

O symetrii tokamaku

Jan Mlynář

Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v. v. i., Za Slovankou 3, 182 00 Praha 8

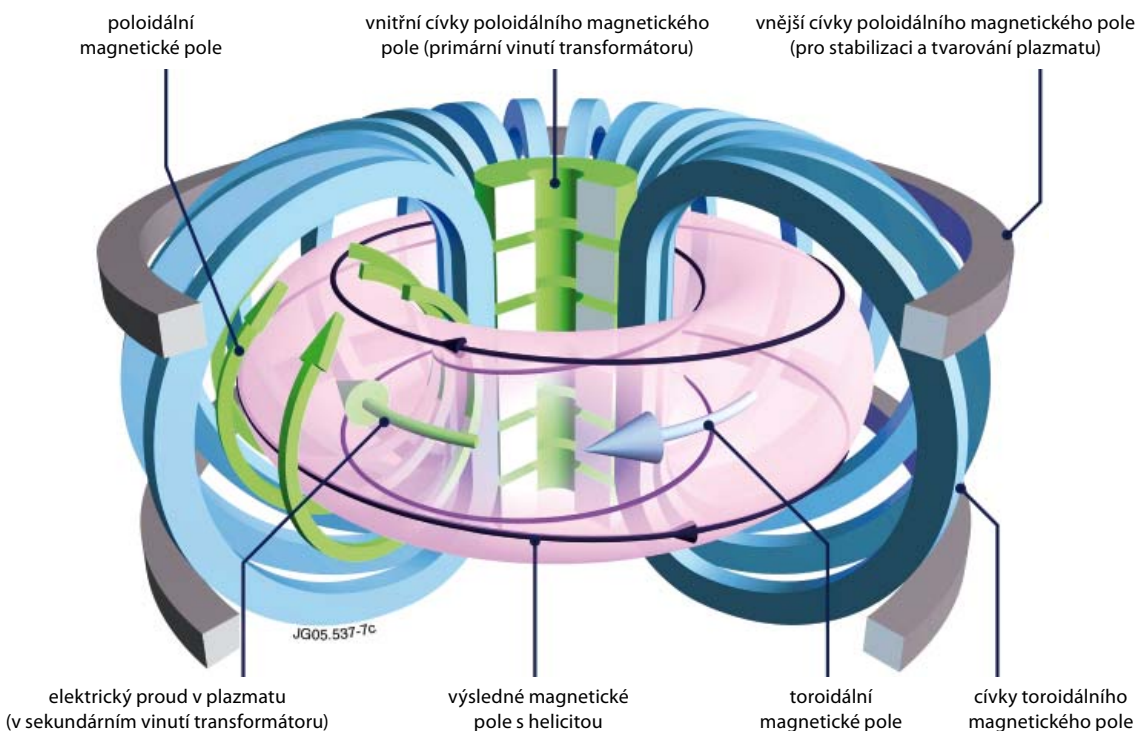
Loňské čtvrté číslo Čs. čas. fyz. se podrobně věnovalo historii tokamaků [1] a základním fyzikálním úlohám souvisejícím s instalací tokamaku COMPASS v pražském Ústavu fyziky plazmatu AV ČR, v. v. i. [2]. Tokamak COMPASS pak 9. prosince 2008 dosáhl prvního plazmatického výboje, čímž byl splněn takřka šibeniční termín. Slavnostní zahájení provozu za přítomnosti předsedy Akademie věd ČR prof. V. Pačese, zástupců EURATOM a hlavně mnoha novinářů proběhlo 19. února 2009, kdy se doslova „v přímém přenosu“ podařilo demonstrovat dva výboje vysokoteplotního plazmatu, z čehož jeden dosáhl 100 kA elektrického proudu v plazmatu při 27 ms délky pulzu. Tím byly překonány parametry dřívějšího menšího tokamaku CASTOR, viz např. [3, 4]. Ještě podstatně lepší výsledky tokamaku COMPASS se očekávají po oživení zpětnovazebního řízení magnetického pole v letošním roce (viz článek J. Beňa a J. Johna v tomto čísle) a po instalaci ohřevu neutrálními svazky v příštím roce [2, 5].

V tomto článku opustíme tematiku konkrétních experimentů na tokamacích, abychom se věnovali dvěma zajímavým fyzikálním aspektům tohoto zařízení, souvisejícím s jeho konfigurací. Pokuším se tak čtenářům nabídnout trochu netradiční pohled na eleganci fyziky – pohled z oboru, který nepatří do základního výzkumu.

Konfigurace magnetického pole tokamaku (viz obr. 1) je definována silným prstencovým magnetickým polem cívek (toroidální pole, modře) v kombinaci s vlastním magnetickým polem plazmatu (poloidální pole, zeleně), které je vytvářeno intenzivním elektrickým proudem indukovaným v plazmatu. Plazma je

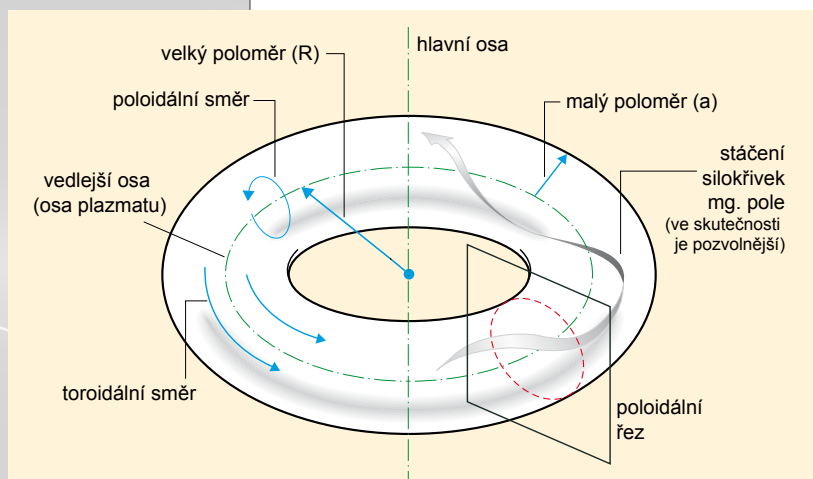
v případě tokamaku vlastně jediným sekundárním závitem transformátoru, jehož primární vinutí se dnes z důvodů symetrie nachází zpravidla přímo na hlavní ose tokamaku (viz obr. 2). Kombinací silného toroidálního pole s poloidálním polem od elektrického proudu v plazmatu vzniká výsledné magnetické pole, které charakterizují silokřivky s pomalým šroubovicovým stoupáním – hovoříme o *helicitě pole*¹. V magnetohy-

¹ Helicita je v klasické teorii pole definována jako objemový integrál $\int \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV$, kde \mathbf{A} je vektorový potenciál pole a $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$. V ideální magnetohydrone (tj. při zanedbatelné rezistivitě plazmatu) se helicity magnetického pole zachovává.



Obr. 1 Principiální schéma tokamaku.





Obr. 2 Hlavní pojmy toroidální geometrie (upraveno z [4]).

rodynamice lze ukázat, že právě taková konfigurace pole dovoluje makroskopicky stabilní udržení vysokoteplotního plazmatu.

Podstatnou výhodou tokamaku – a to z hlediska fyzikálního i konstrukčního – je jeho osová symetrie neboli axisymetrie. Závislost fyzikálních parametrů na toroidálním úhlu lze skutečně až na výjimky zanedbat. Jinými slovy, plazma tokamaku je v dobrém přiblížení stejné ve všech poloidálních řezech (viz obr. 2). Tuto vlastnost nemají například stellarátory – zařízení, ve kterých je vysokoteplotní plazma udržováno pouze kombinací vnějších magnetických polí. V plazmatu stellarátoru tedy neteče žádný elektrický proud, ten by se totiž stal zdrojem vlastního magnetického pole. Stellarátory sice nepotřebují indukovat elektrický proud, takže mohou bez problémů přejít do kontinuálního provozu, navíc vůbec neznají proudové nestability, platí za to ovšem komplikovanou 3D konfigurací a v důsledku toho i horším udržením částic a tepla.

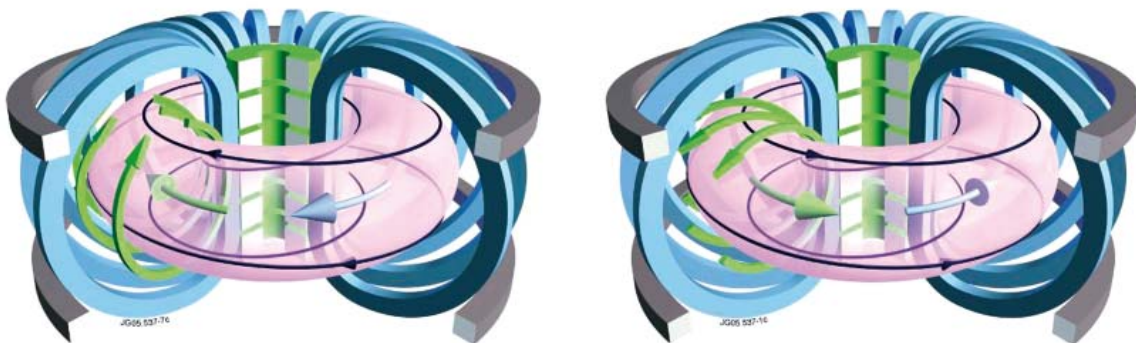
ZRCADLOVÁ (NE)SYMETRIE TOKAMAKU

Vraťme se nyní k tokamaku. Zajímavou otázkou je, zda je tokamak symetrický i zrcadlově, čili – řečeno vznešeně – zda zachovává paritu. V pomyslném zrcadle bychom nejspíš očekávali, že se obrátí jak směr elektrického proudu, tak směr toroidálního magnetického pole, jak schematicky znázorňuje obr. 3. Při takové transformaci nás ovšem nejspíš překvapí, že se helicity pole vůbec nezmění, zachovává původní sklon, zatímco v zrcadle by přeci měla získat sklon opačný. Důvod je prostý: Indukce magnetického pole \mathbf{B} je axiální vektor (neboli

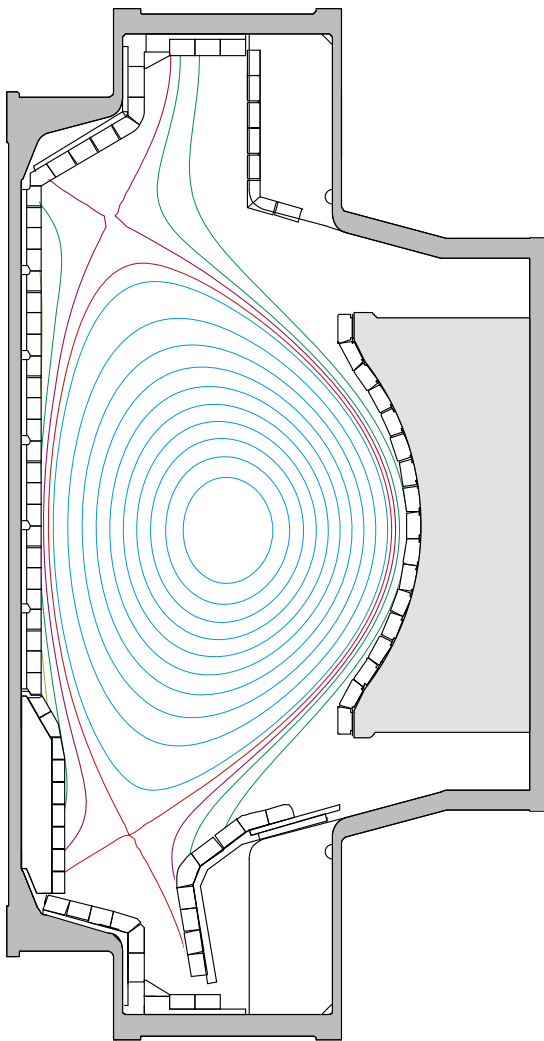
pseudovektor), který při změně parity obrací znaménko, tj. jakoby „ignoruje“ efekt zrcadlového obrácení souřadnic. Jinými slovy, směr vektoru \mathbf{B} bychom při fyzikálně správně provedené změně parity neměli otáčet. Elektrický proud je přitom skutečný (pravý) vektor, který se při zrcadlení správně obrací spolu se systémem souřadnic. Tento vektor proto nekompenzuje „znaménkovou chybu“ vzniklou při otočení magnetického pole. Výsledek je jednoznačný – tokamak není ve výše uvedeném smyslu zrcadlově symetrický. Chování tokamaku bude invariantní ke změně směru magnetického pole pouze tehdy, pokud se může zároveň zachovat i točivost souřadného systému, čili pokud lze se změnou orientace pole také prohodit znaménko vertikální osy. Tím redukuje otázku symetrie tokamaku na to, zda lze u tokamaku zaměnit „směr nahoru“ za „směr dolů“. Může to mít z hlediska experimentů nějaký význam?

Lze snadno ukázat, že vliv gravitace na pohyb částic plazmatu je zcela zanedbatelný. Na první pohled se tím pádem zdá, že by v praxi mohlo být naprosto lhostejné, zda směřují vektory proudu a magnetického pole společně jedním směrem nebo směrem druhým – viděli jsme, že se helicity pole v takovém případě zachovává, mění se pouze směr pole, a ten pro tepelný pohyb částic podél silokřivek nemá žádný význam. Pokud se ovšem vezme v potaz i drift částic v důsledku zakřivení magnetického pole (viz rámeček), je třeba tento první pohled zásadně opravit – směr uvedeného driftu na směr magnetického pole už závisí. Pokud je magnetické pole při pohledu na tokamak shora pravotočivé, tj. orientované ve směru hodinových ručiček (tzv. dopředné pole, anglicky *forward field*, obr. 3 vlevo), pak ionty driftují kvůli zakřivení pole dolů, pokud je pole levotočivé (tzv. obrácené pole, anglicky *reversed field*, obr. 3 vpravo), pak driftují nahoru.

Odpověď na otázku, zda to všechno má nějaký význam i v experimentu, je pak již jednoduchá: Záleží na tom, zda se spolu s konfigurací magnetického pole tokamaku správně transformují i okrajové podmínky, čili zda lze zaměnit „dolní“ za „horní“. Jenže moderní tokamaky zpravidla ve vertikálním směru symetrické nejsou, mají totiž tzv. oblast divertoru, kam se odkloněním (divertováním) okrajového magnetického pole vymezuje interakce plazmatu se stěnou (viz obr. 7, podrobněji v [2, 4]). Divertor má zpravidla složitější konstrukci (vedle speciálního tvaru stěny někdy obsahuje i magnetické cívky a systém rychlého čerpání), a tak je z technických důvodů obvykle umísťován do spodní části vakuové nádoby. A právě proto u experimentů



Obr. 3 Důsledky obrácení proudu a toroidálního magnetického pole v tokamaku (srovnej s obr. 1). Vlevo je konfigurace s dopředným magnetickým polem, vpravo s obráceným polem.



Obr. 4 Poloidální řez tokamakem Alcator C-mod včetně mg. pole v konfiguraci se dvěma divertory. (Přetištěno s laskavým svolením MIT)

s vysokoteplotním plazmatem záleží na orientaci magnetického pole.

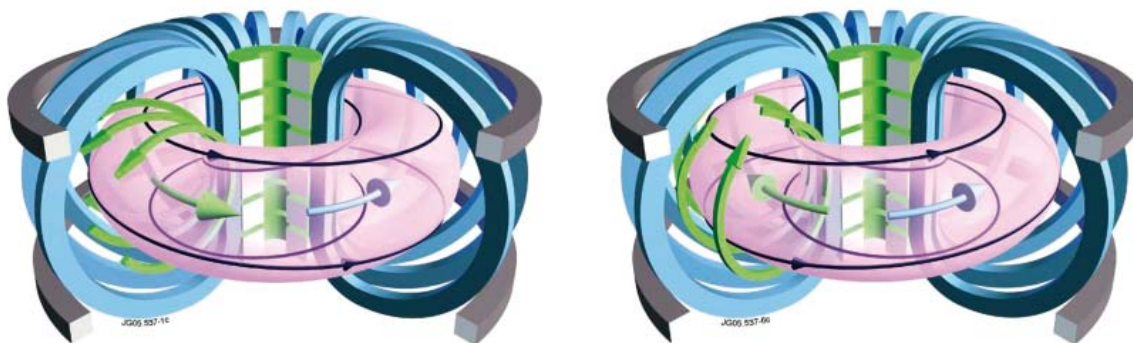
Například se ukazuje, že při experimentech s dopředným polem, kdy ionty driftují směrem k diverтору, je výrazně snazší dosáhnout takzvaný H-mód (režim se zlepšeným udržením, viz [2]) než při experimentech s polem obráceným. Protože H-mód představuje pro práci tokamaků zásadní výhodu, je orientace magnetického proudu na většině moderních tokamaků dopředná. Obrácené pole (tj. při pohledu shora orientované proti směru pohybu hodinových ručiček) zase poskytuje velmi cenný nástroj fyzikálního poznání. Záleží určitý jev na orientaci driftu v zakřiveném

poli, nebo nikoli? Podobná otázka padá často, a proto většina tokamaků zařazuje jednou za čas experimentální kampaň s přepólovanými cívkami toroidálního pole a zároveň s přepólovanými cívkami primárního vinutí transformátoru (aby byla zachována helicity). Takové experimenty se budou provádět i na tokamaku COMPASS.

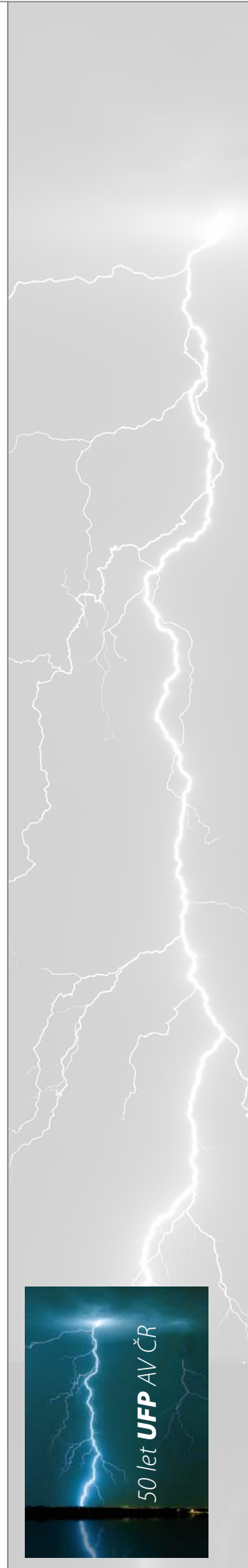
Jeden z nejzajímavějších experimentů tohoto typu nedávno prezentoval tým amerického tokamaku Alcator C-mod [6]. Mezi velmi oblíbená témata současné experimentální fyziky na tokamacích patří rotace plazmatu, protože jde o významný jev z hlediska stabilizace plazmatu vířivými proudy indukovanými ve vakuové nádobě, a přitom fyzikální modely zatím nedokážou správně předpovídat přenos momentu sil neboli viskozitu plazmatu. Měření na tokamaku Alcator C-mod mimo jiné ukázala, že podmínky k dosažení H-módu jsou funkcí stejných parametrů jako velikost vlastní rotace plazmatu v toroidálním směru. Pod pojmem *vlastní* rotace plazmatu se zde rozumí rychlost jeho rotace při nulovém vnějším momentu sil od systémů ohřevu. Z existence vlastní rotace při konečné viskozitě tedy plyne, že na plazma působí nějaký vnitřní moment síly, který by měl mít zřejmě původ v interakci vnitřní stěny s toky částic na okraji plazmatu. V experimentech na Alcatoru C-mod [6] se tato jednoduchá úvaha potvrdila, neboť se zřetelně ukázalo, že velikost vlastní rotace plazmatu je dána konfigurací magnetického pole na okraji plazmatu a závisí na směru iontového driftu vůči poloze divertoru podobným způsobem, jako na něm závisí i podmínky pro dosažení H-módu.

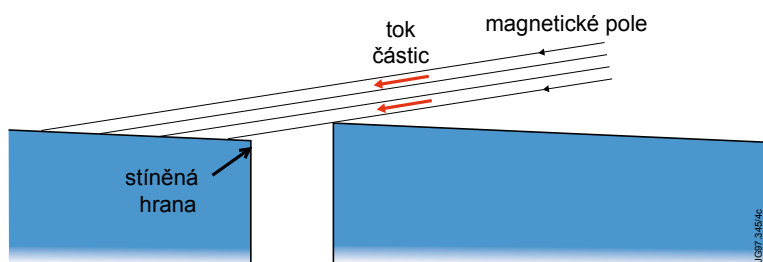
V tomto okamžiku je vhodné prozradit, že Alcator C-mod patří mezi ty vzácné tokamaky, které umí měnit znaménko vertikální konfigurace, čili dokážou konfigurovat divertor dole i nahoře, případně mohou mít i divertory dva, viz obr. 4. Díky tomu může Alcator C-mod snadněji a přesněji experimentálně ověřovat fyzikální důsledky změny směru driftu iontů vůči poloze divertoru – „překlopit“ plazma je totiž jednodušší, než přepólovat cívky toroidálního pole i primárního vinutí transformátoru, a navíc se tím eliminuje vliv nezáměrných technických asymetrií tokamaku. Tím pádem ale také platí, že srovnáváním výsledků při „překlopení“ plazmatu s výsledky při obrácení magnetického pole a proudu lze takové asymetrie analyzovat, což je teoreticky detailně diskutováno v [7].

Konečně se nabízí otázka, co se stane, pokud se otočí pouze směr elektrického proudu v plazmatu, viz obr. 5. Takto vlastně dosáhneme „fyzikálně správného“ zrcadlení, ve kterém se magnetické pole chová jako axi-



Obr. 5 Důsledky obrácení samotného elektrického proudu v tokamaku (srovnej s obr. 3). Tento případ odpovídá fyzikálně správné změně parity polí, ale v praxi se nepoužívá.





Obr. 6 Pohled (v toroidálním směru) na uspořádání ochranných dlaždic divertoru v tokamaku JET. Stínění hran funguje jen při zachování znaménka helicity, proto je při obrácení mg. pole nutné vždy obrátit i směr elektrického proudu.

ální vektor. Skutečně, helicity silokřivek je vzhledem k této transformaci zrcadlově symetrická podle očekávání, a směry driftů zůstávají stejné. Zde je nutné říci, že experimenty s takovou změnou konfigurace se prakticky neprovádějí. Chování plazmatu pak totiž skutečně nemá principiální fyzikální důvod ke změně – kromě poměrně výrazné změny magnetických interakcí s drobnými asymetriemi v konstrukci tokamaku právě kvůli obrácené helicitě. U některých tokamaků je pak změna helicity přímo vyloučena technicky či konstrukčně, například u společného evropského tokamaku JET konfigurací ochranných dlaždic stěny divertoru, které si navzájem stíní své hrany před rychlými částicemi dopadajícími podél silokřivek (viz obr. 6). Tento důležitý stínící efekt by byl při obrácené helicitě zcela nefunkční.

VÝZNAM ORIENTACE SVAZKU NEUTRÁLNÍHO OHŘEVU

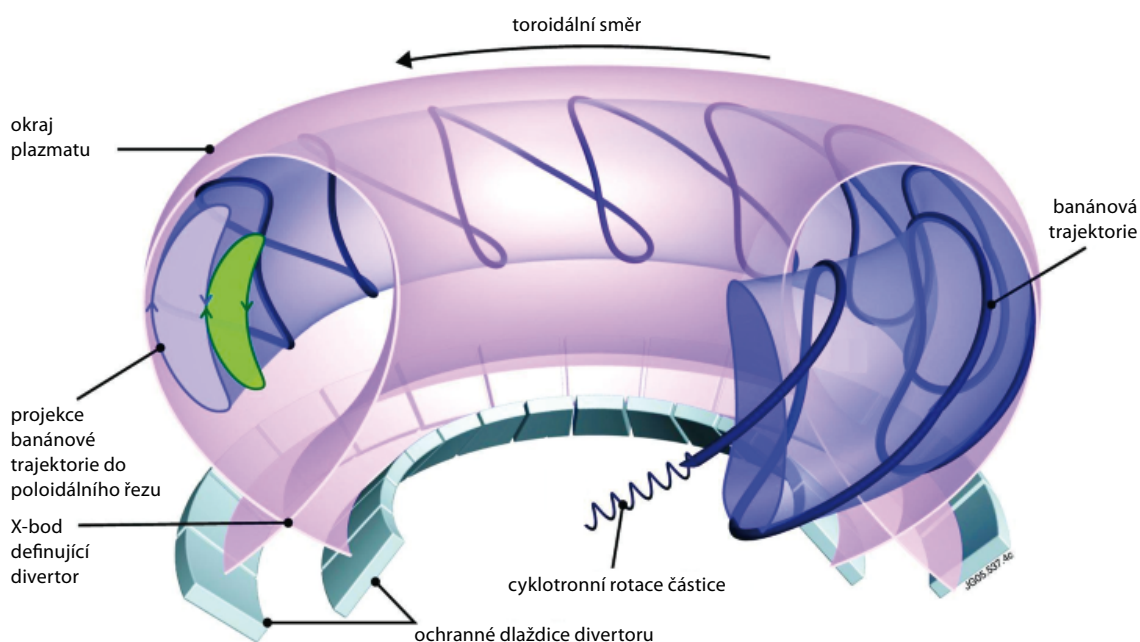
Překvapivě ještě složitější (a z hlediska symetrií neméně zajímavá) je interpretace následujícího důležitého tvrzení:

Svazek rychlých atomů určených k ohřevu plazmatu je třeba do plazmatu vstříkovat po směru elektrického proudu v plazmatu. Pokud je svazek zaveden do plazmatu s opačnou orientací, dochází k velmi vysokým ztrátám energetických částic svazku.

Připomeňme nejprve, že svazky energetických atomů slouží k ohřevu plazmatu tokamaku až na termo-

nukleární teploty. Energie částic v závislosti na velikosti plazmatu sahá od 40 keV (COMPASS) až k 1 MeV (ITER), ale ještě důležitější je výkon svazku. Čím vyšší výkon, tím vydatnější ohřev – proto jde při konstrukci zdroje svazku pro fúzní výzkum o co nejvyšší počet urychlených částic. Aby bylo překonáno magnetické pole, je nutné do plazmatu vstříkovat neutrální atomy, a to tečně k prstenci plazmatu, kvůli zvýšení účinného objemu jejich interakce s plazmatem. Svazek je zpravidla tvořen atomy deuteria, které se v nitru plazmatu ionizují (nejčastěji nábojovou výměnou s iontem plazmatu) a od toho okamžiku jsou zachyceny magnetickým polem tokamaku. Rychlé ionty pak postupně srážkami předávají svoji energii plazmatu, termalizují se.

V procesu této řady po sobě následujících srážek se rychlý iont poměrně často ocitá na tzv. banánové trajektorii (viz rámeček a obr. 7) – je to vždy, když se po srážce ustaví jeho rychlost podél silokřivky v poměru k rychlosti rotace kolem silokřivky tak malá, že nestačí k průletu oblastí silnějšího magnetického pole blíže k ose tokamaku. Rychlé ionty mají navíc vysoké driftové rychlosti, a tudíž jsou jejich banánové trajektorie „tlusté“. A tak se dostáváme k jádru věci: Pokud po srážce banánová trajektorie vede nejprve směrem ven z plazmatu, bude částice s velkou pravděpodobností ztracena, opustí plazma a narazí na stěnu vakuové nádoby. Pokud ovšem trajektorie po srážce vede nejprve směrem do plazmatu, je vše v nejlepším pořádku, rychlá nabitá částice se dostá-



Obr. 7 Banánové trajektorie. Ve skutečnosti je stoupání v toroidálním směru přehnáno, helicity pole je mnohem pozvolnější. Vyznačena je také precese trajektorie v toroidálním směru v důsledku nárůstu helicity směrem do plazmatu (ta je ovšem též pozvolnější) a v levé části i možnost velkého posunu trajektorie v důsledku čelní srážky (zde směrem do středu plazmatu, na zelenou trajektorii).

vá v návratové části banánové trajektorie hlouběji do plazmatu.

Všimněte si, že o tom, zda banánová trajektorie vede nejprve směrem „ven“ nebo „dovnitř“ rozhoduje společně směr driftu iontů (zda iont driftuje nahoru, nebo dolů) a smysl pohybu částice podél pole (zda helicity pole povede částici po banánové trajektorii nejprve směrem nahoru, nebo dolů). Směr driftu iontů je jednou provždy dán orientací hlavního (toroidálního) magnetického pole. Co se týče smyslu pohybu částic podél pole, ten je pro tepelné částice zcela náhodný, ale pro rychlé částice, které mají svůj původ v neutrálním svazku, existuje převládající směr pohybu v toroidálním směru, a tím pádem (v důsledku helicity pole) i výsadní směr pohybu podél banánové trajektorie.

Právě proto při vstřikování svazku do plazmatu tolik záleží na směru elektrického proudu v tokamaku. Ten totiž určuje směr stoupání silokřivek, a tím pádem i smysl pohybu částic na banánových trajektorích. Ztráty rychlých částic při špatné orientaci svazku jsou přitom neúnosné, způsobují ztrátu až 50 % výkonu svazku v závislosti na parametrech plazmatu. Nicméně i taková konfigurace se používá, nejčastěji proto, aby se zastavila rotace plazmatu. Konkrétní rozvaha v souvislosti s chystanou aplikací svazků na tokamaku COMPASS je uvedena v [5].

Jako malé duševní cvičení na závěr tohoto článku nechávám čtenářům, aby si sami odvodili, jak se společně skládá směr driftu iontů a směr stoupání silo-



COMPASS – celkový pohled. Foto: M. Řípa

křivek v závislosti na různých orientacích magnetického pole a elektrického proudu v tokamaku vůči směru rychlých atomů svazku. Ve všech čtyřech možných případech skutečně vychází, že pokud jsou rychlé částice vstřikovány ve směru elektrického proudu, uzavírají se banánové trajektorie nejprve dovnitř plazmatu, a pokud jsou vstřikovány proti směru proudu, uzavírají se ven. Orientace toroidálního magnetického pole tedy nakonec vůbec není podstatná!

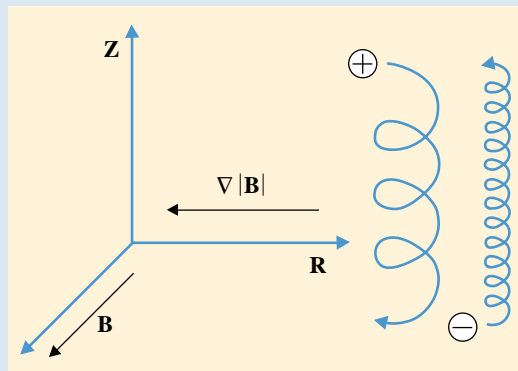
Drift částic v zakřiveném poli

Nabitě částice plazmatu mají v magnetickém poli zásadně dvě složky rychlosti: podél magnetického pole v_{\parallel} a napříč v_{\perp} . Zatímco podél silokřivek se částice pohybují volně, v pohybu kolmém rotují s cyklotronní frekvencí $\omega_c = \frac{-qB}{m}$, směr rotace tedy závisí na znaménku náboje q a směru mg. pole \mathbf{B} , a elektrony rotují mnohem rychleji, protože mají nižší hmotnost m . Odsud tzv. Larmorův poloměr rotace částice v poli vychází $r_L = \frac{mv_{\perp}}{qB}$. Klíčové přitom je, že rychlostní rozdělení v_{\parallel} i v_{\perp} je dáno Maxwellovou rozdělovací funkcí, čili vůbec nezávisí na směru magnetického pole – mimo jiné v obou složkách nabývají rychlosti se stejnou pravděpodobností kladné i záporné hodnoty.² Skutečnost, zda v plazmatu teče elektrický proud, či nikoli, je z hlediska pohybu částic zanedbatelná – lze ukázat, že jde jen o nepatrnou asymetrii v rozdělení podélných rychlostí elektronů a iontů.

V předchozím odstavci je možné najít horší fyzikální zanedbání: Napsali jsme, že podél magnetického pole se částice pohybuje volně, což je ve zjevném rozporu už s Newtonovými zákony, pokud je magnetické pole zakřivené – a to v tokamaku je! Důsledky zakřivení magnetického pole na udržení plazmatu jsou dvojí. Za prvé, pomocí Ampérova zákona lze snadno odvodit, že toroidální magnetické pole B_T klesá nepřímou úměrně poloměru křivosti (vzdálenosti R od osy tokamaku):

$$B_T = \frac{\mu_0 N I_C}{2\pi R}$$

kde μ_0 je permeabilita vakua a $N I_C$ počet závitů krát proud v cívkách toroidálního pole. Pole má tedy nevyhnutelně



Obr. 8 Drift nabitě částice v důsledku narušení cyklotronního pohybu změnou pole. Pokud na částici působí dostředivá síla, je efekt velmi podobný.

gradient $\nabla B \sim 1/R^2$. Za druhé, na částice pohybující se podél silokřivek působí dostředivá síla. Důsledky gradientu pole i dostředivých sil na pohyb částice jsou velmi podobné: Dochází k poruše cyklotronního pohybu, a to v obou případech k nárůstu Larmorova poloměru při pohybu od hlavní osy tokamaku a k jeho poklesu při návratu – nabitá částice driftuje, viz obr. 8. Říkáme, že se drift gradientu B_T sčítá s driftem zakřivení (tak se nazývá drift v důsledku dostředivých sil). Protože ionty a elektrony rotují opačným směrem, je i směr jejich driftu opačný. Pokud by tento jev měl vést k polarizaci plazmatu, způsobilo by to v magnetickém poli okamžité makroskopickou nestabilitu, a právě proto je nevyhnutelně nutné zavést helicitu pole. Magnetické pole s helicitou má nenulovou poloidální složku (ta je v tokamacích vytvářena elektrickým proudem v plazmatu), což vede k cyklickému pohybu nabitě částice v poloidálním směru, který důsledky driftu stírá.

2 V kolmé složce je obtížnější získat správnou představu, protože všechny částice stejného náboje mají stejný směr rotace kolem silokřivek. Přesto platí, že na libovolně zvolené kolmici k poli najdeme úplné tepelné rozdělení rychlostí, neboť v jejím okolí budou polohy jednotlivých „vodících“ silokřivek rovnoměrně a nahodile rozloženy.



Banánové trajektorie

Takzvané banánové trajektorie jsou dalším nevyhnutelným důsledkem toho, že zakřivené magnetické pole má gradient $\nabla B \sim 1/R^2$. Podél šroubovicové silokřivky proto periodicky roste a klesá velikost indukce magnetického pole. Pro pohyb nabitých částic v magnetickém poli přitom platí, že se zachovává jejich magnetický moment³ $\mu = I \cdot S = \frac{mv_{\perp}^2}{2B}$.

Při pohybu částice do oblasti silnějšího pole tedy musí růst kolmá složka rychlosti částice, a to na úkor podélné rychlosti částice tak, aby se celková kinetická energie částice zachovávala. Skutečně to znamená, že na částici vstupující do silnějšího magnetického pole působí podél silokřivky odpudivá síla $F = -\mu \cdot \nabla B$. Pokud nabitá částice nemá dostatečně vysokou podélnou rychlost k tomu, aby vstoupila do oblasti nejsilnějšího magnetického pole, odráží se a vrací se zpět do oblasti slabšího pole. O tom, zda je částice „průletová“, nebo „zachycená“, rozhoduje poměr celkové kinetické energie částice k energii v její kolmé složce pohybu. Pro průletovou částici musí být splněna podmínka $\frac{1}{2}m(v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2) > \mu B_{\max}$ čili $B_{\max} < \frac{v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2}{v_{\perp}^2} B$, kde se složky rychlosti vztahují k hodnotám v poli o indukci B . Jevu zachycení částic v podélném gradientu pole se využívá při udržení plazmatu v tzv. magnetických zrcadlech, méně známé ovšem je, že má zásadní důsledky i pro udržení plazmatu v toroidálních zařízeních včetně tokamaku. Nabitě částice v šroubovicovém poli tokamaku se totiž také dělí na průletové (ty, jejichž celková kinetická energie je větší než μB_{\max}) a na zachycené (ty, které neprojdou do oblasti vyššího magnetického pole). Trajektorie průletových částic opisuje spolu se silokřivkami šroubovici, složka podélné rychlosti kolísá, ale nemění směr. Protože částice zároveň neustále driftuje směrem nahoru nebo dolů, je výsledná trajektorie poněkud posunuta oproti silokřivkám (viz obr. 9 vlevo), a to buď směrem k hlavní ose torusu, tj. do oblasti silnějšího pole, nebo od osy torusu, tj. do oblasti slabšího pole. Tento posun je větší pro rychlejší částice. Trajektorie zachycených částic oproti tomu opisuje pouze oblouk, kolem něhož se částice cyklicky pohybuje. K tomuto pohybu je ovšem nutné přičíst ještě driftový pohyb, který má stále stejný směr a který existuje i v bodech úvratí (kde je redukován na ∇B drift). To pohybu částic dodává charakteristický profil, jehož tvar dal na celém světě trajektoriím částic zachycených v gradientu toroidálního pole název „banánové trajektorie“ (viz obr. 9 vpravo a obr. 7). Přitom platí, že čím je zachycená částice rychlejší (samozřejmě v obou složkách rychlosti), tím je rychlejší i její drift, a v důsledku tím „tlustší“ je její banánová trajektorie.

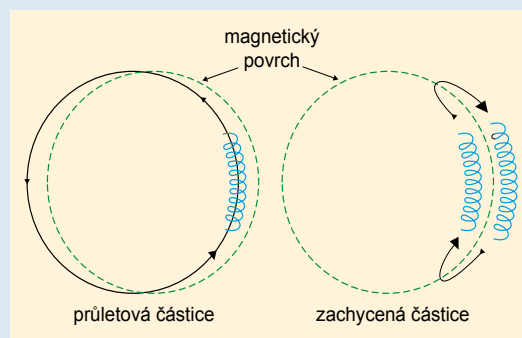
Lze sice říci, že na rozdíl od magnetických zrcadel je u toroidálních experimentů existence zachycených částic až druhotným důsledkem konfigurace (totiž křivosti pole), ale to rozhodně neznamená, že by byl počet zachycených

3 Jde o tzv. adiabatický invariant, což prakticky znamená, že se zachovává, pokud jsou změny pole tak malé, aby neměly destruktivní vliv na cyklotronní charakter pohybu částice.

částic zanedbatelný. U současných tokamaků jde řádově o desítky procent.

K úplné představě o trajektoriích částic zbývá dodat, že každá částice plazmatu je neustále vystavena srážkám s ostatními částicemi, což mění její rychlost a samozřejmě i poměr rychlosti podélné a příčné. V důsledku srážek tak může částice například i obrátit směr pohybu nebo přejít z průletové trajektorie na banánovou a opačně. Směr driftu se přitom nemění, což má významný důsledek pro změnu střední polohy částice po srážce. Ukazuje se, že v zakřiveném poli částice v důsledku srážek difundují napříč polem podstatně rychleji než v poli přímém. Právě proto se v teorii srážkového transportu částic v zakřiveném poli mluví o „neoklasické difuzi plazmatu“, aby se zdůraznila odlišnost od „klasické difuze“ v poli přímém. Koeficient neoklasické difuze je navíc funkcí srážkové frekvence, jednoduše řečeno záleží i na tom, zda se banánové trajektorie v průměru stíhají uzavírat, nebo zda četnost srážek znemožňuje úplné zformování těchto trajektorií, viz např. [8, 9].

A teď už zbývá jen zdůraznit dvě skutečnosti, které velmi komplikují teorii transportu napříč polem. Za prvé hovoříme o plně ionizovaném plazmatu, ve kterém se za pojmem „srážky“ skrývají dalekosahavé elektrické (coulombické) interakce. Vliv mnoha slabých vzdálených srážek vychází z hlediska změn trajektorie částice významnější než vliv srážek blízkých, které jsou silné, ale vzácné. Za druhé, v experimentálním plazmatu bohužel převládá takzvaný anomální transport částic a tepla napříč polem, který je mnohonásobně vyšší než transport neoklasický, viz např. [9, 10]. Příčinou anomálního transportu je turbulentní chování plazmatu, ve fúzních experimentech zpravidla v důsledku gradientu teploty. Pouze v lokalizovaných „transportních bariérách“, kde jsou turbulentní útvary roztrhány např. střížným tokem částic, se v případě iontů blíží pozorovaná rychlost transportu hodnotám předpovězeným teorií neoklasického transportu. Ta vlastně představuje principiální limitu nejpomalejší možné difuze plazmatu napříč magnetickým polem s toroidální konfigurací.



Obr. 9 Trajektorie průletových a zachycených částic v poloidálním řezu – jejich tvar a poloha jsou dány kombinací šroubovicové silokřivky a driftového pohybu.

Poděkování

Za cenné připomínky k textu jsem zavázán prof. RNDr. Petru Kulhánkovi, CSc., a Ing. Milanu Řípkovi, CSc. Obrázky jsou použity s laskavým svolením EFDA JET, není-li uvedeno jinak. Článek vznikl s podporou grantu MŠMT 6840770039.

Literatura

- [1] M. Řípa: Čs. čas. fyz. **58**, 208 (2008).
- [2] M. Řípa, R. Pánek, J. Mlynář: Čs. čas. fyz. **58**, 200 (2008).
- [3] J. Stöckel a kol.: Plasma Phys. Control. Fusion **41**, A577 (Suppl. A 1999).

- [4] J. Mlynář: Pokroky matematiky, fyziky a astronomie **49**, 129 (2004).
- [5] R. Pánek: Czech. J. Phys. **56**, B125 (Suppl. B 2006).
- [6] J. E. Rice a kol.: Nucl. Fusion **45**, 251 (2005).
- [7] P. J. Catto, A. N. Simakov: Phys. Plasmas **13**, 052507 (2006).
- [8] C. M. Braams, P. E. Stott: Nuclear Fusion. IoP 2002, kapitola 6.8.
- [9] J. Wesson: Tokamaks. 3rd edition, Clarendon press, Oxford 2004, kapitola 4.
- [10] J. Freidberg: Plasma Physics and Fusion Energy. Cambridge University Press, Cambridge 2007, kapitola 14.5.