

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

I. V. Kurčatov

O možnosti vytvořit thermonukleární reakci v plynném výboji

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 2 (1957), No. 5, 560--568

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137178>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1957

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>

O MOŽNOSTI VYTVOŘIT THERMONUKLEÁRNÍ REAKCI V PLYNNÉM VÝBOJI ¹⁾ ²⁾

I. V. KURČATOV

Mezi nejdůležitějšími problémy dnešní techniky má svým významem zvláštní místo problém energetického využití thermonukleárních reakcí, to jest nukleárních reakcí, při nichž dochází k uvolňování neutronů zahříváním na velmi vysoké teploty. Velmi zajímavá, přitom velmi obtížná je úloha tyto reakce řídit. Tato úloha je dnes předmětem zájmu a zkoumání fyziků všech zemí.

V Sovětském svazu se konají výzkumy v tomto směru pod vedením akademika L. A. Arcimoviče. Theoretické práce řídí akademik M. A. Leontovič.

Thermonukleární reakce může vzniknout, jak známo, jestliže teplota látky dostoupí takové výše, že se stane pravděpodobným, že při tepelných srážkách atomových jader se v nich překoná coulombovský potenciální val. Teploty, jichž je k vyvolání takové reakce třeba, jsou velmi vysoké — řádově miliony stupňů. Na příklad při hustotě látky, odpovídající za normálních podmínek pevnému skupenství, je třeba k tomu, aby se získal v jednom gramu deuteria jeden neutron za vteřinu, teploty kolem $2 \cdot 10^5$ stupňů. V silně zředěném plynu, při koncentraci řádu 10^{15} atomů na 1 cm^3 je třeba teploty kolem $5 \cdot 10^5$ stupňů v objemu 30.000 m^3 . Poměrně nízkých teplot je třeba k vyvolání thermonukleární reakce v deuteriu a ve směsi deuteria a tritia, jsou proto výzkumy v tomto směru toho času neaktuálnější.

Intensita thermonukleární reakce musí s rostoucí teplotou rychle růst. Deuterium musí při teplotách, jež jsou nutné, abychom se dostali alespoň na práh vzniku thermonukleární reakce, představovat v stacionárních podmínkách plasma s téměř stoprocentní ionisací.

Množství energie, již je nutno zkoncentrovat v plasmatu, aby jeho teplota dostoupila výše, při níž je thermonukleární reakce možná, je poměrně nevelké. Při teplotě 10^5 stupňů činí tepelná energie, akumulovaná v jednom gramu deuteria, všeho všudy několik kWh, což není více, než je třeba k tomu, aby se uvedla do varu voda ve velkém samovaru.

Z toho vyplývá, že kdyby se našel způsob, jak zamezit tepelným ztrátám při zahřívání, bylo by možno vyvolat thermonukleární reakci pomocí nevelkých zdrojů energie. Avšak právě tyto tepelné ztráty představují největší obtíž, neboť s rostoucí teplotou rychle rostou — tepelná vodivost plasmatu je úměrná $T^{5/2}$. Není-li dokonalé tepelné izolace, jsou tyto ztráty již při teplotách několika desítek tisíc stupňů tak velké, že další zvyšování teploty je nemožné.

Další velmi vážná obtíž je v tom, že zahříváním látky velké hustoty na vysoké teploty vznikají obrovské tlaky. Zahříváním tuhého nebo kapalného deuteria již

1) Předneseno 25. dubna 1956 v Harwellu v Anglii («Atomnaja energija», č. 3, 1956).

2) I. V. Kurčatov, *O vozmožnosti sozdanija termojadernych reakcij v gazovom razrjadě*, Uspechi fizičeskich nauk, sv. LIX (1956), č. 4. Přehledná stat, ukazující dnešní stav výzkumů v tomto směru. Přinášíme ve volném překladu. Pozn. red.

na 10^5 stupňů vzniká tlak přes milion atmosfér. Je proto možno vyvolat thermonukleární reakci v látce s velkou hustotou jen na velmi krátkou dobu. Takový proces může mít ovšem jen charakter výbuchu (i když ne nutně katastrofického) nebo pulsace.

Cest, jak realizovat intenzivní kontrolovatelnou thermonukleární reakci se ukazuje velmi mnoho, od vypracování metod pro vyvolání stacionární thermonukleární reakce až k metodám, založeným na myšlence okamžitého zvýšení teploty při impulsních velmi krátkodobých dějích. Ať se však obrátíme kterým-koli směrem mezi uvedenými dvěma krajními cestami, narazíme vždy na problém, jak tepelně odisolovat zahřáté plasma od stěn nádoby, v níž se nachází, to jest jak udržet v plasmatu při vysokých teplotách částice dostatečně dlouho tak, aby podstatná jejich část mohla vzájemně »proreagovat«.

Na jednu možnost, jak tento problém řešit, poukázali po prvé v roce 1950 akademik S a c h a r o v a akademik T a m m. Možnost je založena na myšlence tepelně isolovat plasma pomocí magnetického pole.

V dostatečně silném magnetickém poli se mohou elektrony a ionty volně pohybovat jen podle siločar pole. V rovině, kolmé k siločarám magnetického pole, se částice budou pohybovat po kružnicích velmi malých poloměrů. Středy těchto kružnic se mohou přemísťovat jen srážkami, a při každé srážce jen na vzdálenost řádově rovnou poloměru křivosti trajektorie částice. Je-li tento poloměr křivosti malý ve srovnání s délkou volné dráhy částice, bude difuze částic a tepelná vodivost plasmatu v rovině kolmé k magnetickému poli rychle klesat. Theorie ukazuje, že v dokonale izolovaném plasmatu, při velké intenzitě pole H a za vysokých teplot bude koeficient průtočné tepelné vodivosti nepřímo úměrný H^2 a o mnoho řádů nižší, než za nepřítomnosti magnetického pole. Je však zase třeba počítat s energetickými ztrátami na vyzařování.

Magnetické pole lze získat velkým elektrickým proudem, procházejícím plasmatem. Plasma se při tom bude současně zahřívát na úkor jouleovských ztrát a na úkor práce elektrodynamických sil.

Tyto představy se staly podkladem theoretických a experimentálních výzkumů dějů v plasmatu, prochází-li jím velký elektrický proud.

Předběžné theoretické úvahy vyústily v takový obraz:

Při průchodu proudu musí působením elektromagnetických sil dojít ke stlačení plasmatu. Tím se zvýší jeho teplota. Vytvoří-li se elektromagnetickou kompresí plasmatické vlákno, oddělené od stěn výbojové komory, lze jeho teplotu odhalovat z podmínek rovnováhy elektrodynamických sil a tlaku. Jednoduchý výpočet ukazuje, že v takovém kvasistacionárním ději musí teplota plasmatu růst se čtvercem proudu. Jsou-li elektrony a ionty ve vzájemné tepelné rovnováze, dá se teplota plasmatu vyjádřit jak známo vzorcem

$$T = \frac{I^2}{4Nk},$$

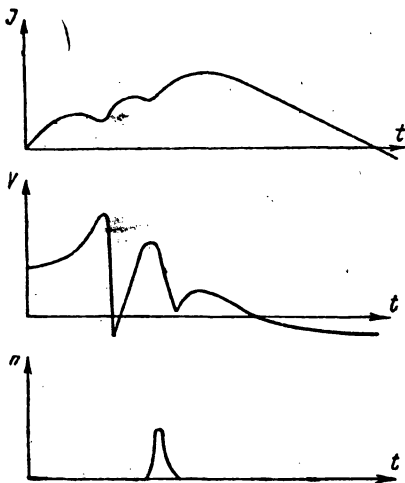
kde I je proud (v elektrodynamické soustavě jednotek), N počet iontů téhož znamení na 1 cm délky výbojové komory, a k Boltzmannova konstanta. Studium podmínek pro tepelnou rovnováhu ukázalo, že při $N \approx 10^{17}$ musí být teplota elektronů a iontů prakticky stejná. Bude-li N zřetelně menší, budou se zahřívát jen elektrony.

Plasmatické vlákno, oddělené od stěn komory, může jako takové existovat jen po dobu, po kterou proud roste. Při konstantním proudu se rozplyne.

Je patrné, že elektrickým proudem, procházejícím plasmatem nelze realizovat thermonukleární reakci konstantního efektu po delší dobu. Je možné pouze počítat s periodickým zahříváním plasmatu a se vznikem intenzivní thermonukleární reakce vždy ve fázi každého cyklu, odpovídající maximu procházejícího proudu.

Výpočty očekávaného thermonukleárního efektu vedly k výsledku na první pohled paradoxnímu: celkový počet elementárních aktů nukleární interakce za jeden cykl při daném maximálním proudu nemusí být závislý na délce tohoto cyklu. Bylo proto možno očekávat vznikání velmi intenzivních thermonukleárních reakcí při krátkodobých impulsních výbojích v deuteriu, bude-li proud dostatečně velký. Theoretické výpočty ukazovaly, že již při proudu 300 kA lze očekávat neutronové záření thermonukleárního původu, a že při proudu několik milionů ampérů toto záření musí být mimořádně intenzivní.

Takový obraz dávaly první theoretické úvahy. Experimentální práce, které následovaly, tento obraz úplně změnily. Zkoumal se průchod proudu vodíkem, deuteriem, heliem, argonem, xenonem, směsí deuteria a helia, deuteria a argonu, deuteria a xenonu a j. s různými poměry jednotlivých složek. Počáteční tlaky plynů se pohybovaly od 0,005 mm Hg do 1 atm. Základní pokusy se konaly s přírodními výbojovými trubnicemi. Délka výbojového intervalu se pohybovala od několika centimetrů do dvou metrů, průměr od 5 cm do 60 cm. Napájecí zdroj měl napětí několik desítek kV. Maximální proud byl 100 kA až 2 miliony A, rychlost růstu proudu byla 10^{10} A/sec až 10^{12} A/sec. Maximální okamžitý výkon v plasmatu byl až 40 milionů kW. Výboj byl napájen baterií vysokovoltážních kondensátorů. Příklady k místu výboje byly konstruovány tak, aby parazitní indukčnost elektrického obvodu, určujícího proud a jeho růst, byla minimální. Při napětí 50 kV a úhrnné kapacitě kondensátorové baterie několik set mikrofaradů se podařilo parazitní indukčnost snížit až na 0,02—0,03 mikroherců.



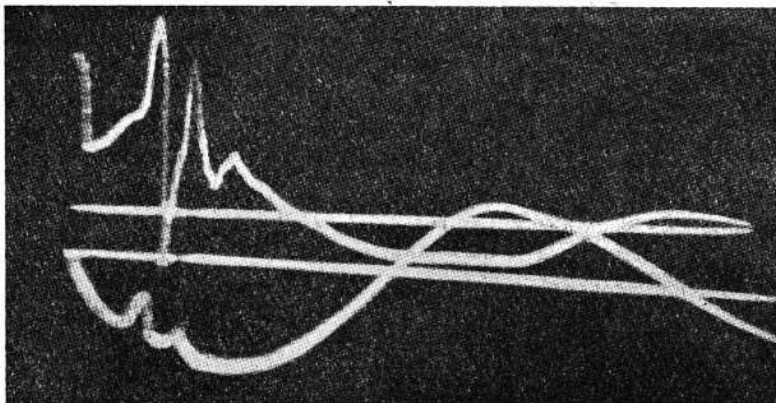
Obr. 1.

Impulsní výboje se registrovaly oscilografy, velmi rychlými kinofotoregistrátory (o rychlosti až 2 miliony snímků za vteřinu) a fotografováním pomocí Kerrových buněk, opatřených speciálními elektrickými uzávěry.

Registrovala se i napětí a velikosti procházejícího proudu, intenzita jednotlivých spektrálních čar svítící plasmay, intenzita neutronového a roentgenového záření, tlakové impulsy (registrované pomocí piezoelektrických článků), okamžité hodnoty intenzity magnetického a elektrického pole v různých místech plasmatu. Tyto okamžité hodnoty se registrovaly pomocí miniaturních cívek, smyček a jehlovitých elektrod, jež bylo možno umístit v různých místech výbojové komory.

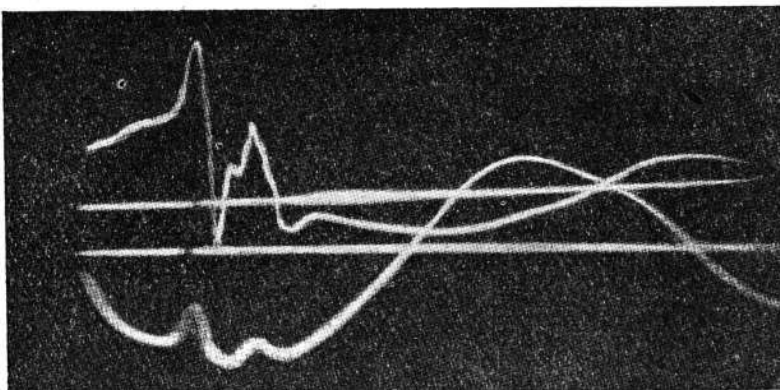
Pohovoříme o některých experimentálních výsledcích.

Důležitý je především výzkum první fáze impulsního výboje, během níž proud v plasmatu vzrůstá od nuly do maxima. V pokusech zde popisovaných trvala tato fáze od 3 do 30 mikrosekund. Průběh proudu a napětí je patrný z prvních dvou



Obr. 2.

grafů na obraze 1 a z oscilogramů v obraze 2 a 3. Proud i napětí z počátku plynule rostou. Po jisté době napětí náhle klesne, což se v průběhu proudu odrazí jistým nepřilíš prudkým průhybem v grafu. Napětí i proud pak opět rostou, až dojde k dalšímu prudkému poklesu napětí s podobným odrazem v grafu proudu jako při



Obr. 3.

prvním poklesu napětí. Někdy dojde i ke třem takovým výkyvům v hladkém průběhu proudu a napětí. Zvlášt výrazně se tyto změny projevují při výboji v plynu s malou atomovou vahou (vodík, deuterium, helium) a za malého počátečního tlaku.

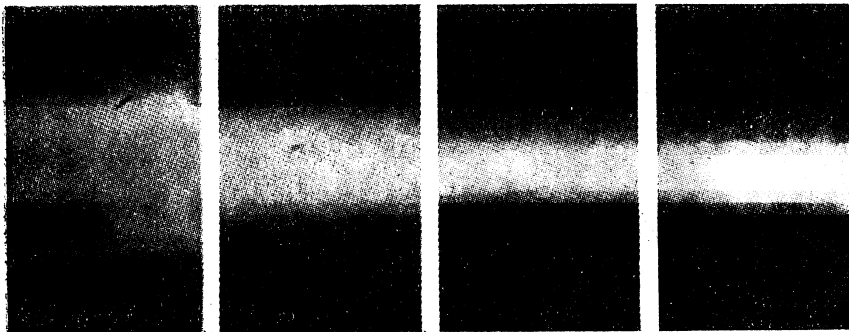
Při rychlosti růstu proudu rovné 10^{11} A/sec je časový interval mezi počátkem výboje a prvním maximem v průběhu napětí několik mikrosekund. Tato doba je funkcí parametrů, které charakterizují počáteční podmínky výboje: při daném průměru výbojové trubice se tato doba mění přibližně jako čtvrtá odmocnina z massy plynu, připadající na 1 cm délky výboje.

V impulsním výboji s rychlým růstem proudu je indukční úbytek napětí větší než aktivní úbytek. Je proto možno z oscilogramů proudu a napětí najít závislost indukčnosti vlákna plasmatu na čase, a z toho dále určit, jak se během výboje mění průměr tohoto vlákna. Ukazuje se, že ve všech případech dochází nejprve k zvětšení indukčnosti, podmíněnému stlačením plasmatu k ose výbojové trubice.

Plasma se stlačuje tím rychleji, čím větší je rychlost narůstání proudu $\left(\frac{dI}{dt}\right)$ a čím menší je hustota plynu. V okamžiku prudkého úbytku napětí se začne indukčnost zmenšovat. Tento okamžik tedy odpovídá maximálnímu stlačení vlákna plasmatu, po němž se plasma opět rozpiná. Několik maxim v průběhu napětí (to jest několik průhybů v oscilogramu proudu) odpovídá několika postupným stlačením a následujícím rozepnutím plasmatu.

Tyto závěry se potvrzují experimentálně kinofotografickou cestou. Na obraze 4 jsou čtyři po sobě jdoucí snímky impulsního výboje v deuteriu při tlaku 0,1 mm Hg a při maximálním proudu asi 200 kA. Snímky jsou pořízeny v intervalech 0,5 mikrosekund kolem bodu, v němž napětí náhle klesne. Nejmenší průměr vlákna odpovídá právě okamžiku rychlého úbytku napětí (to jest okamžiku průhybu v oscilogramu proudu).

Důležité poznatky o fyzikálních dějích, probíhajících v plasmatu během impulsního výboje, dávají měření intenzity magnetického a elektrického pole v plas-

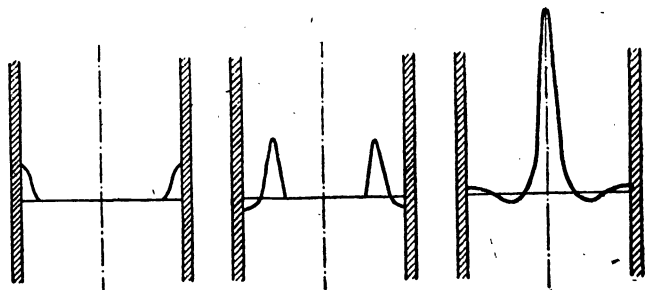


Obr. 4.

matu. Bezprostředně po tom, jakmile dojde k průrazu, zaujme oblast proudu tenkou válcovou vrstvu, přiléhající ke stěnám výbojové trubice. Vnitřní hranice této vrstvy se nejprve zvolna, později rychle stahuje k ose trubice. Proud proto po jistou dobu zaplní celou trubici. Osy trubice dosáhne proud v okamžiku, kdy na oscilogramu dojde k prvnímu průhybu. Hustota proudu v blízkosti osy trubice je v tomto okamžiku několikanásobně větší, než je průměrná hustota proudu

v profilu celé trubice. Tato hustota zůstává značně velkou také v dalším průběhu, i když dochází k jistým výkyvům.

Rozdělení hustoty proudu v průřezu trubice v různých okamžicích je schematicky znázorněno v obraze 5. První schema zleva představuje hustotu proudu na samém počátku výboje. Druhé schema ukazuje přibývání hustoty proudu směrem k ose trubice. Třetí schema znázorňuje hustotu proudu po prvním stlačení



Obr. 5.

plasmatického vlákna. Zajímavé je, že v jistém stadiu výboje se mění směr proudu.

Dynamiku impulsních výbojů charakterisuje přímo rychlost pohybu ionizovaného plynu. V plasmatu s dostatečně velkou vodivostí je tato rychlost určena poměrem napětí elektrického pole E a intenzity magnetického pole H

$$v = c \frac{E}{H}.$$

Měření ukazují, že rychlost radiálního pohybu plasmatu v impulsním výboji s rychlým narůstáním proudu může být velmi velká. U řídkých plynů dosahuje maximální rychlost při stlačení a rozpínání vlákna plasmatu několika set kilometrů za vteřinu. To znamená, že kinetická energie usměrněného pohybu iontů v plasmatu dosahuje velikosti několika set eV.

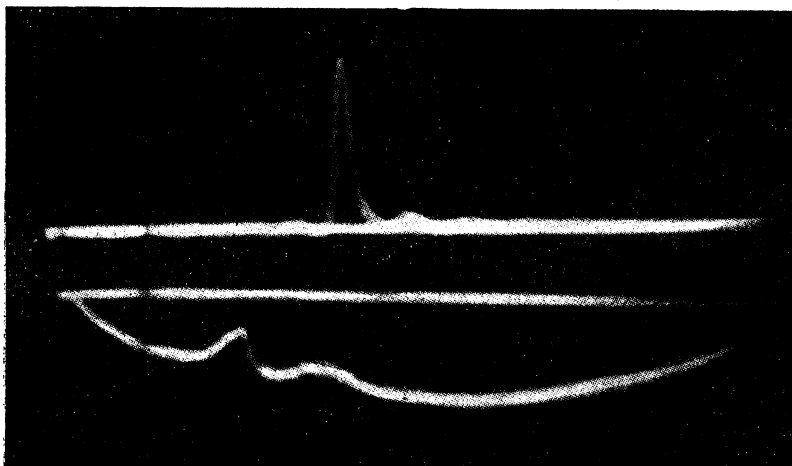
Jedním z nejzajímavějších jevů při impulsních výbojích v lehkých plynech jsou pronikavá záření. Již v roce 1952, krátce po prvních experimentálních výzkumech, se ukázalo, že při dostatečně velkém proudu se stává výboj v deuteriu zdrojem neutronů.

První pokusy v tomto směru ukázaly, že neutrony jsou vyzařovány, když proud ve výboji dosahuje 400 až 500 kA a při počátečním tlaku v deuteriu asi 0,1 mm Hg. Rozmezí tlaků, při nichž bylo možno pozorovat neutronové záření, bylo dosti úzké. Intenzita neutronového záření prudce rostla s rostoucím napětím ve výbojové trubici. Za indikátor neutronů sloužil v těchto pokusech stříbrný terč, umístěný v parafinovém bloku blízko výbojové trubice.

Z počátku se mělo za to, že vyzařování neutronů je důsledek thermonukleárních reakcí v plasmě, zahřáté na vysokou teplotu. Tato hypotéza souhlasila také s theoretickými předpověďmi, a také závislost neutronového záření na tlaku a na velikosti proudu ve výbojové trubici mluvila z počátku ve prospěch thermonukleárního mechanismu.

Brzy však vznikly vážné pochybnosti o správnosti tohoto výkladu. Neutronové záření se totiž objevilo i při poměrně malých proudech — asi 150 kA. To bylo v prudkém rozporu s původními výpočty, podle nichž měla být intenzita termojaderné reakce při těchto proudech prakticky rovna nule.

V dalších pokusech, v nichž se neutrony registrovaly pomocí scintilačních počítačů a oscilografů, se ukázalo, že neutronové záření vzniká vždy před druhým stla-



Obr. 6.

čením plasmatu, to je před druhým průhybem proudového oscilogramu (obr. 6). Vyzáření neutronů má vždy charakter náhlého výronu se strmou čelní vlnou, a trvá jen několik desetin mikrosekundy. Tyto poznatky ovšem odporují původnímu předpokladu, že vyzáření neutronů je produktem kvasistacionárního zahřívání plasmatu, při němž teplota roste úměrně čtverci proudu.

Dalším zkoumáním bylo objeveno mnoho zajímavých faktů. Zejména bylo zjištěno, že ve zvláště konstruovaných výbojových trubiciích mohou neutrony vznikat i při dosti velkých hustotách deuteria, a to při počátečních tlacích řádově až desítky milimetrů Hg.

Dále se zjistilo, že impulsní výboj je zdrojem nejen neutronového ale i pronikavého roentgenového záření. Roentgenové paprsky vznikají průchodem velkých proudů vodíkem, deuteriem a heliem. Při výboji v deuteriu se vyzářování děje krátkými impulsy. Impulsy, vyvolávané neutrony a roentgenovými kvanty lze přesně sfázovat na oscilogramech, při čemž se ukazuje, že vznikají současně. Energie roentgenových kvant dosahuje v impulsních elektrických dějích ve vodíku a v deuteriu 300—400 keV; napětí, přiložené na výbojovou trubici je přitom jen asi 10 kV.

Ve složitých jevech, k nimž dochází v plasmatu impulsního výboje, pulsující působením elektrodynamických sil, je ještě mnoho nevysvětleno. Přesto je dnes již zcela jasné, že stlačování a rozpínání plasmatu nejsou kvasistacionární děje, pro něž by byla charakteristickou rovnováha vnějších a vnitřních tlakových sil.

V počátečním stadiu výboje je vnitřní tlak v plasmatu velmi nízký, elektrodynamické síly vytvářejí proto v plasmatu radiální zrychlení směřující k ose výbojové trubice. Práce těchto sil se tedy nevynakládá na zvýšení teploty, nýbrž na to, že zužující se válcové vrstvě plasmatu se udělí kinetická energie. V tomto stadiu funguje výbojová trubice jako jakýsi urychlovač, v němž se částice urychlují magnetickým polem. Nabitě částice se přitom pohybují stejně rychle, takže ionty nabývají velké kinetické energie, kdežto energie elektronů se vzhledem k jejich nepatrné masce téměř nemění. S hlediska dynamiky plynu je třeba na proces stlačování pohlížet jako na jev, při němž se v plasmatu vytváří válcová nárazová vlna, zužující se k ose. Před vnitřním čelem této vlny je z počátku neutrální plyn. Při pohybu vlny je plyn spolu s nabitými částicemi plasmatu strhován a jeho atomy se současně ionisují. Massa látky, která se takto dostává do pohybu, postupně roste a celkový počet elektronů a iontů v plasmatu rychle vzrůstá.

Z rychlosti, které stlačující se plyn nabývá působením magnetických sil, je možno určit dobu, po kterou trvá stlačování. Výpočty ukazují, že tato doba musí

být úměrná $\sqrt[4]{\frac{M}{V_0^2}}$, kde M je massa plynu na délkovou jednotku výbojové tru-

bice a V_0 počáteční napětí. To odpovídá empiricky zjištěné závislosti, která charakterisuje časový interval od průrazu do prvního průhybu proudového oscilogramu.

Poslední stadium kumulativního stlačení začíná, jakmile plasma, urychlené magnetickým polem, dosáhne osy trubice. V tomto okamžiku značná část energie usměrněného pohybu se přemění v teplo, což vede k prudkému vzrůstu tlaku a teploty plasmatu. Ve stadiu maximálního stlačení dosahuje teplota plasmatu řádově milionů stupňů. Povaha dějů, jež nastávají v tomto okamžiku, není ještě zcela vyjasněna, jisté však je, že po maximální kumulaci musí vzniknout rozpínající se nárazová vlna, která strhuje plasma směrem ke stěnám trubice. Uvnitř této vlny se musí vytvořit zona zředění. Rozpínající se vlna se rychle zabrzdí působením elektrodynamických sil, takže nastupuje nová fáze stlačování. Tato fáze se od prvního stlačení liší v tom, že hustota látky ve vnitřní zóně výboje je malá a plyn je tu patrně prakticky úplně ionisován. V důsledku toho vznikají při druhém stlačení podmínky, příznivé urychlování v podélném elektrickém poli jisté skupiny iontů a elektronů, jež se nacházejí blízko osy výboje, to jest tam, kde magnetické pole je slabé. V tom je možno spatřovat jistou analogii s Fermiho urychlovacím mechanismem v teorii vzniku kosmického záření. Plasma, které je vysoce elektricky vodivé, se pohybuje i se svým magnetickým polem, a vzhledem k částicím ve vnitřní zóně funguje jako zužující se magnetická stěna, od níž se tyto částice mnohokrát odrážejí, nabírajíce stále větší energii. Takovéto urychlování iontů a elektronů může být právě příčinou vzniku neutronového a roentgenového záření. Napětí podélného elektrického pole je během druhého stlačování velmi velké. Může být i mnohokrát větší než vnější napětí, přiložené v tomto okamžiku na výbojovou trubici.

Tento výklad mechanismu urychlování zdaleka ovšem nevysvětluje všechny jeho stránky. Za jistých podmínek může dojít působením polí, vytvořených velkými náboji, k urychlování i mimo centrální zonu výboje. Podstatnou úlohu

v urychlování částic v plasmatu mohou mít některé druhy nestabilností vlákna plasmatu. Zejména může urychlování elektronů silně ovlivnit nestabilitost, spojená s podélným magnetickým polem v plasmatu, které může samovolně vzniknout vírovou torsní deformací plasmatického vlákna. Tento jev byl pokusně zjištěn. Dojde-li po druhém stlačení ještě k několika radiálním kmitům vlákna plasmatu, může se urychlování částic několikrát opakovat. Experimentálně se zatím dosáhlo nejvýše tří následujících kmitů. To lze takto vyložit: V jistém okamžiku dojde k vzájemnému působení plasmatu se stěnami výbojové komory, jež způsobí vypařování materiálu, z něhož je stěna této komory zhotovena. Tím se dostane do prostoru komory značné množství vedlejších plynů.

Takový je hrubý náčrt dějů při mohutných impulsních výbojích v plynech s malou hustotou. Další vývoj v tomto směru závisí podstatně na tom, podaří-li se vytvořit podmínky, za nichž vlákno plasmatu může během narůstání proudu mnohokrát kmitat aniž se dotkne stěn výbojové trubice. Jsou však vážné pochybnosti, že se to podaří.

Přes to nelze úplně zavrhnout pokusy v tomto směru. Zároveň však je třeba pečlivě zkoumat i jiné varianty řešení úlohy, jak dosáhnout thermonukleárních reakcí velké intenzity. Velmi zajímavé jsou ty varianty, v nichž by bylo možno využít stacionárních dějů.

Volně přeložil dr. Josef Veselka

ELEKTRICKÉ MODEL Y

(Dokončení)

Na základě tohoto jednoduchého schématu je možno vyslovit následující závěry: K modelování stacionárních procesů, popisovaných soustavou n lineárních algebraických rovnic je možno použít el. obvodu, sestávajícího z $(n + 1)$ napětových transformátorů. K zadání absolutních členů a koeficientů rovnice je nutno mít $n(n + 1)$ izolovaných cívek. Počet vývodů u každé cívky určuje možnost stanovení číselných hodnot koeficientů a absolutních členů (na př. pro zadání koeficientů od nuly do 100 % po 0,1 % je nutno mít 1000 vývodů v každé cívce.

Měření hledaných hodnot $\frac{\Phi_x}{\Phi_0} = x$ se nahrazuje měřením napětí na pomocných cívkách z_1 a z_2 na základě rovnice $U = k\Phi$. Dále jsou používány transformátory proudu. Na obr. 4 je mechanická příhradová soustava a její elektrický model. Určení zatížení v staticky neurčitých konstrukcích znamená řešit soustavu lineárních algebraických rovnic. Vychází se z analogie matematických výrazů pro velikost potenciální energie pružného deformovaného nosníku (V) a energie, vyvinuté ve vodiči průchodem proudu.

$$V = \frac{1}{2} p^2 \delta, \quad W = I^2 r ;$$

V — potenciální energie prodlouženého nosníku;

p — napětí v prodlouženém nosníku;

$\delta = \frac{L}{EF}$ — deformace nosníku, způsobená podélnou silou;