

# KOSMICKÉ ROZHLEDY

NEPERIODICKÝ VĚSTNÍK ČESKOSLOVENSKÉ  
ASTRONOMICKÉ SPOLEČNOSTI PŘI ČSAV

PŘI

1

Pavel Ambrož

### Některé pracovní metody ve sluneční fyzice

Historie astrofyziky popisuje výzkum kosmické plazmy. Pro dnešní dobu je příznačné, že si to velmi dobře uvědomujeme. Zvláště pro sluneční fyziku to znamená, že v zájmu svého dalšího rozvoje musí přihlédnout i k třetímu, donedávna přehlíženému základnímu parametru, k magnetickému poli. To bylo v nepřízni astrofyziků především z technických důvodů. Jeho měření bylo před dvaceti léty téměř neproveditelnou záležitostí a dnes stejně ještě nejsme schopni vyslovovat absolutní soudy. Uplynulý sluneční cyklus byl poznamenán hledáním vztahů magnetického pole se známými efekty natolik, že dnes je problematika měření a aplikací magnetických polí na Slunci klíčovou otázkou sluneční astrofyziky vůbec. Často slýcháme mezi astronomy povzdech, že celosvětově schází osobnosti, jež by koncipovaly pracovní metodiku a pro vědu tak příznačné a důležité myšlenkové avantýry. Bez diskuze o této otázce je ale jisto, že v uplynulých pěti až osmi letech vznikla ve sluneční fyzice soustava pracovních metod, dnes již dostatečně uzavřená a úspěšně vedoucí k cíli. Pokusíme se, bez jakýchkoliv nároků na úplnost, alespon stručně popsat způsob práce v tomto oboru.

Stalo se klasickou moudrostí, že fyzikální plazma se dá v té nezákladnější formě popsat třemi parametry - koncentrací částic, teplotou a magnetickým polem. První dva parametry jsou v různých formách předmětem studia fotometrie a spektroskopie, zatím co magnetické pole na Slunci měřil ve skvrnách Hale na Mt. Wilsonu teprve v roce 1907. Od té doby bylo stále dostatek těch, kteří hledali způsob, jak tato pole měřit i mimo skvrny. Některé pokusy koketovaly s představou, že magnetické pole na Slunci, podobně jako je tomu u naší Země, má di polový charakter. Jiní autoři hledali strukturu pole skvrny a jejího těsného okolí. Více než třicet let práce mělo za následek, že výzkum magnetického pole na Slunci vůbec nepokročil. Dozrála ale přístrojová technika a tak koncem čtyřicátých let bylo již pouze otázkou finančních možností, kdo z vyvolených v technicky vyspělých zemích podobná měření zvládne. Tradice na Mt. Wilsonu se nakonec prosadila a do historie astrofyziky se zapsali otec a syna Babcockovi, jako první tvůrci slunečního magnetografu, schopného systematické práce.

Pro měření magnetických polí ve sluneční astrofyzice se převážně používá t.zv. Zeemanova jevu. Dopustíme se závažného zjednodušení, když řekneme, že tento jev spočívá v tom, že spektrální čára, jejímž zdrojem byl objem zářící plazmy

umístěné v magnetickém poli, se štěpí na dvě, resp. tři komponenty. Velikost rozštěpu je přímo úměrná intenzitě magnetického pole a závisí také na druhé mocnině vlnové délky. Lze použít velmi jednoduchého vztahu

$$\Delta \lambda = C \lambda^2 H,$$

kteřý sice platí obecně, konstanta C však není pro každou čáru stejně výhodná. Dá se říci, že pro měření na disku výběr vhodné čáry dnes nečiní potíže. Druh rozštěpu závisí na směru pozorovacího paprsku vůči orientaci vektoru intenzity magnetického pole. Rozštěp na dvě komponenty vzniká tehdy, když pozorujeme podél magnetických siločar. Vznikají dvě  $\sigma$ -komponenty kruhové polarizované s opačnou orientací. Tři komponenty se objeví při pohledu napříč siločar. Dvě okrajové  $\sigma$ -komponenty jsou lineárně polarizované napříč směru magnetického pole a centrální  $\pi$ -komponenta má směr lineární polarizace rovnoběžný se směrem pole. V praxi je celkový vektor složen z podélné i příčné komponenty a tak stojíme před možností měřit pouze jedinou složku, nebo vytvořit natolik složité zařízení, dovolující registrovat současně obě komponenty.

Sluneční magnetograf slouží k měření slabých magnetických polí a spokojí se s pouhým Zeemanovským rozšířením čar, zatím co na rozštěp je téměř necitlivý. První exemplář postavený na Mt. Wilsonu mohl kromě toho měřit pouze podélnou složku pole. Vstupní štěrbinu pokrývala na slunečním disku plochu 1" x 70". Dnes víme, že magnetická struktura na slunečním povrchu je mnohem jemnější a přístroj tedy plošně integroval. Postačilo to ale k velikému objevu, že sluneční magnetické pole není dipolové, nýbrž má po celém povrchu velmi složitou strukturu. Babcockové objevili t. zv. bipolární a unipolární magnetické oblasti, které tvoří základ všech magnetických struktur. Srovnání denních magnetických map s optickými pozorováními ukázala, že magnetické oblasti mění svůj tvar i velikost, deformují se vlivem diferenciální rotace, v místech největších gradientů polí vznikají aktivní centra a na rozhraní dvou polarit leží většina filamentů. Zároveň se ale podařilo zjistit, že místa zvýšené intenzity podélné složky magnetického pole jsou totožná s oblastmi vápníkových flokulí - míst zvýšené emise Ca II. Spolu s polohou filamentů bylo tak na starém materiálu možné alespoň usuzovat, jaké magnetické situace vznikaly. Jemná struktura vápníkových flokulí dovedla potom později Leightona až k vypracování metody a k objevu magnetického pole supergranulí. Použil k tomu zvláštní fotografické metody, která sice nebyla příliš citlivá na magnetické pole, zato však dovolila pracovat s vysokým úhlovým rozlišením.

Konfrontace výsledků z magnetografu a od Leightona vede k jednomu z nejdůležitějších poznatků z poslední doby. Magnetograf je tak či onak fotometr a jeho schopnost detekovat závisí na intenzitě přicházející od zdroje. Při omezené citlivosti dnešních fotoelektrických násobičů je možné dosáhnout vysoké citlivosti vůči magnetickému poli, ovšem za cenu příliš velkých ploch vstupní štěrbin, nízkého úhlového rozlišení a tedy vysoké integrace. Požadujeme-li velké úhlové rozlišení, ztrácíme na citlivosti vůči magnetickému poli. Totéž je u fotografické Leightonovy metody. Nejzajímavější ale je, že při nízkém úhlovém rozlišení (viz Babcock), bylo v magnetických

oblastech mimo aktivní centra zjištěno pole s intenzitou kolem 10 Gaussů. Zvětšíme-li rozlišení, vzroste i maximální hladina pole zhruba o řád. Znamená to, že pole magnetických oblastí má složitou strukturu, omezenou na strukturu supergranulace, která při integraci zaniká (opačně orientovaná pole se svým Zeemanovským účinkem v přístroji ruší), zatím co při vysokém rozlišení se plně uplatňuje.

Zmíněné okolnosti jsou důvodem, proč existuje doposud poměrně zřetelný rozdíl mezi studiem jemné struktury pole a celkové struktury na povrchu. Ukazuje se, že každý druh proudění ve sluneční atmosféře má svoji příslušnou magnetickou strukturu. To je důvod, proč se na přehledá magnetické pole granulí jehož měření se doposud nedá technicky zvládnout, jeho velikost se ale odhaduje na několik set gaussů. Metodicky to ale znamená, že zvláště u supergranulí, které jsou pozorovatelsky do - stupně, dochází k neustálé konfrontaci magnetických a morfolo - gických pozorování s modelem a teoretickou reprezentací.

Poněkud jiná situace je při výzkumu makroskopického magnetického pole na Slunci. Denní, resp. synoptické mapy magnetických polí se dají s výhodou použít pro studium role těchto polí v rámci jedenáctiletého cyklu sluneční aktivity. Druhá verze Mt. Wilsonského magnetografu využívaná hlavně R. Howardem poskytl k této cílům jedinečný materiál. Denní pozorování s rozlišením 23" x 23" použili R. Howard, V. Bumba a S. Smithová k vytvoření unikátního atlasu synoptických map makroskopického slunečního magnetického pole v období od roku 1959 do roku 1966. Již srovnání těchto map otočku po otočce dovoluje vyslovit řadu zákonitostí o vývoji magnetických oblastí. Jednou ze základních otázek je zde problém podmíněnosti vzniku jednotlivých útvarů na Slunci. Významnou práci zde opět udělal Leighton. Vy - chází z Babcockových postřehů o vývoji oblastí, vypracoval model jejich vývoje v němž hraje základní roli difuze pole z bodového zdroje. Tvar oblastí je deformován diferenciální ro - tací. Souhlas tohoto řešení s pozorováními ukazuje, že zdrojem těchto polí je patrně jakýsi magnetický vzruch z nitra Slunce, který postupuje vzhůru. Pro posouzení významu makroskopických polí pro formování korony udělal velmi zajímavou práci New - kirk z vysokohorské observatoře v Boulderu - USA. V minulosti se celá řada lidí zabývala příčinami změn tvaru korony během slunečního cyklu. Známé polární paprsky byly od počátku přisu - zovány dipólovému poli, rušily zde ale struktury v nižších šířkách. Jejich obloukovitý tvar sice nápadně připomínal magne - tické siločáry, plošná projekce ale ztěžovala identifikaci je - jich zakotvení do fotosféry. Newkirk použil nejjednodušší řeše - ní. Na samočinném počítači spočetl na základě znalosti makrosko - pického pole na povrchu Slunce potenciální pole do prostoru pro celou sluneční kouli. Jako kritéria použil den 12. listopadu 1966, kdy pozoroval v Bolívii úplné zatmění a fotografoval ko - ronu. Pro tentýž den připravil projekci vypočtených magnetic - kých siločar do roviny kolmé ke směru pozorování. Srovnáním tvaru korony a vypočteného pole prokázal, že formování korony velmi zřetelně souvisí se strukturou makroskopického pole.

Hlavním aktérem sluneční aktivity jsou ale aktivní cen - tra. Studium magnetických polí aktivních oblastí bylo po dlou - hou dobu doménou sovětských ústavů v čele s observatoří na Kry - mu. Velmi podnětné byly práce A. N. Severného o vztahu mezi magne -

tiským polem a chromosferickými erupcemi. Podařilo se stotožnit místo vzniku erupce s t.zv. nulovým bodem skupiny skvrn. Erupce se šířila v místě největšího gradientu, převážně podél neutrální čáry. Pro tyto práce se používá podrobných magnetických map s úhlovým rozlišením 5" a citlivostí kolem 1G. Dá se říci, že je to špičkový materiál. Na Krymu byli první, kdo používali magnetografu měřícího obě složky pole a mohli tak přímo stanovit úplný vektor intenzity magnetického pole. Laboratorní pokusy Severného, při nichž modeloval pomocí elektromagnetů skutečné situace na Slunci, ukázaly poměrně dobrou korelaci mezi realitou a bezproudovou konfigurací pole. V takovém případě je výpočet třírozměrné konfigurace mnohem snazší než v proudovém poli. Výpočet třírozměrných konfigurací je důležitý hlavně z modelového hlediska. Chceme-li pochopit efekt sluneční erupce, musíme znát všechny podmínky působící na její vznik. Znalost magnetické konfigurace je předpokladem. Vznikla řada modelů vysvětlujících vznik erupce. Téměř bezvýhradně byly ovlivněny a priorním uznáním důležitosti neutrálního bodu či neutrální čáry. Pro tyto modely byla znalost magnetické konfigurace ve třech rozměrech principiálním základem. V podstatě v této situaci H.Schmidt z Max Planck-Institutu v Mnichově zavedl do sluneční fyziky metodu výpočtu potenciálového pole vybudovanou na fiktivním předpokladu, že magnetické pole pro nadfotoférické vrstvy je bezřídlové a plně determinováno normální komponentou na povrchu. Metoda velmi prostá a vhodná pro programování na samočinném počítači je užívána hlavně ve Spojených státech a ve Francii. Pro koronu ji užil Newkirk jak jsme se již zmínili, zajímavé použití nalezl pro aktivní centrum D.Rust na Mt.Wilsonu. Pro aktivní oblast ze dne 3.6.1967 změřil magnetické pole a pomocí samočinného počítače sestavil mapu rozložení intenzity longitudinálního magnetického pole. Takovou mapu srovnal s rozložením a generací skvrn, erupcí, filamentů a vzálstních útvarů, nazývaných Ellermanovy bomby, emitujících záření i ve spojitém spektru. Zajímavá je obzvláště poloha absorpčního filamentu, působeného ejejkcí protuberanční hmoty, jemuž při okraji disku přisuzujeme název surge (příboj). Oproti řadě dřívějších závěrů se podle Rusta surge ejetuje v místě nad t.zv. satelitní skvrnou, což je ostrov jedné polaritý mezi zdroji opačného pole. Satelitní skvrna se nemusí projevovat viditelnou sluneční skvrnou. Problém v této situaci je, jakým způsobem toto pozorování interpretovat. U třírozměrného útvaru, jakým surge bezpochyby je, může být velmi užitečné znát třírozměrný model magnetického pole. Výpočet v prvním přiblížení pomocí Schmidtovy metody přinesl překvapení v tom smyslu, že při zmíněné konfiguraci ve chromosféře prozradil existenci nulového bodu nad satelitní skvrnou a úzký koridor homogenního magnetického pole vzhůru do korony. V rámci dnešních představ je nulový bod energetickým zdrojem, koridor potom silo-trubicí pro ejejkcí hmoty. Zcela pochopitelně, problém tím není ani zdaleka řešen, nabízí se však alespon alternativa. Zdá se, že taková konfigurace je dostatečně obecná. Severný se spolupracovníky před časem používali na Krymu metodu modelování poli pomocí elektromagnetů v laboratoři. Prozkoumali řadu možností, jednou z nich byla ale též konfigurace, při níž mezi dvěma stejnými polaritami stojí opačná. V tom případě potom vždy vzniká nad opačnou polaritou neutrální bod a od něj opačným směrem se vytváří koridor. Metodicky je zde zajímavé, že přes naprostou rozdílnost vlastností prostředí na Slunci a v

laboratoři jsou tyto laboratorní demonstrace alespoň pro orientaci velmi vhodné a jak ukázal Severný i poměrně reprezentativní. Podotkli jsme, že Schmidtova metoda zahrnuje dosti podstatné zjednodušení a je tedy dosti důležitá vědět, do jaké míry se blíží realitě. Každopádně se jedná pouze o rámcovou metodu, která postihuje potenciální pole. Za těchto okolností by měla vyhovovat tam, kde se podmínky potenciálnímu poli blíží, jinými slovy jak zdůraznil Gold tam, kde je plynový tlak mnohem nižší než energie magnetického pole. Pro tyto účely je přijatelná situace v koroně (odpovídá tomu pozitivní výsledek Newkirkovy práce) a snad i vysoko nad aktivním centrem (Rustova interpretace je dosti přijatelná). Že vzniká nesouhlas s pozorováním v centru nízko nad chromosferou poukázali Semel a Rayrolle. Využili možnosti měřit všechny tři prostorové složky magnetického pole a na observatoři v Meudonu u Paříže srovnali tento materiál s výsledkem výpočtu prostorové konfigurace, založeném na Schmidtově předpokladu bezproudového pole. Vybrali si aktivní centrum pozorovatelné 12.6. 1963 a jasně zjistili, že prostorová složka vektoru intenzity pole takto získaná z longitudinálních komponenty nesouhlasí s měřením. Příčinou je patrně jemná struktura pohybů v aktivním centru, která má zjevně proudový charakter a se kterou se ve výpočtu a priori nepočítá. To konečně potvrdilo i srovnání magnetických map s fotografiemi oblasti v bílém světle a v čáře  $H_{\alpha}$ , pořízenými současně v Debrecíně v Maďarsku a na Ondřejově, kde se nesrovnalosti projevují právě v rozsahu jemné struktury pod 2".

Jestliže se v posledních letech v odborných kruzích klade zvýšený důraz na znalosti rozložení fyzikálních parametrů, zvláště potom mag. pole ve vertikálním směru vůči povrchu a jestliže řada metod v tomto smyslu je rozpracována, neznamená to, že by řešení bylo nasnadě. Pro trojrozměrné modely erupcí a protuberancí narážíme na velmi nesnadný problém proudových polí. V takovém případě totiž podchytit formu konfigurace je velmi nesnadné z početního hlediska, nehledě na řadu problémů závislosti takových konfigurací na čase. Jsme si vědomi toho, že patrně dochází k interakci mezi konfigurací vnějšího pole celého útvaru a interního pole příslušné proudotrubice, při čemž hlavně pozorovatelky máme o těchto proudových trubcích příliš málo informací. Řešením je opět pozorování jemné struktury, ovšem nikoli pouze popísně, nýbrž hlavně z hlediska vývoje a stability konfigurací. Toto studium má hned dvě opodstatnění.

Jednak je nezbytné pro vytvoření i těch nejelementárnějších představ o výstavbě a rozvoji erupcí a protuberancí, jednak má i mnohem obecnější fyzikální smysl. Problém stabilních konfigurací a jejich přechodu do nestability je stále jednou z čelných otázek fyziky plazmy. Teoretické řešení těchto otázek se rok od roku stále více uzavírá. Laboratorní výzkum probíhá, je ale velmi nákladný a tak je hříchem vůči přírodě nechopit se ze všech sil oněch monstrozních podívaných, jimiž nás Slunce poměrně zhusta chromuje.

Vzdálenost a povaha quasarů

(Pokračování)

Množství energie

V minulém článku jsme viděli, že posuv k červenému konci spektrálních čar nějakého objektu je mírou jeho vzdálenosti, jestliže tento posuv je kosmologický, to znamená, že známe-li hustotu toku  $S(\nu)$  nějakého zdroje a jeho posuv k červenému konci  $z$ , můžeme počítat energii  $L(\nu)$  vysílanou tímto objektem. Dá se ukázat, že u kosmologického relativistického modelu,  $S(\nu)$  je vázáno s  $L(\nu)$  a  $z$  vztahem:

$$S(\nu) = \frac{H_0^2}{c^2} L(\nu) \frac{q_0^4 (1+z)^{1-\alpha}}{[q_0 z + (q_0 - 1)(\sqrt{1+2q_0 z - 1})]^2}$$

$c$  je rychlost světla,  $H_0$  je Hubblova konstanta a  $q_0$  je kladná konstanta nazývaná akceleračním parametrem. Hodnota  $q_0$  je úměrná průměrné hustotě látky  $\rho_0$  ve vesmíru:

$$q_0 = \frac{4\pi G}{3H_0^2} \rho_0$$

kde  $G$  je konstanta gravitace,  $\rho_0$  je neznámá, známe jen její spodní mez:

$$\rho_0 > 10^{-31} \text{ g/cm}^3$$

Jestliže  $q_0$  je větší než 0,5, vesmír je eliptický, jeho objem je konečný. Rozpínání netrvá do nekonečna, zpomaluje se, zastavuje a potom začíná fáze kontrakce.

Jestliže  $q_0$  je menší než 0,5, vesmír je hyperbolický a jeho objem je nekonečný. Rozpínání se zpomaluje aniž by se kdy zastavilo. (Můžeme předeslat, že ani quasary, u nichž lze měřit spektrální posuvy  $z = 2$ , nedovolily určit akcelerační konstantu a tak nevíme, zda žijeme ve vesmíru eliptickém nebo hyperbolickém. O tom pojednáme ve zvláštním článku).

Pro  $\rho_0 > 10^{-31} \text{ g/cm}^3$ , obdržíme  $q_0 > 0,05$ ; je tudíž nemožno říci na základě průměrné hustoty, zda vesmír je hyperbolický nebo eliptický. Předcházející vzorec předpokládá, že zdroj má konstantní spektrum s indexem  $\alpha$ ; při nejmenším mezi pozorovanými frekvencemi  $\nu$  a emisními frekvencemi  $\nu(1+z)$ .  $L(\nu)$  představuje vyslanou energii ve frekvenčním intervalu  $\nu, \nu+d\nu$  na steradian. Předcházející vzorec dovolí počítat  $L(\nu)$  pro quasary, u kterých známe posuv k červenému konci; hodnota, kterou obdržíme, závisí málo od  $q_0$  pro vhodná  $z$  ( $z < 2$ ). Zůstává problémem, jak dostat hodnotu uvolněné energie během exploze, při níž vznikají jevy, které pozorujeme u quasarů.

Radiové záření vzniká synchrotronním mechanismem, relativistickými elektrony prolétajícími magnetickým polem o

intenzitě B. Synchrotronní záření relativistických protonů, které mohou koexistovat s elektrony, je zanedbatelné, nemůžeme je tedy pozorovat. Analogicky s pozorováními kosmického záření ve sluneční soustavě považuje se hustota energie protonů, za stonásobně větší než hustota elektronů. Celkem uvolněna energie během explose je při nejmenším rovna součtu energie částic (protonů a elektronů) a magnetické energie.

Radiové záření se pozoruje řádově ve frekvenčním intervalu od  $\nu_1 = 10$  MHz do  $\nu_2 = 10.000$  MHz : integrujeme-li vyzářený výkon  $L(\nu)$  . dy v těchto mezích a násobíme-li  $4\pi$ , obdržíme spodní mez celkového výkonu  $L$  (je to spodní mez vzhledem k tomu, že se zanedbává vyzářený výkon mimo frekvenční interval) :

$$L > 4\pi \int_{\nu_1}^{\nu_2} L(\nu) d(\nu)$$

Jestliže předpokládáme, že známe intenzitu magnetického pole B a celkový výkon  $L$ , můžeme počítat celkovou energii relativistických elektronů, a obdržíme :

$$E_e = ALB^{-3/2}$$

kde A je numerická konstanta.

Jestliže navíc známe emisní objem V, který můžeme odvodit z měření zdánlivého průměru a posuvu k červenému konci objektu, celková magnetická energie jest :

$$E_m = V \times \frac{B^2}{8\pi}$$

Podle termodynamického principu rovnoměrného rozdělení (ekvipartiční teorém), celková energie je minimální, jestliže je rozdělena stejným způsobem mezi různými možnými formami. Za předpokladu tohoto rovnoměrného rozdělení, odvodíme hodnotu magnetického pole, která nám dovolí dostat nejmenší hodnotu celkové energie  $E_t$ .

Pro zdroj dané hustoty toku a daného posuvu k červenému konci závisí minimální hodnota celkové energie  $E_t$  silně na velikost objemu V, t.j. na jeho lineárním průměru d :

$$E_z \sim d^{9/7}$$

Pro quasary dostáváme minimální energie řádově  $10^{60} - 10^{61}$  ergů, což je srovnatelné s energií potřebnou k vysvětlení nejintenzivnějších radiových galaxií, Cygnus A nebo 3C 295. Víme, že hmota M uvolňuje energii  $E = Mc^2$ , k uvolnění  $10^{60} - 10^{61}$  ergů, je třeba anihilace  $10^6 - 10^7$  slunečních hmot.

Dosud není rozřešen problém, zda quasary jsou objekty zvláštní povahy nebo jen stadiu ve vývoji radiových galaxií. V optickém oboru jsou quasary desetkrát až stokrát jasnější než obří eliptické galaxie. Pozorování ukázala, že obří eliptické galaxie jsou často radiovými zdroji. Mnoha eliptických galaxií je ve shluku, z toho vyplývá, že významná část radiových galaxií je ve shluku. Jestliže quasar je etapou v životě radiových galaxií, poměr quasarů ve shluku galaxií musí být též jako poměr radiových galaxií samých. Shluk galaxií se dá snadno zjistit fotograficky, jestliže jeho spektrální posuv  $z$  jeho menší než 0,5. Je tedy možno objevit eventuelní shluk



galaxií kolem každého quasaru, pro který  $z < 0,5$ . V přítomné době je v takové situaci méně než desítka známých quasarů, žádný z nich však není členem shluku. Ačkoliv statistika se zabývá jen malým počtem, tato skutečnost ukazuje, že quasary jsou objekty jiné povahy než radiové galaxie.

### Zdroje energie

K vysvětlení okromné emise energie, pozorované u quasarů, bylo navrženo několik teorií, žádná však neuspokojuje úplně. Jsou možné tři hlavní zdroje, a to nukleární reakce, kinetická energie objektů ve srážce a gravitační energie tělesa v kontrakci.

Některé hvězdy explodují a uvolňují množství energie řádově  $10^{43}$  ergů - jsou to supernovy.

Tato energie pochází z nukleárních reakcí ve hvězdě. Frekvence objevení se supernov je řádově jedna za sto let v každé galaxii. Byly představy, že tato frekvence je mnohem větší v jádru eliptických galaxií, kde hustota hvězd je velká. Tak optická svítivost 3C 48 může být vysvětlena frekvencí 10 supernov ročně, pozorované změny jasu tohoto objektu by pocházely ze superpozice výbuchů několika supernov. Nicméně celková minimální energie nutná k vysvětlení pozorovaného radiového záření jest řádově  $10^{61}$  ergů, což představuje energii uvolněnou explozí  $10^{12}$  supernov, zatímco jedna obří eliptická galaxie obsahuje asi  $10^{12}$  hvězd. Bylo by nutno připustit, že všechny hvězdy explodovaly nejméně jednou a to činí tuto hypotézu (nukleární reakce) málo pravděpodobnou. Myslílo se rovněž, že nutná energie může pocházeti ze srážky hvězd v prostředí zvláště hustém - v jádrech eliptických galaxií. Srážka dvou hvězd v naší Galaxii je jevem velmi vzácným, který nebyl nikdy pozorován, na druhé straně teorie takové srážky je velmi nesnadná. Usuzuje se, že pro hvězdné hustoty, s jakými se můžeme setkat u eliptické galaxie, počet srážek a energie uvolněná během takových srážek přeměnou kinetické energie každé hvězdy, mohou dostačovati k vysvětlení quasarů. Z obou teorií vyplývá, že quasary jsou jevy, které se vyskytují v jádru eliptických galaxií.

Třetí teorie (kontrakční) tvrdí, že velká plynná hmota zbavena rotačního pohybu se může smrštít a utvořit nadhvězdu. Všeobecná gravitační kontrakce oblaku je vyvážena odstředivými silami vlivem rotace oblaku. Jestliže však rotace neexistuje, smršťování se nezastaví a utvoří se nadhvězda. Uvolňuje se ohromné množství gravitační energie. Hypotéza znamená, že quasary jsou objekty odlišné od radiových galaxií. Avšak ani tato teorie neuspokojuje, a to z toho důvodu, že energie nutná k vysvětlení radiových galaxií není v některých případech menší než energie přijatá quasary, tedy teorie platná pro quasary, a ne pro radiové galaxie, nutí vytvořit odlišnou teorii pro radiové galaxie, která by ovšem mohla býti aplikována na quasary. Interpretace změn toku quasarů nenarážela na zásadní obtíže. Není tomu tak pro změny v optickém oboru, pozorování jsou ještě neúplná, ať se jedná o spektrální rozdělení energie, polarizaci, úhlový průměr nebo světelnou křivku jako funkci času.

## Fyzikální model

Byly učiněny pokusy k sestrojení modelů pro quasary na základě pozorování, t. j. určení rozměrů různých složek, hustoty látky, teploty atd. Emisní čáry pocházejí z plynného mraku složeného hlavně z vodíku, intenzita různých čar dovolila ověřiti, že výskyt prvků je přibližně týž jako v Galaxii. Studium poměrů intenzit čar, pocházejících z iontů téhož prvku, jako jsou atomy (O II) při 3727 Å a (O III) při 5007 Å dovoluje určit teplotu a elektronovou hustotu plynu pro dva nejlépe známé quasary 3C 48 a 3C 273. Obdržíme  $N_e = 3 \cdot 10^4$  elektronů na  $\text{cm}^3$  v prvním případě a  $N_e = 3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$  v druhém případě. V obou případech je teplota řádově několik desítek tisíc stupňů. Množství energie vysílané v čarách vodíku závisí na elektronové hustotě  $N_e$  elektronové teplotě  $T_e$  a hmotě vodíku. Ježto  $N_e$  a  $T_e$  jsou známy, měření intenzity čar vodíku dovolí určit emisní objem, protože známe vzdálenost objektu. Když známe hustotu a objem oblaku ionizovaného vodíku, můžeme odvoditi hmotu. Tyto hmoty představují jen hmotu ionizovaného vodíku a nikoliv celou hmotu těchto objektů. Jsou-li quasary mohutné exploze v jádru eliptických galaxií, představuje hmota ionizovaného vodíku jen velmi malý zlomek celkové hmoty quasarů.

V některých zdrojích pozorujeme nejen emisní čáry, ale též čáry absorpční. To je případ 3C 191, jehož spektrum obsahuje 4 emisní čáry a 11 absorpčních. Spektrální posuv 3 C 191  $z = 1,946$ . Emisní čáry jsou široké (asi 60 Å), absorpční čáry jsou velmi úzké (méně než 3 Å). Emisní a absorpční čáry mohou pocházeti z téže oblasti. Absorpční čáry se tvoří pravděpodobně v obálce studeného plynu, který obklopuje plyn teplejší, odpovídající za emisní čáry.

Detailnější studium emisních čar u některých quasarů ukázalo, že nemohou pocházeti z téže oblasti, ale že to musí být při nejmenším dvě oblaka o rozdílné elektronové teplotě a rozdílném tlaku. Docházíme tak ke konstrukci velmi schematického modelu quasarů. Plyn je rozvrstven v koncentrických oblastech: fyzikální podmínky se mění od jedné oblasti ke druhé. Jestliže předpokládáme, že známe strukturu tohoto vodíkového oblaku, zbývá ještě zjistit, jakým mechanismem je tento plyn zahříván a ionizován, jak jsou urychlovány relativistické částice odpovědné za synchrotronové záření a zvláště co se děje ve středu těchto objektů - tam, kde se musí nacházet zdroj energie, kde dochází ke gigantické explozi, kterou pozorujeme jen sekundárními projevy. Tyto otázky čekají na řešení.

(překlad J. Olmr)

Petr Lála

### Projekt Apollo

(Zkrácený záznam pořadu sestaveného pro Štefanikovu hvězdárnu hl.m.Prahy).

Nečekaně prudký sovětský nástup do vesmíru v roce 1957 zastihl USA nepřipraveny. Teprve za rok vznikla státní organizace NASA, která se snažila soustředit do té doby rozptýlené síly a prostředky, aby sovětský náskok vyrovala. Od samého počátku vyvíjela NASA největší úsilí v oblasti letů člověka do vesmíru.

V první fázi bylo vysláno šest kosmonautů v jednomístných kabinách typu MERCURY. Tento projekt probíhal v letech 1961-1963, ještě ve stínu sovětských kosmických úspěchů. Teprve projekt GEMINI- lety dvoumístných plně řiditelných lodí - znamenal dokonalejší ovládnutí kosmické techniky a překonání všech sovětských rekordů (s výjimkou váhy kosmické lodi). Během všech deseti úspěšných pokusů v letech 1965-1966 si kosmonauti dokonale procvičili techniku manévrování a setkání ve vesmíru, výstupu z kabiny a byla vyřešena velká řada technických a biologických problémů. To vytvořilo předpoklady pro splnění vrcholného amerického kosmického projektu APOLLO, podle kterého mají v roce 1969 přistát kosmonauti na Měsíci a vrátit se potom na Zemi.

Tento fantastický cíl oficiálně vyhlásil americký prezident John F. Kennedy 24. května 1961, tedy v době, kdy USA měly za sebou pouze jediný balistický let v kabině MERCURY... Přitom složitost letu v okolí Země a na Měsíc je téměř neporovnatelná. Velkým problémem bylo už samotné plánování v průběhu celého pokusu. Američané uvažovali celkem o třech schématech. Zdánlivě nejjednodušší by byl přímý let ze Země na Měsíc a zpět. Avšak k tomu, aby pěti a půl tunová kabina vykonala tuto cestu musela by obří nosná raketa vynést k Měsíci celkem 80 tun užitečného zatížení. Největší část tohoto zatížení by samozřejmě připadala na palivo nutné k přistání na Měsíci a k opětovnému startu z jeho povrchu.

Vynést tak veliké užitečné zatížení by nestačila ani raketa Saturn 5 a bylo by tedy nutné vyvíjet raketu ještě mnohem silnější. Tato možnost byla proto zamítnuta a zkoumala se druhá varianta. Spočívala v tom, že 80ti tunové užitečné zatížení by se rozdělilo na dvě části, které by byly vypuštěny jednotlivě a spojily se až na parkovací dráze kolem Země. V tomto případě by bylo třeba dvou raket Saturn 5, které by musely startovat v krátkém časovém rozmezí po sobě. Podrobné ekonomické i časové rozborů však nakonec prokázaly, že nejvýhodnější bude varianta třetí.

V tomto případě je pro úspěšný návrat posádky z cesty k Měsíci třeba celkového užitečného zatížení "pouze" 45 tun, což je prakticky polovina hodnoty potřebné v prvních dvou variantách. Pro takovýto let stačí vypustit jedinou raketu Saturn 5. Kromě vlastní kabiny (velitelské sekce - 5,5 tuny) se kosmická loď musí skládat ještě z manévrovacího raketového motoru (pomocná sekce - asi 25 tun) a ze zařízení pro přistání na Měsíci (měsíční sekce - asi 15 tun). Za zmínku stojí, že každá z těchto sekcí má sama o sobě větší váhu než celé kosmické lodi typu MERCURY nebo GEMINI. Průměr všech sekcí je přitom téměř 4 metry, délka velitelské sekce 3,7 m, pomocné sekce 6,7 m a měsíční asi 8 m. Mohou poskytnout dostatek prostoru pro let tří kosmonautů na Měsíc a zpět během osmi a půl dne.

Snížení potřebné váhy musí být samozřejmě něčím vyváženo. V tomto případě složitosti celého letu. Tato složitost je však nevýhodou pouze na první pohled. Ačkoliv je to paradoxní, zvyšuje bezpečnost kosmonautů, kteří mohou let v několika kritických situacích snadno přerušit a vrátit se bezpečně na Zemi.

Popišme si nyní průběh letu kosmické lodi Apollo na Měsíc. Začíná samozřejmě startem nosné rakety Saturn 5 ze základny Merrit Osland (na severním okraji Cape Kennedy). V případě havárie nosné rakety v prvních fázích letu mohou se kosmonauti ležící ve velitelské sekci zachránit i pomocí bezpečnostních raket umístěných na špičce rakety. Ve větších výškách mohou použít motoru pomocné sekce. Kosmická loď je nejprve navedena na nízkou parkovací dráhu kolem Země a kosmonauté spolu s pozemními stanicemi kontrolují stav kosmické lodi a její dráhu. V případě, že objeví nějaké závažné nesrovnalosti, mohou se snadno vrátit zpět na Zemi. Pokud je vše v pořádku, zapíná se po dvou až třech obletech Země znovu motor posledního stupně nosné rakety, který uvede APOLLO na dráhu vedoucí k Měsíci. Dráha je volena tak, že v případě nutnosti oblétné kabina bez dalšího řízení Měsíc a vrátí se sama zpět k Zemi (podobně jako sovětský Zond 6). Během dalšího letu k Měsíci kosmonauti oddělí velitelskou a pomocnou sekci od nosné rakety, otočí ji o 180° tak, aby se špička kabiny spojila s horní částí měsíční sekce, která je uložena ve třetím stupni nosné rakety. Tím jsou všechny tři sekce propojeny a mohou se oddělit od nepotřebného raketového stupně.

Po provedení několika korekcí dráhy a řadě kontrol provedených kosmonauty je kosmická loď připravena k navedení na dráhu kolem Měsíce. K tomu má dojít asi 66 1/2 hodiny po startu ze Země. Navedení je provedeno motorem pomocné sekce a APOLLO se má dostat na dráhu ve výši asi 110 km nad Měsícem. Během několika oběhů kontrolují kosmonauté opět veškeré zařízení a pozorují Měsíc. Znovu mají možnost let přerušit a odstartovat z oběžné dráhy kolem Měsíce zpět k Zemi. Jedině pokud je všechno včetně jejich fyzického a duševního stavu v pořádku, mohou přistoupit k nejdůležitější fázi letu.

Dva z nich přestoupí do měsíční sekce, kterou odpojí a zanechají svého kolegu na oběžné dráze samotného. Zapálením přistávacího motoru se měsíční sekce s dvěma kosmonauty dostane na dráhu s nejnižší výškou nad Měsícem pouhých 15 km a se stejnou oběžnou dobou jako mateřská loď. Na této dráze mohou vykonat opět několik oběhů, prohlédnout si vybrané přistávací místo a v případě, že se rozhodnou přistání neuskutečnit, mohou se snadno bez velkého manévrování na konci každého oběhu znovu setkat a spojit s mateřskou lodí.

Rozhodnou-li se pro přistání, zapálí znovu při přiblížení k Měsíci přistávací motor a začnou sestupovat. Tah tohoto motoru je možno regulovat a lze dosáhnout dokonce toho, že měsíční sekce se ve výši několika set metrů na chvíli zastaví, aby mohli kosmonauti definitivně vybrat přistání v okruhu 300 m. Také v tomto okamžiku mohou ještě "uniknout", zapálit další raketový motor a vrátit se na dráhu vedoucí k setkání mateřských lodí. K přistání na Měsíci má dojít zhruba za 72 hodin po startu.

Pebyť obou kosmonautů na Měsíci má trvat maximálně 34