

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Luděk Krejčí; Vladimír Dolínek; Luděk Šára; Václav Něnička; Jan Hlína
Přechod jádra volného proudu nízkoteplotního plazmatu do chaosu

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 43 (1998), No. 2, 119--129

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137540>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1998

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

Přechod jádra volného proudu nízkoteplotního plazmatu do chaosu

Luděk Krejčí, Vladimír Dolínek, Luděk Šára, Václav Něnička a Jan Hlína, Praha

1. Souhrn

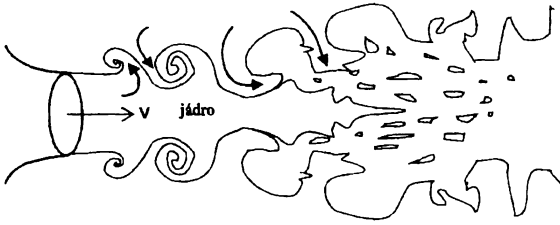
Je popsán sled, scénář dynamických jevů, které se postupně vyvíjejí v průběhu přechodu jádra volného proudu nízkoteplotního plazmatu do chaosu — proces, který rozhodujícím způsobem ovlivňuje nelineární fázi přechodu celého volného proudu plazmatu do turbulence. Scénář je blízký scénáři přechodu tzv. uzavřených konvektivních dynamických systémů. Jeho dynamické uzavření je důsledkem absolutní nestability smykové vrstvy, která vyvolává globální oscilace celého sloupce plazmatu. Tyto kvaziperiodické oscilace, jejichž kinematiku charakterizují konstantní hodnoty Strouhalova čísla $St_d = 0,2$ a $St_d = 0,1$, také řídí a limitují jak procesy transportu tepla a hmoty do volného proudu plazmatu, tak i výměnu tepla ve výbojové komoře obloukového generátoru — tedy samotnou generaci tepla. A tak tedy v podstatě řídí a omezují i možnosti účinného praktického využití tepelné energie proudu.

2. Úvod

V příspěvku popisujeme vývoj procesu přechodu tzv. jádra volného proudu nízkoteplotního plazmatu do chaosu (za jádro proudu zde označujeme jeho počáteční oblast nesmísenou s okolním prostředím — obr. 1). Tento proces ovlivňuje rozhodujícím způsobem přechod celého proudu do turbulence.

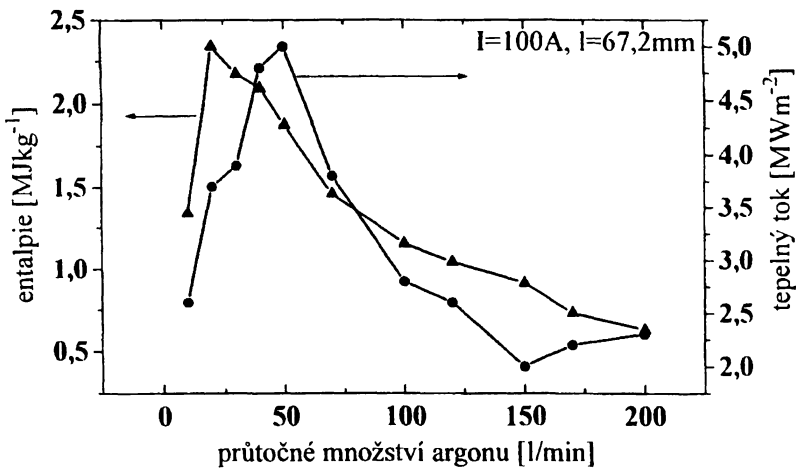
S prvními — a tehdy velmi překvapujícími — poznatky o dominantní roli jevů probíhajících v jádře proudu plazmatu (obr. 1) jsme se setkali již v polovině sedmdesátých let v průběhu studií možností účinnějšího využití tepelné energie volného proudu vysoce ohřátého plynu při výzkumu tepelné odolnosti ablativních materiálů, tepelných bariér apod. Tehdy jsme zjistili pozoruhodný vývoj procesu přestupu tepla ve stagnační oblasti proudu natékajícího na desku vloženou kolmo do jádra. Za podmínky, kdy obloukem obloukového generátoru protékal proud o konstantní intenzitě a průtok ohřívajícího plynu — argonu, dusíku či vzduchu — byl postupně zvyšován

Ing. LUDĚK KREJČÍ, CSc. (1930), Ing. VLADIMÍR DOLÍNEK (1942), Ing. LUDĚK ŠÁRA, CSc. (1967), RNDr. VÁCLAV NĚNIČKA, CSc. (1939), RNDr. JAN HLÍNA, CSc. (1945), Ústav termomechaniky AV ČR, Dolejškova 5, 182 00 Praha 8, Ústav pro elektrotechniku AV ČR, Dolejškova 5, 182 00 Praha 8.



Obr. 1. Jádro volného proudu

na více než dvacetinásobek nejnižší hodnoty (která činila zpravidla 10 l/min), se tok tepla v ose jádra velmi výrazně nemonotónně měnil — obr. 2 [1]. Obdobný průběh této závislosti byl ve volném proudu argonového, dusíkového a vzduchového plazmatu zjištěn při různých hodnotách intenzity elektrického proudu protékajícího obloukem nebo za podmínek, kdy proud plazmatu vytékal z výbojových komor rozdílných délek. Zvětšení intenzity elektrického proudu nebo délky komory vedlo v obou případech ke zvýšení celkové hladiny toku tepla a posunu celého obrazu do oblastí vyšších průtoků plynu.



Obr. 2. Tepelný tok ve stagnační oblasti a střední entalpie v závislosti na průtočném množství argonu. Proud $I = 100$ A, délka výbojové komory $l = 67,2$ mm.

Uvedený vývoj toku tepla v ose jádra doprovázely neméně zajímavé a s ním zřejmě související změny střední entalpie proudu plynu v ústí trysky obloukového generátoru (obr. 2).

Údaje toku tepla naměřené při nízkých a nejvyšších průtocích plynu přitom ukazovaly, že v prvním případě na desku natéká laminární proud, v případě druhém pak proud turbulentní [1]. Naznačovaly tudíž, že překvapující vývoj zkoumaného procesu konvektivní výměny tepla v jádře je zřejmě důsledkem přechodu laminárního proudění v proudění turbulentní.

Shoda podmínek, při nichž současně docházelo ke změnám povahy vývoje toku tepla v jádře a k výrazným změnám spektra oscilací napětí na oblouku a k obdobným

změnám spektra akustického, přitom naznačovala, že zjištěný nemonotónní vývoj toku tepla v jádře způsobují určité změny typu oscilací celého sloupce plazmatu.

Přes omezené technické možnosti se již tehdy — s pomocí Ústavu pro elektrotechniku AV ČR — podařilo prokázat, že oscilace napětí na oblouku nejsou dány ani rezonancemi v jeho napájecím obvodu nebo jeho magnetickou nestabilitou, ani periodickým zkratováním „vyfukovaného“ oblouku, ale oscilacemi samotného jádra [2, 3]. Zjistili jsme přitom, že za podmínek, kdy tok tepla v jádře nabývá minimální hodnoty (obr. 2), mají oscilace dominující spektru oscilací napětí i spektru hlukovému nejen největší amplitudu, ale i stejnou frekvenci. A zjistili jsme také, že této frekvenci odpovídající hodnoty Strouhalova čísla vztažené k průměru výstupní trysky obloukového generátoru a ke střední rychlosti proudu (vypočtené ze střední hustoty odpovídající střední entalpii v ústí trysky) jsou za všech okolností (při různých intenzitách elektrického proudu protékajícího obloukem, při výtoku z komor různých délek a v plazmatu různých jedno- či dvouatomových plynů) překvapivě téměř stále stejné a velmi blízké hodnotě 0,2 [2, 3] (Strouhalovo číslo zde charakterizuje kinematické poměry v systému vírových struktur vznikajících ve smykové vrstvě jádra proudu a určuje v podstatě vztah mezi relativní rychlostí jejich pohybu vzhledem k rychlosti samotného proudu a jejich roztečí [4]). A tato hodnota ukazuje, že za daných podmínek zřejmě jde o kinematiku typu „jet mode oscillations“, o nichž se již tehdy vědělo, že hrají rozhodující roli při přechodu volných proudů do turbulence vůbec — a že tedy daný tepelný jev je také jeho důsledkem.

Při malém zvýšení průtočné hmotnosti plynu nad hodnoty odpovídající tomuto stavu docházelo k náhlému poklesu dominantní frekvence jak v akustickém spektru (to bylo zaznamenáváno i pouhým poslechem), tak i ve spektru oscilací napětí na oblouku na poloviční hodnotu. Tato změna v dynamickém chování proudu byla současně doprovázena opětným vzrůstem toku tepla v jádře proudu (obr. 2). Další zvyšování průtočné hmotnosti plynu vedlo potom k hodnotám toku tepla vypočteným pro turbulentní proud — a dominantní složky ve spektrech oscilací napětí a spektru akustickém přitom současně zanikly v šumu turbulentních spekter.

Počátkem devadesátých let, kdy jsme naše studie dynamiky proudu plazmatu přecházejícího do turbulence mohli opět obnovit, byla již známa řada scénářů přechodů do turbulence — byť jen pro uzavřené hydrodynamické systémy: pro Rayleighovu–Bénardovu volnou konvekci v uzavřené horizontální vrstvě tekutiny, zahřívané ze spodu, a nucenou konvekci Couettovu–Taylorovu, k níž dochází ve vrstvě tekutiny proudící mezi dvěma koncentrickými válci rotujícími rozdílnými úhlovými rychlostmi. A ukázalo se, že jev zdvojení periody, který jsme při našich dřívějších experimentech pokládali za klíčový pro změnu určitého dynamického stavu jádra proudu ve stav, kdy v něm dochází k plně vyvinutému turbulentnímu proudění, má i v procesu jejich přechodu vůbec rozhodující roli.

Současně se také ukázalo, že nové možnosti záznamu a zpracování dat optického záření jádra a jeho smykové vrstvy [5, 6, 7] dovolují podrobně sledovat a analyzovat dynamiku celého přechodu — a nejen její některé projevy — a jen za určitých specifických podmínek, jako to umožňovala měření akustická.

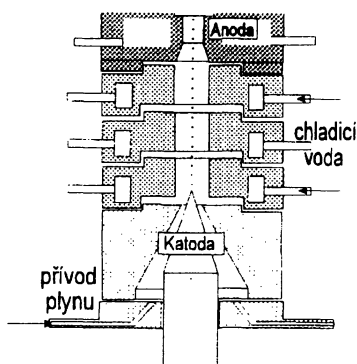
Cílem našich dalších studií problému bylo zjistit, jaké dynamické stavy jádra odpovídají jednotlivým fázím přechodu [8, 9].

A dále jsme začali zkoumat — a ještě zkoumáme, jaké jevy je postupně řídí. Následující výklad může dát jistou představu, jak se nám to daří. Protože jde o nelineární dynamický systém, popíšeme podrobněji jen jeden případ, naměřený na určitém konkrétním zařízení a při jeho typických provozních podmínkách.

3. Pokusné zařízení a metodika experimentu

3.1. Obloukový generátor termálního plazmatu

Volný proud argonového plazmatu vytékal z tzv. „kaskádového“ obloukového generátoru vlastní konstrukce (obr. 3). Jeho výbojovou komoru tvoří sloupec vzájemně elektricky izolovaných vodou chlazených měděných prstenců, které oddělují kuželovou wolframovou katodu od měděné prstencové anody. Průměr otvoru distančních prstenců



Obr. 3. Obloukový generátor plazmatu

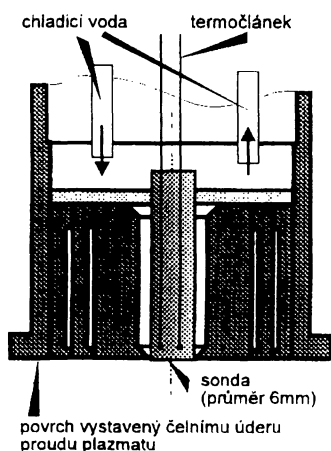
byl 11 mm, jejich výška byla 20 mm, průměr otvoru anody byl 8 mm. Délka výbojové komory (vzdálenost od vrcholu katody k rovině ústí anody) byla 67 mm. Přechod z kuželovitého laminárního jádra proudu, vystupujícího z ústí trysky generátoru do turbulence (kdy dochází k jeho úplné dezintegraci), byl zkoumán za podmínek, při nichž obloukem protékal elektrický proud o intenzitě 175 A; průtočná hmotnost argonu se přitom měnila od 10 l/min do 200 l/min. Výška kužele stabilního laminárního jádra byla při průtoku 10 l/min asi 25 mm; v průběhu přechodu dochází v důsledku nestability smykové vrstvy k jeho oscilacím, které nakonec způsobí jeho již zmíněnou dezintegraci.

Připravit experiment, který by nám umožnil nejen jednoznačně identifikovat jednotlivé dynamické stavy jádra volného proudu plazmatu při jeho přechodu do turbulence, ale hlavně tyto stavy spolehlivě reprodukovat, není vůbec snadná záležitost. Běžné způsoby nastavení a kontroly provozních parametrů obloukového generátoru (intenzity

elektrického proudu protékajícího obloukem, napětí na oblouku a průtoku plynu) zde zdaleka nestačí. Přesnost jejich měření, nastavení a udržení v průběhu experimentu zde musí být minimálně o řád vyšší. Proto jsme navrhli, postavili a použijeme původní systém automatické kontroly provozu zařízení řízený systémem přímého zpracování dat. Abychom navíc zabránili nežádoucímu ovlivnění vývoje smykové vrstvy proudu plazmatu oscilacemi příkonu oblouku, zařadili jsme do napájecího obvodu mohutnou tlumivku o indukčnosti 10 mH.

3.2. Měření toku tepla a střední entalpie proudu

Měření celkového toku tepla ve stagnační oblasti proudu v ose jeho jádra umožňuje spolu s měřením střední entalpie proudu v ústí trysky obloukového generátoru nejen spolehlivě vymežit obor hodnot průtočné hmotnosti (nebo středních hodnot Reynoldsova čísla), v němž dochází k přechodu jádra do turbulence, ale i jednoznačně identifikovat jeho jednotlivé fáze. Užíváme přitom kalorimetru (obr. 4), který byl také vyvinut v našem ústavu [10, 11, 12, 13]. Měrným prvkem je zde kalorimetrická sonda — měděný váleček o průměru 6 mm a 20 mm dlouhý, opatřený po délce termočlánek. Čelo sondy vystavené kolmému úderu proudu plazmatu lícuje s čelní plochou kalorimetru. Teplo, vstupující čelem do sondy v průběhu měření, se v ní jen akumuluje; měděná koaxiální izolační pouzdra přitom v sondě zajišťují jednodimenziální vedení tepla. Časový průběh toku tepla čelem sondy dostaneme z časových průběhů teplot v dřívku sondy řešením odpovídající inverzní úlohy vedení tepla sondou (numericky nebo pomocí elektrického analogonu) [11, 12]. Doba měření je 0,5 až 1,5 s, maximální tok tepla, který můžeme měřit s relativní přesností 2–3 %, dosahuje 100 MW/m^2 ; s toutž přesností lze registrovat i oscilace toku v rozmezí 0 až 1,5 kHz.



Obr. 4. Kalorimetr

Při všech měřeních popsaných v tomto sdělení bylo čelo sondy vzdáleno od ústí trysky obloukového generátoru 15 mm.

Střední entalpie proudu v ústí trysky obloukového generátoru byla jednoduše stanovena z údajů tepelné bilance generátoru — z rozdílů mezi příkonem oblouku a výkonem odvedeným chladicí vodou a z údajů průtočné hmotnosti plynu.

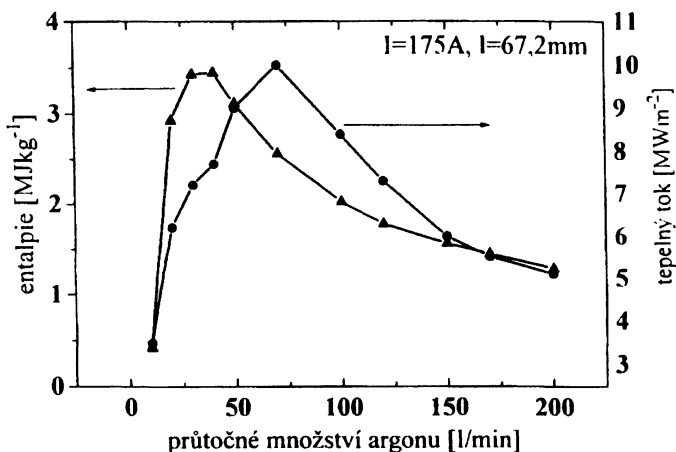
3.3. Studie dynamiky jádra

Při zkoumání dynamického chování smykové vrstvy, jakož i oscilací samotného jádra jsme využili optoelektronické zařízení, vyvinuté v laboratoři fyzikální elektroniky Ústavu pro elektrotechniku AV ČR [5, 6]. Optické záření jádra v rovině kolmé ke geometrické ose proudu a vzdálené od ústí trysky obloukového generátoru 7 mm se zde promítá na 8 křemíkových fotodiód typu PIN, registrujících integrální záření proudu v různých vzdálenostech od osy. Rozměr pozorovaného příčného profilu byl 7 mm. Signál fotodiód byl zaznamenáván A/D převodníkem s maximální vzorkovací frekvencí 125 kHz/kanál a s celkovou kapacitou 1 Mbyte vzorků, s rozlišením 12 bit. Spektra použitá při popisu dynamiky smykové vrstvy a jádra proudu představují střední hodnoty ze 110 realizací registrovaných za daných podmínek v ose proudu.

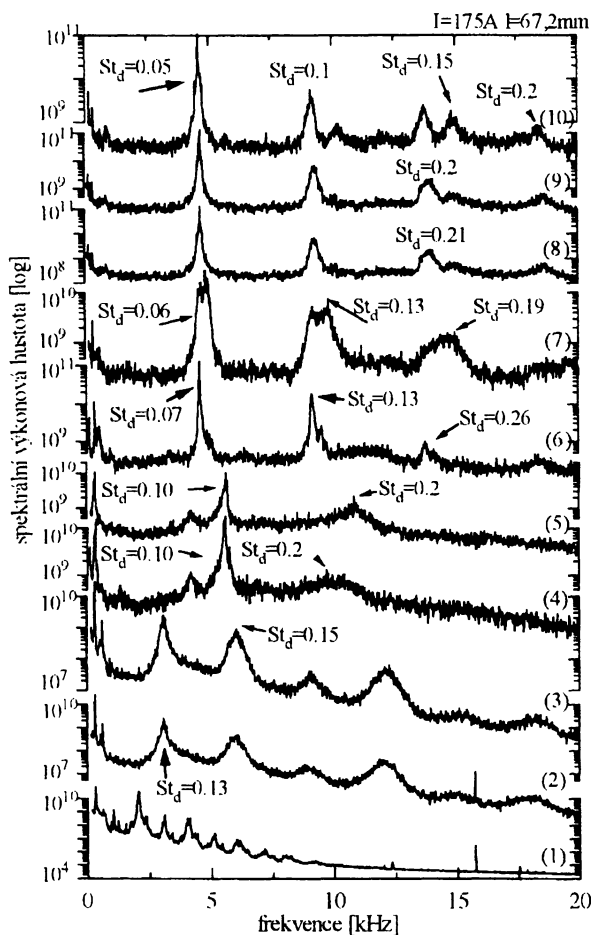
Abychom mohli zjistit vzájemnou vazbu mezi dynamickými jevy probíhajícími současně v jádře volného proudu a ve výbojové komoře obloukového generátoru, registrovali jsme též i oscilace napětí na oblouku. Tyto údaje, snímané přes napěťový dělič, byly dále zpracovány obdobně jako údaje optické emise plazmatu.

4. Scénář přechodu volného proudu plazmatu do turbulence a mechanismus jej řídící

Jak jsme již uvedli, údaje toku tepla ve stagnačním bodě v ose jádra a střední entalpie proudu v ústí trysky obloukového generátoru nám — za předpokladu, že



Obr. 5. Tepelný tok ve stagnační oblasti a střední entalpie v závislosti na průtočném množství argonu. Proud $I = 175$ A, délka výbojové komory $l = 67,2$ mm.



Obr. 6. Spektrum oscilací zářivého toku z osy jádra plazmatu. Proud $I = 175$ A, délka výbojové komory $l = 67,2$ mm (šířka pásma 15,26 Hz, střední hodnota ze 110 realizací).

Průtočná množství argonu:

- (1) – 10 l/min,
- (2) – 20 l/min,
- (3) – 30 l/min,
- (4) – 40 l/min,
- (5) – 50 l/min,
- (6) – 60 l/min,
- (7) – 100 l/min,
- (8) – 150 l/min,
- (9) – 170 l/min,
- (10) – 200 l/min.

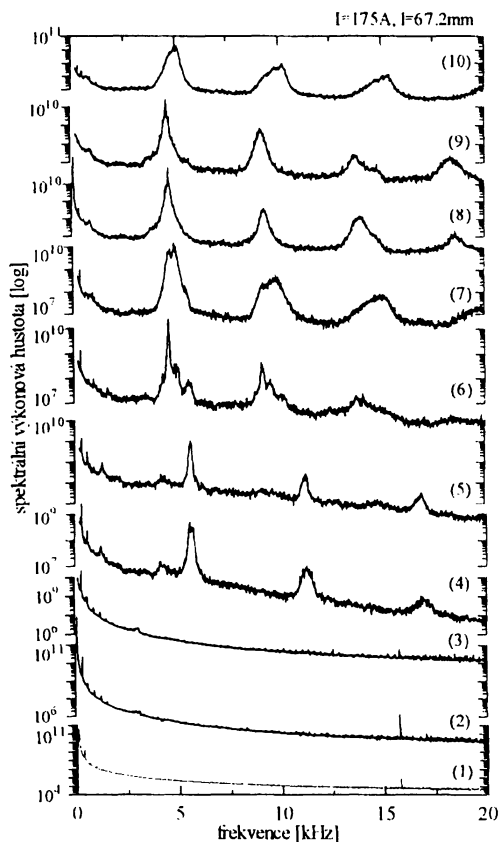
obloukem obloukového generátoru protéká proud konstantní intenzity a ohřívá se jím určitý plyn, který vytéká z komory určité délky — umožňují nejen poměrně snadno vymezit obor hodnot průtočné hmotnosti plynu (nebo středních hodnot Reynoldsova čísla v ústí trysky), v němž k přechodu dochází, ale především spolehlivě identifikovat jeho jednotlivé fáze. Ty jednoduše vyznačují náhlé změny povahy závislosti zmíněných veličin na průtoku plynu (obr. 5). Při malých průtocích natéká na čelo kalorimetru laminární proud — a naměřené toky tepla se shodují s odpovídajícími hodnotami vypočtenými teoreticky [9]. Spolu s růstem toku tepla vzrůstá v dané fázi se zvyšováním průtoku i střední entalpie proudu v ústí trysky. Ta však při určitém průtoku nabývá maximální hodnoty a při dalším růstu průtoku dochází k jejímu značnému poklesu. Tok tepla v ose jádra proudu však nadále roste. Ve třetí fázi procesu však růst průtoku argonu vede i k poměrně prudkému poklesu toku tepla. Ten je zřejmě důsledkem intenzivního mísení okolního prostředí s proudem plazmatu vyvolaného pohybem jádra ve spirále [8]. Třetí fáze přechodu — a přechodu jádra do turbulence vůbec — je

ukončena jeho rozpadem a vznikem plně vyvinutého turbulentního proudění. Dochází k tomu za podmínek, kdy tok tepla v jádře nabývá minimální hodnoty. Ve vyvinutém turbulentním proudu, který v jádře existuje při průtocích vyšších, tok tepla s průtokem opět roste, i když entalpie v ústí trysky nadále klesá. Je to způsobeno tím, že vyvinuté turbulentní proudění více omezuje pronikání okolního prostředí do samotného proudu.

V popsáných podivuhodných metamorfózách vývoje konvektivní výměny tepla v ose jádra proudu a střední entalpie v ústí trysky obloukového generátoru v průběhu zvyšování průtoku se odráží nejen proces redistribuce transportu tepla v jádře, ale i podstatné změny v dynamickém chování jádra v průběhu jeho přechodu do turbulence. Scénář tohoto vývoje si můžeme „přečíst“ z údajů obr. 6, kde je vynesena sled spekter oscilací optického záření jádra. Vyplývá z něj, že se v průběhu přechodu postupně objevují tři rozdílné typy spekter — a to právě za podmínek, kdy v jádře dochází k již popsáným změnám v transportu tepla. V první fázi přechodu (srovnej s obr. 5) příslušné spektrum popisuje nestacionární pohyb koherentních vírových struktur periodicky se tvořících v nestabilní smykové vrstvě kolem jádra [14]. Přechod první fáze ve fázi druhou se ve spektru projevuje zdvojením periody. To znamená, že za těchto podmínek dochází ke slučování dvou sousedních vírových struktur ve strukturu jedinou. Původní téměř čárové spektrum se přitom přemění ve spektrum s plochými maximy frekvencí dominujících postupně rostoucímu šumovému pozadí. V průběhu dalšího vývoje však energie i těchto oscilací částečně zanikne v šumu pozadí, především však ale přejde do dvou významných rytmů, charakterizovaných hodnotami Strouhalova čísla $St_d = 0,1$ a $St_d = 0,2$. S dalším růstem průtoku plynu se frekvence prvních oscilací málo mění a jejich Strouhalovo číslo zůstává konstantní, zatímco frekvence oscilací druhých roste nezávisle na prvních tak, že jejich Strouhalovo číslo zůstává taktéž téměř konstantní. Nástup těchto „strouhalovských“ — z hlediska nelineární dynamiky klasických kvaziperiodických oscilací má pro další vývoj procesu klíčový význam. Tyto oscilace se totiž na rozdíl od oscilací registrujících děje ve smykové vrstvě jádra šíří celým sloupcem plynu, jak to dokazují odpovídající oscilace napětí na oblouku (obr. 7).

Z obr. 7 je patrné, že frekvence „strouhalovských“ oscilací napětí na oblouku mají od počátku snahu přizpůsobit se akustice dutiny výbojové komory. Ta však na samotnou dynamiku jádra proudu nemá v průběhu druhé fáze přechodu vliv. Situace se však změní, jakmile se frekvence obou „strouhalovských“ oscilací přiblíží akustické rezonanční frekvenci komory a některé její harmonické. K tomu dojde právě při přechodu druhé fáze ve fázi třetí. Tehdy rezonanční jevy v dutině zcela ovládnou dynamiku celého sloupce plazmatu. A to se projeví prudkým zvýšením intenzity směšování plazmatu s okolním prostředím

„Strouhalovské“ oscilace celého sloupce plazmatu ovlivní však nejen transport tepla do samotného volného proudu, ale i účinnost jeho generace v obloukovém generátoru. Tím, že proniknou do výbojové komory, ovlivní totiž, jak je patrné z obr. 8, významně výměnu tepla a hmoty mezi obloukem a pracovním plynem jej ofukujícím nebo profukujícím, a tudíž při dané hodnotě intenzity elektrického proudu i další růst příkonu oblouku v závislosti na průtoku plynu.



Obr. 7. Spektrum oscilací napětí na oblouku. Proud $I = 175$ A, délka výbojové komory $l = 67,2$ mm (šířka pásma 15,26 Hz, střední hodnota ze 110 realizací).

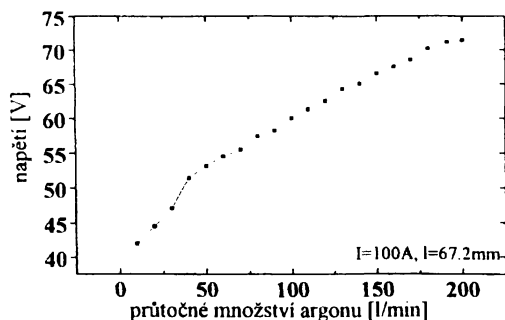
Průtočná množství argonu:

- (1) – 10 l/min,
- (2) – 20 l/min,
- (3) – 30 l/min,
- (4) – 40 l/min,
- (5) – 50 l/min,
- (6) – 60 l/min,
- (7) – 100 l/min,
- (8) – 150 l/min,
- (9) – 170 l/min,
- (10) – 200 l/min.

V průběhu třetí fáze procesu se frekvence dominantních oscilací v proudu nemění. V uvedeném případě, kdy obloukem protékal elektrický proud intenzity 175 A, však ani při maximální průtočné hmotnosti plynu (dané použitým průtokoměrem) nevytékal z obloukového generátoru vyvinutý turbulentní proud. To je zřejmé nejen z vývoje spektra, ale především z údajů toku tepla v jádře (obr. 5).

5. Diskuse

Ve sdělení předkládáme k diskusi scénář procesu přechodu jádra volného proudu nízkoteplotního plazmatu do turbulence. Tento proces zřejmě řídí dynamické jevy vyvolané absolutní nestabilitou smykové vrstvy a nestabilitou jádra samotného, které nakonec vedou k jeho rozpadu. Zdá se, že sled těchto jevů je v tomto otevřeném hydrodynamickém systému obdobný scénářům, jaké známe z případů přechodu volné konvekce Rayleighovy–Bénardovy či nucené konvekce Taylorovy–Couettovy v systé-



Obr. 8. Napětí na oblouku v závislosti na průtočném množství argonu. Proud $I = 100$ A, délka výbojové komory $l = 67,2$ mm.

mech uzavřených. Ukázali jsme, že v posloupnosti nestabilit, které scénář přechodu tvoří, mají rozhodující úlohu kvaziperiodické oscilace, jejichž kinematiku charakterizují konstantní hodnoty Strouhalova čísla $St_d \doteq 0,2$ a $St_d \doteq 0,1$.

Skutečnost, že scénář přechodu otevřeného hydrodynamického systému, jakým jádro volného proudu plazmatu nesporně je, je blízký scénáři přechodu v systému uzavřeném, lze vysvětlit „globálním“ působením „absolutně“ nestabilní smykové vrstvy jádra, které se šíří jak ve směru proudu, tak i proti němu. Se stejným jevem se setkáme i při přechodu volného proudu plynu nízké hustoty (např. helia), vytékajícího do prostředí s relativně vysokou hustotou, do atmosférického vzduchu. Srovnání našich spekter se spektry oscilací rychlosti v ose jádra přechodového osově symetrického heliového proudu [15, 16] ukazuje nejen kvalitativní, ale i kvantitativní (stejně hodnoty Strouhalova čísla) shodu.

To také v podstatě dokazuje, že v procesu, který jsme v našem sdělení popsali, nemá elektrodynamika významnou úlohu.

V přechodovém proudu plazmatu však dynamika jádra navíc významně ovlivňuje jak výměnu tepla v něm, tak i účinnost samotné generace tepla. Poznání celého tohoto mechanismu má tudíž nejen svoji cenu gnoseologickou, ale také ukazuje, jak daný scénář vymezuje možnosti praktického využití tepelné energie proudu nízkoteplotního plazmatu v technologických procesech v něm uskutečňovaných.

Poděkování

Uskutečnit popsané studie umožnily finanční prostředky poskytnuté Grantovou agenturou AV ČR na grantový projekt č. A 276405 a Grantovou agenturou ČR na projekt č. 202/96/0348. Děkujeme za tuto podporu.

Poznámka redakce

Článek je přetištěn z brožury „90 let budovy Fyzikálního ústavu české univerzity v ulici Ke Karlovu 5“, vydané MFF UK v roce 1997 k semináři, jímž fakulta dne 27. května 1997 vzpomněla 90. výročí dokončení výstavby budovy Fyzikálního ústavu české části Univerzity Karlo-Ferdinandovy. Publikace ukazuje, že myšlenkový odkaz prof. Čeňka Strouhala je dodnes

živý. Uvádí velmi zajímavé výsledky korespondující např. s výsledky práce MILANA TICHÉHO et. al., Contrib. Plasma Phys. 34 (1994), 765, kde bylo v nadzvukovém proudu vysokofrekvenčně generovaného nízkoteplotního plazmatu nalezeno, že dynamika proudu plazmatu je určována dynamikou proudu neutrálního plynu a že tedy elektrodynamika v něm rovněž nehraje významnou roli.

Petr Vostrý

L i t e r a t u r a

- [1] KREJČÍ, L., DOLÍNEK, V., VOGEL, J.: *Výměna tepla v paprsku nízkoteplotního plazmatu*. Strojnický časopis 28, 1977, str. 693–699.
- [2] KREJČÍ, L., DOLÍNEK, V.: *Původ fluktuací napětí na oblouku plazmotronu*. Zpráva Ústavu termomechaniky ČSAV Z-543/76, Praha 1976.
- [3] KREJČÍ, L., DOLÍNEK, V., CHALUPOVÁ, V., FILIPOVÁ, B.: *Heat transfer in an oscillating plasma plume*. Strouhal Number Centenary Colloquium, Institute of Thermomechanics, Czechoslovak Academy of Sciences, Liblice, June 27–29, 1978.
- [4] HOŠEK, J.: *Strouhalovo číslo, jeho fyzikální smysl a význam*. Strojnický časopis 19, 1968, str. 557–573.
- [5] HLÍNA, J.: *Optoelectronic system for investigations of nonstationary arcs*. J. Phys. E. Sci. Instrum., Vol. 22, 1989, pp. 623–626.
- [6] HLÍNA, J.: *Spatio-temporal optical diagnostics of nonstationary arcs and plasma flows*. Proc. XIIth Symposium on Physics of Switching Arcs, Brno, Tech. Univ. of Brno, 1996, pp. 211–214.
- [7] KREJČÍ, L., DOLÍNEK, V., RŮŽIČKA, B., CHALUPOVÁ, V., RUSS, S.: *Identification of the laminar-turbulent transition process in a plasma plume*. Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 13, No. 4, 1993, pp. 601–612.
- [8] KREJČÍ, L., DOLÍNEK, V., RŮŽIČKA, B., CHALUPOVÁ, V., RUSS, S.: *Identification of the laminar-turbulent transition process in a plasma plume*. Heat and Mass Transfer Under Plasma Conditions, Begell House, New York–Wallingford, U. K., 1995, pp. 37–44.
- [9] KREJČÍ, L., DOLÍNEK, V., RŮŽIČKA, B., ŠÁRA, L., NĚNIČKA, V.: *Mechanism of the laminar/turbulent transition process in a plasma plume*. Heat and Mass Transfer Under Plasma Conditions, Begell House, New York–Wallingford, UK, 1995, pp. 53–59.
- [10] KREJČÍ, L., DOLÍNEK, V.: *Měření přestupu tepla v proudu vysoce ohřátého plynu nestacionárními kalorimetrickými sondami*. Zpráva Ústavu termomechaniky ČSAV, Z-340/71, Praha 1971.
- [11] DOLÍNEK, V.: *Výměna tepla v proudu plazmatu*. Sborník Inženýrská mechanika, sv. 1, Ústav termomechaniky AV ČR, Praha 1995, str. 87–92.
- [12] VOGEL, J., ŠÁRA, L., KREJČÍ, L.: *A simple inverse heat conduction method with optimization*. Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 36, No. 17, 1993, pp. 4215–4220.
- [13] DOLÍNEK, V., ŠÁRA, L., VOGEL, J.: *A fast-response, high-heat flux probe*. Heat and Mass Transfer under Plasma Conditions, Begell House, New York–Wallingford, UK, 1995, pp. 353–359.
- [14] PERRY, A. E.: *Turbulence modelling using coherent structures in wakes, plane mixing layers and wall turbulence*. Perspectives in Turbulence Studies, Berlin, Springer, 1987, pp. 115–153.
- [15] RIVA, R., BINDER, G., FAVRE-MARINET, M.: *Jets of air-helium mixtures in air*. Advances in Turbulence III, Berlin, Springer 1992, pp. 227–234.
- [16] KREJČÍ, L., DOLÍNEK, V., RŮŽIČKA, B., ŠÁRA, L., NĚNIČKA, V., HLÍNA, J.: *Plasma plume dynamics metamorphoses during the plume laminar-turbulent transition*. Proc. 12th Int. Symp. on Plasma Chemistry, University of Minnesota, Minneapolis, 1994, Vol. III, pp. 1767–1772.