Rozhledy matematicko-fyzikální

Jan Mlynář

Termojaderná fúze a difuze (o náhodné procházce)

Rozhledy matematicko-fyzikální, Vol. 89 (2014), No. 1, 5–15

Persistent URL: `http://dml.cz/dmlcz/146559`

Termojaderná fúze a difuze (o náhodné procházce)

Jan Mlynář, FJFI ČVUT, Praha

Abstract. The article entitled Thermonuclear fusion and diffusion (on random walk) is focused on simplified but detailed derivation of the two basic results of the random walk model of diffusion: (i) the fixed position of the centre of mass of many particles and (ii) the increase of the particles' mean distance from the source, which is proportional to the square root of time. The subject is introduced by its relevance to the thermonuclear fusion research, where power losses due to transport of particles are of central importance. The random walk model is then explained in two thought experiments: first, based on cross-country ski collisions to describe collisions of plasma particles in magnetic fields; second, on a big escape of fleas to expose random walk principles. In the conclusion, the results are exemplified again on the role of size in the case of fusion reactors.

Úvodní úvahy

V přírodě existuje celá řada jevů, ve kterých hraje důležitou roli správná velikost. Kdyby Země byla příliš malá, její gravitace by neudržela atmosféru; hmyz nemůže být velký, protože dýchá vzdušnicemi... určitě sami najdete další podobné příklady. V této souvislosti se pokusíme čtenáře do hloubky seznámit se zajímavým jevem šíření částic v prostoru, kterému se říká difuze. Difuze často rozhoduje o tom, při jakých rozměrech určitý proces funguje, a při jakých už (nebo ještě) ne – do značné míry to platí třeba právě o okysličování u hmyzu. Důsledkem vlastností difuze je například také skutečnost, že podle našich znalostí a technických schopností není možné postavit malý reaktor na termojadernou fúzi. Právě toto tvrzení vlastně stálo u zrodu následujícího článku. Je totiž docela důležité pochopit, proč musí být fúzní reaktor velký (a tím pádem i velmi náročný na výstavbu), a zároveň jde i o velmi zajímavé fyzikální téma. Podrobnosti o termojaderné fúzi lze najít například v publikacích [1, 2].

Fúzní reaktor ke svému fungování potřebuje udržovat teplotu kolem sta miliónů stupňů. Látka (tvořená vodíkovým palivem, produkty reakce a případně i nežádoucími nečistotami) je při takových teplotách ve stavu plně ionizovaného plynu, známého jako vysokoteplotní plazma [3, 4]. Dosud největším projektem termojaderného reaktoru je ITER, jehož principům byl v Rozhledech věnován článek před třemi roky [5], a to včetně poměrně podrobné diskuse o klíčové roli parametru známého jako „doba udržení“. Doba udržení se sice měří v sekundách, ale nijak nesouvisí s tím, jak dlouho plazma existuje. Je definována nejčastěji jako doba udržení energie, čili poměrem tepelné energie plazmatu (v joulech) ke ztrátám energie za sekundu (ve wattech). S její pomocí se tím pádem vyjadřuje, jak rychle plazma chladne, nebo ještě lépe řečeno, jakým výkonem musíme plazma ohřívat, abychom udrželi požadovanou teplotu. Právě doba udržení v součinu s hustotou paliva rozhoduje o tom, zda při dané teplotě zisk z fúze přesáhne energetické ztráty, jinými slovy, zda se fúzní reaktor stane základem budoucích elektráren. Následně v článku budeme sice mluvit o udržení částic, nikoli o udržení energie, ale tyto dvě veličiny jsou si poměrně blízké. Přesněji řečeno, za ztrátami energie stojí vedle přenosu tepla částicemi ještě vyzařování energie ve formě elektromagnetického záření.

Dosud nejdelší doba udržení plazmatu o teplotě kolem sta miliónů stupňů je téměř přesně jedna sekunda a byla naměřena při experimentech, ve kterých je plazma izolováno od stěn co nejsilnějším magnetickým polem. Při takových podmínkách již dnes probíhají fúzní reakce ve velmi velkém množství. Například na dosud největším fúzním experimentu tohoto typu, totiž na společném evropském tokamaku JET, se efekty fúzních reakcí běžně pozorují a zkoumají [6], dokonce se podařilo prokázat i malý příspěvek získané fúzní energie k ohřevu plazmatu. Jsme ve skutečnosti bolestně blízko od cílové hodnoty pro užitečný reaktor – stačilo by zvětšit součin hustoty a doby udržení zhruba pětkrát – na druhou stranu nám docházejí nápady, jak toho dosáhnout. Hustotu plazmatu výrazně zvýšit neumíme, ta se odvíjí od intenzity magnetického pole, která je již na hranicích našich technických možností. Vlastně zbývá jen jediný opravdu spolehlivý způsob: Dobu udržení částic v horkém objemu plazmatu je bezpochyby možné zvýšit tím, že zvětšíme celý objem plazmatu. Proto musí být ITER tak velký, viz obr. 1.

V magnetickém poli se nabité částice horkého plazmatu při svém tepelném pohybu pevně drží pomyslných magnetických indukčních čar [3, 4]. Zdůrazněme slovo „pomyslných“ – magnetické pole je ve skutečnosti dokonalé kontinuum a indukční čáru charakterizující průběh směru magnetické indukce můžeme přiřadit k libovolnému bodu v prostoru. Vazba částic na indukční čáry pole fakticky znamená, že se částice v magnetickém poli pohybují obrovskou rychlostí sem a tam, přičemž dráha jejich pohybu je určena směrem magnetického pole podobně, jako je třeba dráha běžkařů dána prošlapanými stopami ve sněhu. Částice se přitom indukčních čar nedrží úplně pevně – občas v důsledku srážky přeskočí na sousední indukční čáru. Je to trochu podobné hypotetické situaci, kdy se mezi sebou proplétá velmi mnoho různě rychlých běžkařů. Pokud by měli být běžkaři modelem plazmatu v magnetickém poli, pak by dokonce musela jet polovina z nich v protisměru. Podobně jako u lidí jsou v takové situaci i u částic plazmatu srážky jen málokdy silné, málokdy jsou čelné – ovšem hlavně ty čelné mohou vést k jaderné reakci. Většinou částice jen trochu „změní stopu" vlivem elektrického pole, kterým na sebe nabité částice působí na dálku podobně, jako když se protijedoucí lyžaři uvidí. A i u lyžařů spousta takových malých, zdánlivě zanedbatelných odšlapů může postupně vést k tomu, že se ten, který se původně pohyboval uprostřed skupiny, náhle ocitá na jejím okraji. Z dnešních experimentů je známo, že v tokamacích je rychlost takového pohybu napříč magnetickým polem zpravidla větší než jeden metr za sekundu. Tato naměřená rychlost je způsobena nejen srážkami, ale i turbulentním pohybem částic ve fluktuacích elektrického a magnetického pole. Nabité částice přitom „drží stopu" směru magnetického pole opravdu vynikajícím způsobem, pokud vezmeme v úvahu, že střední rychlost jejich tepelného pohybu dosahuje v centru plazmatu řádově statisíce metrů za sekundu! Nicméně, i jeden metr za sekundu ve „změně stopy" je hodně z hlediska udržení tepla, protože to znamená, že se částice pracně ohřáté na milióny stupňů dostanou na relativně velmi studený okraj plazmatu doslova během okamžiku.

A co částice z okraje plazmatu? Ty si mezitím „odšlapou" cestu buď ven z plazmatu, odkud budou vyčerpány vakuovým systémem, nebo dovnitř do centra plazmatu, kde je jim následně potřeba dodat mnoho energie na jejich ohřátí, pokud se má udržovat vysoká teplota nutná k fungování fúzních procesů. Tento koloběh částic má ale i své výhody – díky němu bude v termojaderných reaktorech z centra plazmatu odcházet vznikající hélium, které bude nahrazovat čerstvé palivo pronikající v opačném směru, z okraje do centra. Nicméně, pokud bude centrum plazmatu příliš malé, nebude se nikdy uvolňovat dost fúzní energie na to, aby se přicházející částice mohly díky samotné fúzi ohřívat na potřebnou teplotu pro další běh reakcí, nedojde k takzvanému zapálení [5].

Popsaný jev „odšlapování" je ve fyzice znám jako difuze plazmatu napříč magnetickým polem. U difuze obecně je důležité, že její rychlost vůbec nezávisí na celkové velikosti objektu (na velikosti plazmatu, neboli na velikostech proplétajících se skupin běžkařů). Závisí pouze na vlastnostech jednotlivých srážek a na jejich množství, čili na délce „odšlápnutí“, a na tom, jak často nastává. Protože částice neznají pravou a levou ruku (zato umí létat), odšlapují při kolizi od své indukční čáry naprosto náhodně: doprava, doleva, nahoru, dolů, někam mezi… Takovému pohybu říkáme „náhodná procházka“ a k anglickému ekvivalentu „random walk“ je možné na internetu najít opravdu hodně informací, viz např. [8]. Dva základní výpočty uvádíme následně i zde jako odpovědi na dvě otázky. Na základě modelu náhodné procházky je v nich odvozeno, jak souvisí rychlost ztrát kvůli difuzi s velikostí plazmatu.

Obr. 1: Konstrukce základové desky pro ITER, září 2013. Další foto viz [7].

Jen pro zpestření jsme v obou otázkách zaměnili model běžkařů – který se hodí na pohyb nabitých částic podél magnetických indukčních čar – za model otevřeného pytle blech, pomocí kterého můžeme dobře popsat difuzi částic v tekutinách obecně. Difuze se totiž nemusí týkat jen pohybu nabitých částic plazmatu napříč magnetickým polem, ale třeba i šíření vůně ve vzduchu, nebo rozptylování soli v klidné vodě. Blechy se přitom svou rychlostí i velikostí o trošku více než lyžaři podobají světu částic, na druhou stranu je určitou vadou na kráse, že jejich náhodná procházka nevzniká v důsledku vzájemných srážek. Blecha se náhodně prochází prostě pro svůj jednoduchý rozum, který jí velí pokaždé skočit jiným směrem.

Otázka prvá: Kam se rozuteče pytel blech?

Začneme tak, jak se na teoretickou úvahu sluší: Nechť máme pytel blech, ve kterém se na jednom místě udělá díra. Blechy pochopitelně začnou skákat ven. Předpokládejme, že každá blecha skáče náhodně, jiným směrem, a dále že nikdy neodpočívá, že po každém skoku hned následuje další. I v každém dalším skoku bude její směr náhodný, a nemusí ani jít o stejně dlouhý skok. Nicméně, všechny blechy nechť jsou si svým chováním i silou velmi podobné, takže bude mít dobrý smysl se zajímat o průměrný výsledek pohybu velkého množství blech.

Zaměříme se nejprve na pohyb jedné blechy. Blecha napřed náhodně skočí z místa B_0 (B_0 je to důležité počáteční místo, kde se nám v pytli udělala díra) do místa B_1, pak – opět náhodně – z místa B_1 do místa B_2, následně z místa B_2 opět bez rozmyslu do místa B_3 a tak dále. Polohu blechy, tj. jednotlivá místa B_0, B_1, B_2, ... umíme zapsat pomocí nějakých souřadnic, třeba odečítáním na milimetrovém papíře, nebo pomocí systému GPS (samozřejmě víme, že na tohle není navigace dost přesná, ale kdo si umí představit pytel blech či protijedoucí skupiny běžkařů, ten si určitě bude umět přestavit i libovolně přesné GPS). Kdo má k fyzice niternější vztah, ten v našem určování místa pomocí souřadnic poznal složky polohového vektoru bodu.

Pro pohyb v jednotlivých souřadnicích (třeba v x a y, nebo v zeměpisné délce a zeměpisné šířce, zkrátka ve složkách příslušných vektorů) pak platí, že posun v prvním skoku je $s_1 = B_1 - B_0$, v druhém $s_2 = B_2 - B_1$, a stejně tak třeba v šestém skoku je $s_6 = B_6 - B_5$ a tak dále. Kupodivu je docela jednoduché určit, o kolik se blecha v dané souřadnici posune po velké spoustě náhodných skoků. Například po osmi skocích bude celkový posun v poloze blechy (označme ho písmenkem c)

$$
\begin{aligned}
c_8 &= s_1 + s_2 + s_3 + s_4 + s_5 + s_6 + s_7 + s_8 = \\
&= B_8 - B_7 + B_7 - B_6 + B_6 - B_5 + B_5 - B_4 + B_4 - B_3 + B_3 - \\
&\quad - B_2 + B_2 - B_1 + B_1 - B_0 = B_8 - B_0.
\end{aligned}
$$

Samozřejmě po N skocích (kde N může být osm, nebo třeba tisíc, nebo milión, prostě cokoli) určitě platí $c_N = B_N - B_0$.

A kam se tedy blechy rozutečou? Přesněji řečeno, jaký bude průměrný posun c_N pro mnoho a mnoho blech? Tady si stačí uvědomit, že každý skok každé blechy je náhodný ve směru i v délce, takže každá blecha nakonec dorazí na nějaké jiné místo B_N, některá se ocitne vpravo, jiná vlevo, některá se dostane na jih, jiná na sever… Protože jde o zcela náhodné skoky, u kterých nelze nijak předvídat, kterým směrem povedou, musí platit, že průměrný posun pro mnoho blech bude v každé souřadnici nulový: $<c_N> = 0$ (průměr značíme pomocí špičatých závorek). Odsud hned plyne důležitý závěr, že průměr všech posledních souřadnic pro mnoho blech musí být roven jejich výchozí souřadnici

$$<B_N> = <c_N> + B_0 = B_0.$$

Není to nijak zvlášť překvapivý výsledek – neznamená to nic jiného, než že se blechy vytrvalým poskakováním dostanou do všech stran, že žádný směr nemá přednost. Připomeňme znovu, že tento výpočet bychom vlastně měli provést zvlášť pro jednotlivé souřadnice (jednou třeba s indexem x pro pohyb zleva doprava, podruhé s indexem y pro pohyb zepředu dozadu apod.), aby bylo zřejmé, jaká čísla se mají nakonec do výpočtu dosadit. My zde ale žádná čísla dosazovat nepotřebujeme, a ve výpočtu bez dosazení číselných hodnot (tomu se říká obecný výpočet) by vycházelo v každém směru skákání úplně to samé. Je vidět, že kdo se nebojí obecných výpočtů, může si ušetřit spoustu práce!

Závěr první otázky může znít třeba takto: *Při platnosti předpokladu o náhodné procházce je průměrná poloha (těžiště) difundujících částic stále ve výchozím bodě*, v našem případě u díry, kterou se nám blechy z pytle rozutekly. Blechy se vlastně v průměru nerozutekly nikam. Kdyby stál nedaleko pes, nejspíš by to dopadlo jinak, ale to už bychom nemohli mluvit o náhodné procházce.

Opět o difuzi

V první otázce jsme dokázali, že skupina mnoha částic pohybujících se pouze náhodnou procházkou nemá žádný preferovaný směr pohybu, že její těžiště zůstává nehybné. To nám ale neříká nic o tom nejdůležitějším, a sice, jak rychle se mechanismem difuze rozšíří oblak částic do prostoru. Za jak dlouho se dostanou částice z výchozího bodu do určité vzdálenosti? To je bezpochyby otázka zásadního významu – třeba i pro studium šíření nečistot v ovzduší. Pro nás je navíc důležitá tím, že nám napoví, za jak dlouho částice vynesou z centra plazmatu teplo. Na tak důležitou otázku přitom nelze odpovědět bez statistiky, bez toho, abychom mluvili o průměrném výsledku pro mnoho částic. Je to logické, jde nám totiž o chování oblaku částic jako celku, o rozpínání oblaku, který postupně zaplavuje okolí. Už z toho je vidět, že mnoho částic musí nutně zůstávat „pozadu“, uvnitř oblaku. Příslušný výpočet není příliš složitý (spíše je náročné si to umět správně rozmyslet) a navíc je druhým pěkným okénkem do metod statistické matematiky, proto ho nabízíme ve druhé otázce.

Otázka druhá: Jak daleko se rozuteče pytel blech?

Nechť jsou blechy ve stejné situaci jako v první otázce a nechť pro ně platí stejné předpoklady. Vlastně se teď jen trochu jinak ptáme. V první otázce jsme chtěli vědět, kam v průměru blechy doskáčou, a našli jsme odpověď, že vlastně nikam, že v průměru zůstanou tam, co byly. Protože je taková odpověď téměř k ničemu, poučíme se a zeptáme se nyní lépe: Jak daleko v průměru blechy doskáčou? A najednou nám příroda trochu poodhalí svá tajemství.

Průměr vzdálenosti, do které blechy doskáčou, totiž nesouvisí se souřadnicemi jednotlivých skoků, ale s délkami skoků. Abychom správně započítali délky skoků, je rozumné počítat každý skok jako součet druhých mocnin posunu v jednotlivých souřadnicích. Délku skoku tak vlastně určujeme pomocí Pythagorovy věty; druhá mocnina zároveň zajistí, že nemohou vycházet záporná čísla, když nyní jde o vzdálenosti, nikoli o směry. Zkusme teď odvodit, jaká bude druhá mocnina celkového posunu blechy od výchozího místa, a to třeba po pěti skocích (abychom nepotřebovali moc výpočtů). Musíme to spočítat tak, že správně roznásobíme závorky:

$$c_5^2 = (s_1 + s_2 + s_3 + s_4 + s_5)^2 =$$
$$= s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 + s_4^2 + s_5^2 + 2s_1s_2 + 2s_1s_3 + 2s_1s_4 + 2s_1s_5 +$$
$$+ 2s_2s_3 + 2s_2s_4 + 2s_2s_5 + 2s_3s_4 + 2s_3s_5 + 2s_4s_5$$

V hodnotách $s_1^2, s_2^2, \ldots$ poznáváme druhou mocninu délky skoků (prvního, druhého, …), situace se ale stává nepřehlednou kvůli tzv. střídavým součinům (s_1s_2 apod.). S tímto poměrně komplikovaným výsledkem se nedá nic dělat, dokud sledujeme jednotlivé blechy každou zvlášť. Jakmile nás ale zajímá, jak daleko v průměru od pytle odskáče spousta blech, tak lze výsledek opravdu dramaticky zjednodušit. Stačí si vzpomenout, že každý skok každé blechy má docela náhodný směr, takže hodnota posunu (značená s) má v každé měřené souřadnici jednou kladné a jindy záporné znaménko, a navíc i docela náhodné číselné hodnoty. Díky tomu můžeme směle říci, že střední hodnota každého střídavého součinu bude nulová, např. $<s_4 s_5> = 0$. Skutečně, pro libovolný skok s_4 bude následující skok s_5 zcela náhodný, předchozím skokem nijak neovlivněný (odborně říkáme, že jde o nekorelované veličiny). Někdy bude s_5 kladné, někdy záporné, takže v průměru pro mnoho blech bude jeho součin s jakýmkoli konečným číslem s_4 nulový.

Ukazuje se tedy, že při náhodné procházce budou ve středních hodnotách nenulové jen druhé mocniny délek skoků:

$$<c_5^2> = <(s_1+s_2+s_3+s_4+s_5)^2> = <s_1^2>+<s_2^2>+<s_3^2>+<s_4^2>+<s_5^2>$$

Mlčky jsme předpokládali, že se střední hodnota součtu rovná součtu středních hodnot. Kdo má zalíbení v matematice, snadno si to z definice střední hodnoty může sám dokázat. Zbývá stanovit střední hodnoty druhých mocnin délek skoků, tj. $<s_1^2>$, $<s_2^2>$, ..., a to průměrem z mnoha prvních, druhých a dalších skoků mnoha blech. Pro zjednodušení přitom můžeme předpokládat, že se průměrná délka skoku blechy s počtem skoků nemění, že je stále stejná, zkrátka že pozorujeme blechy, které se při svém skákání ani neunavují, ani nerozdivočují. V tom případě mají průměry $<s_1^2>$, $<s_2^2>$ stále stejnou hodnotu, kterou můžeme označit celkem libovolně, třeba $<s^2>$. Odmocnina této hodnoty odpovídá oné průměrné délce skoku a v odborném jazyce se jí říká *střední volná dráha*. Tím se dostáváme k velmi důležitému výsledku:

$$<c_5^2> = 5 \cdot <s^2>$$

Přitom celá tato úvaha samozřejmě platí nejen pro pět skoků, ale pro jakékoli množství skoků, pro dvanáct nebo i pro šedesát šest, zkrátka obecně pro libovolný počet N skoků, kde N je jakékoli přirozené číslo:

$$<c_N^2> = N \cdot <s^2>$$

Těžkou práci máme hotovou, a teď přijde to nejzajímavější! Pokud totiž zjistíme (třeba měřením), jak daleko od pytle se v průměru blechy za nějakou dobu dostanou, a známe jejich průměrnou délku skoku (střední volnou dráhu), pak umíme z předchozího vzorečku určit počet skoků, které blechy udělaly:

$$N = \frac{<c_N^2>}{<s^2>}$$

Přitom se ovšem nabízí i mnohem jednodušší způsob, jak tento počet skoků stanovit. Stačí přeci vzít celkovou dobu, po jakou blechy skáčou, a vydělit ji střední dobou trvání jednoho skoku:

$$N = \frac{t_N}{<t>}$$

Srovnáním těchto dvou vztahů získáváme naprosto základní vztah pro difuzi blech náhodnými skoky, pardon, pro difuzi částic v modelu náhodné procházky:

$$\frac{t_N}{<c_N^2>} = \frac{<t>}{<s^2>}$$

Kouzlo tohoto vztahu spočívá v tom, že zatímco na levé straně jsou časy a vzdálenosti makroskopické (které lze jednoduše měřit na celém souboru blech nebo pro celý oblak částic), tak na straně pravé jsou veličiny mikroskopické (které charakterizují pohyb jedné blechy nebo jedné částice). Pokud blechy skáčou pořád stejně, pak určitě platí

$$\frac{<t>}{<s^2>} = \text{konst.}$$

a tím pádem i

$$t_N = \text{konst.} \cdot <c_N^2>.$$

Obecnou odpověď můžeme formulovat například takto: *Při platnosti předpokladu o náhodné procházce je střední vzdálenost, do které se částice dostanou difuzí, úměrná druhé odmocnině z doby jejich šíření.* Jak již sami snadno odvodíte, při takto vyslovené závislosti vychází konstanta úměrnosti jako součin střední volné dráhy částice (průměrné délky skoku blechy) s odmocninou srážkové frekvence (odmocninou průměrného počtu skoků blechy za jednu sekundu).

Závěrečné úvahy

Pozoruhodným okamžikem výpočtu ve druhé otázce je místo, kde jsme předpokládali, že se průměrná délka skoku blechy během šíření blech nemění, takže se takový typický skok může stát analogií střední volné dráhy částic v tekutinách. Vlastně díky tomu se mohou blechy stát modelem pro difuzi částic, které se také srážejí stále stejně. Je to ale pravda? Nemusí být! Pokud se soubor částic dostane během difuze do oblasti nižší teploty, tj. do oblasti nižší střední rychlosti částic, je to trochu, jako kdyby blechy zlenivěly, unavily se. A skutečně, střední volná dráha částic plazmatu je při nižší teplotě kratší, podobně jako je kratší i skok unavené blechy. Mohli jsme tak snadno rozvinout i model zahrnující teplotní závislost, ale ten by byl přeci jen o dost složitější.

Podstatným výsledkem našeho zjednodušeného výpočtu je fakt, že se šíření částic difuzí jakoby zpomaluje v čase – vyšlo nám, že doba, za jakou se blechy náhodným hopsáním dostanou do určité vzdálenosti od výchozího místa, roste s druhou mocninou této vzdálenosti. Všimněte si rozdílu mezi blechami a inteligentnějšími formami života. Pokud by se snažil dostat od pytle co nejdál třeba vrabec, neskákal by sem a tam podle modelu náhodné procházky, ale v každém jednotlivém skoku by se pohyboval směrem pryč od pytle. A to ještě jen v případě, že by nemohl nebo nechtěl uletět. Doba nutná k překonání vzdálenosti by v každém případě u vrabce rostla přímo úměrně se vzdáleností, nikoli s její druhou mocninou.

Vlastně je štěstí, že se částice plazmatu nesnaží dostat ven co nejkratší cestou, ony se totiž nesnaží vůbec o nic. Pohybují se volně a velmi rychle podél indukčních čar magnetického pole a v důsledku srážek „odšlapují“ zcela náhodně kousek vedle, na jinou pomyslnou indukční čáru. Někdy se tím částice přiblíží k horkému centru plazmatu, a jindy se posune ven, směrem do chladnějších oblastí. Přestože pohyb částic je ve své podstatě náhodný, částice nakonec ztrácíme – horké plazma má dobře definovanou velikost a polohu, ze které částice náhodnými přeskoky, podobně jako blechy, dříve či později utíkají.

Díky modelu se šířením blech nyní víme, že se na okraj plazmatu částice dostávají za dobu, která je úměrná druhé mocnině velikosti plazmatu. A tak pokud bude plazma dvakrát větší, udrží částice (a jejich pohybovou energii, čili teplo) hned čtyřikrát déle. Tento jednoduchý závěr skutečně platí a příčinou je skutečnost, že mikroskopické parametry – střední volná dráha a střední doba mezi srážkami – jsou v plazmatu o určité teplotě, hustotě a složení stále stejné, ať už provozujeme malý, nebo velký experiment.

Závěr je jednoduchý: Jestliže je nejlepší naměřená doba udržení kolem jedné sekundy u tokamaku JET, a tokamak ITER má mít plazma podobné, jen zhruba dvakrát větší, pak v něm můžeme očekávat dobu udržení v nejlepším případě $2 \cdot 2\ \mathrm{s} = 4\ \mathrm{s}$. Je zajímavé, jak blízko se s touto úvahou dostáváme k mnohem pracněji předpovězené době udržení, která je pro ITER uváděna jako 3,6 s. Při této době udržení se již skutečně blížíme k zapálení fúze. Cílem ITER je 10krát větší výkon fúze nežli výkon ohřevu, potřebný k udržení požadované teploty (konkrétně při ohřevu plazmatu na úrovni 50 MW má být výkon fúze asi 500 MW).

I český tokamak COMPASS [9] má plazma podobné konfigurace jako plazma v zařízení JET, ovšem s lineárními rozměry zhruba pětkrát menšími. To znamená, že doba udržení plazmatu je v COMPASS $5 \cdot 5 = 25$krát kratší než doba udržení v JET, čili přinejlepším může dosáhnout asi 40 ms. Při takových dobách udržení procesy termojaderné fúze sice také probíhají, ale pouze v množství, ve kterém jsou na hranici pozorovatelnosti. Malé experimenty se proto nevěnují jaderným aspektům fúzního výzkumu, ale výhradně výzkumu jevů ve vysokoteplotním plazmatu. Prioritu přitom má výzkum turbulentních procesů, které jsou hlavní a zároveň fyzikálně velmi komplikovanou příčinou měřených hodnot difuze částic napříč magnetickým polem.

Poděkování:
Tento článek vznikl za podpory projektu operačního programu Výzkum a vývoj pro konkurenceschopnost „MAT21 – Materiály pro nové tisíciletí“, reg. č.: CZ.1.07/2.3.00/35.0009, `http://www.materialy21.cz/`.

Literatura

[1] McCracken, G., Stott G.: *Fúze – energie Vesmíru.* Mladá Fronta, edice Kolumbus, Praha, 2006.
[2] Řípa M., Mlynář J., Weinzettl V., Žáček F.: *Řízená termojaderná fúze pro každého.* ÚFP AV ČR, Praha, 2011 [online] `http://www.cez.cz/cs/vyzkum-a-vzdelavani/` [cit. 2013-10-06].
[3] Kulhánek, P.: *Blýskání.* AGA, Praha, 2011.
[4] Kulhánek, P.: *Teorie plazmatu.* Skripta FJFI ČVUT, Praha, 2009 [online] `http://www.aldebaran.cz/studium/fpla.pdf` [cit. 2013-10-06].
[5] Mlynář, J.: Principy termojaderného reaktoru ITER. *Rozhledy matematicko-fyzikální* **85**, č. 4 (2010), s. 19 [online] `http://www.ipp.cas.cz/Tokamak/clanky/principy_ITER.pdf` [cit. 2013-10-06].
[6] Wesson J.: The science of JET. *Report JET-R* (99)13 (1999), s. 154 [online] `http://www.iop.org/Jet/fulltext/JETR99013.pdf` [cit. 2013-10-06].
[7] `http://www.iter.org/galleries` [cit. 2013-10-06].
[8] `http://en.wikipedia.org/wiki/Random_walk` [cit. 2013-10-06].
[9] Řípa M., Pánek R., Mlynář J.: Instalace tokamaku COMPASS v Praze. *Čs. časopis pro fyziku* **58** (2008), s. 200 [online] `http://www.ipp.cas.cz/Tokamak/clanky/Instalace_Compass.pdf` [cit. 2013-10-06].