

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Vladimír Vanýsek

Fyzikální vlastnosti mezihvězdné hmoty

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 2 (1957), No. 1, 81--91

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137154>

## 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>

VLADIMÍR VANÝSEK  
(Astronomický ústav ČSAV v Praze)

## FYSIKÁLNÍ VLASTNOSTI MEZIHVĚZDNÉ HMOTY

Prostor mezi hvězdami není prázdný. Je vyplněn nejen elementárními částicemi hmoty, které v důsledku záření hvězd nutně v prostoru jsou, ale je zde velké množství plynu a prachu, rozptýleného mezi hvězdami a tu a tam tvořícího temná či svítící oblaka.

V posledních letech, kdy studium vzniku hvězd a hvězdných soustav stále jasněji vyzdvihuje úlohu mezihvězdné látky, jako stavebního materiálu nově vznikajících hvězdných útvarů, vystupuje do popředí ovšem i otázka fyzikálních vlastností mezihvězdného plynu a prachu.

Praktické studium mezihvězdné látky není dnes omezeno jen na optické metody astrofyzikálního výzkumu, ale uplatňuje se zde též radioastronomie, která zejména pro rozpoznání prostorového rozložení neutrálního mezihvězdného vodíku je jedinou schůdnou pozorovací metodou.

Mezihvězdnou hmotu můžeme podle kvalitativních znaků dělit na dvě hlavní skupiny:

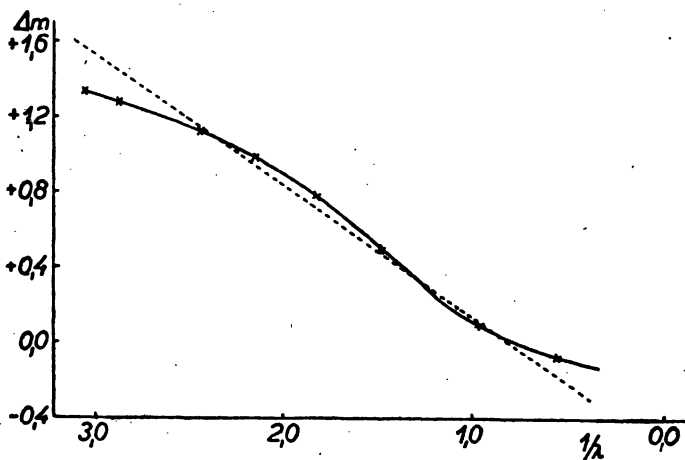
a) na prachovou a b) na plynnou, a obě tyto složky dále na svítící a na temnou. Obě složky tvoří shluky mračen, často se vzájemně prostupujících a tvořících vrstvu o tloušťce 200—300 pc, přimykající se ke galaktické rovině. V okolí Slunce, tedy ve vzdálenosti asi 8000 pc od středu Galaxie je střední hustota mezihvězdného plynu 1 až 2 atomy vodíku na krychlový centimetr. O něco větší je hustota ve středu Galaxie. Hustota jiných prvků je proti vodíku zanedbatelně malá, podobně jako hustota prachových částic (viz tab. 2.). Ovšem v mračcích nutno počítat s hustotou větší. Odhady hustot v některých svítících plynných mlhovinách vedou k číslům  $10^2$  až  $10^4$  atomů vodíku na  $\text{cm}^3$ . Podobné řádové rozdíly hustot jsou i v prachových mlhovinách, kde ovšem absolutní počet částic není snadno určitelný.

Viditelnost mezihvězdných mračen v optickém oboru spektra je závislá (vedle hustoty částic) na vzdálenosti a mohutnosti původního zdroje záření, což jsou většinou žhavé hvězdy O a B. Tyto hvězdy jsou zdrojem dostatečně intenzivního záření krátkovlnného, které ionisuje plyn difusní mlhoviny, nebo celková svítivost těchto hvězd je dostatečná, aby byla viditelná reflexe na prachových částicích mlhoviny reflektivní. U mlhovin reflektivních mohou být zdrojem záření i hvězdy s nižší povrchovou teplotou avšak velkou svítivostí (na příklad obří typu M). U nepočtených mlhovin nelze nalézt hvězdu, která by působila jejich záření. V těchto případech dochází patrně k prudkým srážkám plynných a prachových mračen a kinetická energie se promění v zářivou. V ostatních případech, není-li hustota mezihvězdného mračna dostatečná, či není-li v blízkosti hvězda, která by budila záření mlhoviny nebo dostatečně ozařovala prachové částice reflektivní mlhoviny, mračna nesvítil — jsou temná. Zde je podstatný rozdíl mezi plynnými a prachovými mračky. Plynná mračna se nikterak neprojeví, naproti tomu prachová mračna s větší hustotou se zřetelně rýsují na hvězdném pozadí. Důkazem toho mohou být fotografie Mléčné dráhy, kde vidíme četné oblasti, kde oproti okolí je nedostatek slabších hvězd, nebo jsou tam zdánlivě bezhvězdná místa. Tyto oblasti jsou ve skutečnosti jakoby překryty temnými prachovými mračky.

Rozptýlená prachová i plynná látka se ovšem též prozradí, použijeme-li vhodné vyšetřovací metody. Rozptýlená světla hvězd na prachových částicích působí „zčervenání“

hvězd, které je úměrné jejich vzdálenosti a je též závislé na galaktické šířce. Mezhvězdný plyn lze objevit ve spektru vzdálených hvězd, neboť mezhvězdná plynná látka působí absorpcí právě tak, jako vnější chladnější atmosféra hvězdy. Můžeme tedy ve spektru pozorovat absorpční čáry těch prvků, které jsou v mezhvězdné látce obsaženy a které jsou schopny za dané hustoty absorbovat ve viditelném oboru spektra.

Kromě toho občasné mikrostrukturální změny, které nastávají v atomech v základním stavu, jsou zdrojem záření na nižších frekvencích v oboru decimetrových a metrových



Obr. 1. Závislost absorpce na vlnové délce.

vln. Tak neutrální vodík září na vlně 21 cm a toto záření je zjištěné moderními radio-astronomickými metodami.

Jak patrně, vnější projevy existence mezhvězdné hmoty jsou velmi různé a na základě různých metod je možno vyšetřit i fyzikální vlastnosti mezhvězdné látky, která — jak dnes možno již s určitostí říci — má podstatnou úlohu při vytváření nových hvězdných skupin a jednotlivých hvězd. Pověšme si jednotlivých složek mezhvězdné hmoty blíže po fyzikální stránce.

### 1. Mezhvězdný prach

Hlavní charakteristickou vlastností mezhvězdného prachu po optické stránce je jeho absorpční účinek na světlo hvězd v celém rozsahu viditelného spektra. Nejde zde však o prosté zastínění. Selektivnost absorpce, tedy závislost hodnoty zeslabení světla na vlnové délce naznačuje, že jde o rozptýl světla na drobných částicích mezhvězdného prachu. Absorpci celkovou v určitém oboru spektra, nebo absorpci selektivní je možno získat alespoň základní informace o rozměrech temných mezhvězdných prachových mračen.

Velmi jednoduchou metodou, použitou po prvé Wolfem v roce 1923 ke studiu některých oblastí v Mléčné dráze, je metoda statistická, při které porovnáváme počet hvězd ve dvou sousedních polích. Jedno pole považujeme za nezastíněné a zjistíme závislost počtu hvězd na zdánlivé magnitudě. Jestliže  $A_{(m)}$  je počet hvězd určité hvězdné třídy, pak vzrůst  $\log A_{(m)}$  je 0,3 až 0,6 na jednu hvězdnou třídu. Průběh vzrůstu je celkem hladký, pokud je pole dostatečně bohaté. Jakmile však v jisté vzdálenosti je prachový mrak, který zastíňuje hvězdy za ním, pak tyto hvězdy jsou slabší než by měly být podle jejich průměrné vzdálenosti. V takovém případě objeví se skok ve vztahu  $\log A_{(m)}$  a  $m$ .

Z magnitudy, kde nastává zlom, můžeme soudit na vzdálenost mračna, neboť je-li  $M$  průměrná absolutní hvězdná velikost hvězd v daném poli,  $m$  hvězdná velikost zdánlivá, u které nastává zlom v průběhu vzrůstu  $\log A_{(m)}$ , pak pro vzdálenost mračna  $r$  platí

$$\log r = 0 \cdot 2 (M - 5 + m).$$

U jisté hodnoty  $m$  nastává opět normální růst logaritmu počtu hvězd podle magnitudy. Z této hodnoty  $m$  možno soudit na celkovou absorpci mračna.

Tabulka 1.  
Vliv absorpce na odhad vzdálenosti.

Absorpce ve hvězdných třídách	Skutečná vzdálenost (parsec)	Odhadnutá vzdálenost bez opravy na abs.
0.0	10	10
0.1	100	105
0.5	500	630
1.0	1000	1.580
2.0	2000	5.020
4.0	4000	25.200

Takto byla určena vzdálenost asi dvaceti větších mračných komplexů v Mléčné dráze. Celková absorpce se pohybuje v hodnotách mezi 0,5 až 4 mg ve fotografickém oboru spektra.

Mezihvězdná absorpce není ovšem omezena toliko na prachová mračna. Projeví se to již tím, že stoupání počtu hvězd v závislosti na magnitudě není lineární. Celková absorpce ovlivňuje ovšem i určení vzdálenosti hvězd i jiných objektů a nutno s tímto vlivem počítat.

Jestliže  $\tau$  je optická tloušťka absorbující vrstvy mezi hvězdou a pozorovatelem, pak pro poměr pozorované intenzity a intenzity skutečné, jakou by hvězda měla, kdyby nebylo absorpce, platí vztah

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\tau};$$

z toho pak pro rozdíl magnitud plyne

$$m - m_0 = 2,5 \tau \log e = 1.086 \tau.$$

Hvězdná velikost hvězdy je tedy zvětšena absorpcí o faktor 1.086  $\tau$ . Jestliže označíme absorpci v magnitudách  $A$  ve vzdálenosti  $r$  jako  $A_r$ , pak platí pro zdánlivou jasnost hvězdy  $m$ , jejíž absolutní magnituda je  $M$ , vztah

$$m = M - 5 + 5 \log r + A_r.$$

Tabulka 2.  
Zastoupení jednotlivých prvků v mezihvězdném prostoru  
(počet částic na krychlový metr)

Volných elektronů	H	Na	K	Ca	Ti	CN
$14,4 \cdot 10^6$ gram/cm <sup>3</sup>	$15,6 \cdot 10^6$ $1,7 \cdot 10^{-28}$	111 $4 \cdot 10^{-27}$	15,5 $7 \cdot 10^{-28}$	6,4 $3 \cdot 10^{-28}$	0,073 —	$1,6 \cdot 10^{-8}$ —

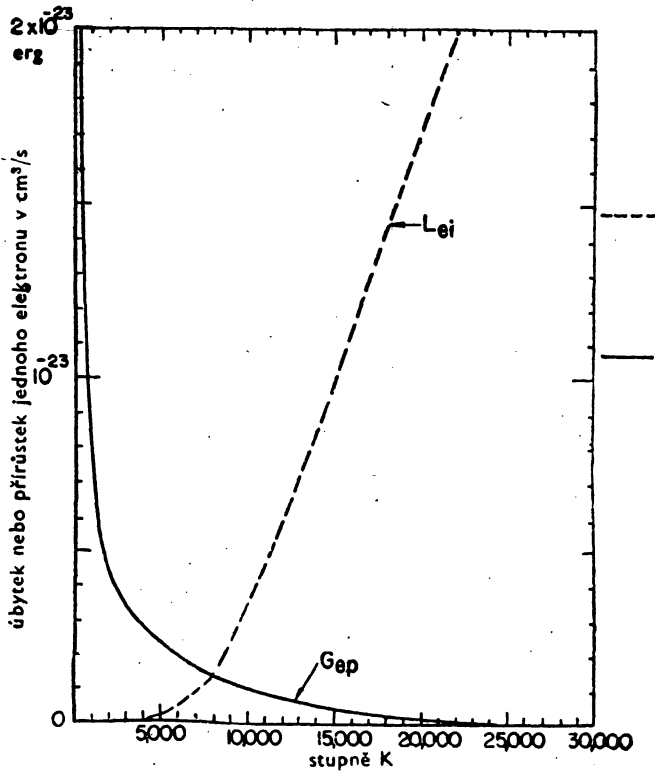
Neznáme-li hodnotu absorpce  $A$ , pak dostáváme ze známé hodnoty  $M$  zdánlivou vzdálenost, která je ovšem větší než skutečná. Mezi touto zdánlivou vzdáleností  $\rho$  a skutečnou vzdáleností  $r$  platí vztah

$$\rho = r 10^{0,2A(r)}$$

Průměrná hodnota absorpce, zjištěná různými metodami je 1,0 mg na 1000 parsec. Z *tab. 1.* je patrné, do jaké míry absorpční účinek mezihvězdného prachu ovlivňuje určení vzdálenosti, není-li brán v úvahu.

Jak bylo však řečeno již dříve, není absorpční účinek ve všech spektrálních oborech viditelného světla stejný. Absorpce je selektivní, což se projeví již v tom, že celková absorpce ve vizuálním oboru spektra (kolem 5500 Å) je o 0,25 až 0,5 mg nižší, tedy průměrná hodnota  $A$  pro vizuální obor je asi 0,75 mg/Kpc.

Selektivní absorpce se projevuje především zvětšeným barevným indexem vzdálených hvězd, zejména spektrálních tříd B, kde barevný nadbytek neboli barevný excés je nejlépe zjištělný. Mnohé hvězdy těchto spektrálních tříd, jejichž povrchová teplota je 20 až 25 tisíc stupňů, jeví zbarvení, které odpovídá barvě hvězd s daleko nižší teplotou. Až na nečetné výjimky toto odlišné zbarvení — zčervenání — žhavých vzdálených hvězd je působeno rozptylem světla na pevných drobných částicích. Zjev je obdobný rozptylu



Obr. 2. Na obrázku je znázorněna závislost teploty mezihvězdného plynu na fotoionisaci vodíku (v grafu plná křivka) a zároveň ochlazování mezihvězdného plynu zachycením elektronů protonem (v grafu čárkovaná křivka). Průsečík obou křivek označuje teplotu, při které nastává rovnováha mezi ochlazováním a oteplováním.

slunečního světla v zemské atmosféře, kde se ovšem uplatňuje rozptyl na molekulách a je závislý na čtvrté mocnině vlnové délky. V případě mezihvězdné absorpce se ukázalo, že hodnota rozptylu  $k$  závisí na vlnové délce přibližně podle vztahu

$$k = a + b\lambda^{-n},$$

kde  $n$  má přibližně hodnotu 0,6 až 1,0. V tomto směru jsou nejdůležitější fotoelektrická měření, která vykonali Stebbins a Whitford v různých oborech spektra v rozmezí vlnových délek 3000 až 20.000 Å u velkého počtu vzdálenějších hvězd třídy B.

Závislost absorpce na vlnové délce rozptylovaného světla nám podává alespoň hrubý obraz o tom, jaké povahy jsou částice, které tento rozptyl působí.

V mezihvězdném prostoru je velké množství volných elektronů, na kterých by mohl nastat rozptyl viditelného světla. Avšak tento rozptyl je prakticky neselektivní. Molekuly plynů jsou zde též přítomny, ale zdaleka nejsou tak početné, aby mohly působit absorpcí v celé šíři spektra a kromě toho by selektivnost byla příliš velká. Zbývají tudíž pro další úvahy toliko prachové částice o rozměrech, které nepřevyšují o mnoho rozměry světelných vln.

Prachové částice mohou buď působit prosté zastínění světelného zdroje, t. j. veškeré záření pohltit, nebo pohlcené světlo opět vyzářit do všech směrů. Jaká intenzita světla bude vyzářena do původního směru, ve kterém se paprsek pohyboval dříve (na příklad směrem k pozorovateli), závisí na velikosti a dielektrických vlastnostech částice.

Odhadněme nejdříve možný účinek prostého zastínění drobnými částicemi.

Mějme poloměr  $r$  částic celkového počtu  $n$  v krychlovém centimetru, pak zastínění, které působí na dráze 1 cm je

$$\sigma = n \pi r^2.$$

Jestliže absorpce na 1000 pc je 1 hvězdná třída, pak zeslabení původní intenzity na dráze 1 cm je  $\sigma = 10^{-21}$ , čili

$$n \pi r^2 = 10^{-21}.$$

Hustota částic  $\rho$  by byla

$$\rho = n \cdot \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_s,$$

kde  $\rho_s$  značí specifickou váhu částic. Pro částice železné je  $\rho_s = 7,5$  a dosadíme-li možnou meznou hustotu  $10^{-23}$  g/cm<sup>3</sup>, dostaneme rozměry poloměru  $r = 10^{-3}$ . Ovšem to by absorpce nebyla selektivní. Také střední hustota  $10^{-23}$  g/cm<sup>3</sup> je pro celkovou hustotu mezihvězdné látky a nikoli pouze pro prach. Z toho je patrné, že částice musí být nutně ještě menších rozměrů. Vysvětlení absorpce prostým zastíněním světla pevnými částicemi nevyhovuje a je nutno hledat původ mezihvězdného pohlcování světla jediné v rozptylu světla na zcela drobných částicích.

Úspěšné řešení celého problému pomocí Mieho theorie podařilo se Schálénovi, který na základě zjištěných závislostí absorpce na vlnové délce stanovil, že rozměry kovových částic, které by mohly podobné jevy působit, nebudou větší než  $10^{-5}$  cm. Z těchto rozměrů vyplývá hustota mezihvězdného prachu asi  $5 \cdot 10^{-26}$  g/cm<sup>3</sup>, tedy o dva řády nižší než maximální možná celková hustota v okolí Slunce. Pokud částice jsou nekovové, je jisté, že odvozené poloměry budou poněkud odlišné, nikoli však odlišné řádově.

Chemické složení prachových částic zůstává prozatím stále nerozřešeno. Reflekční mlhoviny, které jsou složeny z prachových částic, mají poměrně vysoké albedo, což by nasvědčovalo tomu, že částice jsou bílé nebo lesklé. Nemůžeme ovšem tvrdit s naprostou určitostí, že částice obsažené v mlhovině jsou téže povahy jako částice volné v prostoru.

Někteří badatelé — jako na příklad Van de Hulst a jiní — se domnívají, že částice jsou zmrzlé jehličky plynů CN, CH a pod., které podle absorpčních pásů se skutečně v mezihvězdném plynu vyskytují. Podlouhlý tvar prachových částic by umožnil vysvětlení polarisace světla hvězd, která je patrně působena z největší části mezihvězdným prachem. Polarisace světla hvězd, která dosud byla u hvězd pozorována, nepřesahuje hodnotu několika málo procent, polarisační roviny většinou však nejsou orientovány náhodně, nýbrž v určitém směru, většinou ve směru galaktické roviny. Spitzer a Tucker se domnívají, že částice jsou elektricky vodivé a magnetické pole Galaxie je orientuje ve směru siločar. Ovšem ani tyto problémy nejsou zdaleka dořešeny. Magnetické pole v tomto případě by muselo být relativně značně silné, řádově  $10^{-3}$  gaussů, kdežto skutečná intenzita nepřesáhne  $10^{-5}$  gaussů podle zcela rozumných odhadů.

Je možné, že orientaci podlouhlých částic mohou působit proudy mezihvězdného plynu. I když zatím o vnitřních pohybech v plynných mračeních mnoho nevíme, lze ukázat, že prachové částice jsou v zajetí plynných mračen. Savedoff ukázal, že prachové zrnko, které se pohybuje rychlostí 1 km/sec v plynném prostředí o hustotě 10 atomů vodíku v kubickém centimetru, je zabrzděno po proběhnutí dráhy 0,4 parsec.

V oblastech ionisovaného vodíku a ve větších hustotách je pochopitelně účinek zabrzdění o několik řádů vyšší. Z toho plyne, že prach nemůže vytvořit izolovaná prachová mračna, kde by nebyl přítomen plyn. Je spíše pravděpodobné, že prachová mračna jsou součástí daleko větších a rozsáhlejších mračen plynných a orientace částic je působena složitým mechanismem proudícího, částečně nebo úplně ionisovaného plynného prostředí.

Nepřítomnost prachu v některých difusních mlhovinách není překvapující, neboť tlak záření vytlačí z okolí žhavých hvězd velmi snadno prachové částice.

Přes všechny pokroky, které učinila praktická astrofysika v posledních letech, nezdařilo se nalézt fyzikální podstatu prachových mezihvězdných částic, u kterých známe jen částečně spolehlivé pouze rozměry.

## 2. Mezihvězdný plyn

Chemické složení a dynamické vlastnosti mezihvězdného plynu jsou lépe známy, než u mezihvězdného prachu. Je to umožněno jednak výskytem interstelárních absorpčních čar ve spektru vzdálenějších hvězd, jednak radiovou emisí neutrálního vodíku a konečně emisí difusních mlhovin.

V našem článku se budeme především zabývat rozsáhlými oblastmi neutrálního a ionisovaného vodíku, který se stal v poslední době středem zájmu mnoha badatelů. A zároveň si povšimneme kinematických a dynamických vlastností plynných mračen.

Chemické složení mezihvězdného plynu, určené především na základě absorpčních mezihvězdných čar, by neodpovídalo skutečnosti, ježto právě nejčetnější prvek — vodík — není jako absorbující prvek pozorován. Je to zcela pochopitelné, neboť Balmerova serie absorpčních čar, která by byla přístupna pozorování, zde prakticky nevzniká a absorpční čáry vodíku Lymanovy serie jsou v nedostupné části ultrafialového spektra. Jsou tudíž pozorovány toliko čáry prvků pozorovatelných v dostupné části spektra, které oproti vodíku jsou velmi málo početné (viz *tab. 2.*), jako je na příklad sodík, jehož dublet v žlutém oboru je nejlépe identifikovatelnou dvojicí mezihvězdných absorpčních čar, a lze pomocí nich stanovit i vzdálenost hvězdy.

O skutečném množství vodíku dostáváme představu teprve tehdy, když pozorujeme difusní mlhoviny v čáře  $H_{\alpha}$ . Snadno zjistíme, že tyto mlhoviny jsou prakticky složené toliko z vodíku. O velkém množství vodíku svědčí i samo radiové záření neutrálního vodíku v oblasti Mléčné dráhy. Možno tedy říci, že procentuální zastoupení prvku v me-

zihvězdném plynu je prakticky stejné jako ve hvězdách, kde vodík dominuje oproti ostatním prvkům. Mluvíme-li tedy o mezihvězdném plynu, jde téměř vždy o vodík.

Plynné mezihvězdné prostředí dělíme na dvě velké skupiny — oblasti — pro které je charakteristické, zda vodík je ionisován či nikoli. Oblasti neutrálního vodíku označujeme *H I*, oblasti ionisovaného plynu *H II*. Oblasti *H II* jsou svým výskytem zřetelně vázány na spirální ramena, kde je dostatečné množství žhavých hvězd tříd 0 a B, které plyn ionisují. Ukázalo se, že oblasti *H II* se vyskytují ve třech prostorově vzdálených místech, tedy ve třech odlehlých ramenech Galaxie. Nejbližší oblast *H II* je ve směru od centra Galaxie ve vzdálenosti asi 300 parsec od Slunce a táhne se v délce asi 3000 parsec od galaktické délky  $40^\circ$  (suhvězdí Labutě) až ke galaktické délce  $190^\circ$  (k souhvězdí Velkého Psa). Šířka tohoto pásu není větší než 250 pc. Patří tam známá mlhovina Severní Amerika, Velká mlhovina v Orionu a mlhoviny v okolí Persei a Orionis. Druhé rameno je o 2000 parsec dále mezi souhvězdím Cephea a Blíženců. Tam patří na příklad známá asociace typu 0 v Perseu. Třetí oblast je ve vzdálenosti 1500 parsec od Slunce ve směru k centru Galaxie. Je příznačné, že v každém tomto ramenu bylo nalezeno kolem sedmi asociací typu 0. Podle Oorta nazývají se tato ramena rameny Orion, Persea a Střelce.

Výsledky Müncha, který studoval v těchto směrech absorpční linie mezihvězdného sodíku a vápníku, ukazují, že i neutrální složka mezihvězdného plynu, čili oblasti *H I*, jeví podobnou koncentraci v těchto ramenech. Radiální rychlosti, nalezené z výše zmíněných mezihvězdných čar, jsou — 7 km a — 46 km. To by naznačovalo, že by ramena měla různou radiální rychlost — tak jak tomu skutečně v důsledku jejich pohybu kolem středu Galaxie musí být.

Podstatným přínosem pro studium rozložení pohybů a plyných mezihvězdných mas je studium oblastí *H I* radioastronomicky. V roce 1944 našel Van de Hulst theoreticky, že neutrální vodík musí emitovat čáru na vlně 21,1 cm, to jest na frekvenci 1420,4 Mc/sec. Jelikož spin protonu může mít různou orientaci ke spinu elektronu, jsou v základním stavu vodíkového atomu možné dvě energetické hladiny velmi blízko vedle sebe. Změna polohy spinu pak znamená vlastně přechod na těchto hladinách a atom vyzáří kvantum o nízké frekvenci na 21 cm vlnách. Změna polohy spinu je celkem náhodná, bez vnějších příčin, a nastane průměrně u jednoho atomu v období asi  $10^7$  let. Jestliže tedy je v určitém směru velké množství neutrálních vodíků atomu s velkou volnou drahou, pak můžeme pozorovat na spojitěm pozadí radiového šumu Galaxie emisní čáru neutrálního atomu.

Van de Hulst, Muller a Oort v Holandsku vyšetřovali profil vodíkové čáry na 21,1 cm pomocí radioteleskopu o průměru 7,5 metru. Rozlišovací schopnost byla kolem 2 obloukových stupňů. Šířka zkoumané části spektra byla velmi malá — asi 40 kc/sec — a maximum přijímané frekvence měnilo se během jedné minuty v rozsahu 26 kc/sec. Tím byly získány profily vodíkové čáry v různých galaktických délkách a určeny radiální rychlosti mračen neutrálního vodíku. Profily vykazují v některých směrech rozštěpení čáry v důsledku rozdílných radiálních rychlostí jednotlivých ramen, maximum těchto rozdílů je 140 km/sec.

Tyto výsledky opět potvrdily, že i neutrální mezihvězdný plyn je vázán na spirální ramena v Orionu, Perseu a Střelci. Průměrná hustota v oblastech *H I* z radiových měření je 1,4 atomu vodíku na krychlový centimetr, v ramenu Persea je hustota téměř dvakrát větší — kolem 2,7 atomu vodíku v  $\text{cm}^3$ . Prostranství mezi rameny je téměř prázdné, hustota je menší než 0,1 atomu vodíku v krychlovém centimetru.

V Australii studovali Kerr, Hindman a Robinson vodíkovou radiovou emisi v Magellanových mračnecích. Zjistili, že celkový obsah neutrálního vodíku je zde pětkrát



menší než v sousedních Galaxiích, což odpovídá poměru celkové velikosti mračen ke Galaxii. Hustota ve Velkém mračnu je asi 0,2 atomu vodíku v  $\text{cm}^3$ .

Vodíková čára může být pozorována též jako čára absorpční ve spektrech izolovaných radiových zdrojů, což již bylo ve dvou případech zjištěno.

### 3. Teplota a pohyby mezihvězdného plynu

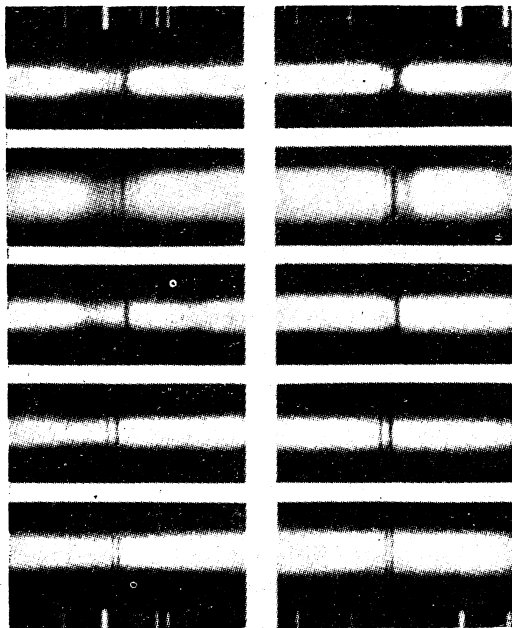
Teplota mezihvězdného plynu je ovšem veličina, která se poněkud liší od běžného pojmu teploty, kterou fyziologicky pocítujeme. Teplotu mezihvězdného plynu nutno chápat s hlediska kinetické teorie plynů, tedy jako energetický obsah určité oblasti v mezihvězdném prostoru. Nestanovíme zde teplotu nějakého tělíska v prostoru, která není ve skutečnosti větší než  $3^\circ \text{K}$ , ale zjišťujeme teplotu, která odpovídá rychlosti, jakou se plynné částice pohybují.

Zdrojem oteplování mezihvězdného plynu je především záření hvězd. Záření za hranou Lymanovy serie ionisuje neutrální atom vodíku, ze kterého se uvolní elektron, který svou kinetickou energií zvyšuje teplotu mezihvězdného prostředí. Zahřívání je tím intenzivnější, čím větší energii odpovídají pohlcovaná světelná kvanta. Ionisace je tedy proces, který zahřívá mezihvězdný plyn.

Naproti tomu ochlazování mezihvězdného plynu se může dít procesem opačným, t. j. zachycováním volných elektronů atomy a vyzářením odebrané energie elektronů ve formě vlastního záření plynu. Tento proces se v plné míře uplatňuje v difusních mlhovinách a v mlhovinách planetárních. Ochlazování plynu se děje srážkami atomů s volnými elektrony, při čemž atom je buzen z nižšího stavu do vyššího.

Oba tyto procesy, které jsou rozhodující pro tepelný režim v mezihvězdném prostředí, se liší podstatně tím, že se jich účastní různé druhy atomů. V prvním procesu mají důležitou úlohu atomy prvků nejčtenějších, tedy především atomy vodíku. Při druhém procesu se vodík, alespoň v oblastech málo hustých, nebude vůbec podílet na ochlazování. Bude-li zde totiž vodík převážně v základním stavu, vyžaduje buzení z tohoto stavu na vyšší hladinu energii 10 eV. Je pochopitelné, že jen nepatrné množství elektronů bude mít tak velkou energii. Ochlazování se bude tedy dít prostřednictvím prvků, které nevyžadují při buzení ze základního stavu tak velkých energií.

Tak v oblastech, ve kterých je vodík převážnou měrou ionisován, bude „ochlazovačem“ kyslík, kterému v jednou ionisovaném stavu (kyslík je zde také ionisován) postačí 3,3 eV k dalšímu buzení. Ze známých účinných průřezů pro atomy  $\text{O II}$  můžeme vypočítat ztrátu energie za jednotku času tímto



Obr. 3. Několik příkladů absorpčních čar vápníku, vlevo čára K a vpravo čára H. Mezihvězdné čáry se vyznačují rozštěpením a jsou daleko ostřejší než čáry, vznikající ve hvězdné atmosféře.



*Obr. 4. Oblast mléčné dráhy v souhvězdí Labuť. Negativ pořízený 120 cm Schmidtovou komorou na Mt. Palomaru v červeném světle (maximum kolem  $H_{\alpha}$ ). Na snímku jsou jasně patrna temná mračna a difusní svítící oblak vodíku.*

procesem a tím i intenzitu ochlazování. V okamžiku, kdy se přírůstek volných elektronů procesem prvním bude rovnat jejich úbytku, působenému procesem druhým, nastane tepelná rovnováha. V oblastech *H II*, pro které tento případ přichází především v úvahu, jetepelná rovnováha kolem 8 až 15 tisíc stupňů K.

V oblastech, ve kterých je vodík i ostatní prvky převážně v neutrálním stavu, se ochlazení musí účastnit především prvky s velmi nízkou budící energií. Jsou to především atomy uhlíku a silikátu, které se zde účastní i do jisté míry ohřívání mezihvězdného prostředí. Tepelná rovnováha nastává velmi rychle při relativně velmi nízké teplotě. Zdá se, že teplota v oblastech neutrálního vodíku nepřevyšuje 50° K.

Různé teploty v mezihvězdném plynu mají pochopitelně za následek různý tlak a různou hustotu v oblastech *H I* a *H II*. Právě tak jako v pozemské atmosféře se snaží tlaky vyrovnat, tak i v mezihvězdném prostředí nastávají přesuny a pohyby mezihvězdných plynných mas. Především nastává zde turbulence, kterou možno dokázat na základě spektrogramů získaných před mnoha lety Adamsem na Mt. Wilsonu. Spektrogramy četných hvězd B, o velké dispersi (asi 3 Å/mm) ukazují mezihvězdné absorpční čáry rozštěpené na několik velmi blízkých. Rozštěpení čar odpovídá rozdílu rychlosti asi 10 km/sec.

Blaauw našel na základě vyšetřování mezihvězdných čar Ca II a Na I, že rozdělení radiálních rychlostí  $v$  mezihvězdných mračen vyhovuje funkci

$$\text{konst. } e^{-\frac{v}{\eta}}$$

kde  $\eta$  je průměrný rozptyl radiálních rychlostí, odvozených z interstelárních čar. Hodnota této veličiny se pohybuje okolo 5 až 8,5 km/sec.

Na základě rozšíření radiové emisní čáry neutrálního vodíku byla nalezena hodnota 8,5 km/sec. Tyto rychlosti, které jsou vzájemnými rychlostmi mezihvězdných mračen, nebo rychlostmi uvnitř většího mračna můžeme považovat za rychlosti turbulentního pohybu. Laminární pohyb plynu změní se v turbulentní, jestliže Reynoldsovo číslo  $R$ , pro které platí vztah

$$R = 3 \frac{l}{\lambda} \frac{v}{v_t}$$

je větší než 1000. Jednotlivé veličiny ve vztahu jsou:  $v$  rychlost proudu plynu,  $l$  poloměr proudu,  $v_t$  rychlost thermického pohybu částic a  $\lambda$  volná dráha jednotlivé částice. Pro oblast *H I* je hodnota  $\lambda \approx 10^{-4}$  parsec,  $v_t \approx 0,8$  km/s. Ve většině případů skutečně může být hodnota  $R$  větší než 1000 a turbulentní pohyby nutně zde jsou.

Podle Kolgomorovova zákona pro turbulenci v homogenním plynu platí, že rozdíly rychlostí ve dvou částech oblaku ve vzdálenosti  $d$  jsou úměrné hodnotě  $d^{\frac{1}{2}}$ . Podle různých měření vychází pro rozdíly rychlostí mezihvězdných mračen hodnota  $d^{0,4}$ , což dostatečně odpovídá požadavku zákona Kolgomorovova. Velké turbulentní rychlosti jsou spojeny s t. zv. údernými vlnami, které vznikají při vysokých Machových číslech (poměr rychlosti zvuku k rychlosti šíření zhuštění v plynu). Úderné vlny jaksi uspořádají pohyb mezihvězdného plynu a bylo by možno tím vysvětlit na příklad ostře ohraničené kontury některých mlhovin.

Také některé zajímavé tvary difusních mlhovin, připomínající chobot, je možno vysvětlit jedině prudkým pohybem mezihvězdného plynu do řídkého prostředí. V roce 1950 ukázal experimentálně Levis, že podobné jevy vznikají na hladině vody, která se prudce pohybuje do řídkšího prostředí. Theoreticky se touto otázkou zabýval nedávno Frieman, a na základě theoretických úvah odvozených z teorie o nestabilitosti čelné

vrstvy hustšího prostředí, které se rozpíná do řídkšího, odvodil tvary „chobotovitých“ mlhovin.

Dynamika mezihvězdné hmoty, která je nejmladším odvětvím výzkumu v astrofysice, bude mít v nejbližších letech velký význam při objasňování některých procesů, spojených se vznikem hvězd z mezihvězdné hmoty.

MIROSLAV PLAVEC  
(Astronomický ústav ČSAV)

## VÝBUCHY V KOMETÁCH A VZNIK METEORICKÝCH ROJŮ

*Tento článek volně navazuje na článek Dr V. Vanýska „Fyzikální struktura komet“, uveřejněný v tomto časopise, roč. I (1956), č. 2, str. 156 a d. Prosim čtenáře, aby si podle možnosti dříve přečetl článek Vanýskův, z něhož, pokud jde o některé základní poznatky o kometách, vycházím.*

M. P.

R. 1927 objevil Schwassmann-Wachmann kometu, která upoutala pozornost tím, že její dráha se podstatně liší od typické dráhy komety. Normální dráha komet je elipsa o velmi značné výstřednosti, mnohdy nerozeznatelná od paraboly. Nově objevená kometka však měla výstřednost jen 0,135, takže její dráha je poměrně blízká kružnici. Obíhá v periodě 16,4 let v oblasti mezi Jupiterem a Saturnem; v periheliu je vzdálena od Slunce 5,5 astronomických jednotek, v afelu 7,4.

Velmi záhy se však objevila jiná, ještě pozoruhodnější anomalie komety Schwassmann-Wachmannovy: kometa mění čas od času prudce svou jasnost. Je známo, že jasnost komet velmi výrazně závisí na vzdálenosti od Slunce; obvykle se dá intenzita jejich záření vyjádřit empiricky vzorcem  $I = I_0 r^{-n} d^{-2}$ , kde  $r$  je vzdálenost od Slunce a exponent  $n$  mívá hodnoty mezi 2 až 8, nejčastěji kolem 4, a  $d$  je vzdálenost od Země. Jestliže však tento vzorec aplikujeme na jasnost komety Schwassmann-Wachmannovy, ukáže se, že by její jasnost měla kolísat velmi povlovně v rozmezí asi 1,5 hvězdné velikosti. Ve skutečnosti se však pozorují prudké výkyvy až o 5 hvězdných velikostí, což odpovídá poměru intenzit 1 : 100. Tak na př. r. 1933 měla dne 5. ledna kometa jasnost 17<sup>m</sup>, ale 20. ledna již 12,5<sup>m</sup>, 24. ledna 12<sup>m</sup>, načež se během února a března pozvolna vracela k původní jasnosti. Za 12 let bylo takových výbuchů pozorováno 11. Byla vyslovena domněnka, že prudký vzrůst jasnosti komety Schwassmann-Wachmannovy je způsoben účinkem aktivních center na Slunci. Nejspolehlivější analýsu provedl N. Richter ze Sonnebergu. Na osmi vzplanutích jasnosti komety z let 1939—1950 ukázal zřetelnou korelaci mezi výbuchy komety a pozemskými magnetickými bouřemi. Je známo, že magnetické bouře jsou způsobeny proudem elektricky nabitých korpuskulí, vyvržených z aktivních center na Slunci. Richter upozorňuje, že ve všech případech byla kometa blízko opozice, t. j. týž proud korpuskulí mohl zasáhnout Zemi i kometu. Richter z časového posunutí mezi magnetickou bouří a odpovídajícím výbuchem odvodil rychlost korpuskulí na 750—1000 km/s, což velmi dobře souhlasí s rychlostmi, které byly odvozeny z opožďování pozemských jevů oproti slunečním erupcím.

Všobecně se soudilo, že kometa Schwassmann-Wachmannova je svými výbuchy výjimkou mezi kometami. Ale v novější práci Richter [1] ukázal, že náhlá vzplanutí jasnosti u komet nejsou vzácností. Studoval 358 komet z let 1880—1947 a našel 12 za-