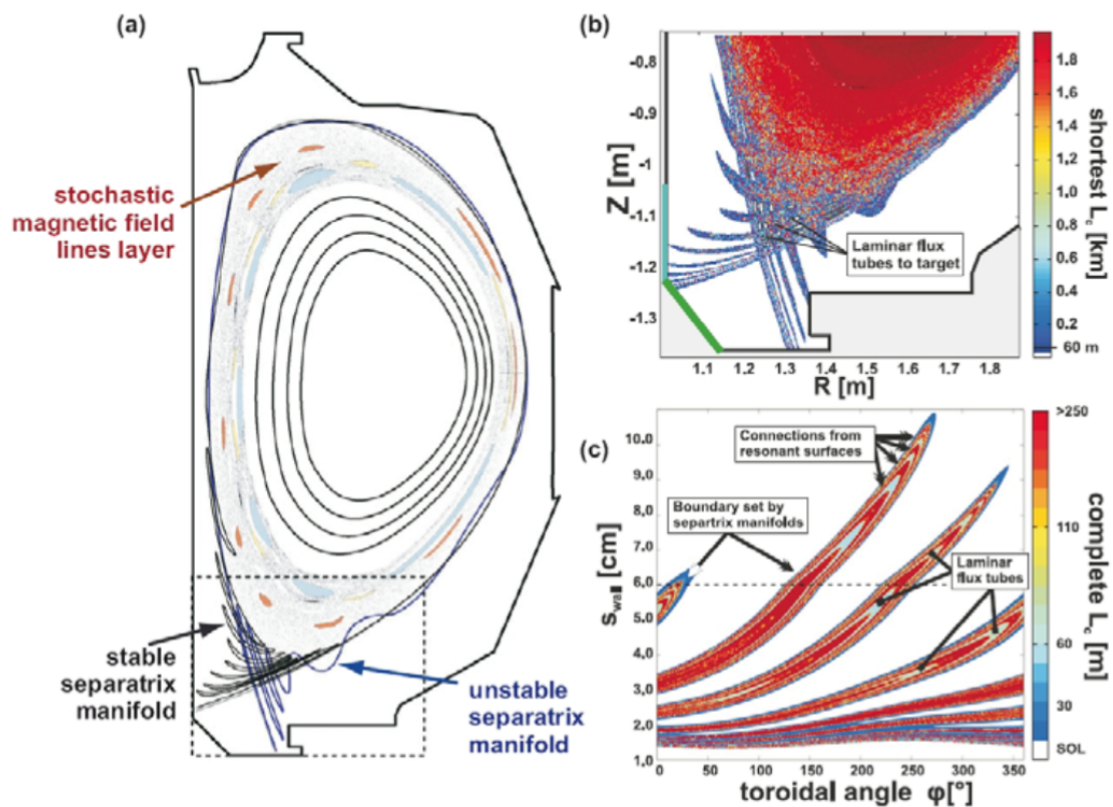
umożliwiają redukcję albo całkowitą eliminację modów krawędziowych pierwszego rodzaju (z ang. Type-I ELMs) [30]. Wyniki działania pól zakłócających zależą m.in. od współczynnika kolizyjności w plazmie brzegowej, ale przede wszystkim od wartości współczynnika $q_{95} = q(\psi_{95})$ (q zdefiniowane jest w 2.2.1), który to definiuje położenie rezonansowych powierzchni magnetycznych w plazmie. Ten istotny wynik sprawił, że większość tokamaków rozpoczęła badania nad wpływem zewnętrznych pól zakłócających na plazmę w trybie H oraz nad możliwością eliminacji niestabilności krawędziowych poprzez instalację lub wykorzystanie istniejących cewek magnetycznych do generowania takich pól. Również w ITER przewidziano pracę z dedykowanymi cewkami magnetycznymi zaprojektowanymi specjalnie w tym celu.

Podczas działania pól zakłócających zaobserwowano, że punkt styku plazmy z dywertorem (z angl. *strike-line*) ulega rozszczepieniu. Na ilustracji 2.9(b) pomiędzy dwoma wykropkowanymi liniami można zauważyć, że zamiast jednej toroidalnie symetrycznej linii kontaktu plazmy ze ścianą, widać dwie, przy czym druga (bardziej wewnętrzna) jest słabsza od pierwszej. W pracach [H9], [H10] i [H11] zająłem się wpływem pól zakłócających na strukturę rozkładu ciepła odkładanego na dywertorze w tokamaku DIII-D oraz na wpływie tychże pól na niestabilności krawędziowe pierwszego rodzaju. W tym celu wraz z kolegami z General Atomics i Forschungszentrum Jülich zainstalowałem na tokamaku [H9] nową diagnostykę termograficzną (schemat przedstawiony jest na ilustracji 2.9a), która obserwowała dywertor przez układ optyczny i mierzyła zmiany w temperaturze na jego powierzchni. Trzeba nadmienić, że była to jedna z pierwszych diagnostyk w tokamakach, która umożliwiała pomiary zmiany temperatury z częstotliwością odświeżania nawet 13 kHz, co umożliwiło na pomiary dynamicznych zmian temperatury podczas uderzania ELM w dywertor.

W pracy [H9] wraz z kolegami pracującymi na eksperymencie DIII-D przeprowadziłem serię eksperymentów, w których plazmy miały zbliżony kształt i kolizyjność krawędziową do tych spodziewanych w tokamaku ITER. Typowy przebieg wyładowania jest przedstawiony na ilustracji 2.10. W pierwszej części plazma operuje w trybie wysokiego utrzymania energii (H-mode), bez dodatkowych pól zakłócających. Na dywertorze pojawiają się duże uderzenia ciepła spowodowane przez cykliczne niestabilności typu ELM. Od ok. 2200 ms



Rysunek 2.10. Przebieg czasowy wyładowania #129197 na tokamaku DIII-D. Od góry do dołu przedstawione są następujące sygnały zmierzone w trakcie wyładowania: całkowita moc grzania plazmy, maksymalny strumień ciepła do wewnętrznej części dywertora, gęstość i temperatura elektronowa plazmy w pobliżu krawędzi, prąd w cewkach wytwarzających pola zakłócające i kolizyjność na krawędzi plazmy.



Rysunek 2.11. (a) Ilustracja krawędzi plazmy w tokamaku DIII-D z polem magnetycznym zakłóconym dodatkowym rezonansowym polem magnetycznym (z ang. RMP), pokazująca poloidalny przekrój plazmy wraz z trajektoriami stabilnych (czarna krzywa) i niestabilnych (niebieska krzywa) (z ang. stable and unstable manifolds) (b-c) Struktura pola magnetycznego pod wpływem RMP (kolory oznaczają różną długość linii sił pola magnetycznego). Wykres (b) przedstawia wykres w płaszczyźnie (R, Z) , wykres (c) na powierzchni dywertora.[H10]

włączone jest rezonansowe pole zakłócające, które najpierw znacząco redukuje rozmiar ELMów, a później całkowicie eliminuje je z wyładowania.

W pierwszej części artykułu przeanalizowałem dynamiczne zmiany strumienia ciepła do dywertora podczas ELM. Pokazałem, że podczas wyładowania ELM można wyróżnić kilka struktur na dywercorze (ilustracja 5 w [H9]), które mogą zmienić położenie w trakcie trwania niestabilności. Ilość struktur i obszar dywercora, na którym odkładane jest ciepło, zależy od rozmiaru tegoż wyrażonego jako całkowitą energię zdeponowaną podczas jednego zdarzenia (E_{dep}). Istotnym wynikiem tej analizy była obserwacja, iż obszar na którym odkładane jest ciepło (w_f) zależy liniowo od E_{dep} .

W drugiej części artykułu zbadałem wpływ rezonansowych pól zakłócających na niestabilności ELM. W każdym z badanych wyładowań zauważyłem, że przez około dwieście milisekund niestabilności ELM pozostają widoczne, ale mają inny charakter. Są mniejsze - maksymalna wartość q_{inner} stanowi raptem 30% wartości dla niestabilności bez włączonych pól zakłócających. By zbadać wpływ RMP na strukturę ciepła odkładanego na dywercorze przez ELM zanalizowałem numerycznie przy pomocy kodu TRIP3D [30] długość linii sił pola magnetycznego, których początek znajdował się na powierzchni dywercora. Wynik zaprezentowany jest na ilustracji 10 w [H9]. Struktury które tworzą na powierzchni dywercora niestabilności ELM są zbliżone do struktury pola magnetycznego powstałego z nałożenia pola równowagowego z rezonansowym polem zakłócającym, co sugeruje, że topologia pola magnetycznego na krawędzi plazmy, która powstała przez użycie RMP wpływa na kanały transportu ciepła i cząstek tworzonych przez ELM.

Trzecia część artykułu to dogłębna analiza strumieni ciepła do dywercora dla wyładowań, w których całkowicie wyeliminowano niestabilności typu ELM dzięki zastosowaniu RMP. Linia styku plazmy z dywercorem zamiast jednego osiowosymetrycznej struktury, jest rozszczepiona na podstruktury, których geometria wynika z topologii stabilnych i niestabilnych rozmaitości, podobnie jak było to zaobserwowane w tokamaku TEXTOR [H4, H5]. Taka struktura widoczna jest na ilustracji 2.9(b). Widać tam dwie linie styku plazmy z dywercorem. Wewnętrzny, który odpowiada lokalizacji punktu styku bez pola zakłócającego i zewnętrzny, który pojawia się wraz z zastosowaniem RMP.

W analizie wyładowań z RMP dla różnych kolizyjności elektronowej (ν_e^*) na krawędzi

pokazałem, że wyładowania, w których ($\nu_e^* < 0.5$) obserwowany jest wzrost strumienia ciepła do dywertora w porównaniu do fazy bez RMP. Dodatkowo sondy Langmuira umieszczone w pobliżu punktu styku plazmy z dywertoem mierzyły ujemny potencjał elektryczny ($\nu_f \approx -60$ V). W plazmach o ($\nu_e^* > 0.5$) takie zjawisko nie było obserwowane. Wyniki te sugerują, że analogicznie do badań na tokamaku TEXTOR-DED [H6], także w tokamaku DIII-D niska kolizyjność elektronowa umożliwia transport ciepła przenoszonego przez elektrony z obszaru stochastycznego na powierzchnię dywertora. Dodatkowo, z wykonanej przeze mnie analizy wyładowań o różnych wartościach kolizyjności elektronowej wynikało, że sprzężenie pola zakłócającego z plazmą jest o wiele bardziej efektywne dla plazm z $\nu_e^* \geq 2$, co zaprezentowane jest na ilustracjach 14 i 15 w [H9]. Także rozkład energii transportowanej do wewnętrznej i zewnętrznej części dywertora zależy od kolizyjności ν_e^* : dla wyładowań o $\nu_e^* > 1$ około 90% mocy, która dostała się na zewnętrzną krawędź plazmy osiąga zewnętrzną płytę dywertora. Praca odbiła się szerokim echem, gdyż po raz pierwszy dokonano tak szczegółowej analizy wpływu pola zakłócającego na oddziaływanie niestabilności typu ELM ze ścianami dywertora. W pracy [H10] przedstawiłem przegląd dotychczasowych wyników badań nad krawędzią stochastyczną w tokamaku DIII-D. Pole magnetyczne w tym urządzeniu składa się z linii o bardzo zróżnicowanej długości połączeń, co prowadzi do powstania trójwymiarowej, heterogenicznej struktury obszaru stochastycznego. Najbardziej oczywistym przejawem zaburzenia krawędzi plazmy jest rozszczepienie linii styku plazmy z dywertoem, widoczne w rozkładach strumienia ciepła i cząstek, które zmieniają się w zależności od kolizyjności. Warto podkreślić, że oddziaływanie pomiędzy polem zaburzającym a polem równowagowym ma charakter rezonansowy, a struktura objętości stochastycznej wykazuje silną zależność od parametru q_{95} . Podobnie jak w przypadku tokamaka TEXTOR [H3], także w DIII-D rezonansowy charakter tych oddziaływań objawia się silną modulacją parametrów plazmy, np. temperatury elektronów, mierzonej diagnostyką rozpraszania Thomsona.

Kolejnym etapem badań na tokamaku DIII-D było określenie stopnia symetrii rozkładu ciepła podczas niestabilności typu ELM oraz zbadanie wpływu zewnętrznych pól zakłócających na ten rozkład. Jest to zagadnienie szczególnie istotne w kontekście przyszłych reaktorów fuzyjnych, gdzie nawet relatywnie niewielkie niestabilności ELM

mogą transportować znaczne ilości energii do dywertora. W pracy [H11], wspólnie z zespołami z General Atomics oraz Forschungszentrum Jülich, przeprowadziliśmy serię eksperymentów na tokamaku DIII-D, w których zastosowano rezonansowe pole zakłócające w celu redukcji częstości występowania niestabilności typu ELM, a nie ich całkowitej eliminacji. Takie scenariusze mogą być atrakcyjne dla ITER w celu kontroli zanieczyszczeń w plazmie. Rozkłady strumienia ciepła mierzono za pomocą dwóch niezależnych systemów termograficznych: jednej diagnostyki opisanej wcześniej w [H9], oraz drugiej — szybkiej kamery termowizyjnej rejestrującej promieniowanie z powierzchni dywertora w zakresie długości fal $3 < \lambda < 5 \mu\text{m}$. Obydwie kamery umieszczone były w odległości $\Delta\varphi = 105^\circ$, co pozwoliła na sprawdzenie symetryczności rozkładów ciepła, które uderzają w dywertor podczas niestabilności typu ELM. Zanalizowałem dane dla wylądowań o różnych q_{95} (w zakresie od 3.5 do 4.4) i dla faz wylądowania z i bez RMP. Ważnym wnioskiem z tej analizy było, iż w fazie bez RMP niestabilności ELM deponują średnio tę samą ilość energii w obu obserwowanych lokalizacjach toroidalnych, ale poszczególne zdarzenia wykazują raczej inną strukturę i ewolucję czasową przepływu ciepła. Także tutaj moja analiza potwierdziła zaobserwowane w [H9] wpływ RMP na rozkład ciepła podczas ELM. Zastosowanie pól zakłócających pozwala ograniczyć energię deponowaną przez ELM do rozmiarów akceptowalnych przez ITER ($E_{\text{dep}} < 0.03W_{\text{dia}}$) ale wprowadza asymetrię toroidalną wynikającą z asymetrii osiowej pola zakłócającego.

2.3. Wpływ pól zakłócających na transport w stellaratorze LHD

Zastosowanie niewielkich zewnętrznych pól magnetycznych w tokamakach stało się powszechnym narzędziem służącym do redukcji lub eliminacji niestabilności krawędziowych. Jednym z dodatkowych efektów zaobserwowanych podczas eksperymentów z użyciem rezonansowych pól magnetycznych były zmiany w transporcie cząstek i energii zarówno w plazmie brzegowej, jak i centralnej. Szczególnie istotnym zjawiskiem okazał się tzw. *pump-out*, czyli wyraźny spadek gęstości plazmy w obszarze centralnym, przy jednoczesnym braku zmian gęstości na krawędzi plazmy [4]. Należy podkreślić, że wzmocnienie transportu w rdzeniu plazmy może prowadzić do obniżenia

jej parametrów w urządzeniach takich jak ITER, co z kolei może negatywnie wpłynąć na wydajność reakcji syntezy jądrowej. W związku z tym jednym z kluczowych zagadnień w badaniach nad RMP stał się wpływ trójwymiarowych pól magnetycznych na transport plazmy. Jedno z fundamentalnych pytań dotyczy roli wysp magnetycznych powstających w wyniku oddziaływania rezonansowych pól zakłócających z równowagowym polem magnetycznym.

W celu zbadania tego zjawiska, wspólnie z kolegami z National Institute for Fusion Science w Japonii, przeprowadziłem serię eksperymentów na stellaratorze LHD (Large Helical Device), w których na osiowo niesymetryczną plazmę nałożono dodatkowe, niewielkie rezonansowe pole magnetyczne.

LHD (Large Helical Device) jest największym obecnie działającym urządzeniem z plazmą typu heliotron [25]. Wykorzystuje wieloskalowe nadprzewodzące cewki magnetyczne, które umożliwiają prowadzenie zaawansowanych badań plazm o zerowym prądzie całkowitym. Pole magnetyczne wytwarzane w LHD ma strukturę helikalną o toroidalnej symetrii $2/10$. Promień główny plazmy wynosi $R = 3,6$ m, a promień poprzeczny plazmy $a = 0,6$ m.

Badania opisane w [H12]te miały na celu zbadanie wpływu RMP na transport cząstek w LHD. Pole zakłócające o modach głównych $m/n = 1/1$ i $m/n = 2/1$ i względnej amplitudzie $\delta b/B \approx 10^{-5}$ zostało wytworzone przy pomocy 10 cewek umieszczonych nad i pod komorą wyładowania. Jako, że LHD ma silnie zaburzoną symetrię osiową wyspy i obszar chaotyczny powstają w plazmie samoistnie. Dodatkowe pole magnetyczne może wzmocnić albo wygasić istniejące struktury w zależności od jego fazy [18]. W celu znalezienia optymalnych warunków do eksperymentu przeprowadziłem serię obliczeń struktury pola magnetycznego przy pomocy kodu KMAG [8] dla różnych wartości prądu płynącego w cewkach wytwarzających RMP. Eksperymenty, w których fazę pola zakłócającego zmieniono o $\Delta\varphi = \pi$ zmieniając amplitudę prądu w cewkach z $+1,9$ kA na $-1,9$ kA pokazały, że w przypadku prądu $+1,9$ kA pole zakłócające zwiększało istniejące wyspy magnetyczne o $m/n = 1/1$ na tyle istotnie, że prowadziło to do wypłaszczenia zmierzonych przy pomocy rozpraszania Thomsona profili temperatury i gęstości elektronowej (zob. ilustracja 2.3). W przypadku prądu w cewkach $-1,9$ kA nastąpiło zmniejszenie istniejącego obszaru chaotycznego co prowadziło do niewielkiego

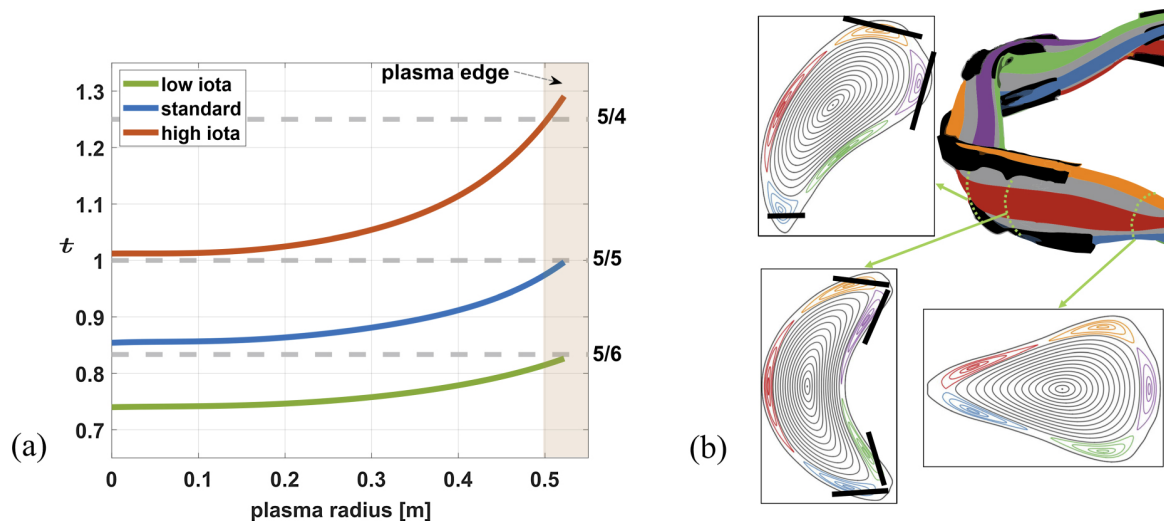
zmniejszenia transportu radialnego w plazmie i wyższych temperatur elektronowych w centrum plazmy. W ramach badań przeprowadziliśmy eksperyment, w którym mierzona były współczynniki dyfuzji (D) i konwekcji (V) plazmy. Pomiary przeprowadzone były poprzez pomiar rozchodzenia się modulacji gęstości n_e w plazmie[28]. W przypadku plazmy, na którą oddziałuje pole wytworzone przy pomocy prądu +1,9 kA współczynnik dyfuzji plazmy w obszarze, gdzie ulokowana jest powiększona wyspa magnetyczna 1/1 jest około cztery razy większy niż w przypadku plazmy bez dodatkowego pola. Dla prądu -1,9 kA D wzrosło z 0,7 m²/s do 1,1 m²/s. Współczynnik konwekcji zmienia się w obu przypadkach w nieznaczny sposób. Wyniki te są spójne z wcześniejszymi, gdzie dla przypadku +1,9 kA stwierdzono znaczące zmiany w profilach gęstości i temperatury plazmy.

Istotnym wynikiem tej publikacji był też wyraźny efekt histerezy wnikania pola magnetycznego w plazmę (ilustracja 7 w [H12]). Plazmy, w których pole zakłócające włączono zanim nastąpił zapłon plazmy zawierały wyspę magnetyczną 1/1, która miała większą o około 5 cm średnicą niż plazmy na które oddziaływano polem zakłócającym już po ich zapłonie. Efekt ten wynika z ekranowania przez plazmę wnikających w nią pól magnetycznych [10].

2.4. Dywertor wyspowy

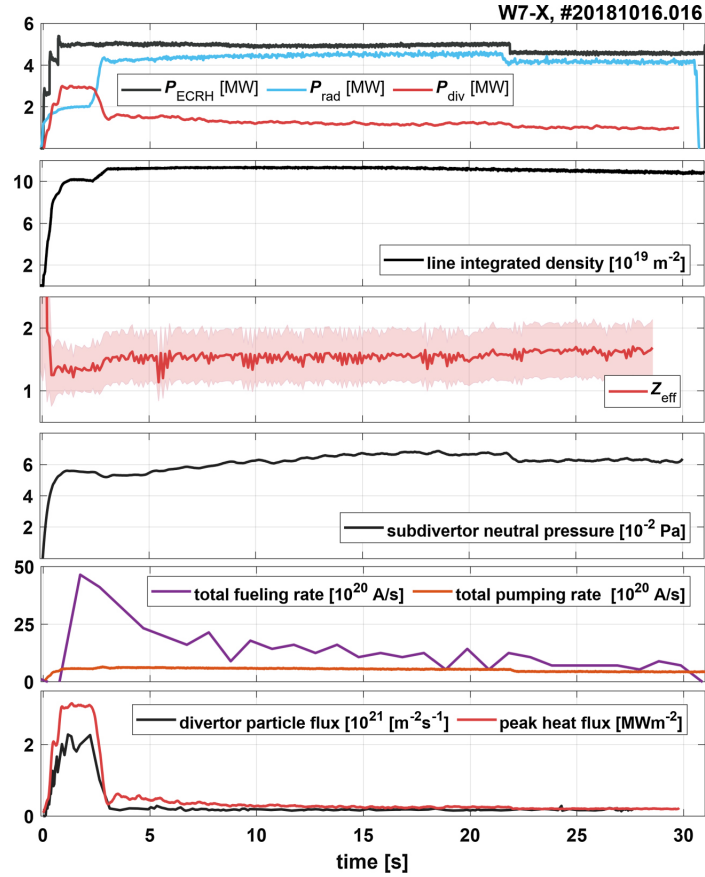
Kontrola odprowadzania ciepła i cząstek w stellaratorze Wendelstein 7-X stanowi kluczowy element demonstracji możliwości pracy ciągłej przyszłych reaktorów fuzyjnych opartych na konfiguracji typu HELIAS. Jednym z głównych wyzwań w tym zakresie jest osiągnięcie stabilnego stanu oderwania (detachment), niezbędnego do skutecznej redukcji obciążeń cieplnych na elementach pierwszej ściany i płytach dywertora. Ze względu na specyfikę konfiguracji magnetycznej stellaratorów HELIAS, w tego typu urządzeniach nie można zastosować klasycznego dywertora poloidalnego, wykorzystywanego w tokamakach. Charakterystyczną cechą stellaratorów jest projektowanie pola magnetycznego o małym ścinaniu w celu poprawy stabilności plazmy. Jednocześnie brak osiowej symetrii oraz helikalna struktura powierzchni magnetycznych wymuszają trójwymiarową organizację kanałów transportu cząstek i energii, którą uzyskuje się poprzez odpowiednie kształtowanie

dużych wysp magnetycznych na obrzeżach plazmy. W stellaratorach HELIAS funkcję dywertora pełni tzw. dywertor wyspowy, który wykorzystuje naturalnie powstające wyspy magnetyczne do prowadzenia linii pola w stronę odpowiednio uformowanych płyt dywertora. Dzięki temu możliwe jest kontrolowane odprowadzanie strumieni ciepła i cząstek bez konieczności generowania prądu plazmowego, co stanowi kluczową zaletę w kontekście pracy ciągłej reaktora. Na Wendelstein 7-X zainstalowano dziesięć systemów szerokokątnych kamer termowizyjnych osadzonych w tubach zanurzeniowych (z ang. *immersion tubes*), które monitorowały temperaturę powierzchni elementów dywertora wykonanych z grafitu, umożliwiając pomiar strumieni ciepła oraz lokalizowanie obszarów przegrzewania się [32]. System ten, wspierany przez zaawansowane techniki analizy obrazu, dostarczał mapy temperatur w czasie zbliżonym do rzeczywistego i pozwalał na szybkie wykrycie krytycznych zdarzeń termicznych, co było kluczowe dla ochrony elementów pierwszej ściany. W latach 2014–2023 kierowałem projektem rozwoju i wdrożenia tej diagnostyki w ramach programu badawczego W7-X. W pracy [H13] przedstawiono kluczowe wyniki eksperymentów dywertorowych przeprowadzonych w stellaratorze Wendelstein 7-X (W7-X) podczas kampanii operacyjnej OP1.2. Badania koncentrowały się na ocenie działania dywertora wyspowego w warunkach zarówno plazmy przyłączonej (z ang. *attached*), jak i oderwanej (z ang. *detached*), w kontekście przygotowań do pracy ciągłej. Wykazano, że dywertor wyspowy, oparty na naturalnych wyspach magnetycznych, skutecznie rozprasza strumień ciepła i umożliwia kontrolowane odprowadzanie cząstek, pomimo złożonej trójwymiarowej geometrii pola magnetycznego. Osiągnięto stabilne oderwanie plazmy, redukując lokalne obciążenia cieplne na płytach dywertora nawet dziesięciokrotnie oraz zapewniając równomierne rozłożenie strumieni ciepła. Zaobserwowano również skuteczną kontrolę zanieczyszczeń, ograniczając ich przenikanie do rdzenia plazmy, co ma kluczowe znaczenie dla utrzymania wysokiej jakości plazmy podczas pracy długoczasowej. Zarządzanie gęstością cząstek poprzez zwiększenie ciśnienia neutralnego przy wlocie do szczeliny pompowej okazało się efektywne, umożliwiając osiągnięcie parametrów wymaganych dla pracy ciągłej. W ramach kampanii zrealizowano wyładowania plazmowe o czasie trwania do 100 sekund, co pozwoliło na przetestowanie systemów odprowadzania ciepła oraz przygotowanie do długich impulsów z pierwszą ścianą i dywertorem chłodzonymi wodą. Wyniki te potwierdzają, że dywertor



Rysunek 2.12. (a) Profile transformacji rotacyjnej (t) dla trzech konfiguracji badanych w czasie kampanii OP1.2. Kluczowym aspektem tych konfiguracji z punktu widzenia fizyki dywertora jest umożliwienie formowania kanałów odprowadzania cząstek, w których występują wyspy magnetyczne o różnych wartościach transformacji rotacyjnej i zróżnicowanej topologii. (b) Duże wyspy magnetyczne na granicy plazmy tworzą warstwę przejściową pomiędzy rdzeniem plazmy a płytami dywertora (oznaczonymi na czarno). W konfiguracji standardowej wyspy typu 5/5 kształtują pięć topologicznie niezależnych strumieni pola w strefie przyściennej (SOL). Ilustracja zaczerpnięta z [H13]

wyspowy stanowi skuteczne rozwiązanie dla przyszłych stellaratorów przeznaczonych do pracy w trybie ciągłym, takich jak planowane konfiguracje typu HELIAS.



Rysunek 2.13. Przebiegi czasowe wyładowania z fazą oderwania plazmy od $t \geq 3$ s. Od góry do dołu: moc grzania mikrofalowego ECRH (P_{ECRH}), całkowite obciążenia cieplne dywertyora (P_{div}) oraz całkowita moc promieniowania (P_{rad}); gęstość zintegrowana wzdłuż linii pomiarów i centralna gęstość elektronowa; ciśnienie neutralne przy wejściu do szczeliny dywertyora; całkowita szybkość zasilania i wypompowywania gazu oraz maksymalne strumienie ciepła i cząstek kierowane do dywertyora.

Bibliografia

- [H1] **M.W. Jakubowski**, S.S. Abdullaev, K.H.Finken and the TEXTOR, *Modelling of the magnetic field structures and first measurements of heat fluxes for TEXTOR-DED operation*, Nuclear Fusion **44** (2004) S11
- [H2] **M.W. Jakubowski**, S.S. Abdullaev, K.H. Finken, et al., *Heat deposition patterns on the target plates of the dynamic ergodic divertor*, Journal of Nuclear Materials **337-339** (2005) 176-180
- [H3] **M. W. Jakubowski**, O. Schmitz, S. S. Abdullaev, et al., *Change of the Magnetic-Field Topology by an Ergodic Divertor and the Effect on the Plasma Structure and Transport*, Physical Review Letters **96** (2006) 035004
- [H4] **M.W. Jakubowski**, A. Wingen, S.S. Abdullaev, et al., *Observation of the heteroclinic tangles in the heat flux pattern of the ergodic divertor at TEXTOR*, Journal of Nuclear Materials **363-365** (2007) 371-376
- [H5] A. Wingen, **M. Jakubowski**, K. H. Spatschek, et al., *Traces of stable and unstable manifolds in heat flux patterns*, Physics of Plasmas **14**, 4 (2007) 042502
- [H6] **M.W. Jakubowski**, M. Lehnen, K.H. Finken,, et al., *Influence of the Dynamic Ergodic Divertor on the heat deposition pattern in TEXTOR at different collisionalities*, Plasma Physics and Controlled Fusion **49** (2007) S109
- [H7] K.H. Finken, S.S. Abdullaev, **M.W. Jakubowski**, M.F. de Bock, S. Bozhnikov, C. Busch, et al., *Improved Confinement due to Open Ergodic Field Lines Imposed by the Dynamic Ergodic Divertor in TEXTOR*, Physical Review Letters **98**, 6 (2007) 065001
- [H8] O. Schmitz, **M.W. Jakubowski**, H. Frerichs, et al., *Identification and analysis of transport domains in the stochastic boundary of TEXTOR-DED for different mode spectra*, Nuclear Fusion **48** (2008) 024009
- [H9] **M.W. Jakubowski**, T.E. Evans, M.E. Fenstermacher, et al., *Overview of the results on divertor heat loads in RMP controlled H-mode plasmas on DIII-D*, Nuclear Fusion **49** (2009) 095013

- [H10] **M.W. Jakubowski**, T.E. Evans, M.E. Fenstermacher, C.J. Lasnier, O. Schmitz, R.C. Wolf, et al., *Influence of the Resonant Magnetic Perturbation on the Plasma Boundary in DIII-D*, Contributions to Plasma Physics, **50**, 8 (2010) 701-710
- [H11] **M.W. Jakubowski**, T.E. Evans, M.E. Fenstermacher, et al, *Toroidally resolved structure of divertor heat flux in RMP H-mode discharges on DIII-D*, Journal of Nuclear Materials **415**, 1 (2011) S901-S905
- [H12] **M.W. Jakubowski**, P. Drewelow, S. Masuzaki, et al., *Influence of the resonant magnetic perturbations on transport in the Large Helical Device*, Nuclear Fusion **53** (2013) 113012
- [H13] **M.W. Jakubowski**, M. Endler, Y. Feng, et al., *Overview of the results from divertor experiments with attached and detached plasmas at Wendelstein 7-X and their implications for steady-state operation*, Nuclear Fusion **61** (2021) **61** 106003

Literatura

- [1] A.B. Rechester, M.N. Rosenbluth, Physical Review Letters **40**, 1 (1978) 38
- [2] A.H. Boozer, Phys. Fluids, **26** (1983) 1288-1291
- [3] A.J. Lichtenberg and M.A. Lieberman, *“Regular and Stochastic Motion”*, Springer Verlag (1983) ISBN-10: 0387907076
- [4] T.C. Hender et al., Nuclear Fusion **32** (1992) 2091
- [5] M. Mori, S. Ishida, T. Ando, et al., Nuclear Fusion, **34**, 7 (1994) 1045
- [6] P. Ghendrih, A. Grosman, H. Capes, Plasma Physics and Controlled Fusion, **38** (1996) 1653–1724
- [7] S.S.Abdullaev, J. Phys. A: Math. Gen. **35** (2002) 2811
- [8] T.Morisaki, et al., J. Nucl. Mat. Volumes 313–316 (2003) 548-552
- [9] G. Federici, Phys. Scr. Phys. Scr **124** (2006) 1–8
- [10] J.K. Park, et al., Physics of Plasmas **16** (2009) 082512
- [11] T. Eich, et al., Nuclear Fusion **53** (2013) 93031.
- [12] A.Q.Kuang, et al., Journal of Plasma Physics, **86**, 5 (2020) 865860505
- [13] P Grigull, et al., Plasma Phys. Control. Fusion **43** (2001) A175
- [14] C. McCormick, et al., Journal of Nuclear Materials, **313** (2003) 1131–1140
- [15] Y. Feng, et al., Contributions to Plasma Physics, **44** (13) (2004) 57–69
- [16] P.C. Stangeby, *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices* Institute of Physics Publishing (2000) ISBN 0 7503 0559 2
- [17] A Loarte et al., Plasma Phys. Control. Fusion **45** (2003) 1549
- [18] Y. Narushima, et al., Nucl. Fusion **48** (2008) 075010
- [19] Y. Feng et al., Plasma Phys. Control. Fusion **44**, (2002) 611
- [20] J. H. You et al., Nuclear Materials and Energy **9** (2016) 171
- [21] R. A. Pitts et al., Nuclear Materials and Energy **20** (2019)
- [22] T. Klinger, et al., Plasma Physics and Controlled Fusion, **59** (2017) 14018
- [23] R. Fitzpatrick, et al., Nuclear Fusion, **33** (1993) 1533-1576
- [24] Q. Yu, Physics of Plasmas **13** (2006) 062310
- [25] A. Komori, et al., Fusion Science and Technology, **58**((2010) 1–11
- [26] O Schmitz, et al. Plasma Physics Controlled Fusion **50** (2008) 115004
- [27] M.Y. Kantor, et al., Plasma Physics Controlled Fusion **51** (2009) 055002
- [28] Tanaka K. et al., Fusion Sci. Technol. **58** (2010) 70

- [29] K.H. Finken, S.S. Abdullaev, M.W. Jakubowski, R. Jaspers, M. Lehnen, R. Schlickeiser, K.H. Spatschek, A. Wingen, R. Wolf and the TEXTOR team, *Runaway losses in ergodized plasmas*, Nuclear Fusion **47** (2007) 91
- [30] T.E. Evans, M.E. Fenstermacher, R.A. Moyer, et al., Nuclear Fusion **48** (2008) 024002
- [31] M.W. Jakubowski, W. Fundamenski, G. Arnoux, et al., Journal of Nuclear Materials, **390-391** (2009) 781-784
- [32] M. Jakubowski, P. Drewelow, J. Fellingner, A. Puig - Sitjes, et al., Review of Scientific Instruments, **89** (2018) 10E116

Autoreferat zawiera 40 ponumerowanych stron.

Data: 30.08.2025


Podpis