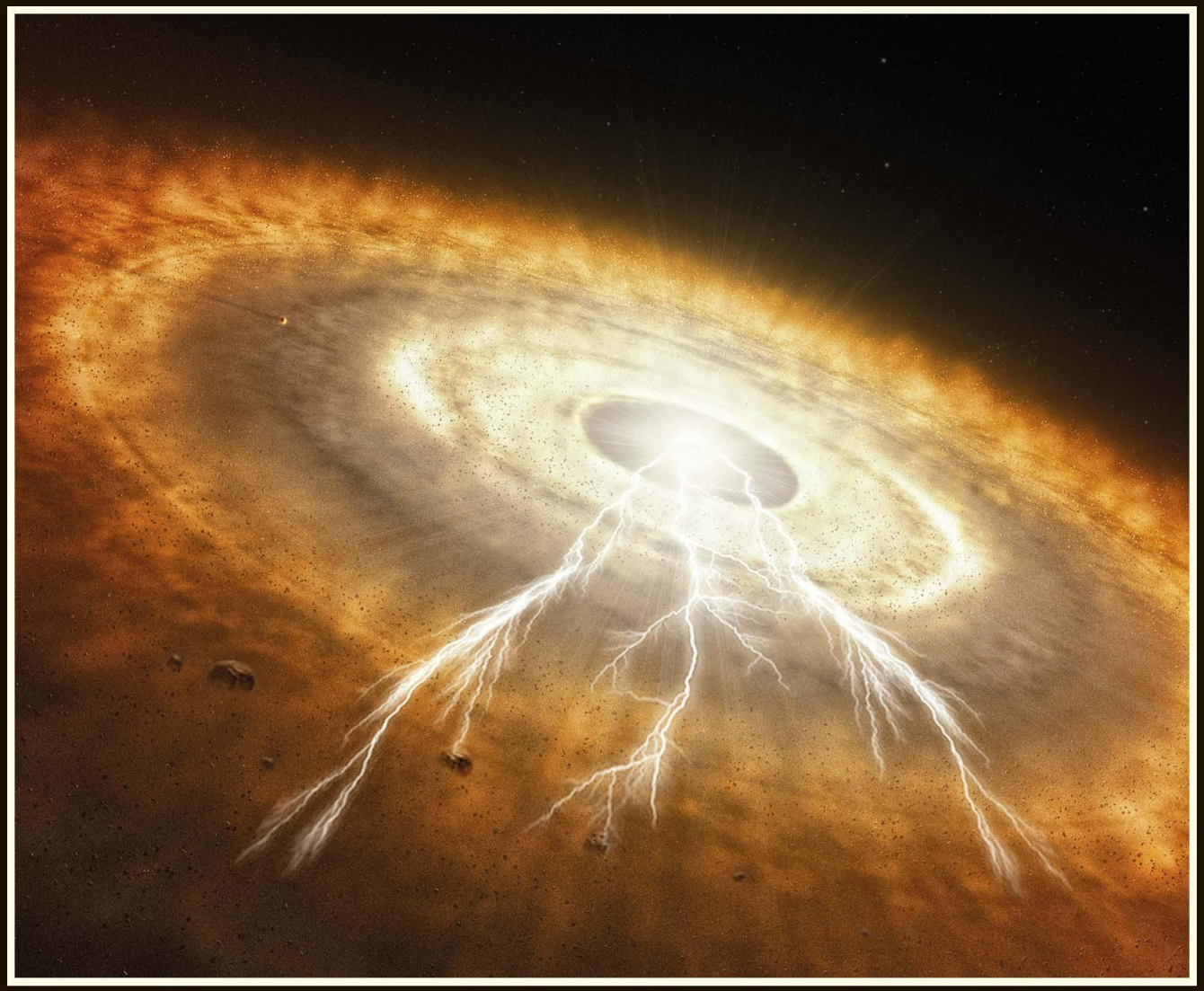
AKRÉCIA ZEME
S PODPOROU IMPULZNÝCH MAGNETICKÝCH POLÍ

Igor Túnyi a kol.



Geofyzikálny ústav SAV, Bratislava

Geofyzikálny ústav Slovenskej akadémie vied



AKRÉCIA ZEME S PODPOROU IMPULZNÝCH MAGNETICKÝCH POLÍ

Učivo fyziky na slovenských základných a stredných školách je preplnené encyklopedickými vedomosťami s malým dôrazom na integráciu preberaných vedomostí do jedného celku. To sa týka tak učiva rôznych prírodovedných predmetov, ktoré sa preberajú z 80–90 % ako uzavreté bloky, ako aj jednotlivých učebných celkov. Na učiteľa sa v súčasnosti, okrem iných povinností, kladú veľké nároky pri zatraktívnení vyučovacieho procesu novými prístupmi a tiež v tvorivom integrovaní poznatkov.

V publikácii uvádzame jeden zaujímavý príklad, ktorý je práve takým motivačným a integrujúcim prvkom pri výuke fyziky. Spája v sebe fyzikálne poznatky z oblastí gravitácie, elektriny, magnetizmu, ako aj astronómie a geológie. Pokúsime sa jednoducho vysvetliť novú teóriu vzniku planét, na ktorej sa výraznou mierou podieľajú slovenskí vedci a ktorá bola aj experimentálne overovaná prístrojovým vybavením vyrobeným na Slovensku. V jednotlivých príspevkoch sú vysvetlené východiská tejto teórie, historické aj teoretické, a tiež závery týkajúce sa podpory akrečného procesu účinkami impulzných magnetických polí. V ostatnej kapitole sú uvedené ukážky z prác na experimentálnom prístrojovom vybavení a z experimentov zameraných na potvrdenie základných princípov vypracovanej teórie.

Prezentácie logiky budovanej teórie a demonštrácie experimentálnych prác vo forme prednášok a exkurzií sa, okrem iného, stali podnetom pre skvalitnenie metodológie vyučovacieho procesu.

Geofyzikálny ústav Slovenskej akadémie vied

AKRÉCIA ZEME S PODPOROU IMPULZNÝCH MAGNETICKÝCH POLÍ

Zostavil: Igor Túnyi

Autori príspevkov a elektronickej prílohy: Igor Túnyi, Roman Aubrecht, Peter Guba, Tomáš Šoltis, Andrej Bočík, Dušan Majcin, Ladislav Brimich, Dušan Bilčík

Vydal: Geofyzikálny ústav Slovenskej akadémie vied, Dúbravská cesta 9, 845 28 Bratislava
1. vydanie december 2014, náklad: 1 000 ks
Súčasťou publikácie je elektronická príloha

Technická redakcia a grafická úprava: Dušan Majcin, Andrej Bočík, Dušan Bilčík
Jazyková úprava: autori príspevkov
Typografická úprava: Peter Števovič
Tlač: FX Tlač, Trenčín

Publikácia vznikla a bola vydaná s podporou zdrojov EÚ v rámci Operačného programu vzdelávanie
Finančné prostriedky boli poskytnuté prostredníctvom projektu číslo
ITMS – 26140230006 v rámci výzvy OPV-2010/4.2/03-SORO
© 2014 Geofyzikálny ústav SAV, Bratislava

ISBN 978-80-85754-32-2

AKRÉCIA ZEME S PODPOROU IMPULZNÝCH MAGNETICKÝCH POLÍ

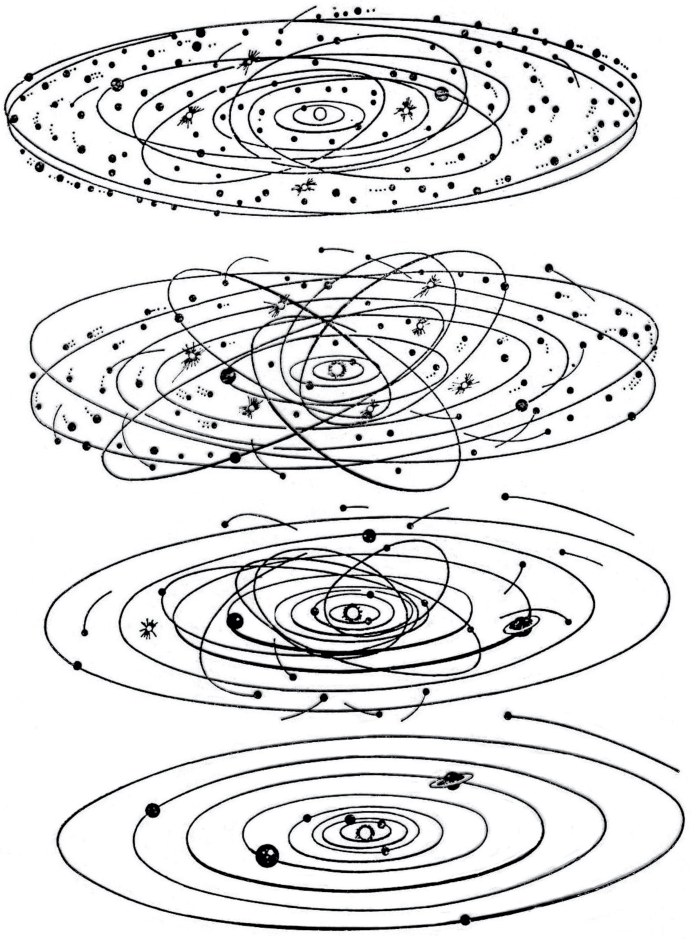
Igor Túnyi
Roma Aubrecht
Peter Guba
Tomáš Šoltis
Andrej Bočík
Dušan Majcin
Ladislav Brimich
Dušan Bilčík

1. Vývoj predstáv o vzniku Slnečnej sústavy
(I. Túnyi, D. Majcin)

Vznikom a vývojom Slnečnej sústavy ako aj telies v nej sa zaoberá astronomická vedná disciplína, nazývaná *kozmogónia* (pozor, nemýliť si ju s kozmológiou, tá sa zaoberá vznikom a vývojom vesmíru ako celku).

Otázka vzniku Zeme a Slnečnej sústavy trápi ľudstvo už tisícročia a prakticky každý národ si o tomto procese vytvoril vlastnú filozofickú predstavu. S vývojom reálneho poznávania sveta vedeckými metódami sa hypotézy stávali prepracovanejšími a zahŕňali aj pozorované fakty. V roku 1778 G. L. Leclerc prišiel s predstavou, že sa so Slnkom zrazila gigantická kométa, čo malo spôsobiť vyvrhnutie disku slnečného materiálu a z neho mali skondenzovať planéty. Konkurenčné teórie zase tvrdili, že vyvrhnutie materiálu zo Slnka spôsobili slapové sily pochádzajúce z tesného priblíženia inej hviezdy k Slnku, avšak všetky tieto predstavy trpeli množstvom fyzikálnych nedostatkov, ako napr. nezodpovedajúcou energetickou bilanciou, rozdielnosťou zloženia hmoty Slnka a planét, ako aj nízkou štatistickou pravdepodobnosťou podobných procesov. Iný druh teórií predpokladal, že Slnko priťahovalo k sebe (akreovalo) medzihviezdny galaktický materiál, z ktorého sa tvorili planéty (obr.1.1.). To umožňovalo vysvetliť rozdielnosť zloženia medzi Slnkom a planétami, ale nie rozdiely v zložení planét samotných. Boli tu aj ďalšie výrazné problémy – napríklad rozdielnosť sklonov osí rotácie jednotlivých planét k ekliptike (sklon rotačnej osi Uránu je napríklad takmer 90 stupňov), doba rotácie v porovnaní s obežnou dobou okolo Slnka (deň na Merkúre je dlhší ako jeho doba obehu okolo Slnka, teda merkúranský rok), resp. ich retrográdna rotácia (Venuša). Ale problémom bolo aj to, že moment hybnosti je v Slnečnej sústave distribuovaný veľmi zvláštne – už jednoduchý výpočet ukáže, že orbitálny moment hybnosti Jupitera je viac ako 20-násobne väčší ako rotačný moment hybnosti Slnka. Dokonca napriek 99,9 % hmotnosti Slnečnej sústavy sústredenej v Slnku, má Slnko len 1 % momentu hybnosti celej sústavy a väčšina zostatku je sústredená v Jupiteri (Carrol a Ostlie, 1996).

O histórii modelov a teórií vzniku Zeme sa dozvedáme z publikácie M. Woolfsona *The Formation of the Solar System (2007)*. Prvú koncepciu o pôvode Zeme a celej Slnečnej sústavy, založenú na vedeckom predpoklade predložil francúzsky filozof a matematik R. Descartes (1596 -1650). V tom čase, ešte pred Newtonom, hoci bolo známe ako sa planéty pohybujú, nebol jasný mechanizmus ich chovania v Slnečnej sústave. Descartov model bol všeobecný a kvalitatívny, založený na pozorovaní pohybu fluíd, tvoriacich víry.



Obr. 1.1. Štádiá akrécie planét podľa Levina (1972).

Descart postuloval, že priestor jeuniverzálnym fluidom, ktoré vytvára víry v okolí hviezd. Z takýchto vírov sú tvorené planéty a z malých vírov satelity planét. Hoci takáto predstava mala len slabú fyzikálnu podporu, riešila problém planarity systému i rovnakého smeru rotácie planét a ich satelitov.

Inú ideu predložil I. Kant (1724-1804), ktorý popísal proces tvorby diskovitého tvaru plynoprachového oblaku, z ktorého vzniklo Slnko a jeho planéty.

Koncom osemnásteho storočia sa prudko rozvíjali technológie prípravy a výroby dokonalejších teleskopov, vhodných na pozorovanie vesmírnych telies. W. Herschel (1738-1822) objavil planétu Urán zdokonaleným teleskopom, postaveným v jeho záhrade. Neskôr objavil týmto prístrojom aj isté zhluky, či zhusteniny, ktoré nazval ostrovmi vesmíru a ktoré boli prvými indíciami existencie iných galaxií než je naša Mliečna dráha. Objavil tiež akési oblaky okolo niektorých hviezd, ktoré ako usudzoval, mohli byť ich planetárnymi sústavami.

Americký geológ T.Ch. Chamberlin (1843-1928) detailne testoval Laplaceov model, obzvlášť vzhľadom k možnej implikácii v rekonštrukcii štruktúry a histórie Zeme.
Jeho geologické vzdelanie mu umožnilo prísť k záveru, že vlastnosti Zeme by mohli byť najlepšie vysvetlené akumuláciou tuhých telies – ktoré mohli byť vytvorené kondenzáciou v plynoprachovom oblaku istého druhu. Čoskoro začal spolupracovať s omnoho mladším kolegom F.R. Moultonom (1872 - 1952), veľmi šikovným a skúseným astronómom a matematikom.

V roku 1900 bol vykonaný rad pozorovaní, závažne vplývajúcich na idey Chamberlina a Moultona. Boli nimi špirálne plynoprachové mračná, ktoré dnes poznáme ako kompletné galaxie, podobné našej Mliečnej dráhe s jej Slnečnou sústavou, avšak ich pravá podstata bola neznáma. Predpokladalo sa, že sú to časti našej vlastnej galaxie a predstava bola interpretovaná ako hviezda obklopená materiálom, ktorý mohol byť potenciálnym stavebným materiálom planét. Autori dospeli k presvedčeniu, že takéto pozorovania mohli poskytovať materiál k vypracovaniu úspešného scenára vzniku Slnečnej sústavy.

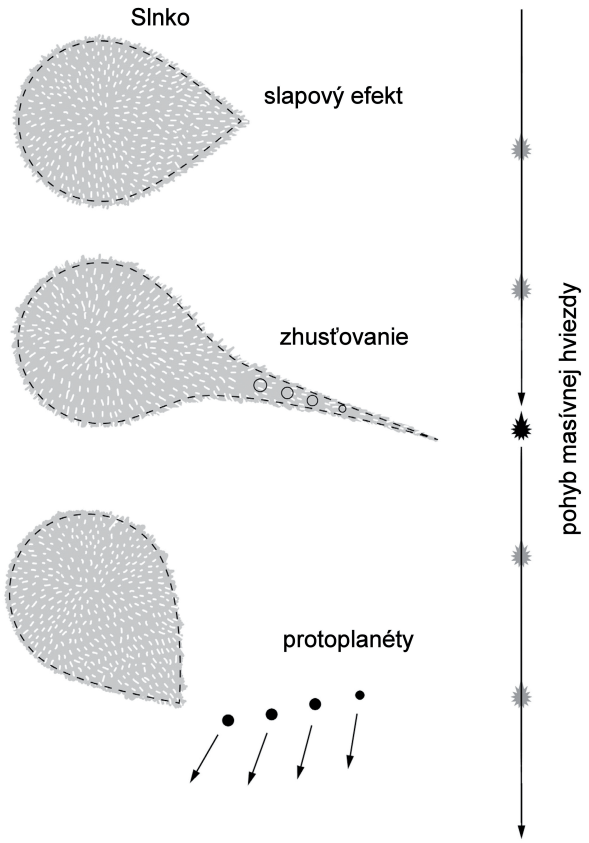
Základnou ideou Moultona a Chamberlina pre vytvorenie špirálového mraku bola kolízia dvoch susediacich mrakov. Toto však bolo čoskoro zamietnuté ako málo plausibilné pre vysvetle-

nie množstva pozorovaných špirálových mračien. Krátko potom sa koncentrovali na objasňovanie zvláštností Slnka, menovite na štúdium úniku hmoty pri veľkých slnečných erupciách. Chamberlin a Moulton predstavili myšlienku, že v čase keď bolo Slnko zvlášť aktívne a iná masívna hviezda sa náhodne priblížila k nemu na dostatočne malú vzdialenosť, vytiahla zo Slnka cigarovitý výbežok na jeho orbitu. Takýto slapový efekt mohol prebiehať relatívne rýchlo a podobne zemským oceánickým slapom, vyvolaným Mesiacom a Slnkom, mohol spôsobiť vyvrhnutie slnečnej hmoty tak na privrátenej strane Slnka k približujúcej sa hviezde, ako aj na jeho odvrátenej strane. Z vytrhnutej slnečnej hmoty vznikli planéty a ich satelity.

Takáto teória má však veľa ad hoc predpokladov a možno proti nej vzniesť niekoľko námietok. Sú nimi napr., že hviezdne interakcie bývajú príliš zriedkavé, aby sa nimi dalo vysvetliť pozorované množstvo špirálových mračien. Ďalej sa dá namietať, že opísaný scenár slapového vytiahnutia hmoty na oboch stranách Slnka by malo dať asymetrický obraz špirálovitých mračien, avšak skoro všetky pozorované sa javia veľmi symetrickými. Teória nevysvetľuje tiež veľké rozdiely v orbitálnych charakteristikách Merkúra a Neptúna, ako najvnútornejšej a najvonkajšej planéty, ktoré by mali byť približne rovnaké.

Hoci teória Chamberlina a Moultona bola časom opustená, myšlienka slapových interakcií medzi dvomi hviezdami bola oživená britským astrofyzikom J. Jeansom (1877-1946) v roku 1916. Jeho model bol rozdielny v tom, že nepotreboval slnečné výbežky. Základou ideou bolo, že masívna hviezda, letiaca okolo Slnka, vyvolala na ňom obrovské prílivové vlny tak, že rozkolísaný slnečný materiál unikal zo slnečného povrchu vo forme akejsi drapérie, ktorá sa potom rozpadla na sériu chumáčov a každý chumáč mohol kolabovať do formy planéty. Priťahovanie masívnej vzďaľujúcej sa hviezdy ich vytiahol na orbitu okolo Slnka. Tak mohli vzniknúť z veľkých chumáčov planéty a z malých ich satelity. Pretože J. Jeans bol dobrý matematik, podložil svoju teóriu solídnymi výpočtami.

Britský geofyzik H. Jeffreys (1891-1989) bol prvý, ktorý podporoval a ďalej rozpracoval Jeansov model. Dodnes sa občas hovorí o Jeans-Jeffreysovom modeli (obr. 1.2.), hoci títo dvaja nikdy spolu nepracovali. Jeffreys síce uznával Jeansov model, mal však voči nemu dve výhrady.



Obr. 1.2. Schématická reprezentácia Jeans-Jeffreysovej slapovej hypotézy. Spracované podľa S. Oxley (1999).

Prvou bola už spomínaná skutočnosť, že pravdepodobnosť priblíženia masívnej hviezdy k Slnku na relevantnú vzdialenosť je extrémne malá. Táto zanedbateľná pravdepodobnosť podporuje však myšlienku tzv. antropického princípu, ktorý Jeffreys uznával a ktorý hovorí o výnimočnosti Zeme vo vesmíre ako domove a životnom prostredí človeka. Druhou námietkou, i keď ľahšie spochybniteľnou, bol rozdiel v priemernej hustote a v rýchlosti otáčania najväčšej planéty Slnečnej sústavy – Jupitera. Jeffreys predpokladal, že ak všetka hmota planét pochádza zo Slnka, malo by sa jej zloženie, prípadne moment hynosti, ktorý získala zo Slnka, zachovať aspoň u najväčšej planéty.

Pochybnosť voči Jeans-Jeffreysovej teórii vzniku planét z vytrhnutej slnečnej hmoty, vyslovil v roku 1935 americký astronóm H.N. Russel. Namietal, že keď sú eliptické dráhy tak blízko centrálneho telesa, ak by bol materiál, z ktorého sú vytvorené, z neho vytiahnutý, časom by obiehajúce objekty mali k centrálnemu telesu konvergovať. Tento jav sa však v Slnečnej sústave nepozoruje.

Americký astrofyzik L. Spitzer (1914-1997) prišiel z iným argumentom a to, že ak bola hmota Jupitera vyvrhnutá zo Slnka, musela mať v počiatočnom štádiu porovnateľne vysokú teplotu, nemohla skolabovať, ale musela sa rozptýliť. Tepelná energia by prekonala gravitačnú energiu chumáča, z ktorého vznikol Jupiter.

Ďalšia zaujímavá dualistická teória, tzv. teória zachytenia, pochádza z roku 1944 od ruského planetárneho vedeckého pracovníka O. Schmidta (1891-1956). Pozorovania oblohy pomocou teleskopov ukázali, že vo vesmíre existujú oblasti, kde je svetlo hviezd pohlcované hustými studenými plynoprachovými mračnami. Schmidt z toho usúdil, že z času na čas môžu hviezdy na svojej púti galaxiou prechádzať cez takéto mračná a môžu zachytiť značnú časť ich plynu a prachu, z ktorých neskôr vzniknú planéty.

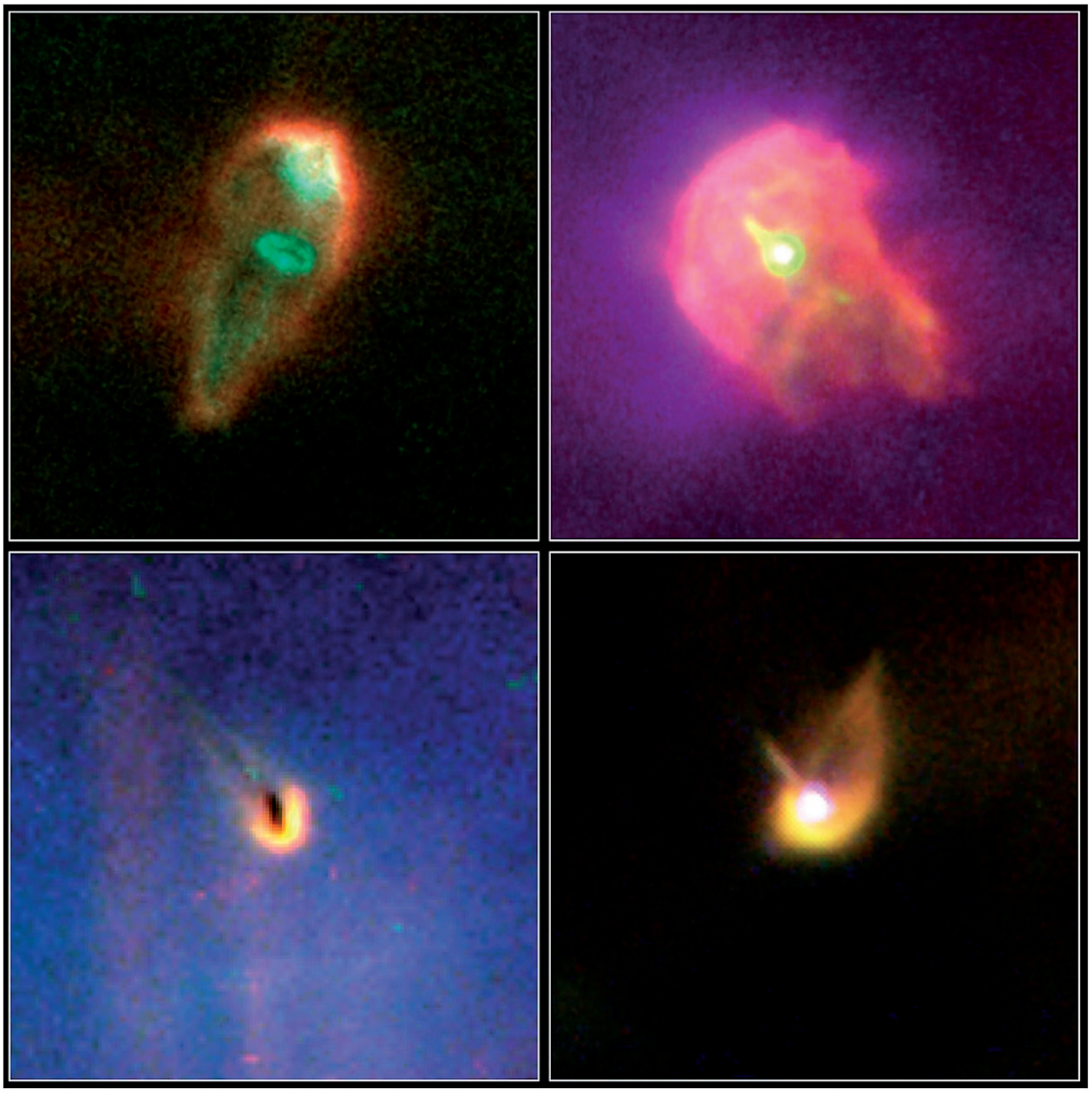
Schmidtovu teóriu modifikoval a rozpracoval v roku 1966 britský astronóm R. Lyttleton (1911-1995). Vychádzal z predpokladu, že keď hviezda prechádza plynoprachovým oblakom, jeho materiál je priťahovaný k osi pohybu hviezdy kde dochádza k jeho lokálnemu zavíreniu a zhusteniu. Pri dostatočne pomalom približovaní sa častíc plynoprachového oblaku môže dôjsť aj k ich spájaniu buď gravitačnými alebo elektrostatickými silami.

Nemecký astrofyzik C.V. Weitzsäcker (1912-2007) prišiel v roku 1944 s tzv. teóriou vírov. Ukázal ako môže vzniknúť v plynovom disku systém vírov vďaka turbulencii a náhodnému pohybu fluida, ktoré usporiadajú fluidum tak ako usporiada tekutinu jej miešanie lyžičkou v pohári. Ukázal tiež, že kombinácia rotácie vírov v smere pohybu hodinových ručičiek s rotáciou celého systému v smere proti pohybu hodinových ručičiek vedie k eliptickému pohybu častíc okolo centrálneho telesa v zhode s keplerovským pohybom planét okolo Slnka.

Vyššie uvedené teórie vzniku Slnečnej sústavy boli väčšinou založené na predpoklade, že existovalo nejaké ústredné teleso, budúca hviezda, ktorá zachytila hmotu z plynoprachového oblaku, ktorým prechádzala a z takto zachytenej hmoty neskôr vznikli planéty. Modely tohto typu dostali názov dualistické. Zároveň s nimi vznikali aj unifikované modely, ktoré predpokladali, že Slnečná sústava vznikla naraz z jedného protoplanetárneho plynoprachového oblaku tak, že najprv vzniklo centrálne teleso, budúca hviezda, ktoré pohltilo väčšinu hmoty oblaku, a zo zvyšku hmoty vznikli planéty.

Jednu z prvých takýchto teórií predostrel v roku 1960 W. McCrea (1904 - 1999). Modeloval protoplanetárny oblak ako množstvo náhodne sa pohybujúcich oblastí relatívne vysokej hustoty, zvaných flokule. Pri dostatočne dlhom otáčavom pohybe oblaku ako celku získal súbor flokúl diskovitý tvar. Neskôr začali flokule zásluhou chladnutia kolidovať a kolabovať. V centrálnej oblasti oblaku sa sformovalo najmasívnejšie teleso, budúca protohviezda. Zo zvyšku hmoty protoplanetárneho oblaku sa sformovali planéty. Prednosťou tohto modelu bolo to, že objasňoval pomalú rotáciu Slnka a uniformnú rotáciu planét na ich orbitách.

Základom dnešných predstáv o vzniku planét je simultánny vznik Slnka a ostatných telies Slnečnej sústavy z počiatočnej plyno-prachovej hmloviny a formovanie hmotných telies s rozmermi mm až m. Zatiaľ čo mnohé otázky sa darí vysvetliť napríklad zrážkami planét s väčšími či menšími telesami počas viac ako 5 miliárd rokov trvajúcej histórie Slnečnej sústavy a následne zmenou sklonu ich osí či doby rotácie, sú tu aj otázky ešte málo, slabo alebo len nejasne preskúmané. Ohľadne času potrebného na tvorbu planét do súčasnej podoby panujú snáď najväčšie dohady a problémy.



Obr. 1.3. Protoplanetárne disky v Orióne pozorované Hubblovým teleskopom. J.Bally, H.Troop, C.R.O'Dell (2001).



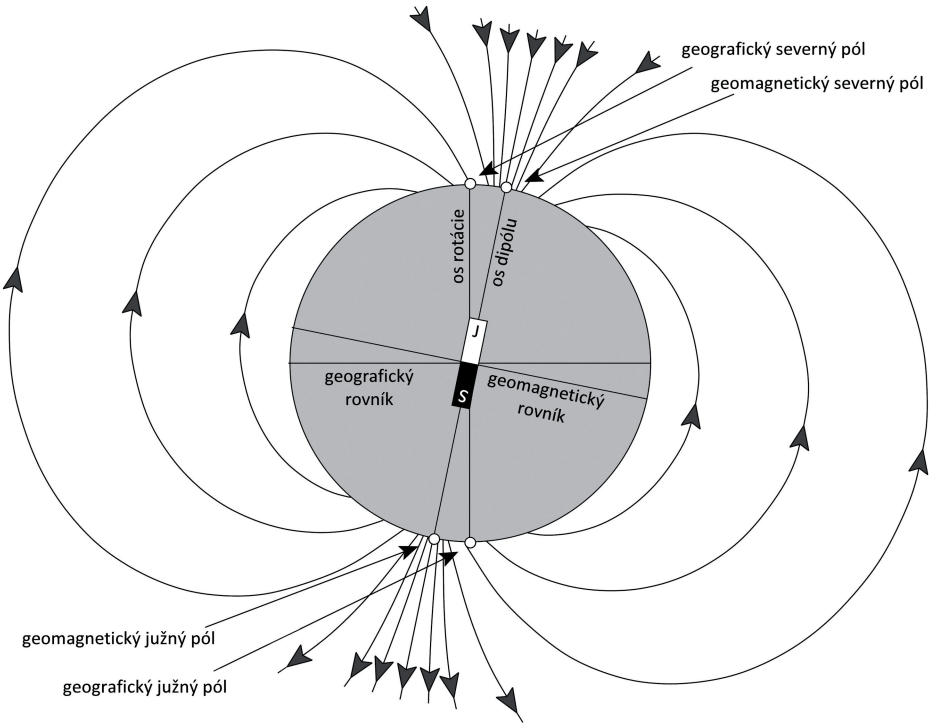
Obr. 1.4. Chondruly – guľovité útvary meteoritu 5205 zo Sahary. Bob King (2012).

Hlavný prúd teórií totiž predpokladá, že zárodky dnešných planét sa vytvorili postupným procesom zrážok veľmi malých telies rádovo milimetrových a submilimetrových rozmerov – planetezimál. Počas chladnutia pôvodne horúcej hmloviny, ktorá sa rotáciou splošťovala a vytvárala tzv. protoplanetárny disk (obr. 1.3.), strácali chladnúce častice rýchlosť a zrážkami sa spájali - zliepali do väčších celkov. Vytvárali sa postupne väčšie granuly a chondruly (obr. 1.4.) a tie postupne po zväčšení rozmerov začali gravitačne priťahovať ďalšie častice. Zväčšili sa tak cez štádium planetezimál až do dnešných rozmerov planét. Avšak čas potrebný na takéto formovanie je v rádoch 10^7-10^8 rokov, dokonca za určitých podmienok viac ako 5 miliárd rokov! Na druhej strane vek niektorých kráterov na povrchu Merkúra a Mesiaca sa odhaduje na viac ako 3,8 miliárd rokov. Táto nekonzistencia by sa dala vysvetliť, pokiaľ by sme našli fyzikálny mechanizmus na urýchlenie akrécie, resp. tvorby planetezimál.

Zhrnujúc môžeme konštatovať, že klasická teória, alebo model, vzniku Zeme hovorí o súčasnom vzniku so vznikom Slnečnej sústavy z plynoprachového protoplanetárneho oblaku. Takéto oblaky sú aj dnes pozorované vo vesmíre (obr. 1.3.).

Zloženie protoplanetárneho oblaku je nasledovné: nabité častice (elektróny a kladné ióny) a kusy neutrálnej hmoty, tzv. planetezimály (kusy hmoty s rozmermi od mm po desiatky metrov). Teória hovorí, že ako prvé vzniklo centrálne teleso – protoslnko, ktoré vyčerpalo viac než 90% hmoty protoplanetárneho oblaku. Zo zvyšnej hmoty vznikli planéty.

Každý model, alebo každá teória, vzniku Zeme musí vyústiť do fyzikálnych charakteristík súčasnej planéty Zem. Jej najmarkantnejšími znakmi sú existencia planetárneho magnet-

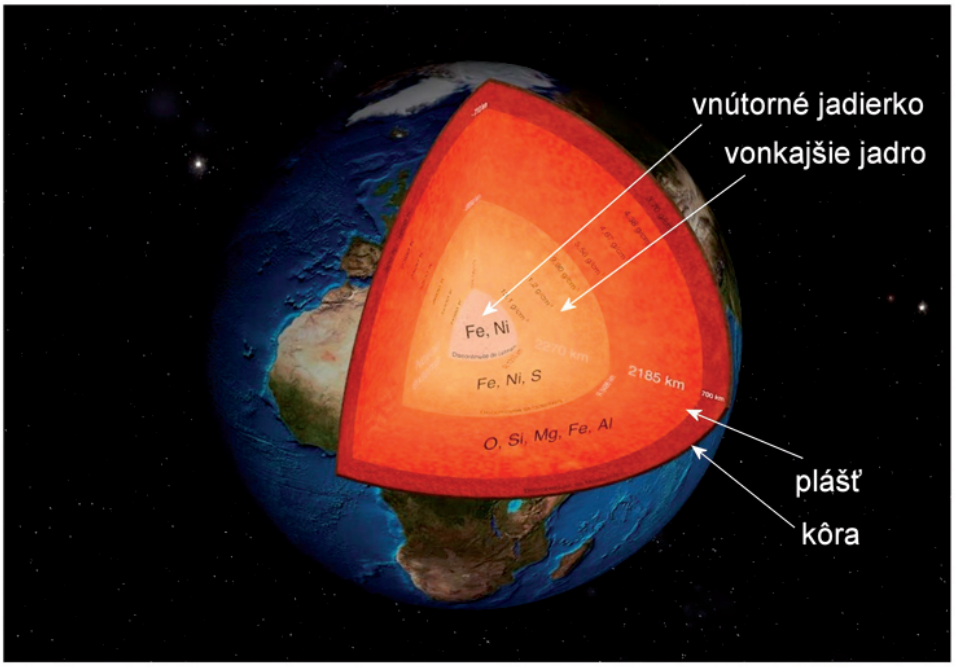


Obr. 1.5. Schéma geomagnetického poľa Zeme.

- geomagnetického poľa a vnútorné rozloženie horninovej hmoty na ťažké metalické jadro, zložené prevažne zo železa a niklu s prímesami síry a kyslíka, a ľahší, silikátový, plášť (obr. 1.6.). Jadro Zeme sa delí na vnútorné, pevné, jadierko a vonkajšie, tekuté, jadro. Geomagnetické pole je generované elektrickými prúdmi v jeho tekutej časti.

V protoplanetárnom oblaku sú okrem hmotných, nabitých aj neutrálnych, častíc hmoty prítomné aj siločiary magnetických polí najrôznejšieho pôvodu (medzigalaktické magnetické polia, magnetické polia najbližších hviezd a pod.).

Dôležitou skutočnosťou je, že teplotno-tlakové pomery vo vnútri Zeme sú malé na to, aby iniciovali nukleárne reakcie, čiže, vo vnútri Zeme nedochádza k premene prvkov, čo znamená, že horninový materiál v plynoprachovom protoplanetárnom oblaku musel byť v takom zložení ako ho poznáme na Zemi.



Obr. 1.6. Schématický rez Zemou (Celestiamotherlote).

Klasické teórie vzniku Zeme uvažujú prevažne len o gravitačnom spájaní kúskov hmoty. Podľa takýchto modelov sa drobné hmotné častice približovali k sebe dostatočne malou rýchlosťou, aby sa pri zrážke nerozpadli a znovu nerozptýlili, a gravitačne sa spájali (obr. 1.1.). Nanajvýš sa uvažuje, že mikroskopické častice mohli byť k sebe pútané aj elektrostatickými silami.

Aj keď je prítomnosť magnetických polí v protoplanetárnom oblaku zrejmá, ich úloha v procese akrécie nebola nijak zvlášť braná do úvahy. Uvažovali sa len statické magnetické polia, ktorých siločiary sú cestami transportu nabitých častíc a ktorých zavírenie mohlo spôsobiť lokálne zhustenie obsahu protoplanetárneho oblaku, čo však podstatnejšie naovplyvňovalo procesy gravitačnej akrécie. Model takéhoto procesu sa nazýva homogénna akrécia pretože sa predpokladalo, že Zem vznikla ako zmes všetkých zlúčenín, ktoré poznáme a postupne, zásluhou tepla v jej vnútri, železo s niklom, ako ťažké prvky, „stiekli“ do stredu planéty, kde vytvorili metalické jadro. Predpokladalo sa, že takýto proces trval relatívne dlhú dobu.

Naproti tomu, nový model predpokladá tzv. heterogénnu akréciu, čiže taký proces formovania Zeme, keď ako prvé vzniklo metalické jadro a neskôr sa vytváral silikátový plášť. Impulzné magnetické pole, tvorené impulzným elektrickým prúdom, namagnetuje feromagnetické planetezimály a zároveň ich pritiahne k osi impulzného elektrického prúdu, kde sa spájajú ako permanentné magnety kdekoľvek na Zemi. Impulzný elektrický prúd je výbojovým kanálom elektrostatického výboja, vzniknutého v protoplanetárnom oblaku. Takto vytvorený klaster namagnetovaných feromagnetických planentezimál zachováva magnetický moment a aby sa zachoval aj moment hybnosti, dostáva sa do rotácie a vytvára protojadro budúcej planéty. Keď je protojadro dostatočne hmotné, nastupuje gravitačný kolaps a nemagnetické, ľahké, silikátové planetezimály z jeho okolia padajú na protojadro čím vytvárajú plášť planéty.

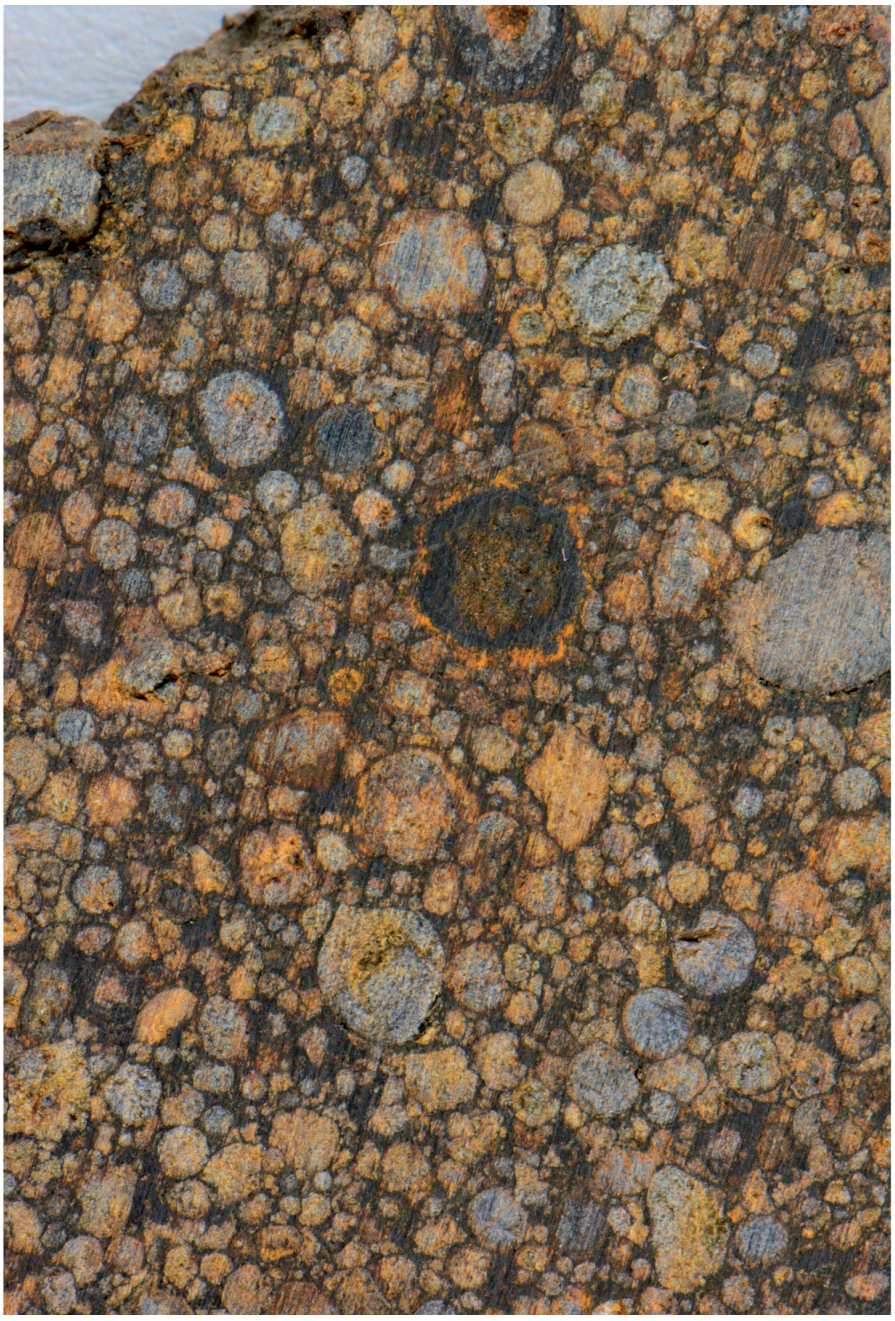


Obr.1.7. Protoplanetárne disky v Orione (ESA).



Obr. 1.8. Železné meteority (foto Geoffrey Notkin, Russell Kempton).





Obr. 1.9. Rez chondritom (MUSA).

O zložení protoplanetárneho oblaku sa dozvedáme z meteoritov. Rozdeľujeme ich na železné a kamenné. Železné (obr. 1.8.) obsahujú okrem železa, ktoré tvorí ich podstatnú zložku, aj zlúčeniny železa, hlavne jeho oxidy a sírany, ako sú magnetit a hematit alebo maghemit. Meteority voláme aj svedkami zloženia protoplanetárneho oblaku a svedkami procesov, ktoré prebiehali pri tvorení Slnečnej sústavy. Najzaujímavejšími sú tzv. chondrity (obr. 1.4., 1.9.).

Považujú sa za priamych svedkov a pamätníkov obdobia spred zhruba 4,5 miliardami rokov, kedy sa kreovala Slnečná sústava. Podstatnou zložkou chondritov sú tzv. chondrule. Ide o guľovité útvary, zložené väčšinou z nemagnetického silikátového materiálu. Iným charakteristickým znakom chondritov, tak ako aj železných meteoritov, je ich remanentná magnetická polarizácia. Prekvapivo, väčšina z nich je namagnetovaná do nasýtenia.

Vráťme sa k chondritom. Vysvetlenie ich guľového tvaru je také, že tieto guľôčky boli pôvodne „kvapkami" roztavenej horniny, ktoré boli rýchlo ochladené a keďže chladli v neprítomnosti gravitačného poľa, získali pri tuhnutí pravidelný guľovitý tvar. Zoberme do úvahy súčasne magnetické nasýtenie feromagnetickej komponenty chondritov. Magnetické testy a termomagnetické analýzy, vykonané na vzorkách chondritov v pozemských laboratóriách ukazujú, že ide o silnú termoremanentnú magnetickú polarizáciu. Táto skutočnosť naznačuje, že príslušný kus meteorickej hmoty bol pôvodne nahriaty na teplotu vyššiu než je Curieho teplota feromagnetickej látky v ňom obsiahnutej, a bol vychladený v silnom magnetickom poli. Pri prechode pod Curieho teplotu počas chladnutia získal meteorit (chondrit) tvrdú termoremanentnú magnetickú polarizáciu.

Čo indikujú vyššie uvedené skutočnosti? Indikujú to, že kusy hmoty (z ktorých vznikli chondrity) boli v protoplanetárnom oblaku nahriate na vysokú teplotu, spôsobujúcu ich čiastočné alebo úplné roztavenie, a prudko ochladené. Navyše, všetko sa dialo v prítomnosti silného magnetického poľa.

Takéto prostredie existuje len vo výbojovom kanáli elektrostatického výboja, alebo v jeho bezprostrednom okolí. Keby išlo o „stacionárny" zdroj tepla a magnetizmu, akým by mohla byť blízkosť protoslnka, došlo by k roztaveniu chondrúl aj k namagnetovaniu feromag-

netických komponentov planetezimál či meteoritov, avšak, nedošlo by k prudkému ochladeniu a nadovšetko, zdroj silného magnetického poľa (protoslnko) by feromagnetické a paramagnetické planetezimály pritiahol k sebe.

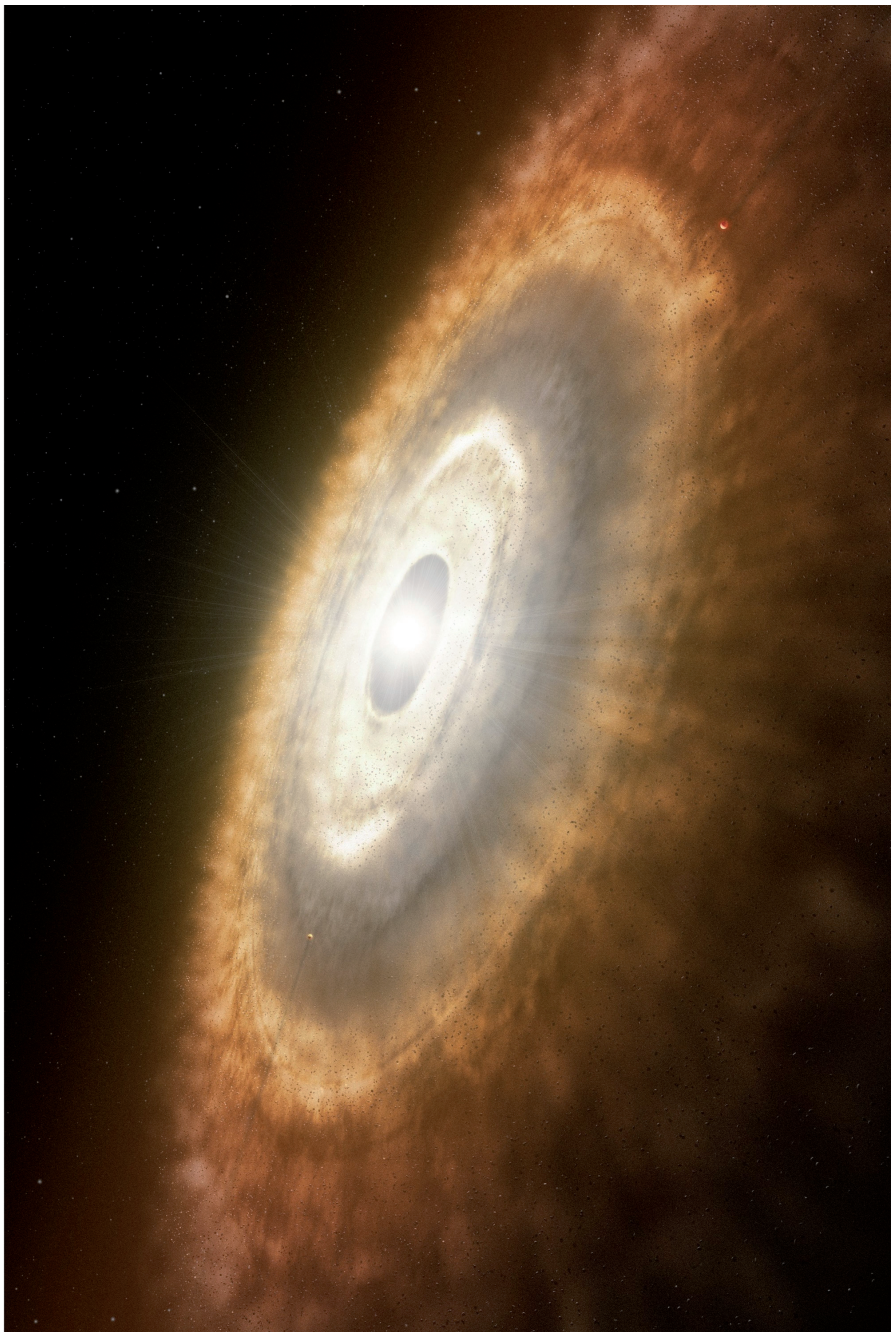
Z pozorovaní protoplanetárnych oblakov vo vesmíre vieme, že sú v nich z času na čas zaznamenávané záblesky Levy a Araki (1989), Morfill a ost. (1993) a Horányi a ost. (1995). S najväčšou pravdepodobnosťou ide o veľmi silné elektrostatické výboje, sprevádzané optickým efektom, pozorovaným ako intenzívne zablesknutie. Ide o podobný jav aký prebieha pri atmos-



Obr. 1.10. Obrázky chondrúl čiastočne separovaných eróziou (foto Jürgen Otto & Norbert Classen).

férickom blesku, čiže pri elektrostatickom výboji v atmosfére Zeme. Vo výbojovom kanáli, alebo v jeho bezprostrednej blízkosti, vzniká obrovská teplota, ktorá roztaví horninový materiál. Výboj je prúd elektricky nabitých častíc (elektrónov alebo kladných iónov), ktorý je v skutočnosti veľmi silným impulzným jednosmerným elektrickým prúdom. Tento impulzný elektrický prúd generuje vo svojom okolí silné impulzné magnetické pole, schopné namagnetovať feromagnetické látky do nasýtenia. Celý proces prebieha veľmi rýchlo. Planetezimály, nachádzajúce sa vo výbojovom kanáli, alebo v jeho blízkosti sú prudko nahriate na teplotu tavenia a po zániku výboja, to znamená po zániku impulzného prúdu, prudko schladené (treba brať do úvahy, že všetko prebieha v chladnom vesmírnom prostredí, v budúcom medziplanetárnom priestore). Pri chladnutí v neprítomnosti gravitačného poľa získavajú guľovitý tvar (obr. 1.10.). Počas chladnutia ešte trvá silné impulzné magnetické pole, spôsobené elektrostatickým výbojom, ktoré namagnetuje feromagnetické komponenty planetezimál, budúcich meteoritov – chondritov do nasýtenia.

O rôznych prístupoch k úlohe magnetizmu v procese akrécie hovoria výsledky prác iných autorov. G. Wurm a J. Blum (1998) odhadujú kritickú rýchlosť približovania sa mikroskopických hmotných častíc v protoplanetárnom oblaku, pri ktorej môže dôjsť k ich gravitačnému alebo eloktrostatickému spojeniu na 0,2 m/s. Model vzniku blesku (elektrostatického výboja) v protoplanetárnom oblaku vypracovali S.J. Desch a J.N. Cuzzi (2000). Prezentujú dva spôsoby kumulácie elektrického náboja v lokálnych zhlukoch plynoprachovej hmoty. Prvým je klasické triboelektrické vytváranie náboja na povrchu zrážajúcich sa telies, podobné kumulácii náboja v atmosfére, a druhým je diferenciálna kumulácia náboja v zhlukoch hmoty, vytvorených mechanizmom turbulencie v protoplanetárnom oblaku. Experimenty spájania častíc v bezváhovom stave, vykonané H. Nüboldom, T. Poppem, C. Dominikom a K.H. Glassmeierom (2002) ukázali, že namagnetované častice potrebujú na koaguláciu rádovo kratší čas než častice nenamagnetované, príp. nemagnetické. Spájanie mikroskopických magnetických guľôčok študovali G. Helgesen, A.T. Skjeltrop, P.M. Mors, R. Botet a R. Jullien (1988). Matematický model koagulácie



Obr. 1.11. Mladá hviezda obklopená protoplanetárnym diskom. Výtvarná predstava. (ESO).

magnetických častíc prachu vypracovali za účelom objasnenia kometárneho magnetizmu H. Nübold a K.H.

Glassmeier (1999). P.A. Withey a J.A. Nuth (2006) študovali vytváranie jednodoménových zŕn železa pri fázových prechodoch. Magnetickú agregáciu častíc a mikrogravitačné experimenty v bezváhovom prostredí vykonali H. Nübold, T. Poppe, M. Rost, C. Dominik a K.H. Glassmeier (2003). Numerické modely agregácie magnetických častíc predostreli s cieľom vysvetliť remanentný magnetizmus niektorých meteoritov C. Dominik a H. Nübold (2002). Výsledky podobných teoretických modelov s cieľom interpretovať magnetické polia komét predložili H. Nübold a K.H. Glassmeier (2000). Autori J.A. Nuth, O. Berg, J. Faris a P. Wasilewski (1994) robili experimenty s veľmi jemnými magnetickými časticami v prostredí zriedenej atmosféry a dospeli k záveru, že prítomnosť namagnetovaných častíc v proto-planetárnom oblaku môže urýchliť proces akrécie. T. Poppe, J. Blum a T. Henning (2000) študovali agregáciu elektrických nábojov zásluhou zrážok častíc a následný možný vznik elektrostatického výboja. Konštatovali, že tepelný účinok výboja má za následok natavenie chondrúl, pričom jeho magnetické efekty neuvažovali.

Literatúra

Bally, J., Troop, H., O'Dell, C.R, 2001: 'Survivor' Planets: Astronomers Witness First Step of Planet Growth – and Destruction. Hubblesite, 13. http://Hubblesite.org/newscenter/archive/releases/2001/13

Carroll, B.W., Ostlie, D.A., 1996: An Introdution to Modern Astrophysics, Addison Wesley.

Desch, S.J., Cuzzi, J.N., 2000: The Generation of Lightning in the Solar Nebula. Icarus, 143, no. 1, 87-105.

Dominik, C., Nübold, H., 2002: Magnetic Aggregation: Dynamics and Numerical Modeling. Icarus, 157, 173-186.

ESO: http://www.eso.org/public/images/eso0942a/

Helgesen, G., Skjeltrop, A.T., Mors, P.M., Botet, R., Jullien, R., 1988: Aggregation of Magnetic Microspheres: Experiments and Simulations. Phys. Rev. Lett. 61, 1736-1739.

Horanyi, M., Robertson, S., Walch, B., 1995: Electrostatic Charging Pro-perties of Simulated Lunar Dust. Geophys. Res. Lett. 22, 2079-2082.

King, B., 2012: Hunting 4.5 billion year old Easter eggs. http://astrobob.areavoices.com/2012/04/08/hunting-4-5-billion-year-old-easter-eggs/

Leclerc, G.L., 1778: Theory of Earth Science, Univ. Cambridge.

Levin, B.J., 1972: Origin of the Earth. Tectonophysics, 13, 7-29.

Levy, E.H., Araki, S., 1989: Magnetic Reconnection Flares in the Proto-planetary Nebula and the Possible Origin of Meteorite Chondrules. Icarus, 81, 74-91.

Morfill, G., Spruit, H., Levy, E.H., 1993: Physical Processes and Conditions Associated with the Formation of Protoplanetary Discs. In: Levy, E.H., Lunine, J.I. (eds), Protostars and Planets III. The University of Arizona Press, Tuscon, 939-978.

Nübold, H., Glassmeier, K.H., 1999: Coagulation and Accretion of Magne-tized Dust: A Source of Remanent Cometary Magnetism? Advances in Space Research, 24, no. 9, 1163-1166.

Nübold, H., Glassmeier, K.H., 2000: Accretional Remanence of Magnetized Dust in the Solar Nebula. Icarus, 144, no.1, 149-159.

Nübold, H., Poppe, T., Domonik, C., Glassmeier, K.H., 2002: Experiments Concerning the Influence of Grain Magnetization on Preplanetary Dust Aggregation. Advances in Space Research, 29, no. 5,773-776.

Nübold, H., Poppe, T., Rost, M., Domonik, C., Glassmeier, K.H., 2003: Magnetic Aggregation II. Laboratory and Microgravity Experiments. Icarus, 157, no.1, 195-214.

Nuth, J.A., Berg, O., Faris, J., Wasilewski, P., 1994: Magnetically Enhanced Coagulation of Very Small Iron Grains. Icarus, 107, 155-163.

Oxley S., 1999: Modelling the Capture theory for the Origin of Planetary Systems. Dphil. Thesis. University of York. 272 p.

Poppe, T., Blum, J., Hennig, T., 2000: Experiments on Collisional Grain Charging of Micro-Sized Preplanetary Dust. The Astrophysical Journal, 553, no. 1, 472-480.

Tunyi, I., Timko, M., Roth, L.E., 2001: Shock Magnetic Fields and Origin of the Earth, Lunar and Planet. Soc. Conf. 32, 1119-1120.

Tunyi, I., Guba, P., Roth, L.E., Timko, M., 2002: Impulse Magnetic Fileds Generated by Electrostatic Discharges in Protoplanetary Nebulae, Lunar and Planet. Soc. Conf. 33, 1074-1075.

Tunyi, I., Guba, P., Roth, L.E., Timko, M., 2003: Electric Discharges in the Protoplanetary Nebula as a Source of Impulse Magnetic Field to Promote Dust Aggregation. Earth, Moon and Planets 93, 65-74.

Withley, P.A., Nuth, J.A., 2006: Formation of Single-Domain Iron Particles via Vapor-Phase Nucleation: Implications for the Solar Nebula. Icarus, 139, no. 2, 367-373.

Woolfson, M., 2007: The Formation of the Solar System (Theories Old and New). Imperial College Press, London, 1-318.

Wurm, G., Blum, J., 1998: Experiments on Preplanetary Dust Aggregation. Icarus, 132, 125-136.

Celestiamotherlode: http://www.celestiamotherlode.net/catalog/images/screenshots/various/solarsystem_Earth_structure_1__Cham.jpg

Musa: http://www.meteoritesusa.com/meteorites-for-sale-4/nwa-8276-l3-00-w1-a-remarkable-and-scientifically-important-meteorite/

2. Geologické aspekty vzniku Zeme
(R. Aubrecht)

ÚVOD

Zem, ako aj celá slnečná sústava vznikli pred vyše 4,5 miliardami rokov z plynovo-prachového mračna. Podľa rádiometrických meraní, mračno vzniklo len asi 150 miliónov rokov predtým, než sa začalo jeho nové zhlukovanie a vytváranie novej hviezdy s planetárnym systémom. Pre zhlukovanie je potrebné zahustenie plynovo-prachového mračna, aby sa zvýšila pravdepodobnosť vzájomnej interakcie jeho častíc, ktorá by bola inak vo veľmi zriedenom oblaku malá. Zahusťovanie sa pravdepodobne dialo vplyvom tlaku častíc z okolitých hviezd, alebo rázovou vlnou pri výbuchu blízkej supernovy (Obr. 2.1., 2.2.). V zahustenom oblaku dochádzalo k prvotnej koagulácii jednotlivých súčastí, či už magnetizáciou železitých častíc, čo je hlavná teória preferovaná v tejto publikácii, alebo elektrostatickými silami, ktoré s predchádzajúcim procesom nepriamo súvisia. Popri matematicko-fyzikálnom modelovaní máme k dispozícii aj priame geologické svedectvá o tomto procese. Poskytujú nám ich meteority. Veľká väčšina meteoritov pochádza z pásu asteroidov, ktorý sa nachádza medzi Marsom a Jupiterom. Menšia časť pochádza z iných mimozemských telies, najmä z Mesiaca a Marsu, ale aj komét, ktoré pochádzajú z okraja slnečnej sústavy, z tzv. Oortovho oblaku (Obr. 2.3.). Prchavé zložky boli na okraj slnečnej sústavy vytlačené pri vzniku prvotného slnka jeho „slnečným vetrom“. Kometárny materiál je oproti materiálu terestrických telies, ktorých dráhy prebiehajú bližšie k slnku obohatený o prchavé zložky – kvapaliny a plyny v tuhom skupenstve. Pri priblížení k slnku sa tieto prchavé zložky vyparujú a ak sa aj zvyšok kométy dostane do atmosféry Zeme, nemá veľkú šancu sa zachovať. Preto sa z kometárneho materiálu na Zem dostanú väčšinou len prachové častice, ktorých väčšia časť zhorí v atmosfére. Meteority z terestrických telies sú preto hlavným materiálom, ktorý máme k dispozícii. Delia sa na kamenné, železné, chondrity a achon-

drity. Achondrity sú meteority pochádzajúce z už diferencovaných telies, najmä z Mesiaca a Marsu, odkiaľ boli vyrazené dopadmi iných kozmických telies. Zvyšné meteority pochádzajú v prevažnej väčšine z pásu asteroidov medzi Marsom a Jupiterom. Pás asteroidov leží v zóne, kde by podľa Keplerových zákonov mala ležať ďalšia planéta. V minulosti sa vedci domnievali, že ide o zvyšky planéty rozbitej pri impaktoch iných telies. Až pri štúdiu materiálu z tohto pásma sa zistilo, že to tak nie je. Kamenné a železné meteority síce skutočne pochádzajú z väčších telies, ktoré boli zárodkami planét a došlo ku nich k prvotnej diferenciácii na železité jadro a silikátové vrchné vrstvy, avšak drvivá časť meteoritov zastúpená chondritmi nikdy nebola súčasťou väčšieho telesa. Chondrity sú unikátne kozmické telesá, ktoré vznikli počas vzniku slnečnej sústavy a poskytujú nám obraz o podmienkach, ktoré vtedy panovali. Táto kapitola je venovaná najdôležitejším aspektom výskumu chondritov a interpretácii jeho výsledkov vo vzťahu ku vzniku slnečnej sústavy. Kapitola bola spracovaná najmä podľa práce Scott & Krot (2007), ktorá podáva najmodernejšie súhrnné výsledky z výskumu chondritov.

ČO SÚ CHONDRITY?

Chondrity sú meteority, ktoré sú najlepším vodítkom pre vyriešenie vzniku Slnečnej sústavy. Sú najstaršími známymi horninami. Ich zložky sa vytvorili počas zrodu Slnečnej sústavy pred asi 4,567 miliardami rokov. Obsah neprchavých prvkov v chondritoch sa blíži obsahom prvkov v slnečnej fotosfére (Obr. 2.4.). Vo všeobecnosti je zloženie chondritov ultramafické; skladajú sa zo železa, horčíka, kremíka a kyslíka. Najčastejšími zložkami chondritov sú chondrule (Obr. 2.5.) – pôvodne roztavené častice, ktoré rýchlo ochladli v rádoch minút až hodín. Skladajú sa najmä z olivínu a pyroxénu, pričom často obsahujú kovové železo a nikel. Ich veľkosť sa pohybuje od 0.01 do 10 mm. Niektoré chondrule sú zaoblené, čo nasvedčuje tomu, že boli jednorazovo úplne roztavené; iné sú však nepravidelné, čo svedčí o ich čiastočnom natavení, alebo zlepovaní viacerých čiastočiek počas tuhnutia. Chondrity ako celok neboli nikdy roztavené.

Definícia chondritov sa nedávno rozšírila vďaka nálezom chondritov v Antarktíde a na Sahare, ktoré obsahovali chondrule veľkosti 10–100 mm, ako aj chondritov s tak nezvyčajne vysokým obsahom železa a niklu, že boli spočiatku považované za železité meteority so silikátovými uzavreninami. S novými nálezmi tak prichádzajú nevyhnutné zmeny v klasifikácii meteoritov. Mineralogické a štruktúrne charakteristiky chondritov sú natoľko rôznorodé, že opísať typický chondrit je takmer nemožné. V takzvaných obyčajných chondritoch hrajú prím práve chondrule a preto sa štúdiu ich pôvodu venovalo množstvo vedcov.

Chondrity obsahujú rôzne pomery troch základných komponentov: refraktorných inklúzií (0.01–10 obj.%), kovového železa a niklu (0.1–70%) a základnej hmoty (1–80%). Refraktorné inklúzie sú desiatky mikrometrov až centimetre veľké čiastočky bez prchavých prvkov. Sú produktmi vysokoteplotných procesov zahŕňajúcich kondenzáciu, vyparovanie a tavenie. Medzi nimi možno rozlíšiť dva typy: inklúzie bohaté na vápnik a hliník (tzv. CAI inklúzie – Obr. 2.6.) a amébovité olivinické agregáty (AOA). Inklúzie CAI sa skladajú z minerálov ako spinel, melilit, hibonit, perovskit a Al-Ti diopsid. Tieto sa v ostatných zložkách chondritov nevyskytujú. Amébovité olivinické agregáty sú zložené z jemnozrnného olivínu, kovového železa a niklu, ako aj z refraktorných komponentov, väčšinou s prevahou Al-diopsidu, anortitu, spinelov a zriedkavo aj melilitu. Kovové železo a nikel sa vyskytujú vnútri, aj zvonka chondrúl v podobe zrniek veľkosti do jedného milimetra. Podobne ako chondrule aj refraktorné inklúzie sa vytvorili pri vysokých teplotách. Materiál základnej hmoty je bohatý na prchavé prvky. Je jemnozrnný (10 nm–5 mm), tvorí lemy na ostatných zložkách a vypĺňa medzery medzi nimi. Základná hmota chondritov má rôzne mineralogické zloženie. Najčastejšie ide o nerovnovážnu zmes hydratovaných a bezvodých silikátov, oxidov, kovového železa a niklu, sulfidov a organického materiálu. Obsahuje aj zriedkavé zrnká predsolárnych komponentov (Obr. 2.7., 2.8.).

PREČO ŠTUDUJEME CHONDRITY?

Chondrity predstavujú materiál, ktorý je svojím zložením najbližšie k zloženiu kondenzovateľných prvkov v slnečnej sústave. Táto skutočnosť viedla aj vytvoreniu teórií o vzniku jednotlivých prvkov vnútri hviezd. Predsolárne zrná poskytujú vodítko k nukleosyntéze a následnému rastu zŕn v priestore okolo hviezd. Chondrule, zrnká kovov, refraktorné inklúzie a minerály základnej hmoty sa utvárali vo veľmi rôznorodých podmienkach v rámci slnečnej sústavy a poskytujú jedinečnú informáciu o procesoch, ktoré pôsobili pri utváraní slnka a planét zo zahusťujúceho sa kolabujúceho oblaku medzihviezdneho prachu a plynu. Samotné horniny boli svedkami geologických procesov, vrátane impaktových procesov, ktoré postihli asteroidy pred 4,5 miliardami rokov. Štúdium chondritov nám umožňuje zosúladiť skupiny chondritov s klasifikačnými triedami asteroidov, pochopiť vývoj pása asteroidov, pochopiť podstatu planetesimál, z ktorých sa akreovali terestrické planéty, ako aj nedostatok planetárneho materiálu medzi Marsom a Jupiterom. V neposlednom rade nám štúdium chondritov umožňuje pochopiť fyzikálnu a mineralogickú štruktúru nepretavených asteroidov a ako sa vysporiadať s asteroidmi, ktoré ohrozujú Zem.

HISTÓRIA VÝVOJA NÁZOROV NA VZNIK CHONDRITOV

Na počiatku kozmického veku v 60. rokoch minulého storočia jestvovali dva názory na vznik chondrúl a na rôznorodosť obsahov prchavých prvkov v chondritoch. Ringwood, Urey a iní vedci považovali za najdôležitejšie vulkanizmus, impakty a iné planetárne procesy, zatiaľ čo Wood, Larimer a Anders preferovali procesy v rámci slnečnej hmloviny (Wood, 1963; Larimer, 1967; Larimer & Anders, 1967). Začiatkom 70. rokov minulého storočia Grossman a iní vedci začali so štúdiom CAI inklúzií. Na jeho základe interpretovali vznik chondritických komponentov kondenzáciou zo Slnečnej hmloviny (Grossman & Larimer, 1974). Tento

jednoduchý pohľad bol však do značnej miery narušený objavmi všadeprítomných izotopových anomálií v CAI inklúziách a komplikovanosťou minerálneho a izotopového záznamu v jednotlivých chondritoch, čo bolo v rozpore so štandardným modelom horúcej a jednotne chladnúcej Slnečnej hmloviny. Astronomické pozorovania a teoretické výpočty navyše ukázali, že Slnečná hmlovina nebola dostatočne horúca na to, aby zabezpečila roztavenie silikátov a vznik chondrúl. Slnečná hmlovi-na sa predstavila ako miesto s dynamicky sa pohybujúcimi zónami prachu s neustále sa meniacim pomerom plynu a prachu a kolísajúcimi vysokými teplotami. Od polovice 80. rokov minulého storočia sa dosiahol značný posun v znalostiach o chondritoch, hoci pôvod ich zložiek ostal naďalej nevyriešený. Objavy nových druhov uhlíkatých chondritov poukázali na to, že meteorit Allende, ktorý je najštudovanejším chondritom na svete, nie je typickým príkladom, za aký ho vedci považovali a že jeho jednotlivé zložky boli modifikované vývojom v asteroidoch (napr. Krot et al., 1995, 1998), alebo v solárnej hmlovine (napr. Palme & Fegley, 1990; Weisberg & Prinz, 1998). Podrobné štúdium izotopov a chemických údajov z CAI inklúzií a chondrúl pomocou mikrosondy umožnili pochopiť procesy akými boli chondritické zložky alterované, avšak ešte stále sa nevyriešil ich vznik. Väčšina autorov dnes pripúšťa, že chondrule vznikali v prostredí hmloviny a vzniklo niekoľko sľubných modelov ich vzniku. Iní vedci však doposiaľ zastávajú názor o planetesimálnom pôvode chondritov (napr. Sanders, 1996; Lugmair & Shukolyukov, 2001; Hsu et al., 2000).

CHONDRITY A SLNEČNÁ HMLOVINA

Chondrity boli považované za produkty „minimálnej“ slnečnej hmloviny (ktorá obsahovala len toľko materiálu, koľko bolo potrebné na vytvorenie planét), ktoré sa akreovali zo zložiek vytvorených na jednom mieste. Dnes sa však zdá, že chondritické zložky sa formovali na viacerých miestach, počas obdobia dlhého niekoľko miliónov rokov, počas ktorých sa hmlovina zmenšila rádovo minimálne o magnitúdu. Refraktorné inklúzie sa pravdepodobne tvorili

v raných štádiách blízko protoslnka, keď bol disk najaktívnejší a rýchlosti akrécie protoslnka boli najväčšie (Wood, 2000, 2004). Chondrule sa pravdepodobne formovali počas niekoľkých miliónov rokov v lokálnych tepelných udalostiach blízko ich miesta akrécie. Najstaršie a najmladšie chondrule sa pritom vytvárali iným spôsobom (Kita et al., 2005; Scott & Krot, 2005; Krot et al., 2005). Avšak niektoré chondrule, napr. CAI sa mohli tvoriť na vnútornom okraji disku, pred ich vyvrhnutím do pása asteroidov pomocou bipolárnych výtryskov (Liffman & Brown, 1996 a, b; Shu et al., 1996, 2001). Naproti tomu Alexander et al. (2001) uvádzajú, že CAI inklúzie a chondrule sa zrejme tvorili v lokálnych tepelných udalostiach v páse asteroidov.

KLASIFIKÁCIA A MATERSKÉ TELESÁ, Z KTORÝCH CHONDRITY POCHÁDZAJÚ

Skupiny chondritov, klany a pôvodné telesá, z ktorých pochádzajú

Státisíce chondritov boli zaradené do klasifikácie s 15 skupinami, pričom asi 15 iných chondritov, ktoré nemožno priamo zaradiť do týchto skupín nazývame nezaradené (Tab. 1). Trinásť z vyčlenených skupín zahŕňa tri triedy: uhlíkaté chondrity (CI, CM, CO, CV, CR, CH, CB a CK), obyčajné chondrity (H, L a LL) a enstatitové chondrity (EH a EL). Chondrity zo skupín K a R sa nedajú zaradiť do vyššie uvedených troch tried. Chondrity sa tiež členia podľa petrologických charakteristík do šiestich typov, ktoré vyjadrujú stupeň ich asteroidálneho prepracovania (Tab. 2). Najmenej metamorfovaný a postihnutý je typ 3, zatiaľ čo typ 6 je najviac postihnutý premenou. Chondrity typu 1, ktoré nemajú chondrule sú tvorené takmer výlučne minerálmi na ktorých vidno vodnú alteráciu. Chondrity typu 2 sú čiastočne alterované.

Chondrity možno navzájom porovnať pomocou pomeru jednotlivých prvkov, ktorý sa používa namiesto koncentrácií, nakoľko v niektorých chondritoch vysoko prevláda niektorá zo zložiek, ako napríklad voda, či kovové železo, alebo nikel, ktoré by rozriedili prvky v iných zložkách. Prvky ako kremík a horčík sa zvyčajne používajú na normalizáciu litofilných prvkov, nikel sa používa na porovnanie siderofilných prvkov. CI chondrity, ktoré majú najvyšší obsah prchavých prvkov sa používajú ako porovnávací štandard, lebo sa zložením najviac približujú slnečnej fotosfére, ak neberieme do úvahy neúplne skondenzované prvky, ako vodík, hélium, uhlík, dusík, kyslík a vzácne plyny.

Pomery refraktorných a stredne prchavých litofilných, či siderofilných prvkov (Obr. 2.9.) sú najlepšími kritériami na klasifikáciu chondritov. Na diagramoch je rozsah každej skupiny malým zlomkom celkového rozsahu všetkých chondritov. Každá skupina má jedinečné zloženie, čo znamená, že jednotlivé skupiny chondritov sa vytvorili na rôznych miestach. Skupina CB, ktorá sa delí na dve podskupiny s dosť odlišnými vlastnosťami je výnimkou. Žiaľ, mnoho z novonájdených nezvyčajných chondritov nebolo chemicky analyzovaných a preto zaradenie a zloženie týchto novoobjavených skupín ešte nie je presne definované. Pre klasifikáciu chondritov a porozumenie ich chemickej rôznorodosti a genetických vzťahov sú ešte dôležité dve ďalšie vlastnosti: celohorninové zloženie izotopov kyslíka a distribúcia kovového železa v silikátových, kovových a sulfidických fázach. Druhá z vlastností vyžaduje klasické metódy analýzy hornín (Jarosewich, 1990), ktoré sa už pri analýzach chondritov nepoužívajú. Mnoho skupín chondritov sa dá vyčleniť pomocou iných parametrov, ako sú veľkosti a proporcie ich jednotlivých komponentov a minerálov v chondrulách, CAI inklúziách a iných zložkách (Brearley & Jones, 1998). Chemické, mineralogické a izotopové zloženie chondritov umožňuje vyčleniť navzájom blízke skupiny, ktoré nazývame klany. Napríklad chondrule v skupinách H, L a LL sú chemicky a izotopovo podobné a tvoria klan, hoci sa ich priemerné vlastnosti líšia. Okrem tohto klanu možno odlíšiť ešte štyri ďalšie: EH–EL, CM–CO, CV–CK a CR–CH–CB. Vypočítané veky vystavenia kozmickej radiácii naznačujú, že chondrity mnohých skupín putovali vesmírom ako objekty veľkosti rádovo v metroch a prekonali obmedzený počet impaktov.

Napríklad jedna tretina chondritov zo skupiny LL bola vystavená kozmickej radiácii 15 miliónov rokov a polovica chondritov zo skupiny H má veky expozície asi 7 miliónov rokov (Graf & Marti, 1994, 1995). Dve tretiny chondritov skupiny H vznikli počas 3-4 kolízií (Wieler, 2002). Nakoľko všetky petrologické typy chondritov vykazujú 2 maximá expozície okolo 7 a 33 miliónov rokov, je možné, že chondrity skupiny H vznikli z jedného telesa. Niektoré iné skupiny vykazujú výrazné veky impaktov a ich vlastnosti naznačujú, že vznikli počas jedinej zrážky. Napríklad veľa chondritov zo skupiny L, ktoré sú silno šokovo postihnuté majú rádiometrické veky okolo 0.5 miliardy rokov (Bogard, 1995). To nasvedčuje tomu, že každá zo skupín pochádza z jedného, či len z niekoľkých telies. Doposiaľ nie je isté, či dve rôzne skupiny chondritov nemohli vzniknúť z jedného telesa, avšak je to dosť nepravdepodobné (s pravdepodobnou výnimkou skupín EH a EL).

Údaje z meteoritov, impaktové modely kolízií asteroidov a výpočty hustoty asteroidov naznačujú, že všetky asteroidy, okrem pár najväčších, boli dokonale fragmentované a zmiešané kolíziami, pred odletom meteoritov. Impakty tiež spekajú fragmenty hornín pochádzajúce z rôznych oblastí do pevných telies, ktoré sa dostávajú na zem ako meteority. Preto napríklad, ak chondrity zo skupín CV a CO vytvorili jedno teleso, možno očakávať nálezy meteoritov obsahujúcich oba typy materiálu. Ich neprítomnosť by naopak značila, že je nepravdepodobné, aby teleso bolo zložené z oboch skupín. Avšak regolitové brekcie obsahujú niekoľko objemových percent odlišných klastov, ktoré indikujú, že došlo k primiešaniu malých množstiev materiálu z odlišných zdrojov (Obr. 2.10., 2.11.). Aj blízkosť orbitov chondritov zo skupín EL6 a H5 naznačuje, že mohli pochádzať pôvodne z jedného telesa (Spurny et al., 2003), avšak nemožno vylúčiť, že môže ísť len o náhodu (Pauls & Gladman, 2005).

Pre výnimočnú diverzitu, mineralogické vlastnosti 15 skupín chondritov a rýchlosť, akou sa v súčasnosti vyčleňujú nové skupiny (Wasson, 1985 ich vyčlenil len 9) možno očakávať objavenie ešte oveľa viac netradičných typov chondritov.

Náš záznam o chondritoch je tiež posunutý v prospech pevnejších hornín, ktoré prežili cestu k Zemi a nemožno hovoriť o reprezentatívnej vzorke. Preto ak chceme zistiť ako chondrity vznikali, je nutné skúmať komponenty všetkých druhov chondritov, nielen najčastejších skupín, či tých, ktoré vytvárali najväčšie spady, ako napr. Allende.

Obyčajné chondrity

Obyčajné chondrity predstavujú asi 80% všetkých meteorických spadov a preto ich materské telesá boli v minulosti považované za najčastejší typ, ktorý sa vyskytuje v páse asteroidov. Spektrálne štúdie však ukázali, že väčšina asteroidov sú tmavé a bezštruktúrne telesá (blízke chondritom typu C) a väčšina svetlejších typov S vykazujú spektrá nie podobné obyčajným chondritom. Skupina H zrejme pochádza z jedného, či viacerých asteroidov typu S, azda 6 Hebe (Burbine et al., 2002). Obyčajné chondrity sú teda v hlavnom páse asteroidov pomerne zriedkavé (Meibom & Clark, 1999), hoci značná časť asteroidov blízkych k Zemi, ako napr. Eros, sú pravdepodobne z materiálu blízkeho obyčajným chondritom (Binzel et al., 2002; Chapman, 2004). Niektoré z obyčajných chondritov, ako napr. Tieschitz nespadajú úplne do skupín H, L a LL a môžu pochádzať z rôznych telies.

Uhlíkaté chondrity

Niektoré uhlíkaté chondrity sú bohaté na uhlík (chondrity skupín CI a CM majú 1.5–6% uhlíka), avšak niektoré nie sú. Uhlíkaté chondrity sú dnes definované na základe množstva refraktorných prvkov, ktoré sú rovnaké, alebo vyššie než v skupine CI. Uhlíkaté chondrity pochádzajú z veľmi rôznorodých asteroidov, ktoré pravdepodobne vznikli na rôznych miestach. Materské telesá skupín CI a CM sú značne alterované, pričom materské telesá skupín CH a CB

sú alteráciou postihnuté menej než ostatné telesá chondritov. Young et al. (1999) sa na základe analýz izotopov kyslíka domnievajú, že skupiny chondritov CI, CM a CV môžu pochádzať z rôznych zón jediného telesa alterovaného hydratáciou. Chemické odlišnosti medzi týmito skupinami však naznačujú, že počas procesov ešte v plynovo-prachovom mračne došlo k frakcionácii a nie k hydratácii, pričom zložky skupín chondritov CM a CV sú značne odlišné.

Väčšina uhlíkatých chondritov zrejme pochádza z asteroidov typu C s nízkym albedom, ktoré sú najčastejším typom vyskytujúcim sa v rozmedzí vzdialeností 2.7 a 3.4 AJ (Bell et al., 1989). Chondrity skupiny CM môžu pochádzať z alterovaných asteroidov blízkym typu C, ktoré nazývame typ G (Burbine et al., 2002). Nezaradený chondrit typu C s názvom Tagish Lake sa dáva do súvisu s asteroidmi typu D, ktoré podľa všetkého prevládajú v populácii asteroidov za hranicou 4 AJ (Jones et al., 1990; Hiroi et al., 2001). Chondrity skupiny CB obsahujú len malé množstvo fylosilikátov a môžu pochádzať z asteroidov typu W (tzv. mokré M-asteroidy). Lodders & Osborne (1999) uvádzajú možnosť, že skupiny chondritov CM a CI môžu pochádzať z niekoľkých komét, ktoré sa zmenili na objekty blízke Zemi po strate prchavých súčastí. Malá časť asteroidov blízkych Zemi pochádza z komét z rodiny Jupitera a Lodders & Osborne (1999) sa nazdávajú, že z nich pochádzajú aj chondrity skupín CI a CM. Na základe vypočítanej dráhy Gounelle et al. (2006) taktiež predpokladajú kometárny pôvod meteoritu Orgueil. Campins & Swindle (1998) však oponujú, že kometárne meteority, ak vôbec existujú, pravdepodobne pripomínajú na uhlík bohaté nealterované chondrity bez chondrúl. Extrémna krehkosť a porozita medziplanetárnych chondritických prachových častíc, ktoré pravdepodobne pochádzajú z komét (Rietmeijer, 1998, 2002) naznačuje, že väčšie kometárne telesá by zrejme neprežili stret so zemskou atmosférou (Messenger et al., 2006). Hoci sa väčšina komét vytvorila ďaleko za pásmom asteroidov, podobnosti medzi základnou hmotou najprimitívnejších uhlíkatých chondritov a poréznymi chondritickými medziplanetárnymi prachovými časticami, ako aj objav, že niektoré asteroidy typu C vykazujú vlastnosti komét, zastierajú rozdiely medzi kométami a asteroidmi (Hsieh & Jewitt, 2006).

Enstatitové chondrity

Genetické vzťahy medzi chondritmi skupiny E sú doposiaľ málo preskúmané. Čiastočne pre nedostatočné vzorkovanie a aj preto, že príčina ich chemickej a mineralogickej diverzity je doposiaľ nejasná. Chondrity typu EH a EL môžu pochádzať z jedného (Kong et al., 1997), či dvoch telies (Keil, 1989). Hoci medzi skupinami EH a EL jestvuje diskontinuita v ich chemickom zložení (napr. v obsahu zlata a hliníka), Kong et al. sa nazdávajú, že koncentrácie prvkov sa menia kontinuálne v rámci skupín EH4, 5, EH3, EL3 a EL6. Izotopy kyslíka v chondritoch skupín EH a EL vykazujú značný prekryv, avšak neposkytujú riešenie daného problému (Newton et al., 2000). Na základe analýzy vzácnych plynov, Patzer & Schultz (2002) prišli k úplne opačnému záveru, že chondrity skupín EH3 a EL3 pochádzajú z jedného telesa a chondrity skupín EH4–6 a EL4–6 z druhého. Zistili, že skupiny E3 a E4–6 majú odlišné zloženie vzácnych plynov v uzavreninách a táto odlišnosť zrejme nebola spôsobená procesmi v asteroidoch. Navyše asi jedna tretina chondritov zo skupiny E3 obsahuje solárne vzácne plyny, ktoré sa nevyskytujú v chondritoch skupiny E4-6. Datovanie expozície kozmickej radiácii žiaľ zatiaľ neprinieslo definitívne závery. Datovania však neprotirečia možnosti, že enstatitové chondrity pochádzajú z jedného telesa, ako to predpokladali Kong et al. (1997). E-chondrity môžu pochádzať z jedného, či viacerých asteroidov typu M (Burbine et al., 2002), ktoré sú sústredené vo vnútornej časti pásu asteroidov, vo vzdialenosti 2–3 AJ (Bell et al., 1989).



H/L – Chondrity; Chondrit NWA 2490 (hore) a NWA 2892 (dole); (typ H/L3)
(foto: www.meteorites.com.au)





L - Chondrity
Chondrity z meteoritu NWA 2385 (typ L3.8) s výraznou inklúznou štruktúrou aj v detaile (hore) a z meteoritu Ghubara (typ L5) dole. (foto: www.meteorites.com.au)



L/LL - Chondrity
Chondrit z meteoritu NWA 3099 (typ L/LL3). (foto: www.meteorites.com.au)



LL - Chondrity
Chondrit z meteoritu NWA 1933 (typ LL3). (foto: www.meteorites.com.au)



R - Chondrity.
Vľavo: NWA 978 (typ R3.8); vpravo: NWA 3098 (typ R5); dole: NWA 800 (typ R4)
(foto: www.meteorites.com.au)



C - Chondrity.
Hore: Ysheyevo (typ CB); vľavo dole: metamorfovaná Maralinga (typ CK4); vpravo dole: NWA 2086 (typ CV3) s veľkými CAI.
(foto: www.meteorites.com.au)



H - Chondrity
Chondrit Pigick typu H5.
(foto: www.meteorites.com.au)

CELKOVÉ HORNINOVÉ ZLOŽENIE CHONDRITOV

Kozmochemická klasifikácia prvkov

Chemická frakcionácia zistená v chondritoch a zloženie mnohých komponentov chondritických meteoritov je najlepšie vysvetliteľná v podobe rovnováhy jednotlivých fáz v solárnej hmlovine počas chladnutia (Palme, 2001). Rovnovážny model predpokladá, že minerály kondenzovali v rovnováhe s homogénnou slnečnou hmlovinou pri rôznych teplotách (Obr. 2.12.). Izotopická rôznorodosť chondritov a ich zložiek však ukazuje, že tento predpoklad je nesprávny. Podrobný petrologický výskum tiež identifikoval len málo chondritických zložiek, ktoré mohli byť v rovnováhe so slnečnou hmlovinou. napriek všetkému je rovnovážny model neoceniteľný pre porozumenie chemickému zloženiu chondritov a ich zložiek, nakoľko vlastnosti hmloviny sa hlboko zapísali do ich chemického a mineralogického zloženia. V chladnúcej hmlovine, pri tlaku 10-3 atmosféry a v teplotnom rozmedzí 1800–1450 K, sa vápnik, hliník a titán kondenzujú v podobe oxidov spolu s refraktornými stopovými prvkami, ako napr. prvkami vzácnych zemín a kovov zo skupiny platiny. V teplotnom rozmedzí 1450-1350 K sa kondenzuje horčík a kremík v podobe forsteritu a enstatitu, spolu s kovovým železom, niklom a kobaltom. V rozmedzí 1250-650 K kondenzujú alkalické kovy a stredne prchavé siderofilné prvky a pri 650K železo reaguje so sírou a vytvára FeS. Pod 650K kondenzujú vysoko prchavé prvky, ako halogenidy a inertné plyny. Preto je rozdelenie prvkov na refraktorné (1800–1450 K), hlavné (1350–1250 K), stredne prchavé (1250–650 K) a vysoko prchavé (pod 650K) kľúčom k porozumeniu chemickej rôznorodosti v rámci chondritov a ich zložiek. Je zaujímavé, že len tri fázy plne kondenzujú z plynnej fázy: Al_2O_3, Mg_2SiO_4 a Fe, Ni, zatiaľ čo ostatné minerály sa tvoria pri reakciách medzi tuhými látkami a plynmi. Pri tlaku 10-3 atmosféry sú koncentrácie FeO v silikátoch minimálne nad 650 K a všetky skondenzované fázy sú tuhé. Pri stúpnutí celkového tlaku, teplota kondenzácie rastie, ale postupnosť, podľa ktorej minerály kondenzujú sa mení len málo; iba silikátové

taveniny sa stávajú stabilnými pri tlaku vyššom než približne 10^{-2} atmosféry. Ak sa kondenzácia odohráva v systéme, v ktorom je viac prachu než plynu, koncentrácia FeO v silikátoch rastie pri vyšších teplotách (až do približne 1100 K pri 103-násobnom obohatení o prachovú zložku) a tekuté fázy sú tiež stabilizované (Wood & Hashimoto, 1993; Ebel & Grossman, 2000). Tlaky a teploty v stredovej rovine hmloviny sú počas jej vývoja značne rôznorodé; pri spomalení akrečnej rýchlosti klesajú (Wood, 2000; Woolum & Cassen, 1999). Ďalšie údaje o vlastnostiach chondritov možno získať pomocou frakčných kondenzačných modelov, v ktorých sa kondenzáty kontinuálne odlučujú (Petaev & Wood, 2000).

Chemické zloženie chondritov

Veľké množstvo chondritov bolo analyzované inštrumentálnou a rádiochemickou neutrónovou aktivačnou analýzou za použitia približne 250–350 mg vzorky chondritického materiálu (Kallemeyn & Wasson, 1981; Wasson & Kallemeyn, 1988; Kallemeyn et al., 1991, 1994, 1996). Vzorky tejto veľkosti sa dajú analyzovať na mnohé prvky s porovnateľnou presnosťou ako má RTG fluorescencia (Wolf & Palme, 2001). Hlavné zloženia rôznych skupín chondritov uvádzajú Lodders & Fegley (1998). Chemická rôznorodosť v rámci chondritov sa pripisuje najmä akrécii rôznych pomerov piatich hlavných zložiek: refraktorných, Mg-silikátov, kovového železa a niklu, stredne prchavých prvkov a vysoko prchavých prvkov (Kerridge & Matthews, 1988; Palme, 2000). Navyše variabilita vo fugacite kyslíka vysvetľuje rozdiely v distribúcii železa medzi kovovými a silikátovými fázami. Všeobecné frakcionačné vzorce sú jednoduché. Napríklad refraktorné prvky sú rovnomerne obohatené oproti chondritom skupiny CI v uhlíkatých chondritoch 1 až 1,4 násobne, zatiaľ čo v obyčajných a enstatitových chondritoch sú ochudobnené 0,8 až 0,95 násobne (Obr. 2.13.). Množstvo stredne prchavých prvkov klesá s klesajúcou teplotou kondenzácie. Na rozdiel od ostatných skupín chondritov sa však enstatitové chondrity nesprávajú úplne podľa týchto pravidiel. Hoci frakcionačné vzorce väčšiny skupín

chondritov sú známe, (Wasson & Kallemeyn, 1988), ich pôvod je doposiaľ prekvapivo nejasný. Najmä relatívny význam lokálnych procesov, ktoré vytvorili chondrule a CAI inklúzie a termálne gradienty v hmlovine sú protirečivé (Cassen, 2001a):

1. Refraktorné prvky. Všetky prvky, ktoré kondenzujú nad 1450 K sú presne tie isté, ktoré sa vyskytujú v CAI inklúziách. Jestvuje korelácia medzi celohorninovými koncentráciami refraktorných prvkov a refraktornými inklúziami. To naznačuje, že frakcionácia refraktorných prvkov v chondritoch je jednoducho zapríčinená pridaním, či stratou CAI inklúzií. Toto však neplatí, nakoľko podiel refraktorných prvkov v CAI inklúziách je väčšinou malý, s výnimkou CV skupiny uhlíkatých chondritov, kde sa tento podiel približuje 50%. Chondrule, ktoré sú častejšie a obsahujú približne úrovne pomeru refraktorných prvkov voči kremíku blízkych chondritom zo skupiny CI, obsahujú najviac refraktorných prvkov v chondritoch. Pritom ochudobnenie o refraktorné prvky v chondritoch skupín E a O vyžaduje, aby sa ich chondrule vytvorili z kondenzátu ochudobneného o refraktorné prvky.

2. Silikáty horčíka. Forsterit a enstatit, ktoré sú hlavnými minerálmi chondrúl, sa tvoria pri teplotách 1450–1350 K, pričom enstatit sa tvorí reakciou forsteritu s plynným SiO. Preto môže rovnovážna kondenzácia vytvoriť celý rad molárnych pomerov enstatitu a forsteritu v rozsahu 0–1.2, za predpokladu, že kondenzáty sú odlúčené od plynu. Dosiahnutie zloženia chondritov skupiny E, ktoré sú takmer z čistého enstatitu by vyžadovalo odstránenie forsteritového kondenzátu. Korelácia medzi pomermi Mg/Si a refraktorné prvky/Si v chondritických skupinách naznačuje, že refraktorné prvky boli čiastočne zviazané s forsteritom (Larimer & Wasson, 1988).

3. Kovové železo a nikel, ktoré kondenzujú v tom istom rozsahu teplôt ako silikáty horčíka sú s nimi v chondrulách úzko späté. Pri tlaku 10^{-5} atmosféry, Fe a Ni kondenzujú pri o niečo nižších teplotách než forsterit, avšak nad 10-4 atmosféry nastáva opačný proces. V niek-

torých skupinách chondritov, ako napr. CV3, neprebehla kovovo-silikátová frakcionácia, ale klany skupín EH–EL, H–L–LL a CR–CH–CB túto frakcionáciu jasne vykazujú.

4. Stredne prchavé prvky. Postupné ochudobňovanie o stredne prchavé prvky s klesajúcou kondenzačnou teplotou môže byť zapríčinené stratou jemného prachu bohatého na prchavé prvky (Wasson & Kallemeyn, 1988), neúplnou kondenzáciou spôsobenou izoláciou kondenzovaných fáz (Palme et al., 1988; Cassen, 2001b), či ich vyparením pred, alebo počas tvorby chondrúl (napr. Young, 2000; Lugmair & Shukolyukov, 2001).

5. Vysoko prchavé prvky sa môžu vyhnúť akrécii z hmloviny, pre vysokú teplotu prostredia pri akrécii prachu bohatého na prchavé látky, či jednoducho dôjde k ich strate počas metamorfózy asteoidu.

Izotopové zloženie chondritov

Väčšie aj menšie planetárne telesá sú izotopovo jednotné (napr. Palme, 2001). Veľká väčšina prvkov sú izotopovo jednotné do približne 0.01%. Výnimku tvorí kyslík, krátko žijúce izotopy, ďalej anomálie v obsahu izotopov ^{54}Cr a ^{50}Ti v chondritoch (napr. Podosek et al., 1997; Niemeyer, 1988) a izotopovo anomálne zložky chondritov, ako sú medzihviezdne zrná, niektoré zriedkavé CAI inklúzie a niektoré hibonitové inklúzie. Izotopové anomálie v medzihviezdnych zrnách sú rádovo väčšie než anomálie v refraktorných zrnách v chondritoch. Izotopové anomálie dokazujú, že vyparovanie predsolárneho materiálu bolo obmedzené (Taylor, 2001), alebo že izotopová homogenizácia bola prekvapivo úplná (Palme, 2001).

Izotopové zloženie kyslíka

Objav veľkých a všadeprítomných anomálií v izotopovom zložení kyslíka v refraktorných inklúziách v uhlíkatých chondritoch a menšie anomálie v chondrulách spôsobili zmenu štúdia chondritov (viď Clayton, 1993). Vzbudili záujem o hľadanie predsolárnych zŕn, čím vznikli nové klasifikácie meteoritov, ktoré poskytli nové pohľady na vznik chondritov a ich zložiek a následné procesy, ktoré prebehli v asteroidoch. Anomálie v izotopovom zložení kyslíka navyše odstránili presvedčenie, že meteority a vnútorné planéty vznikli z horúcej plynnej homogénnej hmloviny (napr. Begemann, 1980). Pôvod týchto izotopových anomálií však ostáva záhadou; predsolárne zrná sa pri hľadaní zdroja anomálií nenašli (Ott, 1993) a anomálie v izotopovom zložení kyslíka sú dnes považované za výsledok kondenzácie z hmloviny, ako aj rezíduí po evaporácii (viď Scott & Krot, 2001; Krot et al., 2002a). Moderné použitie iónových a laserových mikrosond prinieslo množstvo nových analýz izotopov kyslíka mineráloch v CAI inklúziách a chondrulách, ktoré sú zvlášť významné pri rozlišovaní asteroidálnych a hmlovinových procesov (napr. Choi et al., 1998; Yurimoto et al., 1998; Yurimoto & Wasson, 2002). Rozdiely v celkovom zložení chondritov, planét a asteroidov môžu byť výsledkom akrécie z rozdielnych zhlukov CAI, chondrúl a iných zložiek, ktoré sú usporiadané pozdĺž variačných línií ^{16}O v štandardnom diagrame troch izotopov. Zachovanie anomálií v izotopovom zložení kyslíka poukazujú na to, že jestvovalo množstvo oddelených rezervoárov kyslíka, z ktorých sa vytvorili CAI inklúzie a chondrule. Za zdroj anomálií boli označené nukleosyntetické rozdiely medzi zhlukmi predsolárneho materiálu (Wasson, 2000), rozdiely medzi oxidickými molekulami a plynom v hmlovine (Thiemens, 1999) a fotochemický samotieniaci efekt oxidu uhoľnatého pri vnútornom okraji slnečnej hmloviny, v predsolárnom molekulovom oblaku (Yurimoto & Kuramoto, 2002), či na povrchu hmloviny (Lyons & Young, 2005). Bez ohľadu na zdroj, variácie v zastúpení ^{16}O v CAI inklúziách a chondrulách naznačujú, že anomálie možno pochopiť ako miešanie zložiek solárnej hmloviny chudobných a bohatých na ^{16}O. Tieto anomálie sa zachovali obohatením prachu o ^{16}O pred vyparením (Cassen, 2001b; Scott & Krot, 2001). Avšak v samo-

tieniacom modeli mohol byť zložkou ochudobnenou o ^{16}O anomálne ťažký ľad a hmlovina bola pôvodne obohatená o ^{16}O, podobne ako protoslnko. Luck et al. (2003) sa domnievajú, že prebytok ^{16}O koreloval s anomáliami izotopu ^{63}Cu, avšak príčina tohto javu je neznáma.

METAMORFÓZA, ALTERÁCIA A ZMENY SPÔSOBENÉ IMPAKTMI

Všetky chondrity boli počas 4,5 miliardy rokov do určitej miery modifikované geologickými procesmi v asteroidoch. Ak chceme vedieť, ako vznikli zložky chondritov, musíme pochopiť, ako bol chondritický materiál modifikovaný v asteroidoch. Chondrity boli postihnuté tromi typmi procesov: vodnou a hydrotermálnou alteráciou, termálnou metamorfózou a impaktmi. Najdôležitejším zdrojom alterácie a metamorfózy chondritov bolo teplo spôsobené rozpadom izotopu ^{26}Al a menej rozpadom ^{60}Fe. Ak pochádzajú chondrity z prvej vytvorenej generácie planetesimál, rozpad ^{26}Al možno ako zdroj tepla vylúčiť (Kunihiro et al., 2004). Avšak datovanie pomocou ^{182}Hf–^{182}W a termálneho modelovania naznačujú, že skoršia generácia telies vznikla menej než 0,5 milióna rokov potom, ako sa CAI inklúzie vytvorili a pretavili pôsobením krátko žijúcich rádioizotopov a vytvorili jadrá, ktoré sú zdrojmi väčšiny železných meteoritov (Kleine et al., 2005; Bizzarro et al., 2005; Scherstén et al., 2006). Dôkaz, že izotop ^{26}Al bol v hmlovine dobre premiešaný poskytuje konzistentná chronológia získaná z výsledkov datovania pomocou ^{26}Al–^{26}Mg a Pb–Pb (Zinner & Göpel, 2002; Kita et al., 2005).

Impakty tiež prispievajú kinetickou energiou, avšak pre asteroidy menšie než niekoľko stoviek kilometrov nie sú významným zdrojom tepla na metamorfózu celého telesa (Keil et al., 1997). Alternatívny pohľad poskytol Rubin (1995, 2005), ktorý uprednostňuje preteplenie impaktmi a Kurat (1988), ktorý zastáva názor o prehriatí v rámci hmloviny. Teória o preteplení asteroidov elektrickou indukciou pri výtryskoch plazmy z protoslnka nie sú v súčasnosti veľmi

preferované (viď Scott et al., 1989). Argumenty proti konceptu horúcej akrécie bez radiačného prehrievania prezentovaného Hutchisonom et al. (1979) boli publikované v prácach Haack et al. (1992) a Rubin & Brearley (1996).

Alterácia a metamorfóza sa zvykli považovať za oddelené procesy, nakoľko alterácia, ktorá postihla uhlíkaté chondrity a metamorfóza zasa enstatitové a obyčajné chondrity. Dnes je však jasné, že nejaké fluidá boli prítomné aj pri termálnych procesoch prakticky vo všetkých skupinách chondritov.

Petrologické typy

Chondrity možno zaradiť do šiestich petrografických typov, ktoré sú kľúčom k poznaniu rozsahu a charakteru procesov prebiehajúcich v asteroidoch. Táto klasifikačná schéma, aj keď sa ukázala ako neoceniteľná (Anders & Kerridge, 1988), poskytuje len veľmi približný obraz, nakoľko sa od jej prvého publikovania pohľady vedcov na procesy prebiehajúce v asteroidoch značne zmenili. Jedna klasifikačná trieda taktiež nemôže vyjadriť všetky vplyvy v rámci komplikovaných asteroidálnych procesov. Preto táto klasifikácia nie je úplne presná, môže byť dokonca pochybná, ba až zavádzajúca.

Pôvodné rozdelenie chondritov do šiestich petrologických typov (Van Schmus & Wood, 1967) sa zakladalo na dvoch základných predpokladoch, ktoré sa dnes ukazujú ako nesprávne: (1) že chondrity typu 1 sú najmenej alterované a najlepšie odrážajú mineralógiu pôvodného materiálu, z ktorého vznikli asteroidy a (2) že typy 2-6 predstavujú vzrastajúce stupne termálnej metamorfózy materiálu, ktorý bol pôvodne blízky typu 1. Aj keď chondrity skupiny CI1 sú chemicky „najčistejšie“, lebo sú blízke zloženiu slnka, takmer všetky ich minerály sa vytvorili za prítomnosti vodnej alterácie. Chondrity typu 3 sú mineralogicky najbližšie k pôvodnému ma-

teriálu, z ktorého sa vytvorili asteroidy (McSween, 1979). Ďalší problém súvisiaci s rozčlenením do šiestich petrografických typov je, že členenie ignoruje úlohu, ktorú zohrávajú impakty pri modifikovaní a zmiešavaní chondritického materiálu. Veľa chondritov sú prakticky brekcie s úlomkami materiálu, ktorý prešiel rôznymi typmi alterácie a majú rozdielnu metamorfnú históriu. Môže sa preto stať, že petrologické typy nám nepovedia nič o metamorfnej histórii celého chondritu, ale len jeho niektorých častí.

Kritériá na začlenenie do petrologických typov boli prvý raz publikované v práci Van Schmus & Wood (1967) a odvtedy sa veľmi nezmenili.

Chondrity typov 1 a 2

Okolo zaradenia chondritov petrologických typov 1 a 2 je veľa nejasností. Nie sú jasne späté so žiadnou z najväčších skupín, ani CI, ani CM. Rôzni autori zastávajú rozdielne kritériá. Napr. typ 1 môže znamenať chondrity podobné chondritom zo skupiny CI1, alebo na uhlík bohatých CI1, alebo jednoducho že všetky chondrule v nich boli úplne alterované. Od obdobia štúdia pôvodných chondritov zo skupín CI a CM (viď Zolensky & McSween, 1988), boli opísané aj chondrity zo skupiny CM1 (Zolensky et al., 1997), ako aj niekoľko chondritov zo skupín CI, či CM, ktoré boli metamorfované po alterácii, ale neboli priradené k žiadnemu petrologickému typu. Chondrity zo skupiny CR2, ktoré obsahujú množstvo železa a niklu predstavujú najmenej alterované chondrity typov 1 a 2 a poskytujú výnimočný pohľad na charakter zložiek pôvodnej hmloviny. Prvým rozoznaným bol meteorit Renazzo, avšak sú ešte dva zo skupiny CR2, vrátane meteoritu PCA 91082, ktoré sú najmenej alterované (Wood, 1967; Krot et al., 2002b). Chondrit typu 1, GRO 95577 je najviac alterovaným chondritom zo skupiny CR (Weisberg & Prinz, 2000). Nakoľko jestvujú len dva chondrity zo skupín CR1 a CR3, výraz chondrity skupiny CR sa najviac používa skôr ako synonymum pre chondrity podskupiny CR2. Podobne aj CM sa používa najmä pre chondrity podskupiny CM2.

Chondrity typu 3

Chondrity typu 3 majú veľmi rôznorodé minerálne zloženie a preto boli rozdelené do niekoľkých skupín. Chondrity skupín CO3, H3, L3 a LL3, ktoré boli rozdelené do podtypov 3.0–3.9, vykazujú koreláciu medzi minerálnym zložením a koncentráciou uhlíka a vysoko prchavých prvkov, čo môže byť zapríčinené metamorfózou. Tieto podtypy boli prvý raz definované pre obyčajné chondrity. Vyčlenenie bolo založené na základe ich citlivosti na termoluminiscenciu, ktorá odráža mieru rastu plagioklasov v mezostázach chondrúl (Sears & Hasan, 1987; Sears et al., 1991, 1995). Mnohé zvyšné vlastnosti systematicky varírujú s postupujúcou metamorfózou a preto sa využívali na priradenie k jednotlivým podtypom; ide napríklad o chemické zmeny v olivínových chondrulách, chemická homogenizácia olivínov (Obr. 2.14), pomery FeO/(FeO+MgO) v matrix (Huss et al., 1981), strata uzavrenín vzácnych plynov a strata uhlíka (Sears & Hasan, 1987), úroveň chrómu v zrnách železa a niklu (Scott & Jones, 1990) a narastanie železitého olivínu v améboidných olivinických agregátoch (Chizmadia et al., 2002). Zvlášť v nižších podtypoch chondritov je dokázané, že vodné fluidá vytvorili chemicky rovnovážny stav a alteráciu v mezostázach chondrúl (Brearley & Jones, 1998; Tomeoka & Itoh, 2004), v CAI inklúziách (Russell et al., 1998) a v matrix. So vzrastajúcou metamorfózou došlo k strate fluíd z materských telies. Účinky metamorfózy sú oveľa komplikovanejšie u chondritov skupiny CV3. Preto sú podtypy vyčlenené na základe termoluminiscencie menej využiteľné (Guimon et al., 1995; Krot et al., 1995) a úroveň kryštalinity uhlíkatého materiálu sa zdá byť vhodnejším kritériom (Bonal et al., 2006). Tento parameter tiež naznačuje, že meteorit Allende sa zohrial nad úroveň typu 3.6 a nemožno ho naďalej považovať za neporušený chondrit. Hoci chondrity typu 3 predstavujú najmenej alterované a metamorfované chondrity, len málo z nich sa dnes považuje za relatívne neporušené vzorky. Všetky majú zložky, ktoré boli porušené prostredím v asteroidoch. K najneporušenejším patria skupiny CBb3 a CH3, meteority Vigarano a Leoville (CV3), ALHA77307 (CO3.0), Semarkona (LL3.0), Kakangari (K3), a dva nezaradené uhlíkaté chondrity Acfer 094 a Adelaide. Pre vyčlenenie najmenej premenených chondritov boli na zák-

lade koncentrácií Cr_2O v chondrovom olivíne s menej než 2 % FeO rozčlenené podtypy 3.0 a 3.1 na 3.00 až 3.15 (Grossman & Brearley, 2005). Tieto údaje potvrdzujú, že meteority Acfer 094 a ALHA77307 patria k najmenej metamorfovaným chondritom. Chondrule v chondritoch typu 3, v obyčajných chondritoch a chondritoch skupín K, CO a CV boli pravdepodobne zohriate pri teplote okolo 400–600 °C počas vyše milióna rokov, nakoľko obsahujú kamacit a taenit, ktoré sú pri týchto teplotách v rovnovážnom stave (Keil, 2000). Chondrity skupín CH3 a CB3 však obsahujú martensit, ktorý sa neodmiešal do kamacitu a taenitu a má zachovanú chemickú zonálnosť, ktorá sa vytvorila ešte pred akréciou (Meibom et al., 1999, 2000; Krot et al., 2002b). Štúdie kovových fáz pomocou elektrónového mikroskopu indikujú, že chondrity zo skupiny CH3 sa nezohriali nad 300 °C v období vyše roka a pravdepodobne boli vystavené oveľa nižším teplotám (Reisener et al., 2000).

Chondrity typov 4–6

Obyčajné chondrity typov 4-6, ktoré sa nazývajú rovnovážne chondrity, pravdepodobne predstavujú izochemickú metamorfnú sekvenciu. Typy 4 a 5 boli zohriate na 500–800 °C a typ 6 na 800–1000 °C (viď Keil, 2000). Avšak Wlotzka (2005) uvádza podobné teploty získané pomocou olivínovo-chrómspinelového termometra: 700–800 °C pre typy 4–6 obyčajných chondritov. Podľa jeho názoru ide o teploty zodpovedajúce najvyššej metamorfóze. Najvýraznejšie metamorfné účinky vidno na zväčšovaní zŕn a raste živcových, chromitových a fosfátových kryštálov. Niektoré chondrity typov 4-6 nie sú len jednoduché premenené horniny. Ide o fragmentárne, či regolitické brekcie z fragmentov hornín, ktoré boli premenené ešte pred spojením (Rubin, 1990). V týchto prípadoch môže byť petrologický typ len merítkom metamorfnej histórie väčšiny materiálu v hornine. Rubin (2002, 2003, 2004) navyše uvádza, že prakticky všetky obyčajné chondrity typov 5 a 6 prešli šokovou metamorfózou a neskôr sa spiekli. Veľa z nich zažilo viaceré epizódy šokovej metamorfózy a spekania pôsobením impaktov. V každej zo

skupín obyčajných chondritov sa o málo, ale systematicky zvyšujú koncentrácie FeO v olivínoch a pyroxénoch s narastajúcim petrologickým typom. Je to pravdepodobne spôsobené oxidáciou kovu malými množstvami vodnej pary počas metamorfózy (McSween & Labotka, 1993). V halite v dvoch chondritoch skupiny H (regolitové brekcie) sa našli fluidné inklúzie, ktoré môžu pochádzať z asteroidálnych fluíd, či ľadových impaktov (viď Rubin et al., 2002). Kritériá pre zaradenie typov 4-6 boli založené výlučne na vlastnostiach skupín chondritov H, L a LL typov 3–6 a väčšinu z nich nemožno použiť pre uhlíkaté a enstatitové chondrity, ktoré prešli procesmi v asteroidoch. Pre tieto chondrity boli petrografické typy stanovené takmer výlučne na základe stupňa ohraničenia chondrúl. V prípade, že chondrule boli zmazané rekryštalizáciou spôsobenou dlhším ohrevom je petrologický typ dobrým vodítkom k interpretácii metamorfnej histórie. Avšak v chondritoch skupín EH4–6 a EL4–6 chýba dôkaz o jednoduchej termálnej metamorfóze. Vysoké rýchlosti chladnutia zaznamenané v sulfidoch a mnohé príklady ohrevu impaktmi naznačujú, že v prípade enstatitových chondritov boli impaktové procesy dôležitejším zdrojom tepla, než rozpad izotopu 26Al (Zhang et al., 1996; Rubin et al., 1997; Lin & Kimura, 1998). Chondrity skupiny R vykazujú veľmi časté znaky brekciácie. Hoci niektoré z nich boli zaradené do podskupín R4 (alebo R3), všetky pravdepodobne predstavujú brekcie petrologických typov 3–5, alebo 3–6 (Bischoff, 2000).

Termálna história a modelovanie

Pre porozumenie geologických procesov prebiehajúcich na chondritických telesách a odhadu ich rozmerov musíme skúmať termálnu históriu vzoriek chondritov, ktoré neprešli žiadnou, alebo len veľmi slabou šokovou metamorfózou. Najjednoduchšie metamorfované chondrity sú obyčajné chondrity, čomu nasvedčujú nasledovné indície: (1) minerálne rovnovážne teploty (napr. McSween & Patchen, 1989), (2) rádiometrické veky datujúce ochladenie pod izotopovú uzatváraciu teplotu minerálov, ako napr. pri systémoch izotopov ^{20}7Pb–^{206}Pb, ^{40}K–^{39}Ar

a ^{87}Rb–^{87}Sr (napr. Trieloff et al., 2003) a (3) určenie rýchlosti chladnutia na základe stôp štiepenia plutónia (Lipschutz et al., 1989), ako aj metalografické rýchlosti chladnutia (Taylor et al., 1987). Veky chladnutia stanovené metalografiou, ktoré sa pohybujú v rozmedzí 1–103 °C za milión rokov, pri teplotách 400–500 °C sú porovnateľné s rýchlosťou chladnutia 100–500 °C určených pomocou stôp štiepenia. Tretia metóda, založená na usporiadanosti Fe-Mg v ortopyroxénoch poskytla rýchlosti chladnutia v rozmedzí 340–480 °C, ktoré sú systematicky o niekoľko rádov vyššie (Folco et al., 1997), pravdepodobne preto, lebo metamorfóza nebola dostatočná na zmenu usporiadanosti zaznamenanej počas vytvorenia chondrúl (Artioli & Davoli, 1994). Rýchlosť chladnutia možno tiež vypočítať z rádiometrických datovaní zŕn minerálov, ktoré sa izotopovo uzatvárajú pri rôznych teplotách (Bogard, 1995; Ganguly & Tirone, 2001; Amelin et al., 2005). Veky metamorfózy obyčajných chondritov získaných Pb-Pb metódou z fosfátov zo siedmich chondritov skupín H4–6 sa pohybujú od 4.50 do 4.56 miliardy rokov (Göpel et al., 1994), zatiaľ čo ich Ar–Ar veky sa pohybujú od 4.45 do 4.53 miliardy rokov (Trieloff et al., 2003). Dva chondrity zo skupiny H4, s metalografickými rýchlosťami chladnutia 103 °C za milión rokov majú najstaršie veky, zatiaľ čo chondrity zo skupiny H6, s rýchlosťou chladnutia približne 10 °C za milión rokov sú najmladšie. Negatívna korelácia medzi vekom a metamorfným typom u týchto siedmich chondritov je vysvetliteľná tzv. modelom cibuľovej šupky, v ktorom hĺbka pochovania koreluje s petrologickým typom. Avšak Pb-Pb veky troch obyčajných chondritov typu 3 sú oveľa mladšie, než veky fosfátov z chondritov skupiny H6 a nespĺňajú úplne podmienky tohto modelu (Göpel et al., 1994). Vybrané chondrity skupiny H4 tiež nemusia byť reprezentatívne (Wlotzka, 2005). Metalografické veky chladnutia pre množstvo obyčajných chondritov, ktoré neprešli šokovou metamorfózou nevykazujú žiadnu koreláciu medzi rýchlosťou chladnutia a petrologickým typom (Taylor et al., 1987), čo naznačuje, že ak boli petrologické typy niekedy usporiadané nad sebou vo vrstvách, ich materské telesá museli byť fragmentované a neskôr scelené impaktmi, počas chladnutia z najvyšších metamorfných teplôt (Grimm, 1985). Regolitové brekcie vykazujú extrémne rôzne rýchlosti chladnutia zŕn kovov od 1 do 10^3 °C za milión rokov, čo naznačuje, že telesá obyčajných chondritov boli po metamorfóze premiešané, takže materiál

z rôznych hĺbok mohol byť navzájom skombinovaný (Williams et al., 1999). Na základe termálnych modelov možno výpočtami odvodiť rozmery materských telies obyčajných chondritov, nakoľko časová škála chladnutia je ovplyvnená tepelnou vodivosťou suchého asteroidu veľkosti väčšej než 10–20 km (McSween et al., 2002). Tepelná vodivosť je však veľmi ovplyvniteľná porozitou, ktorá môže byť znížená zasintrovaním, alebo zvýšená impaktmi. Vrstva regolitu hrubá menej než 1 km môže výrazne znížiť rýchlosť chladnutia asteroidu a zvýšiť pripovrchový termálny gradient (Haack et al., 1990). Akridge et al. (1998) uvádzajú že chondrity skupiny H pochádzajú z hĺbok menších než 10 km z asteroidu s priemerom 100 km, pričom materiál z týchto hĺbok doposiaľ nebol vzorkovaný. Bennett & McSween (1996) však uvádzajú, že sú k dispozícii kompletné vzorky z telies s priemermi približne 80-95 km, ktoré predstavujú materské telesá chondritov skupín H a L.

Pre skupiny chondritov bohatých na prchavé prvky, ako sú CI a CM chondrity, sú výpočty termálnej histórie odvodené z vekov karbonátov a izotopov kyslíka. Veky získané z karbonátov naznačujú, že alterácia sa začala skoro, už po vytvorení CAI inklúzií a trvala približne 20 miliónov rokov (Endress et al., 1996; Brearley et al., 2001). Údaje z izotopov kyslíka poskytujú teploty závislé na modeli pod 50 °C (viď. McSween et al., 2002). Modelovanie metamorfózy „mokrých“ asteroidov je oveľa komplikovanejšie, pričom sa musí brať do úvahy tok fluíd, chemické a minerálne zmeny počas metamorfózy a exotermické serpentinizačné reakcie (napr. Wilson et al., 1999; Cohen & Coker, 2000; Young, 2001; Young et al., 2003). McSween et al. (2002) zastávajú názor, že termálna regulácia za prítomnosti ľadu a vody zabraňovala vysokoteplotnej metamorfóze v telesách uhlíkatých chondritov. Avšak niektoré chondrity zo skupín CV a CK boli určite zohriate nad 500 °C.

Impaktové procesy v chondritických asteroidoch

Impakty spôsobujú fragmentáciu, zmiešavanie, modifikovanie, pretavovanie, stratu prchavých prvkov a litifikáciu chondritického materiálu. Asteroidy podstúpili nárazy impaktov počas svojho vývoja pri akrécii, počas alterácie a metamorfózy, ako aj počas 4.5 miliardy rokov, odkedy boli ich materské telesá zohriate. Prehľad o impaktových procesoch v obyčajných chondritoch podávajú Stöffler et al. (1991), v uhlíkatých chondritoch Scott et al. (1992) a v enstatitových chondritoch Rubin et al. (1997). Experimentálnymi štúdiami impaktného metamorfizmu obyčajných chondritov sa zaoberali Schmitt (2000) a Langenhorst et al. (2002), chondritov skupiny CV Nakamura et al. (2000) a chondritov skupiny CM Tomeoka et al. (1999). Prehľad evidencie impaktových procesov chondritických a iných asteroidov z meteoritov podávajú Keil et al. (1994) a Scott (2002). Vysokotlakové minerály zo žiliek vzniknutých pri šokovej metamorfóze v chondritoch tiež poskytujú údaje o stabilite minerálov v hĺbkach Zeme (Stöffler, 1997). Zástancovia impaktového ohrevu chondritov poukazujú najmä na chondrit Portales Valley, ktorý predstavuje brekciu zloženú z klastov skupiny H6, zasadených do matrix z jednorazovo roztaveného železa a niklu, ktoré ochladli pomaly a vytvorili Widmanstättove obrazce (Rubin et al., 2001). Gaffey & Gilbert (1998) usudzujú, že roztavený kov v materskom telese skupiny H pochádza z kovovej vrstvy vytvorenej impaktmi, alebo je rezíduom z impaktných telies bohatých na kov a že železité meteority skupiny IIE taktiež pochádzajú z tejto taveniny. Vzťah k meteoritu Portales Valley a IIE železitých meteoritov je však zatiaľ nejasný, lebo asteroidy sa považujú za príliš malé na to, aby v nich impakty mohli vytvoriť roztavené vrstvy (Keil et al., 1997). Meteorit Portales Valley mohol byť prehriaty rádiogénnymi procesmi ešte pred impaktom (Ruzicka et al., 2005).

OTÁZKA MOŽNÉHO VZNIKU CHONDRÚL ZA PÔSOBENIA ELEKTRICKÝCH VÝBOJOV

Vzhľadom na to, že táto publikácia sa zaoberá teóriou o začiatku kumulácie materiálu v protoplanetárnom oblaku pomocou magnetizácie feromagnetických čiastočiek vplyvom elektrických výbojov, je nutné spomenúť, že niektorí vedci sa už niekoľko desaťročí pokúšajú objasniť vznik chondrúl a chondritov podobným spôsobom.

Horányi et al. (1995) uvádzajú, že chondrule majú väčšinou rozmery menšie než 1 mm a je na nich patrné, že vznikli veľmi rýchlym nahriatím a utuhnutím materiálu, ešte pred inkorporovaním do telesa meteoritu. Grossman et al. (1988) spracovali prehľad o vzniku chondrúl. Uvádzajú, že vlastnosti chondrúl, najmä ich petrografické zloženie a veľkosť, sú veľmi heterogénne a vznikli pravdepodobne v rôznych častiach Slnečnej sústavy. Aj CAI inklúzie materiál majú okolo seba lemy, ktoré poukazujú na natavenie materiálu (Morfill et al., 1993). Grossman (1988) vymenoval rôzne teórie o vzniku chondrúl, avšak autori uvádzajú, že mnohé z nich nespĺňajú dané kritériá. Najlepšie podmienkam vyhovujú tri spôsoby vzniku. Z nich zohriatie plynnými výtryskami a magnetická rekonekcia boli už numericky modelované. Tretím spôsobom sú bleskové výboje v protoplanetárnom oblaku (Cameron, 1966; Whiple, 1966). Grossman (1988) ponúka aj ich numerický model. Rotácia plynovo-prachového mračna môžu viesť k separácii elektrostatického náboja (Morfill et al., 1993), avšak vytvorenie veľkého elektrostatického potenciálu je limitované vodivosťou plynu (vďaka ionizácii kozmickým žiarením a rádioaktívnemu rozpadu), prítomnosťou gravitačnej energie, ktorá je zodpovedná za separáciu náboja, ako aj schopnosť rozkladu plynov. Na začiatku výboja dôjde k akcelerácii elektrónov až do veľkosti potrebnej na ionizáciu materiálu. Následne vznikne lavína elektrónov, ktorá spôsobí uvoľnenie tohto veľkého odseparovaného náboja. Je ťažké urobiť numerickú kalkuláciu a opis výboja, nakoľko nejestvujú ani práce týkajúce sa pozemských atmosférických bleskov. Je však isté, že nezávisle na spôsobe, ako sa výboj vygeneruje, musí po sebe zanechať stĺpec vysoko

ionizovanej plazmy. Kalkulácie týkajúce sa tohto javu sú cieľom článku. Horányiho et al. (1995). V závere autori zhrňujú, že rýchle nahriatie a roztavenie chondrule vplyvom bleskového výboja je reálna. Blesky vznikajú v častiach protoplanetárneho oblaku, ktoré sú hustejšie a častice v nich majú variabilnú veľkosť. Model ukázal, že častice, ktoré sú menšie než minimálna veľkosť chondrúl sa nezachovávajú. Dôjde k ich úplnému vypareniu a premene na plynné zložky. Autori sa zmieňujú aj o iných aspektoch, ktoré môžu pri výboji vzniknúť (Grossman et al., 1988). Blesk môže generovať magnetické pole, ktoré môže byť „fosilizované" v tuhnúcich zrnách. Navyše intenzívne UV prostredie vo výbojovom kanáli môže spôsobiť izotopovú frakcionáciu, ktorá nie je závislá od hmotnosti (napr. v podobe destilácie). Čiže pri výboji môže dochádzať k zmene izotopového pomeru v zasiahnutom materiáli. Autori sa zmieňujú o príprave experimentov, ktoré by mohli potvrdiť ich kalkulácie. Podrobné numerické kalkulácie možnosti vzniku chondrúl pomocou bleskov podávajú aj Pilipp et al. (1998). Rubin (2000) vo svojom prehľade tiež udáva rôzne možné spôsoby vzniku chondrúl, ktoré podrobne rozoberá. Podrobnou analýzou došiel k názoru, že všetkým kritériám zodpovedajú asi štyri možné spôsoby vzniku, medzi ktorými je aj vznik vplyvom elektrickými výbojmi.

Teóriu o vzniku chondrúl pomocou bleskov sa niektorí autori pokúšali overiť aj experimentálne. Wdowiak (1983) uvádza, že už Whiple (1966) prišiel prvý s myšlienkou vesmírnych bleskov a ohriatia prachového materiálu tzv. pinch-efektom, ako pri zváraní elektrickým oblúkom. Jeho teóriu rozvinul do detailov Cameron (1966). Neskôr Whiple (1975) uverejnil výsledky experimentov v Salisbury, keď sa použil granitový prach a výboje prírodných bleskov. Ústne podania niektorých vedcov však uvádzajú, že sa im však chondrule vyrobiť nepodarilo. Wdowiak (1983) použil na experimenty rozomletý prášok z meteoritu Allende. Experiment prebiehal za výbojov 5 kJ, za pomoci 45 mikrofaradovej batérie kondenzátorov nabitej na 15 kV, pri tlaku 0.35 torrov, cez elektródovú štrbinu (Obr. 2.15.). Meteoritický materiál bol zavesený v chumáči vaty (predtým bol namočený do vody, následne do prachu a visel v prístroji asi 20 minút, kým sa batéria kondenzátorov nabíjala). Na základe výpočtov z magnetického a plynného

tlaku sa vyrátalo, že teplota výboja dosahovala 103-104 K. Zohriaty materiál potom padal 1.5 m dolu a ochladzoval sa vyžarovaním. Materiál napokon padol do lievika, ktorý ústil do nádoby. Výsledky experimentu ukázali, že prach sa spojil do sférických útvarov veľkosti 10-200 mikrónov, zvyšok sa len zlepil. Po separácii sferúl boli tieto vybrúsené, aby sa odhalila ich vnútorná štruktúra. Brúsenie odhalilo bublinovitú štruktúru sferúl (Obr. 2.16.). Bubliny boli viditeľné aj na povrchu ešte pred brúsením. Bubliny jednoznačne vznikli vďaka prítomnosti prchavých látok, zrejme zvyškov vody z chumáča vaty. Experiment ukázal, že aj pravé chondrule by boli bublinovité, ak by vznikli za pomoci bleskov, lebo v plynovo-prachovom mračne boli prchavé látky určite prítomné. To podľa autora značí, že vznik chondrúl bleskom možno vylúčiť. Namiesto toho autor preferuje impaktný model prezentovaný Kieferom (1975), ktorý má mnohé podobné črty, čiže impulzné zohriatie a rýchle ochladnutie. Sféruly vzniknuté impaktmi pri vysokých rýchlostiach tiež obsahujú chondrule, ako to bolo pozorované na povrchu Mesiaca (von Englehart & Stöffler (1970). Podobný efekt by mal aj model Claytona (1980), zahrňujúci vysoko exotermické reakcie. Následne autor prepočítava podmienky zachovania bublín pri chladnutí roztaveného materiálu. Bubliny sú všeobecne väčšie než by boli, keby vznikli pri zmršťovaní chladnúcich plynov. Z toho vyplýva, že tuhý materiál vychladol omnoho rýchlejšie. Následne autor porovnáva výsledky s výsledkami z povrchu Mesiaca. Ta sa tiež našli sféruly s bublinami, ale aj bez bublín. Tie bez bublín pravdepodobne vznikli z materiálu neobsahujúceho prchavé látky. To platí aj o roztavenie bleskom – len materiál bez prchavých látok môže produkovať sféruly bez bublín. Chondrule bez bublín museli podľa autora chladnúť dlhšie, resp. byť dlhšie vystavené zvýšenej teplote, než by bolo pri chladnutí v otvorenom vesmíre (Planner & Keil, 1982; King, 1982). V závere autor uvádza, že výsledky experimentov naznačujú, že chondrule vznikli neimpulzívnym spôsobom, ako napr. v zohriatom plyne, pri iónovom bombardovaní, alebo elektromagnetickom zohrievaní. Vesmírne blesky chceli využiť aj Miller et al. (1976) na vysvetlenie vzniku aminokyselín v uhlíkatých chondritoch (tzv. Millerova syntéza). Vzhľadom na výsledky týchto experimentov však treba podľa Wdowiaka (1983) reálnosť vesmírnych bleskových výbojov prehodnotiť.

Podobnými experimentami sa zaoberali aj Güttler et al. (2008). Na experimenty použili vzorky silikátového a kovového prachu, ktoré vystavili elektrickým výbojom s energiou 120 až 500 J, za tlaku vzduchu medzi 10 a 105 Pa (Obr. 2.17.). Výsledkom bolo, že vzorky prachu boli väčšinou fragmentované a väčšia časť nebola termálne postihnutá, nakoľko došlo k okamžitej explózii a rozmetaniu prachovej vzorky. Len menšia časť, ktorá ostala, tvorila stmelené agregáty veľkosti 50 až 500 μm (Obr. 2.18.). Pri niektorých experimentoch sa podarilo vytvoriť sférulky z taveniny (Tab.3), ktoré mali rozmery ≤ 180 μm a väčšinou obsahovali vnútorné dutinky (Obr. 2.19.). Sférulky sa najčastejšie vytvorili z kovového niklu. Podobne ako Wdowiak (1983), aj autori týchto experimentov na záver konštatovali, že podľa ich názoru je vznik chondrúl vplyvom elektrických výbojov, alebo bombardovaním časticami nepravdepodobný.

Na druhej strane jestvuje niekoľko autorov, ktorí vznik elektrickým výbojom radia medzi najviac pravdepodobne. Okrem vyššie uvedenej práce Rubin (2000), aj Jones et al. (2000) uvádzajú elektrické výboje medzi troma najpravdepodobnejšími spôsobmi vzniku chondrúl. Ako príklad uvádzajú podobnosť štruktúr olivínu vzniknutého z materiálu vystaveného elektrickým výbojom s reálnymi štruktúrami olivínov v chondritoch (Obr. 2.20., 2.21.).

LITERATÚRA

Akridge, G., Benoit, P. H., Sears, D. W. G., 1998, Icarus, 132, 185.

Alègre, C.J., 1982, In: Formation of planetary system (ed. A. Brahic.). Centr. Nat. d'Et. Spat., Paris, 283.

Alexander, C. M. O'D., Boss, A. P., Carlson R. W., 2001, Science, 293, 64.

Amari, S., Lewis, R. S., Anders, E., 1995, Geochim. Cosmochim. Acta, 59, 1411.

Amelin, Y., Ghosh, A., Rotenberg, E., 2005, Geochim. Cosmochim. Acta, 69, 505.

Anders, E., Kerridge, J. F., 1988, In: Meteorites and the Early Solar System (eds. J. F. Kerridge and M. S. Matthews). University of Arizona Press, Tucson, AZ, pp. 1155–1186.

Artioli, G., Davoli, G., 1994, Earth Planet. Sci. Lett., 128, 469.

Begemann, F., 1980, Rep. Prog. Phys., 43, 1309.

Bell, J. F., Davis, D. R., Hartmann, W. K., Gaffey, M. J., 1989, In: Asteroids II (eds. R. P. Binzel, T. Gehrels, and M. S. Matthews). University of Arizona Press, Tucson, AZ, 921–945.

Bennett, M. E., McSween, H. Y., Jr., 1996, Meteorit. Planet. Sci., 31, 783.

Bernatowicz, T. J., Bradley, J., Amari, S., Messenger, S., Lewis, R., 1999, In: Lunar and Planetary Science XXX, Abstract #1392. Lunar and Planetary Institute, Houston (CD-ROM).

Bernatowicz, T. J., Messenger, S., Pravdivtseva, O., Swan, P., Walker, R. M., 2003, Geochim. Cosmochim. Acta, 67, 4679.

Binzel, R. P., Lupishko, D. F., Martino, M. D., Whiteley, R. J., Hahn, G. J., 2002, In Asteroids III (ed. R. P. Binzel). University of Arizona Press, Tucson, AZ, 255–271.

Bischoff, A., 2000, Meteorit. Planet. Sci., 35, 699.

Bischoff, A., Scott, E.R.D., Metzler, K., Goodrich, C.A., 2006, In: Meteorites and the Early Solar System II (eds. D. S. Lauretta and H. Y. Jr. McSween). University of Arizona Press, Tucson, AZ, 679.

Bizzarro, M., Baker, J. A., Haack, H., Lundgaard, K. L., 2005, Astrophys. J., 632, L41–L44.

Bogard, D. D., 1995, Meteoritics, 30, 244.

Bonal, L., Quirico, E., Bourot-Denise, M., Montagnac, G., 2006, Geochim. Cosmochim. Acta, 70, 1849.

Boss, A.P., Goswami, J.N., 2006, In: Meteorites and the Early Solar System II (eds. D. S. Lauretta and H. Y. Jr. McSween). University of Arizona Press, Tucson, AZ, 171.

Brearley, A. J., Jones, R. H., 1998, In: Planetary Materials (ed. J. J. Papike). Rev. Mineral., 36, 313.

Brearley, A. J., Hutcheon, I. D., Browning, L., 2001, In: Lunar Planet. Sci. XXXII, #1458. The Lunar and Planetary Institute, Houston (CD-ROM).

Burbine, T. H., McCoy, T. J., Meibom, A., Gladman, B., Keil, K., 2002, In: Asteroids III (ed. R. P. Binzel). University of Arizona Press, Tucson, AZ, 653–666.

Cameron, A.G.W., 1966, Earth Planet. Sci. Lett., 1, 93.

Campins, H., Swindle, T. D., 1998, Meteorit. Planet. Sci., 33, 1201.

Cassen, P., 2001a, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., A 359, 1935.

Cassen, P., 2001b, Meteorit. Planet. Sci., 36, 671.

Clayton, D. D., 1980, Astrophys. J., 239, L37-L41.

Clayton, R. N., 1993, Annu. Rev. Earth Planet. Sci., 21, 115.

Cohen, B. A., Coker, R. F., 2000, Icarus, 145, 369.

Croat, T. K., Bernatowicz, T., Amari, S., Messenger, S., Stadermann, F. J., 2003, Geochim. Cosmochim. Acta, 67, 4705.

Ebel, D. S., Grossman, L., 2000, Geochim. Cosmochim. Acta, 64, 339.

Endress, M., Zinner, E., Bischoff, A., 1996, Nature, 379, 701.

Folco, L., Mellini, M., Pillinger, C. T., 1997, Meteorit. Planet. Sci., 32, 567.

Gaffey, M. J., Gilbert, S. L., 1998, Meteorit. Planet. Sci., 33, 1281.

Ganguly, J., Tirone, M., 2001, Meteorit. Planet. Sci., 36, 167.

Gounelle, M., Spurny, P., Bland, P. A., 2006, Meteorit. Planet. Sci., 41, 135.

Göpel C., Manhès, G., Allègre, C. J., 1994, Earth Planet. Sci. Lett., 121, 153.

Graf, T., Marti, K., 1994, Meteoritics, 29, 643.

Graf, T., Marti, K., 1995, J. Geophys. Res., 100, 21247.

Grimm, R. E., 1985, J. Geophys. Res., 90, 2022.

Grossman, J. N., Brearley, A. J., 2005, Meteorit. Planet. Sci., 40, 87.

Grossman, L., Larimer, J. W., 1974, Rev. Geophys. Space Phys., 12, 71.

Grossman, J. N., Rubin, A. E., Nagahara, H., King, 1988, In: Meteorites and the Early Solar System. (eds: J. F. Kerridge and M. S. Matthews):University of Arizona Press, Tucson, 619-659.

Guimon, R. K., Symes, S. J. K., Sears, D. W. G., Benoit, P. H., 1995, Meteoritics, 30, 704.

Güttler C., Poppe T., Wasson J.T., Blum J., 2008, Icarus, 195, 504.

Haack, H., Taylor, G. J., Scott, E. R. D., Keil, K., 1992, Geophys. Res. Lett., 19, 2235.

Haack, H., Warren, P. H., Rasmussen, K. L., 1990, J. Geophys. Res., 95, 5111.

Hiroi, T., Zolensky, M. E., Pieters, C. M., 2001, Science, 293, 2234.

Horányi, M., Morfill, G., Goertz, C.K., Levy, E.H., 1995, Icarus, 114, 174.

Hsieh, H. H., Jewitt, D., 2006, Science, 312, 561.

Hsu, W., Wasserburg, G. J., Huss, G. R., 2000, Earth Planet. Sci. Lett., 182, 15.

Huss, G. R., Keil, K., Taylor, G. J., 1981, Geochim. Cosmochim. Acta, 45, 33.

Hutchison, R., Bevan, A. W. R., Agrell, S. O., Ashworth, J. R., 1979, Nature, 280, 116.

Chapman, C. R., 2004, Annu. Rev. Earth Space Sci., 32, 539.

Chizmadia, L. J., Rubin, A. E., Wasson, J. T., 2002, Meteorit. Planet. Sci., 37, 1781.

Choi, B. G., McKeegan, K. D., Krot, A. N., Wasson, J. T., 1998, Nature, 392, 577.

Ivan, P., 2008, Geochémia geologických procesov I. Metódy skúmania, kozmochémia, geochémia pevného zemského telesa. Vyd. UK, 130.

Jarosewich, E., 1990, Meteoritics, 25, 323.

Jones, T. D., Lebovsky, L. A., Lewis, J. S., Marley, M. S., 1990, Icarus, 88, 172.

Jones R., Lee T., Connolly H.C., Love S.G., Shang H., 2000, In: Protostars and Planets IV (eds: Manning V. et al.), University of Arizona, Tucson, 927.

Kallemeyn, G. W., Wasson, J. T., 1981, Geochim. Cosmochim. Acta, 45, 1217.

Kallemeyn, G. W., Rubin, A. E., Wasson, J. T., 1991, Geochim. Cosmochim. Acta, 55, 881.

Kallemeyn, G. W., Rubin, A. E., Wasson, J. T., 1994, Geochim. Cosmochim. Acta, 58, 2873.

Kallemeyn, G. W., Rubin, A. E., Wasson, J. T., 1996, Geochim. Cosmochim. Acta, 60, 2243.

Keil, K., 1989, Meteoritics, 24, 195.

Keil, K., 2000, Planet. Space Sci., 48, 887.

Keil, K., Haack, H., Scott, E. R. D., 1994, Planet. Space Sci., 42, 1109.

Keil, K., Stöffler, D., Love, S. G., Scott, E. R. D., 1997, Meteorit. Planet. Sci., 32, 349.

Kerridge, J. F., Matthews, M. S., 1988, Meteorites and the Early Solar System. Arizona State University, Tucson, 1269pp.

Kiefer, S. W., 1975, Science, 189, 333.

King, E. A., 1982, In: Proceedings of the 13th Lunar and Planetary Scientific Conference. J. Geophys. Res., 87, A429-A-434.

Kita, N. T., Huss, G. R., Tachibana, S., Amelin, Y., Nyquist, L. E., Hutcheon, I. D., 2005, In: Chondrites and the Protoplanetary Disk (eds. A. N. Krot, E. R. D. Scott, and B. Reipurth). Astron. Soc. Pacific Conf. Ser., 341, 558.

Kleine, T., Mezger, K., Palme, H., Scherer, E., Münker, C., 2005, Geochim. Cosmochim. Acta, 69, 5805.

Kong, P., Mori, T., Ebihara, M., 1997, Geochim. Cosmochim. Acta, 61, 4895.

Krot, A. N., Amelin, Y., Cassen, P., Meibom, A., 2005, Nature, 436, 989.

Krot, A. N., McKeegan, K. D., Leshin, L. A., MacPherson, G. J., Scott, E. R. D., 2002a, Science, 295, 1051.

Krot, A. N., Meibom, A., Weisberg, M. K., Keil, K., 2002b, Meteorit. Planet. Sci., 37, 1451.

Krot, A.N., Nagashima, K., Petaev, M..I., 2012, Geochim. Cosmochim. Acta, 83, 159.

Krot, A. N., Petaev, M. I., Scott, E. R. D., Choi, B.-G., Zolensky, M. E., Keil, K., 1998, Meteorit. Planet. Sci., 33, 1065.

Krot, A. N., Scott, E. R. D., Zolensky, M. E., 1995, Meteoritics, 30, 748.

Kunihiro, T., Rubin, A. E., McKeegan, K. D., Wasson J. T., 2004, Geochim. Cosmochim. Acta, 68, 2947.
Kurat, G., 1988, Proc Trans. Roy. Soc. Lond., A 325, 459.

Langenhorst, F., Poirier, J.-P., Deutsch, A., Hornemann, U., 2002, Meteorit. Planet. Sci., 37, 1541.

Larimer, J. W., 1967, Geochim. Cosmochim. Acta, 31, 1215.

Larimer, J. W., Anders, E., 1967, Geochim. Cosmochim. Acta, 31, 1239.

Larimer, J. W., Wasson, J. T., 1988, In: Meteorites and the Early Solar System (eds. J. F. Kerridge and M. S. Matthews). University of Arizona Press, Tucson, AZ, 394–415.

Liffman, K., Brown, M., 1996a, Icarus, 116, 275.

Liffman, K., Brown, M. J. I., 1996b, In: Chondrules and the Protoplanetary Disk (eds. R. H. Hewins, R. H. Jones, and E. R. D. Scott). Cambridge University Press, Cambridge, 285–302.

Lin, Y., Kimura, M., 1998, Meteorit. Planet. Sci., 33, 501.

Lipschutz, M. E., Gaffey, M. J., Pellas, P., 1989, In: Asteroids II (eds. R. P. Binzel, T. Gehrels, and M. S. Matthews). University of Arizona Press, Tucson, AZ, pp. 740–777.

Lodders, K., Fegley, B., Jr., 1998, The Planetary Scientist's Companion. Oxford University Press, 371pp.

Lodders, K., Osborne, R., 1999, Space Sci. Rev., 90, 289.

Luck, J. M., Ben-Othman, D., Barrat, J. A., Albarede, F., 2003, Geochim. Cosmochim. Acta, 67, 143.

Lugmair, G. W., Shukolyukov, A., 2001, Meteorit. Planet. Sci., 36, 1017.

Lyons, J. R., Young, E. D., 2005, Nature, 435, 317.

McSween, H. Y., Jr., 1979, Rev. Geophys. Space Phys., 17, 1059.

McSween, H. Y., Labotka, T. C., 1993, Geochim. Cosmochim. Acta, 57, 1105.

McSween, H. Y., Jr., Patchen, A. D., 1989, Meteoritics, 24, 219.

McSween, H.Y., Jr., Ghosh, A., Grimm, R. E.,Wilson, L., Young, E. D., 2002, In: Asteroids III (eds. W.F. Bottke Jr., A. Cellino, P. Paolicchi, and R. P. Binzel). University of Arizona Press, Tucson, AZ, 559–571.

Meibom, A., Clark, B. E., 1999, Meteorit. Planet. Sci., 34, 7.

Meibom, A., Desch, S. J., Krot, A. N., Cuzzi, J. N., Petaev, M. I., Wilson, L., Keil, K., 2000, Science, 288, 839.

Messenger, S., Sandford, S., Brownlee, D., 2006, In: Meteorites and the Early Solar System II (eds. D. S. Lauretta and H. Y. Jr. McSween). University of Arizona Press, Tucson, AZ, 187–208.

Miller, S. L., Urey H. C., Ora, J., 1976, J. Molec. Evolution, 9, 59.

Morfill, G., Spruit, H., Levy, E.H., 1993, In: Protostars and Planets III. (eds: E. H. Levy and J. I. Lunine)Univ. Arizona Press, pp. 939–978.

Nakamura, T., Tomeoka, K., Takaoka, N., Sekine, T., Takeda, H., 2000, Icarus, 146, 289.

Newton, J., Franchi, I. A., Pillinger, C. T., 2000, Meteorit. Planet. Sci., 35, 689.

Niemeyer, S., 1988, Geochim. Cosmochim. Acta, 52, 2941.

Ott, U., 1993, Nature 364, 25.

Palme, H., 2000, Space Sci. Rev., 92, 237.

Palme, H., 2001, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A 359, 2061.

Palme, H., Fegley, B., 1990, Earth Planet. Sci. Lett., 101, 180.

Palme, H., Larimer, J. W., Lipschutz, M. E., 1988, In: Meteorites and the Early Solar System (eds. J. F. Kerridge and M. S. Matthews). University of Arizona Press, Tucson, AZ, 436–461.

Patzer, A., Schultz, L., 2002, Meteorit. Planet. Sci., 37, 601.

Pauls, A., Gladman, B., 2005, Meteorit. Planet. Sci., 40, 1141.

Petaev, M. I., Wood, J. A., 2000, Meteorit. Planet. Sci., 33, 1123.

Pilipp,W., Hartquist, T. W., Morfill, G. E., Levy, E. H., 1998, Astron. Astrophys. 331, 121.

Planner, H. N., Keil, K., 1982, Geochim. Cosmochim. Acta, 46, 317.

Podosek, F. A., Ott, U., Brannon, J. C., Neal, C. R., Bernatowicz, T. J., Swan, P., Mahan, S. E., 1997, Meteorit. Planet. Sci., 32, 617.

Reisener, R., Meibom, A., Krot, A. N., Goldstein, J. I., Keil, K., 2000, In: Lunar Planet. Sci. XXXI, #1445. The Lunar and Planetary Institute, Houston (CD-ROM).

Rietmeijer, F. J. M., 1998, In: Planetary Materials (ed. J. J. Papike). Rev. Mineral., 36, 95.

Rietmeijer, F. J. M., 2002, Chem. Erde, 62, 1.

Rubin, A. E., 1990, Geochim. Cosmochim. Acta, 54, 1217.

Rubin, A. E., 1995, Icarus, 113, 156.

Rubin, A. E., 2000, Earth Sci. Rev., 50, 3.

Rubin, A. E., 2002, Geochim. Cosmochim. Acta, 66, 3327.

Rubin, A. E., 2003, Geochim. Cosmochim. Acta, 67, 2695.

Rubin, A. E., 2004, Geochim. Cosmochim. Acta, 68, 673.

Rubin, A. E., 2005, Sci. Am., 292, 80.

Rubin, A. E., Brearley, A. J., 1996, Icarus, 124, 86.

Rubin, A. E., Scott, E. R. D., Keil, K., 1997, Geochim. Cosmochim. Acta, 61, 847.

Rubin, A. E., Ulff-Møller, F., Wasson, J. T., Carlson,W. D., 2001, Geochim. Cosmochim. Acta, 65, 323.

Rubin, A. E., Zolensky, M. E., Bodnar, R. J., 2002, Meteorit. Planet. Sci., 37, 124.

Russell, S. S., Huss, G. R., Fahey, A. J., Greenwood, R. C., Hutchison, R., Wasserburg, G. J., 1998, Geochim. Cosmochim. Acta, 62, 689.

Ruzicka, A., Killgore, M., Mittlefehldt, D. W., Fries, M. D., 2005, Meteorit. Planet. Sci., 40, 261.

Sanders, I. S., 1996, In: Chondrules and the Protoplanetary Disk (eds. R. H. Hewins, R. H. Jones, and E. R. D. Scott), Cambridge University Press, 327.

Scott, E. R. D., 2002, In: Asteroids III (eds. W. F. Jr. Bottke, A. Cellino, P. Paolicchi, and R. P. Binzel). University of Arizona Press, Tucson, AZ, 697–709.

Scott, E. R. D., Jones, R. H., 1990, Cosmochim. Acta, 54, 2485

.

Scott E. R. D., Jones R. H., Rubin A. E., 1994, Geochim. Cosmochim. Acta, 58, 1203.

Scott, E. R. D., Krot, A. N., 2001, Meteorit. Planet. Sci., 36, 1307.

Scott, E. R. D., Krot, A. N., 2005, In: Chondrites and the Protoplanetary Disk (eds. A. N. Krot, E. R. D. Scott, and B. Reipurth). Astron. Soc. Pacific Conf. Ser., 341, 15.

Scott, E. R. D., Krot, A. N., 2007, In: Meteorites, Comets and Planets (ed. A. M. Davis) Chapter 1.07, Treatise on Geochemistry Update 1, Elsevier, 1-72.

Scott, E. R. D., Newsom, H., 1989, Z. Naturforsch. 44a, 924.

Scott, E. R. D., Keil, K., Stöffler, D., 1992, Geochim. Cosmochim. Acta, 56, 4281.

Scott, E. R. D., Taylor, G. J., Newsom, H., Herbert, F., Zolensky, M., and Kerridge, J. F., 1989, In: Asteroids II (eds. R. P. Binzel, T. Gehrels, and M. S. Matthews). University of Arizona Press, Tucson, AZ, pp. 701–739.

Sears, D. W. G., Hasan, F. A., 1987, Surv. Geophys., 9, 43.

Sears, D. W. G., Batchelor, D. J., Lu, J., Keck, B. D., 1991, Proc. NIPR Symp. Antarct. Meteorit., 4, 319.

Sears, D. W. G., Morse, A. D., Hutchison, R., Guimon, R. K., Jie, L., Alexander, C. M. O. D., Benoit, P. H., Wright, I., Pillinger, C., Xie, T., Lipschutz, M. E., 1995, Meteoritics, 30, 169.

Shu, F. H., Shang, H., Lee, T., 1996, Science, 271, 1545.

Shu, F. H., Shang, H., Gounelle, M., Glassgold, A. E., 2001, Astrophys. J., 548, 1029.

Scherstén, A., Elliott, T., Hawkesworth, C., Russell, S., Masarik, J., 2006, Earth Planet. Sci. Lett., 241, 530.

Schmitt, R. T., 2000, Meteorit. Planet. Sci., 35, 545.

Schulze, H., Bischoff, A., Palme, H., Spettel, B., Dreibus, G., Otto, J., 1994, Meteoritics, 29, 275.
Spurny, P., Oberst, J., Heinlein, D., 2003, Nature, 423, 151.

Stöffler, D., 1997, Science, 278, 1576.

Stöffler, D., Keil, K., Scott, E. R. D., 1991, Geochim. Cosmochim. Acta, 55, 3845.

Taylor, S. R., 2001, Solar System Evolution: A New Perspective. Cambridge University Press, Cambridge, 460 pp.

Taylor, G. J., Maggiore, P., Scott, E. R. D., Rubin, A. E., Keil, K., 1987, Icarus, 69, 1–13.

Thiemens, M. H., 1999, Science, 283, 341.

Tomeoka, K., Itoh, D., 2004 Meteorit. Planet. Sci., 39, 1359.

Tomeoka, K., Yamahana, Y., Sekine, T., 1999, Geochim. Cosmochim. Acta, 63, 3683.

Trieloff, M., Jessberger, E. K., Herrwerth, I., Hopp, J., Fiéni, C., Ghélis, M., Bourot-Denise, M., Pellas, P., 2003, Nature, 422, 502.

Van Schmus, W. R., Wood, J. A., 1967, Geochim. Cosmochim. Acta, 31, 747.

von Englehart, W., Stöffler, D, 1970, No. 09-123-e, Lit. Carl Zeiss, Oberkochen.

Wasson, J. T., 1985, Meteorites: Their Record of Early Solar System History. W. H. Freeman, New York.

Wasson, J. T., 2000, Rev. Geophys. Space Phys., 38, 491.

Wasson, J. T., Kallemeyn, G. W., 1988, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., A 325, 535.

Wdowiak, T. J., 1983, In: Chondrules and their origin. Lunar and Planetary Institute, Houston, 279-283.

Weisberg, M. K., Prinz, M., 1998, Meteorit. Planet. Sci., 33, 1087.

Whipple, F. L., 1966, Science, 153, 54.

Whipple, F. L., 1975, In: The Dusty Universe. (eds: G. B. Field and A. G. W. Cameron), Academic Press, New York, pp. 293-310.

Wieler, R., 2002, In: Noble Gases in Geochemistry and Cosmochemistry (eds. D. Porcelli, C. J. Ballentine, and R. Wieler). Rev. Mineral. Geochem., 125–170.

Williams, C. V., Keil, K., Taylor, G. J., Scott, E. R. D., 1999, Chem. Erde, 59, 287.

Wilson, L., Keil, K., Browning, L. B., Krot, A. N., Bourcier, W., 1999, Meteorit. Planet. Sci., 34, 541.

Wlotzka, F., 2005, Meteorit. Planet. Sci., 40, 1673.

Wolf, D., Palme, H., 2001, Meteorit. Planet. Sci., 36, 559.

Wood, J. A., 1967, Icarus 6, 1–49.

Wood, J. A., 2000, Space Sci. Rev., 92, 97.

Wood, J. A., 2004, Geochim. Cosmochim. Acta, 68, 4007.

Wood, J. A., Hashimoto, A., 1993, Geochim. Cosmochim. Acta, 57, 2377.

Woolum, D. S., Cassen, P., 1999, Meteorit. Planet. Sci., 34, 897.

Young, E. D., 2000, Earth Planet. Sci. Lett., 183, 321.

Young, E. D., 2001, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., A 359, 2095.

Young, E. D., Ash, R. D., England, P., Rumble, D., 1999, Science, 286, 1331.

Young, E. D., Zhang, K. K., Schubert, G., 2003, Earth Planet. Sci. Lett., 213, 249.

Yurimoto, H., Kuramoto, K., 2002, Meteorit. Planet. Sci., 37, A153.

Yurimoto, H., Wasson, J. T., 2002, Geochim. Cosmochim. Acta, 66, 4355.

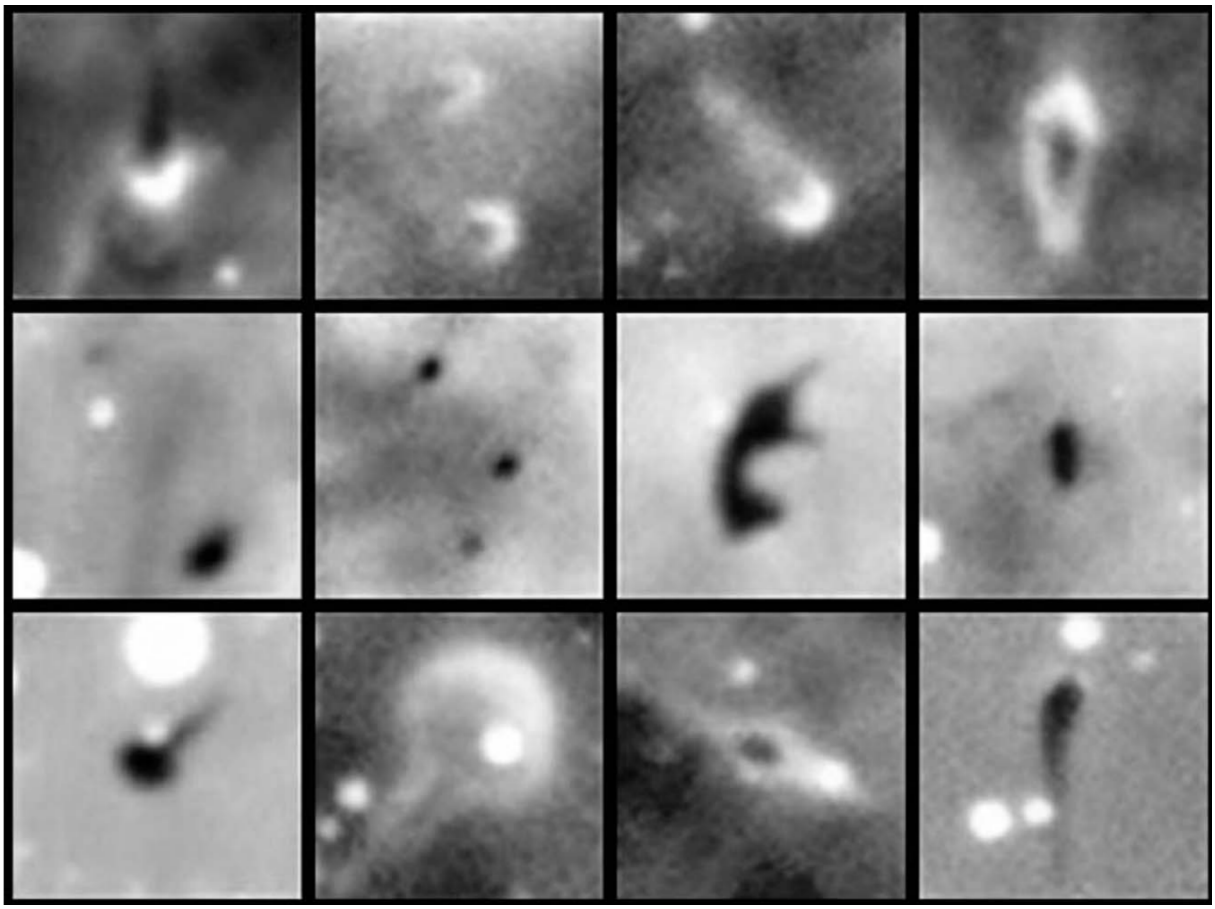
Yurimoto, H., Ito, M., Nagasawa, H., 1998, Science, 282, 1874.

Zhang, Y., Huang, S., Schneider, D., Benoit, P. H., DeHart, J. M., Lofgren, G. E., Sears, D. W. G., 1996, Meteorit. Planet. Sci., 31, 87.

Zinner, E., Göpel, C., 2002, Meteorit. Planet. Sci., 37, 1001.

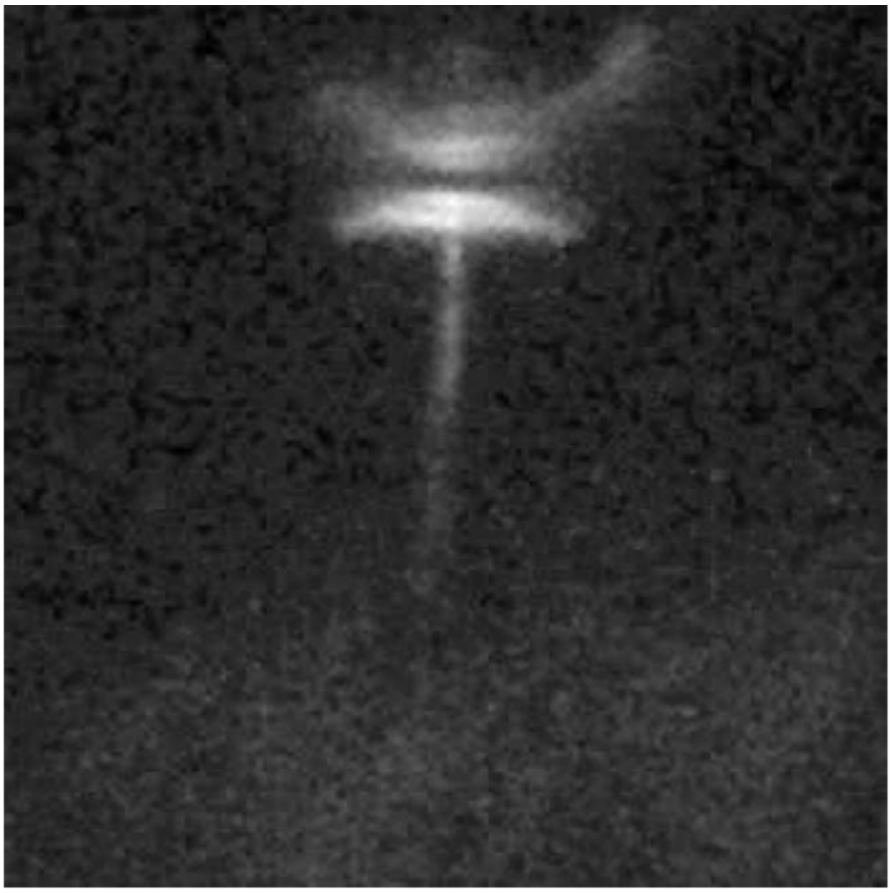
Zolensky, M. E., McSween, H. Y., Jr., 1988, In: Meteorites and the Early Solar System (eds. J. F. Kerridge and M. S. Matthews). University of Arizona Press, Tucson, AZ, pp. 114–143.

Zolensky, M. E., Mittlefehldt, D. W., Lipschutz, M. E., Wang, M.-S., Clayton, R. N., Mayeda, T. K., Grady, M. M., Pillinger, C., and Barber, D., 1997, Geochim. Cosmochim. Acta, 61, 5099.

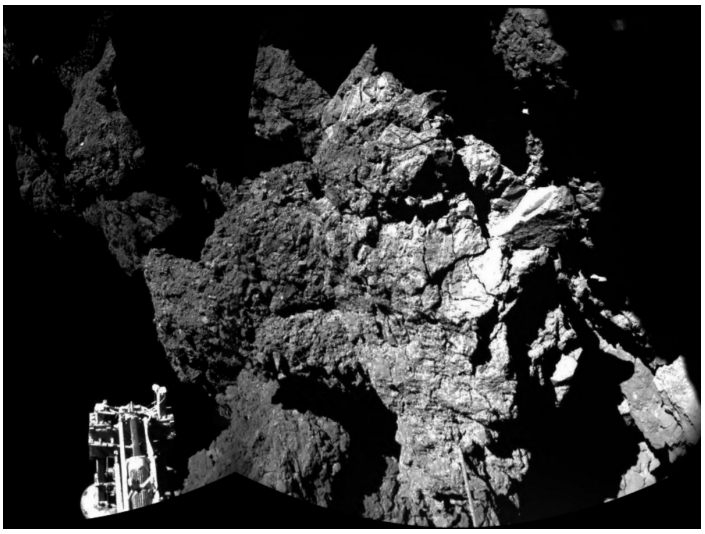


Obr. 2.1. Predpokladané protoplanetárne disky v hmlovine Carina, ktorá je oblasťou, kde sa tvoria nízko aj vysokohmotné hviezdy. Mozaika obrázkov ukazuje, že mladé hviezdy v hmlovine Carina majú disky, ktoré sú podobné protoplanetárnym diskom Orionu. Sú však väčšie a v priemere majú až 500 AJ (astronomických jednotiek). Disky sú vystavené intenzívnemu toku ultrafialového žiarenia z vysokohmotných hviezd hmloviny Carina, ktoré fotonicky vyparujú vonkajšie vrstvy diskov a odvievajú úlomky, plyny a prach v podobe útvaroch pripomínajúcich kometárne chvosty.

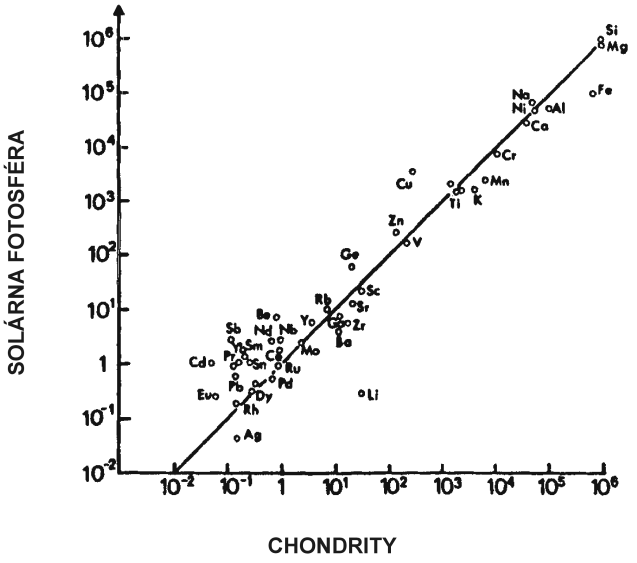
Foto: University of Colorado /NOAO/AURA/NSF. Podľa práce Boss & Goswami (2006).



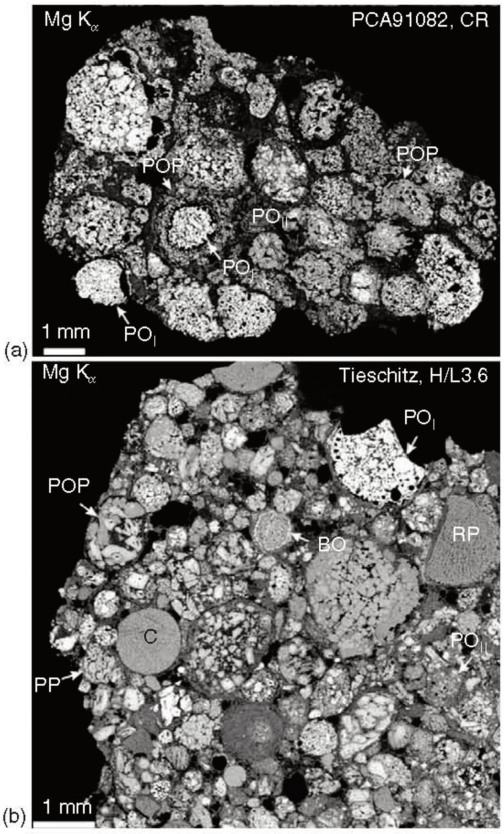
Obr. 2.2. Fotografia z Hubblovho vesmírneho teleskopu s typickým protoplanetárnym diskom obiehajúcim hviezdu typu slnka v oblasti tvorby nízkohmotných hviezd. Na snímke vytvorenej špeciálnym typom kamery (Wide Field and Planetary Camera 2 - WFPC2) vidno disk s ostrým okrajom rotujúcim okolo hviezdy Herbig-Haro 30 (HH 30). Disk s ostrým okrajom zastiera centrálnu hviezdu, pričom z protohviezdy vystreľujú bipolárne výtrysky kolmé na disk. Svetlo protohviezdy osvetľuje misovité povrchy disku. Oblasť na obrázku má šírku približne 400 AJ. Foto: WFPC2 Science Team, NASA. Podľa práce Boss & Goswami (2006).



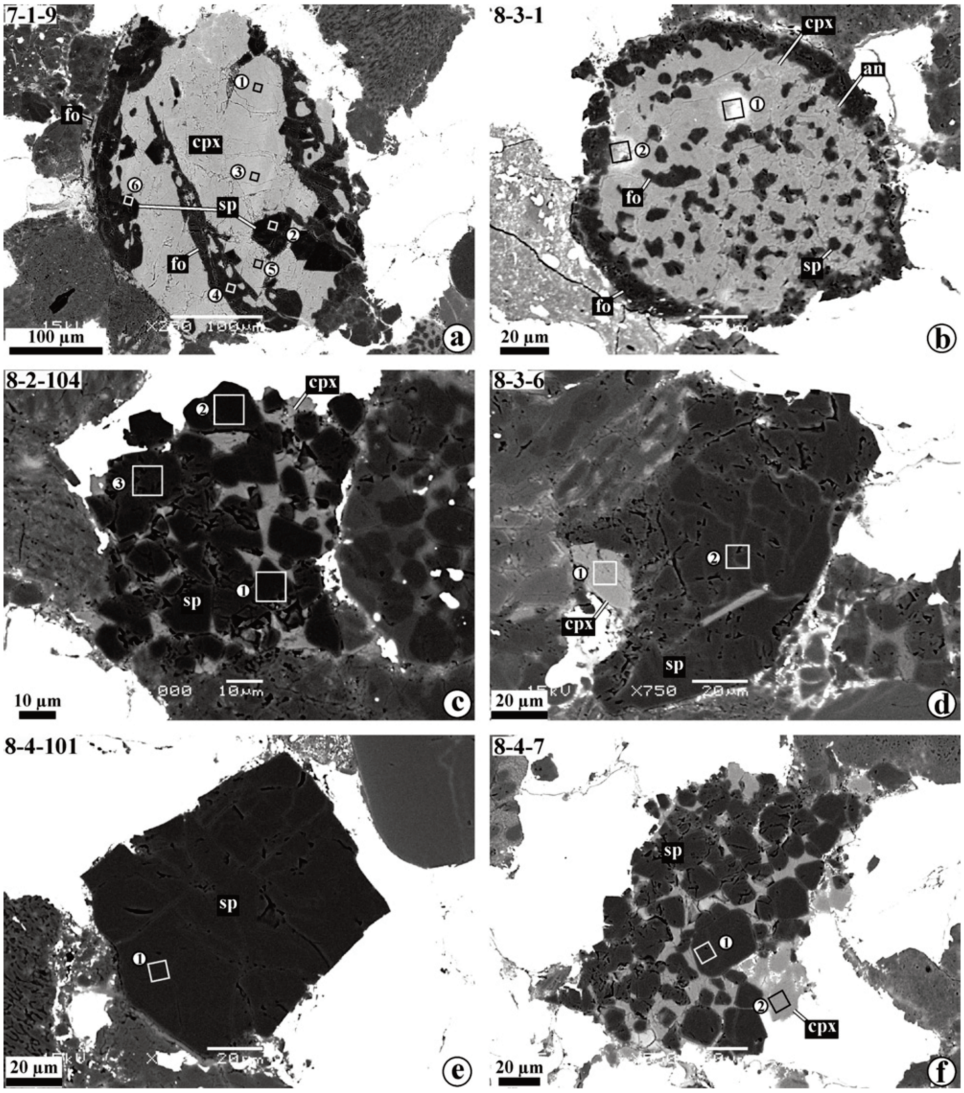
Obr. 2.3. Prvá historická fotografia povrchu kométy zblízka. Pristátie špeciálnej sond Philae na kométe 67P/Čurjumov-Gerasimenko 13. 11. 2014. Foto: ESA.



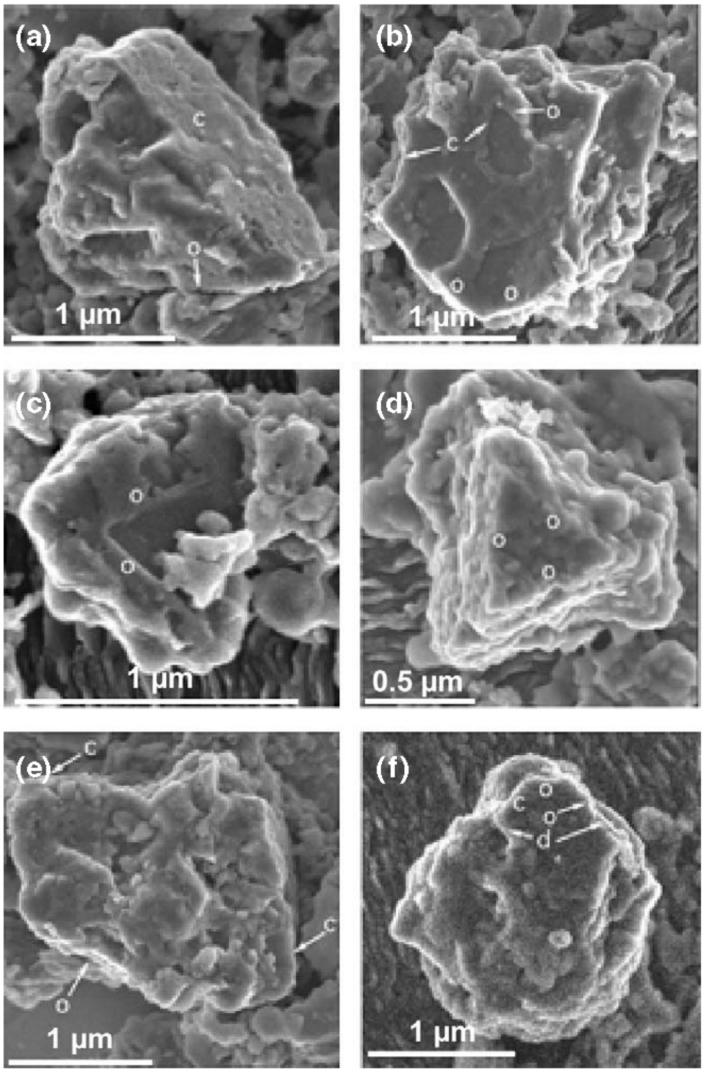
Obr. 2.4. Pomer početnosti atómov prvkov v solárnej fotosfére k početnosti v chondritických meteoritoch. Diagram je normalizovaný na 106 atómov kyslíka.
Podľa práce Alègre (1982), upravené.



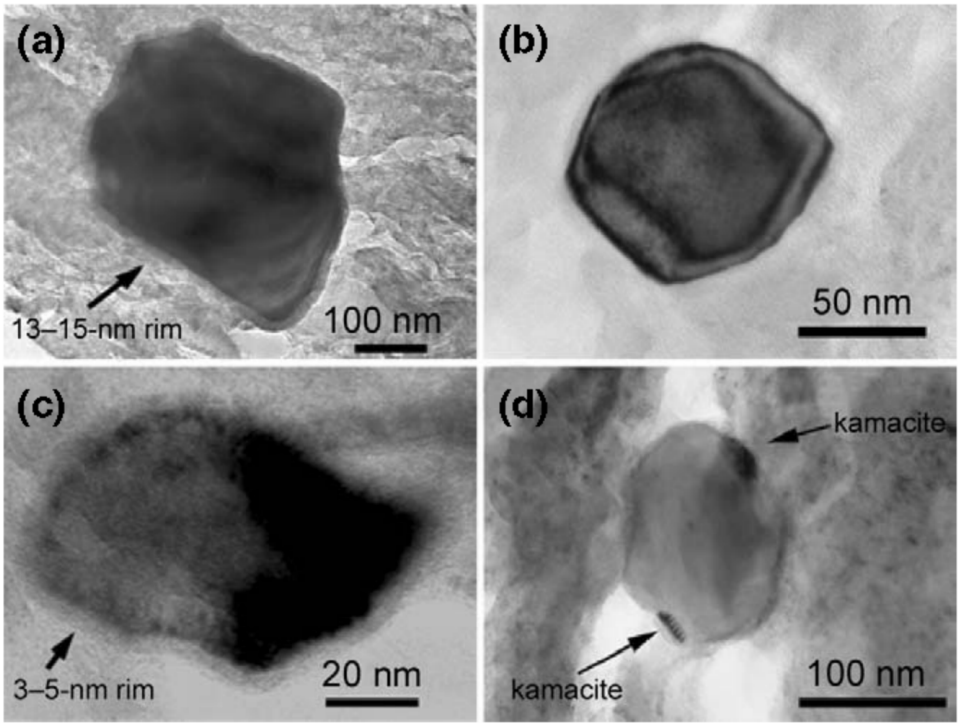
Obr. 2.5. Geochemické mapy vytvorené mikrosondou, ktoré ukazujú koncentrácie horčíka v dvoch chondritoch: (a) uhlíkatého chondritu zo skupiny CR2 s názvom PCA91082 a (b) obyčajného chondritu zo skupiny H/L3.6 s názvom Tieschitz. V chondritoch zo skupiny CR, ako aj vo väčšine uhlíkatých chondritov majú takmer všetky chondrule porfýritickú štruktúru a sú väčšinou tvorené forsteritom (biele zrná), enstatitom (sivý) a kovovým železom a niklom (čierne). Pri označeniach chondrúl rímske číslice označujú chondrule typu I, ktoré sú časté a chondrule typu II, bohaté na FeO, ktoré sú v tomto chondrite menej časté. Chondrit Tieschitz, podobne ako iné obyčajné chondrity je tvorený všetkými typmi chondrúl s rôznymi koncentráciami FeO. Minerálne zloženie rôznych typov chondrúl: BO - obmedzený olivín; C - kryptokryštalický, PO - porfyritický olivín; POP - porfyritický olivino-pyroxén; PP – porfyritický pyroxén; RP - radiálny pyroxén. Podľa Scott & Krot (2007).



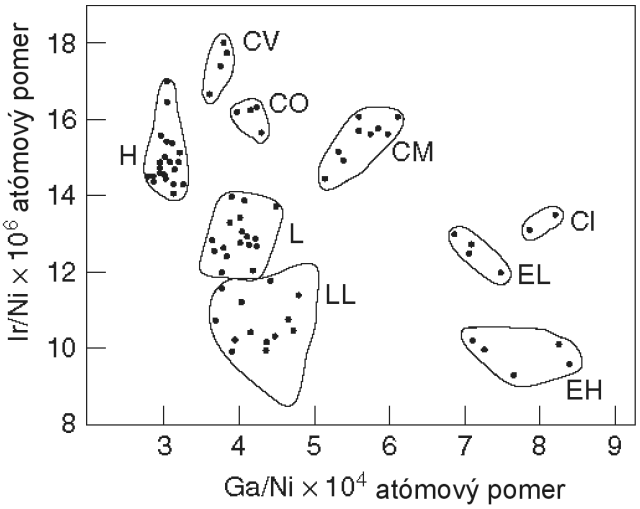
Obr. 2.6. Snímky odrazených elektrónov s vyvretými CAI inklúziami, ktoré sú rovnomerne ochudobnené o ^{16}O, ich úlomkami a izolovanými zrnami spinelov v chondrite Išejevo, typu CH/CBb. Označené a očíslované časti označujú miesta meraní izotopov kyslíka. Čísla zodpovedajú číslam analýz. Minerály: cpx = Al-diopsid; fo = forsterit; mel = melilit; sp = spinel. Podľa práce Krot et al. (2012).



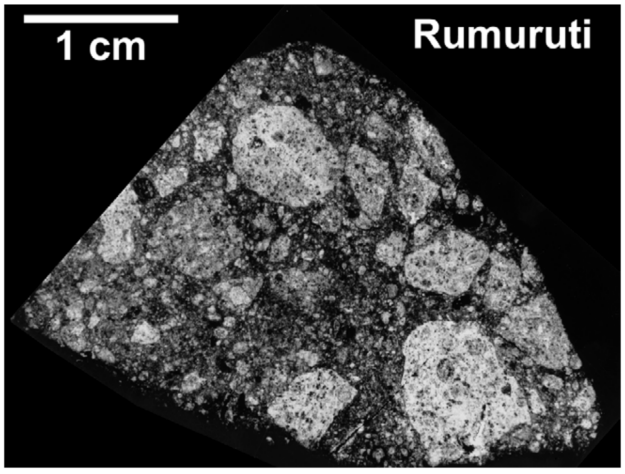
Obr. 2.7. Snímky z elektrónového mikroskopu predsolárnych zŕn karbidu kremíka (SiC) z meteoritu Murchison. Zrná vykazujú primárne kryštálové plochy [(a)–(f)] a polygonálne depresie [(a)–(c)]. Písmená na snímkach naznačujú formy kubických kryštálov: c = kocka, o = oktahedron; and d = dodekahedron. Na snímkach (a)–(d) vidno idiomorfné kryštály s dobre vyvinutými plochami. Na snímkach (e) a (f) sú hypidiomorfné kryštály s niekoľkými dobre a nedokonale vyvinutými plochami. Podľa práce Bernatowicz et al. (2003).



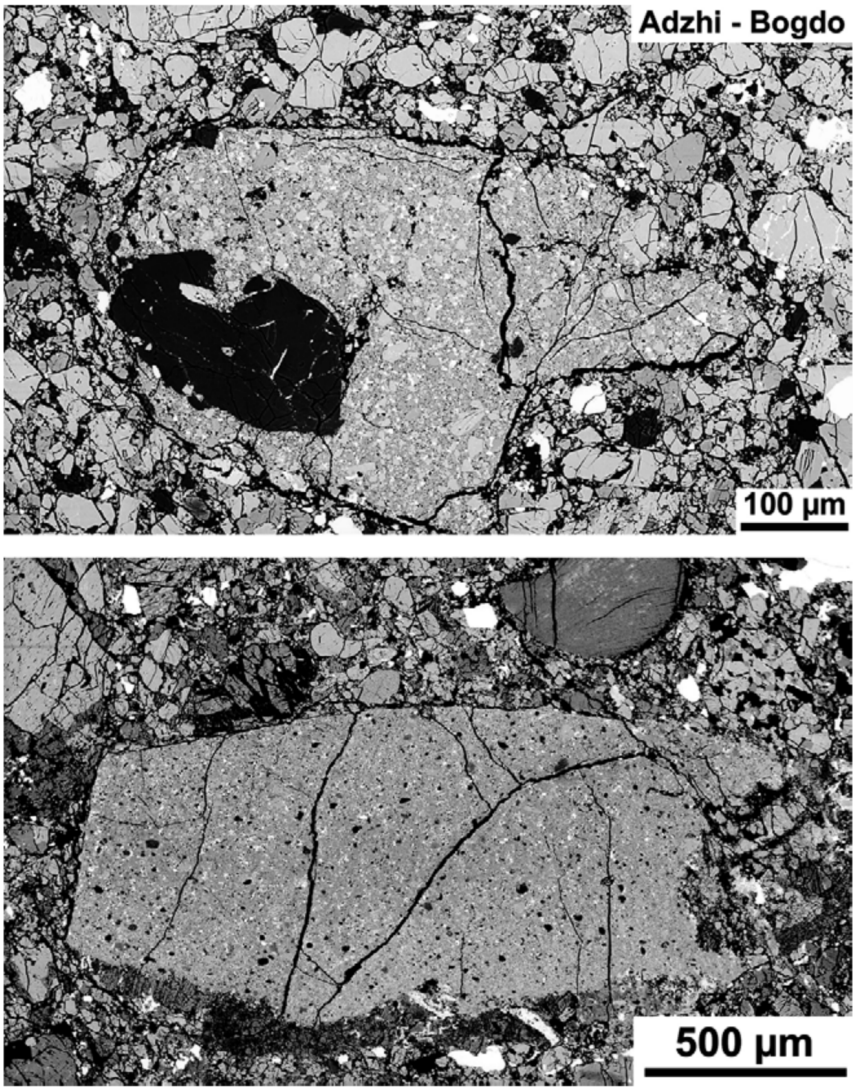
Obr. 2.8. Snímka z transmisného elektrónového mikroskopu (TEM) ukazujúca vnútornú štruktúru grafitu vzniknutého pri výbuchu supernovy, pochádzajúceho z grafitického separátu KE3 z meteoritu Murchison (Amari et al., 1995): (a) TiC s amorfným lemom zo sféruly KE3e10; (b) idiomorfný kryštál TiC z KE3e6 (svetlé a tmavé pásiky sú zapríčinené rôznou hrúbkou); (c) zrno kamacitu zo sféruly KE3d8 s amorfným lemom (Bernatowicz et al., 1999); (d) hypidiomorfný kryštál TiC z KE3e6 s epitaxiálnymi kamacitmi oproti kryštálovým plochám (111). Podľa práce Croat et al. (2003).



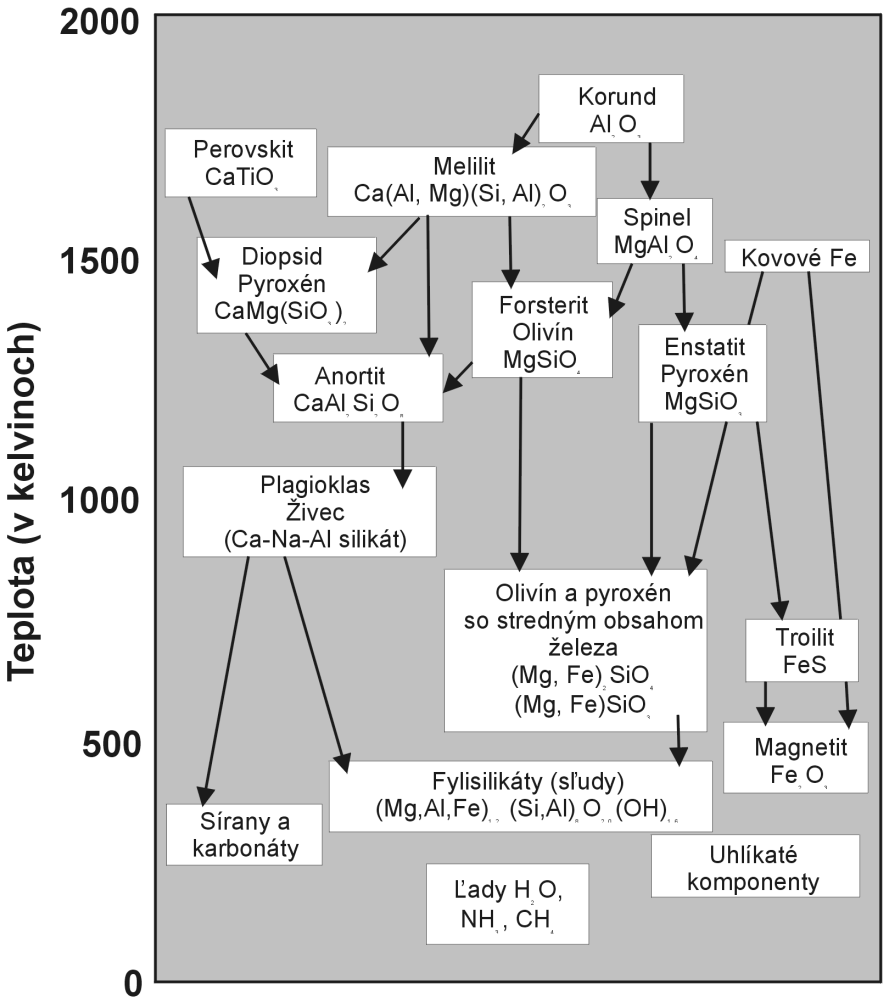
Obr. 2.9. Diagram pomerov Ga/Ni a Ir/Ni, ktoré rozdeľujú zloženie chondritov do 9 skupín. Každá skupina je jasne odlíšiteľná. Pomery týchto siderofilných prvkov nekorelujú s inými chemickými vlastnosťami a poukazujú na komplikovanú chemickú variabilitu v chondritoch. Podľa práce Scott & Newsom (1989), upravené.



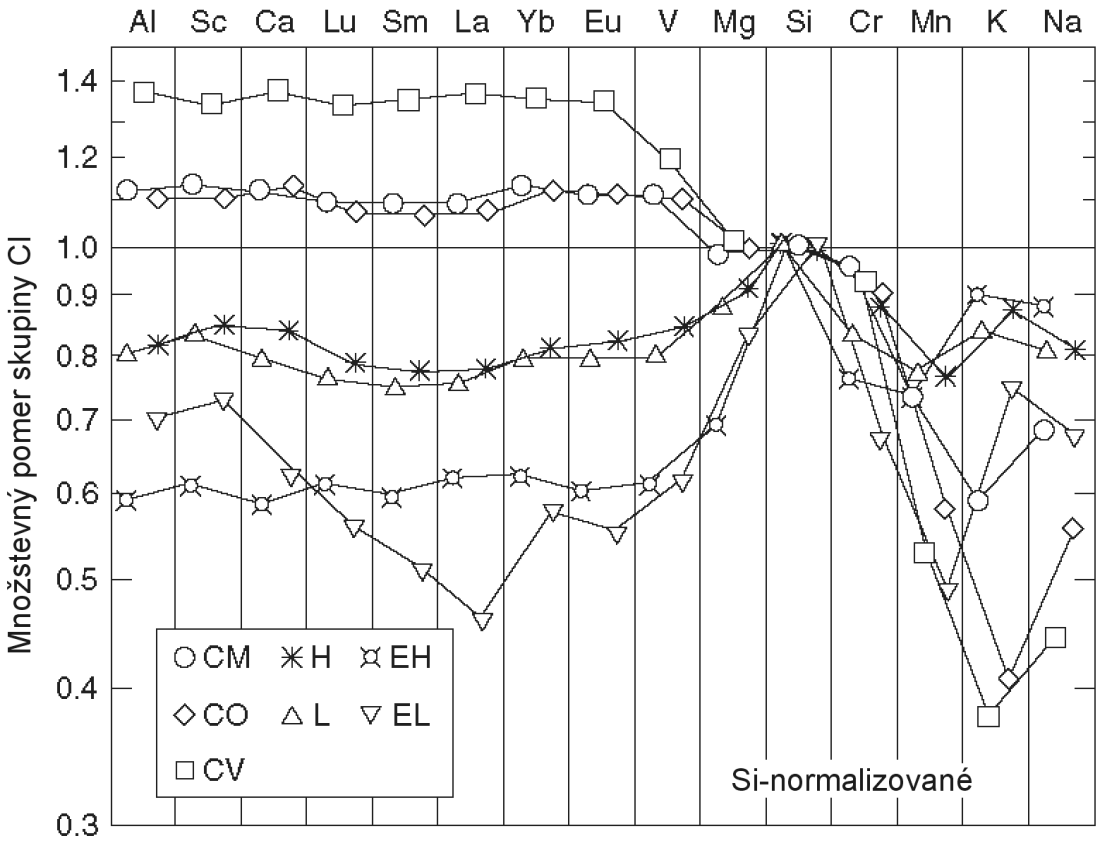
Obr. 2.10. Pohľad na regolitovú brekciu meteoritu Rumuruti (chondrit typu R). Vzorku tvoria svetlé a tmavé fragmenty obklopené v klastickej matrix. Množstvo veľkých klastov je približne 50%. Detaily – viď Schulze et al. (1994).



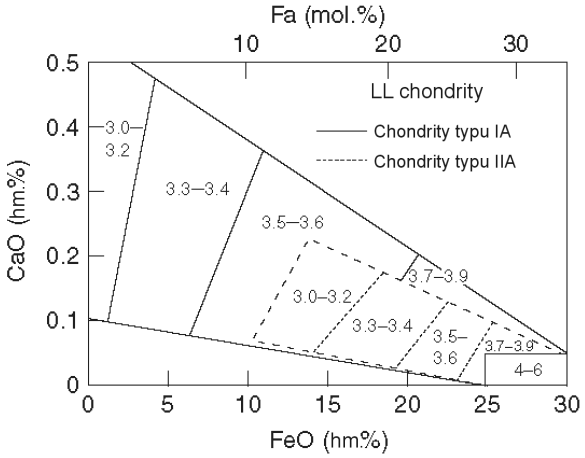
Obr. 2.11. Snímka z odrazených elektrónov obsahujúca dva jemnozrnné, opticky tmavé fragmenty regolitovej brekcie obyčajného chondritu Adzhi-Bogdo (LL3–6). Obidva fragmenty sú vlastne samostatnými brekciami (brekcia v brekcii). Veľké tmavé zrno vo vrchnom snímku patrí plagioklasu (An20). Podľa práce Bischoff et al. (2006).



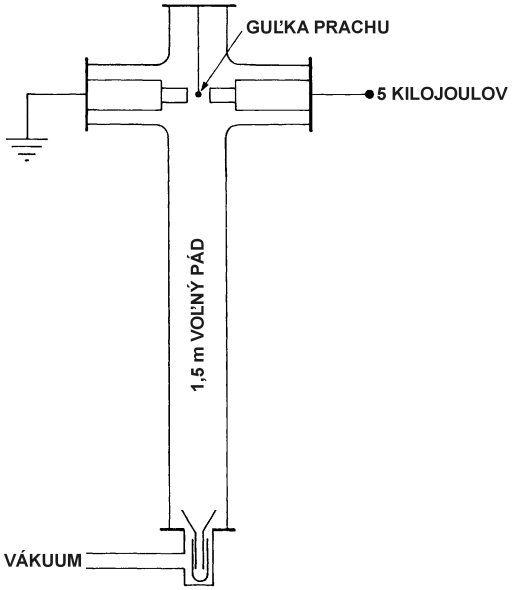
Obr. 2.12. Postupnosť kondenzácie minerálnych fáz v slnečnej hmloviny. Prevzaté z práce Ivan (2008), upravené.



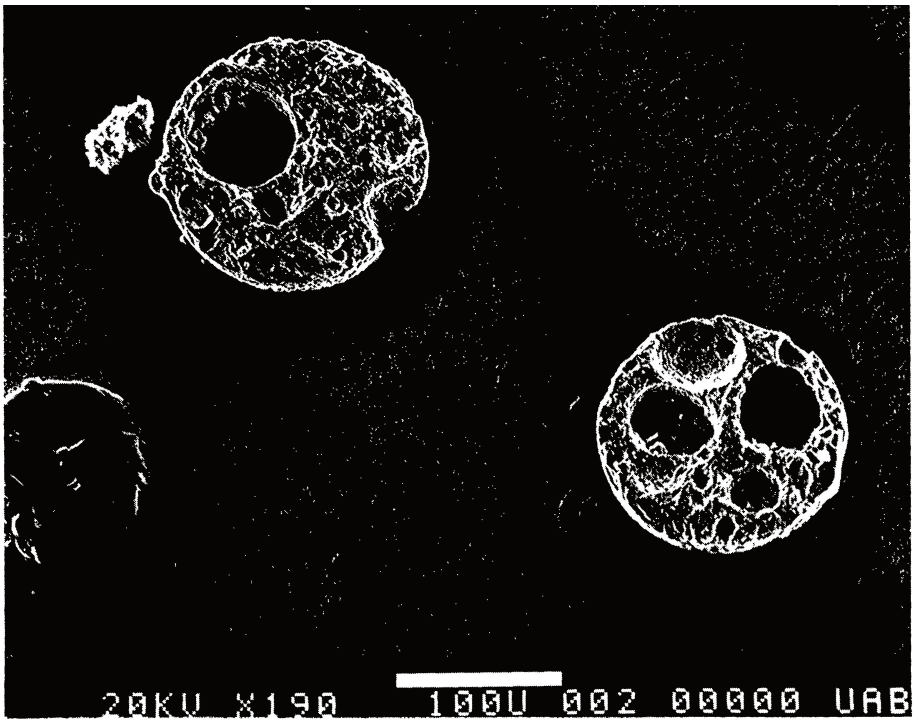
Obr. 2.13. Priemerné obsahy litofilných prvkov normalizované na CI chondrity a kremík, usporiadané v poradí rastúcej prchavosti v siedmich skupinách chondritov. Refraktorné prvky (kondenzujúce nad vanádom) sú rovnomerne nabohatené v skupinách chondritov CO, CM aCV a ochudobnené v chondritoch H, L a EH. Stredne prchavé prvky, ktoré kondenzujú pod horčíkom a kremíkom sú oproti chondritom skupiny CI ochudobnené. Táto frakcionácia zatiaľ neznámym spôsobom súvisí s tvorbou CAI inklúzií a chondrúl. Podľa práce Wasson & Kallemeyn (1988), upravené.



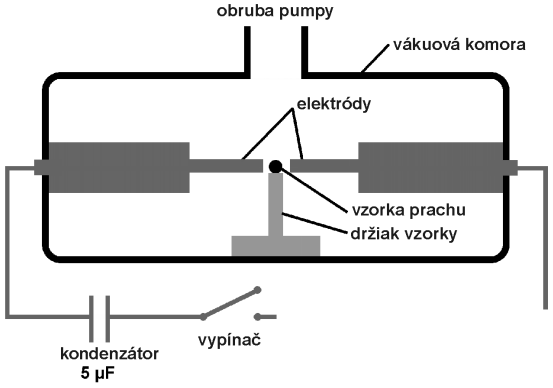
Obr. 2.14. Diagram ukazujúci vplyv metamorfózy na priemerné koncentrácie CaO a FeO v olivíne v dvoch typoch chondrúl chondritov typu LL3 (Scott et al., 1994, upravené). Chondrity typu 3 možno na základe týchto parametrov rozdeliť do podskupín (napr. Sears & Hasan, 1987).



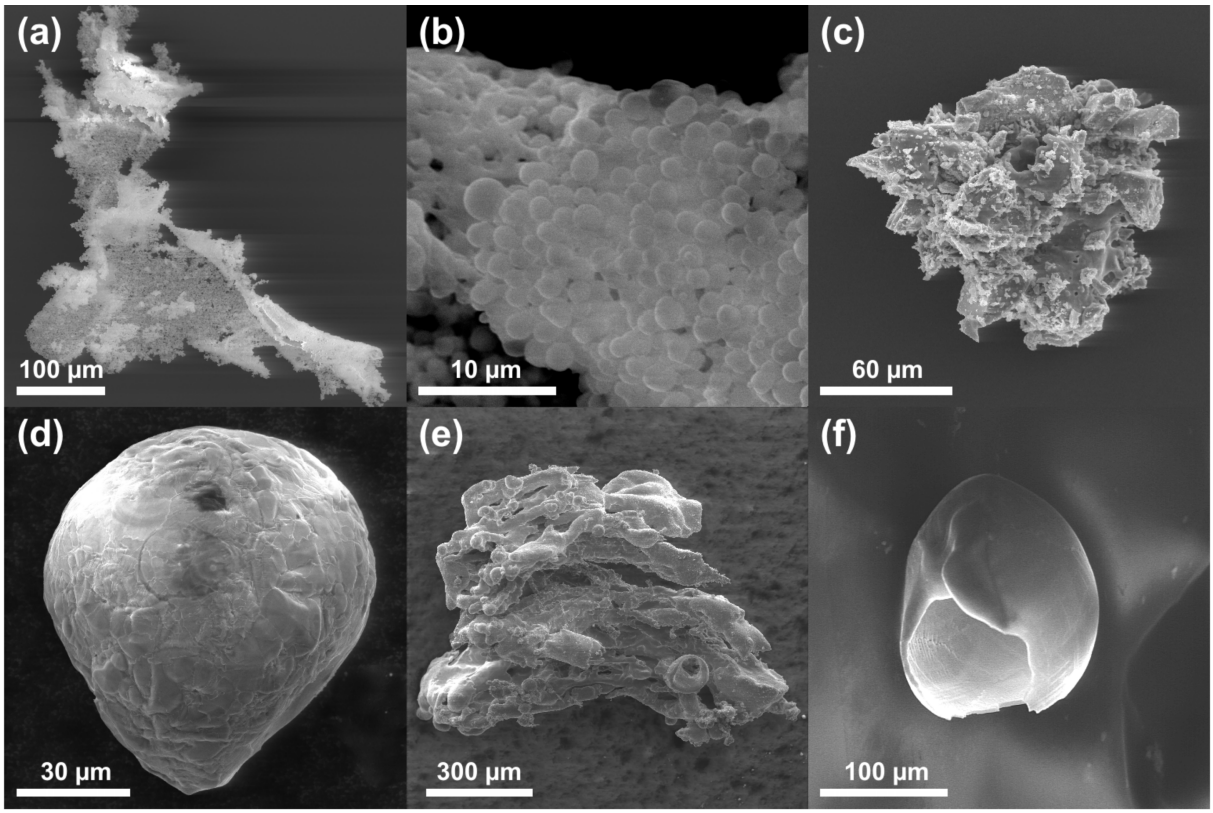
Obr. 2.15. Schéma experimentálneho aparátu na experimentálne modelovanie vzniku chondrúl elektrickým výbojom. Podľa práce Wdowiak (1983), upravené.



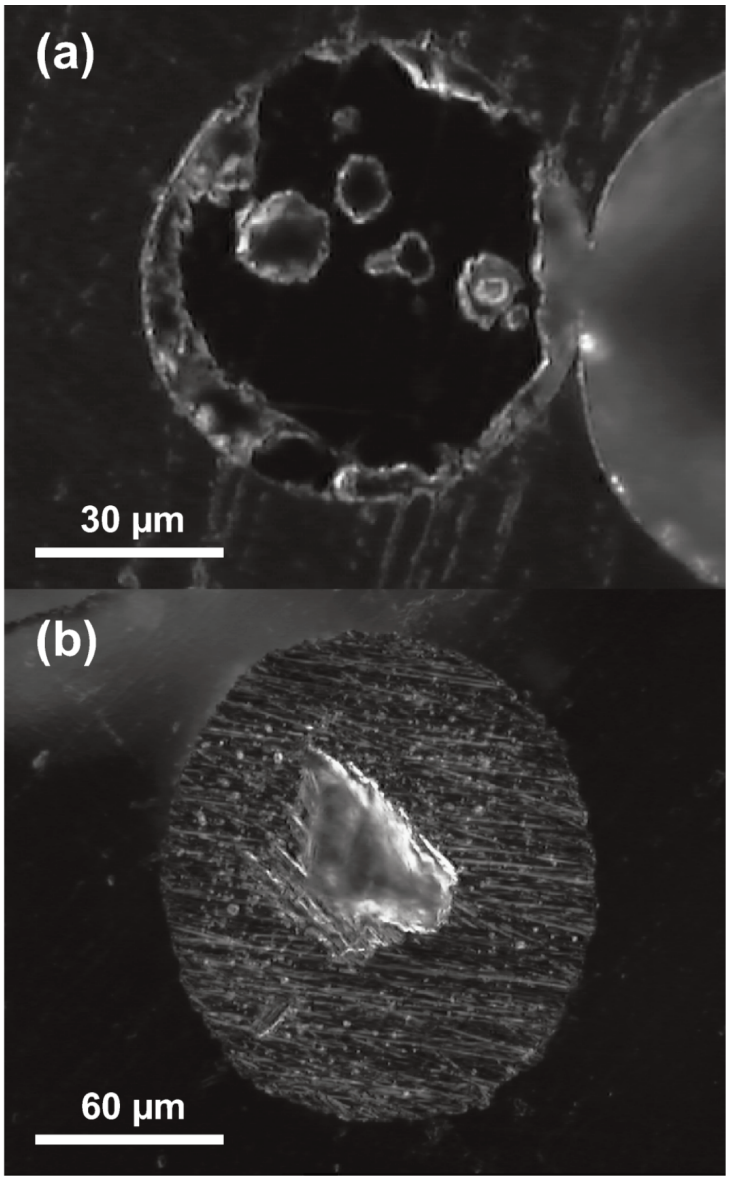
Obr. 2.16. SEM fotografie sferúl experimentálne vytvorených Wdowiakom (1983). Dobre sú patrné bubliny, ktoré vznikli za prítomnosti prchavých látok počas experimentu.



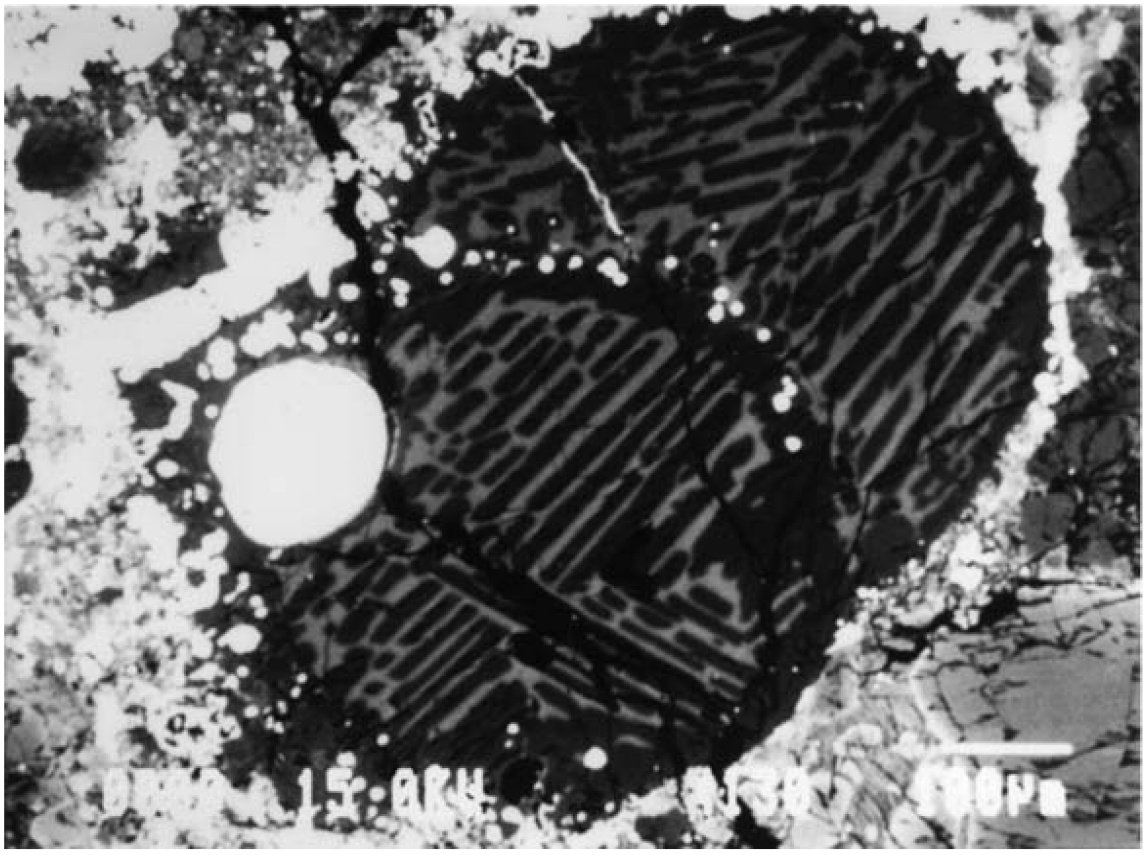
Obr. 2.17. Schéma experimentálnej zostavy eperimentov kolektívu Güttler et al. (2008), upravené. Vzorka prachu je umiestnená medzi dve elektródy vo vákuovej komore.



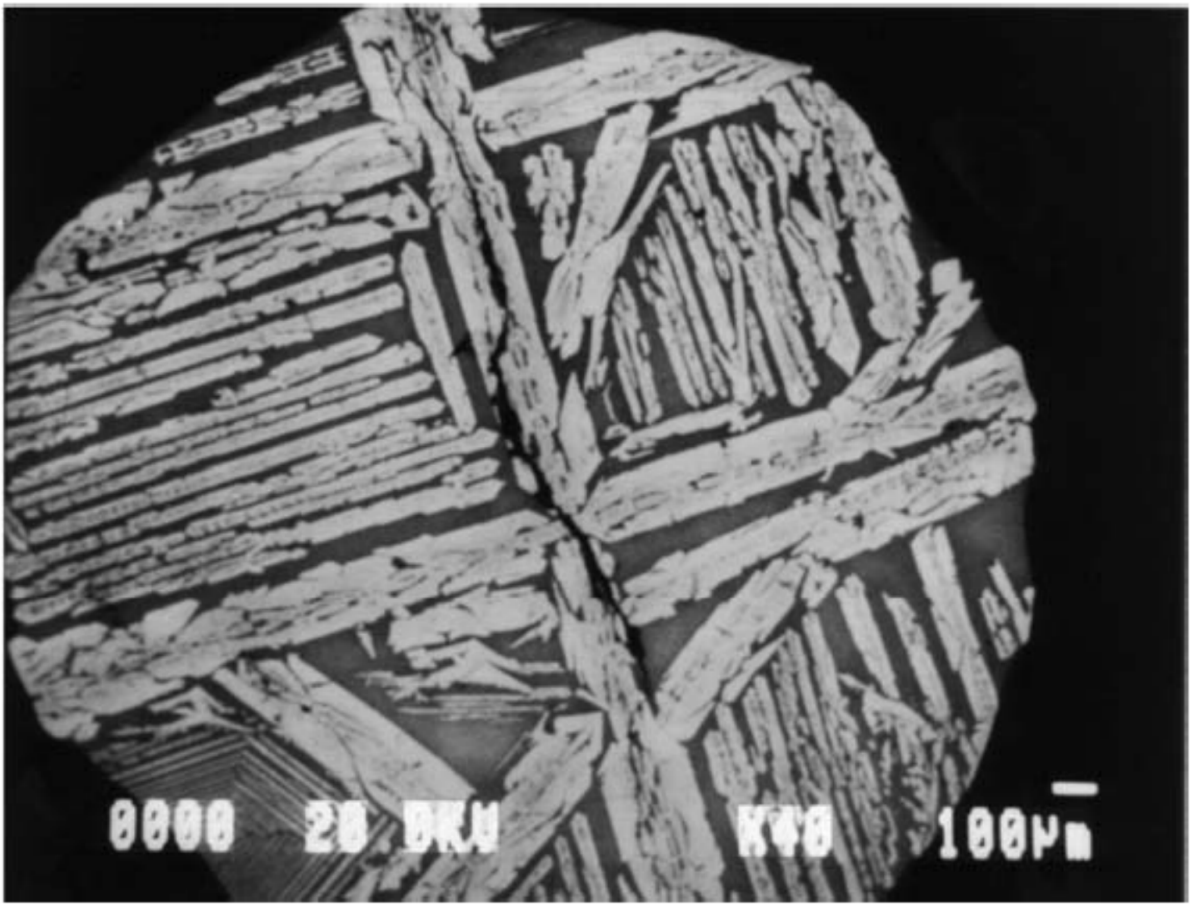
Obr. 2.18. Typický výstup experimentu opísaný v práci Güttler et al. (2008): (a) Stmelený aglomerát monomérov SiO_2, (b) zväčšený aglomerát SiO_2, (c) tmelená aglomerát zo zŕn fayalitu, (d) niklová sférula, (e) aglomerát železných zŕn, (f) prázdna železná sférula.



Obr. 2.19. Sféruly zaliate do epoxidu a narezané. Sféruly vznikli pri 105 Pa a 490 J. (a) Fayalitová sférula so 14 % porozitou, (b) niklová sférula s 11 % porozitou. Podľa práce Güttler et al. (2008).



Obr. 2.20. Chondrula z obyčajného chondritu Semarkona (LL3), zložená z dvoch lamelovaných olivinických chondrúl. Tmavosivé zrná sú predĺžené kryštály olivínu, pričom svetlý intersticiálny materiál je sklovitá mezostáza. Obidve chondruly majú okolo lemov obsahujú hojné kovové kvapky (biele). Podľa práce Jones et al. (2000).



Obr. 2.21. Syntetická lamelovaná olivinická chondrula s podobnou štruktúrou, ako na predchádzajúcom obrázku. Takúto štruktúru možno vytvoriť pri experimentoch s elektrickými výbojmi, pri ktorých sa vrcholná teplota udržiava len počas sekúnd, alebo minút. Podľa práce Jones et al. (2000).

Skupina	Refraktorné litofilné prvky/ Mg normaliz. CI	CAI a AOA (obj. %)	Priemer chondier (mm)	Chondry (obj. %)	Kov (obj. %)	Matrix (obj. %)	Frekvencia spadu (%)	Príklady
Uhlíkaté								
CI	1.00	<0.01	žiadne	<5	<0.01	95	0.5	Ivuna, Orgueil
CM	1.15	5	0.3	20	0.1	70	1.6	Murchison
CO	1.13	13	0.15	40	1–5	30	0.5	Ornans
CV	1.35	10	1.0	45	0–5	40	0.6	Vigarano, Allende
CR	1.03	0.5	0.7	50–60	5–8	30–50	0.3	Renazzo
CH	1.00	0.1	0.02–0.09	~70	20	5	0	ALH 85085
CB_a	1.0	<0.1	~5	40	60	<5	0	Bencubbin
CB_b	1.4	<0.1	~0.5	30	70	<5	0	QUE 94411
CK	1.21	4	0.8	15	<0.01	75	0.2	Karoonda
Obyčajné								
H	0.93	0.01–0.2	0.3	60–80	8	10–15	34.4	Dhajala
L	0.94	<0.1	0.5	60–80	3	10–15	38.1	Khohar
LL	0.90	<0.1	0.6	60–80	1.5	10–15	7.8	Semarkona
Enstatitové								
EH	0.87	<0.1	0.2	60–80	8	<0.1–10	0.9	Qingzhen, Abee
EL	0.83	<0.1	0.6	60–80	15	<0.1–10	0.8	Hvittis
Iné								
K	0.9	<0.1	0.6	20–30	6–9	70	0.1	Kakangari
R	0.95	<0.1	0.4	>40	<0.1	35	0.1	Rumuruti

T**ab. 2.1.** Početnosť refraktorných inklúzií, chondrúl, kovového niklu, železa, matrix a iné kľúčové vlastnosti rôznych skupín chondritov. Podľa rôznych zdrojov. Prebraté z práce Podľa Scott & Krot (2007). [a]Priemerný pomer refraktorných litofilných prvkov ku horčíku, normalizovaný na chondrity typu CI. [b] Zahŕňa fragmenty chondrúl a silikáty, ktoré sú fragmentmi chondrúl. [c] Zahŕňa klasty bohaté na matrix (všetky matrix v chondritoch typov CH a CBb. [d]Frekvencie spadu vyrátané z 918 spadov diferenciovaných meteoritov a klasifikovaných chondritov.

	1	*2*	*3*	*4*	*5*	*6*	*Celk. počet*
Uhlíkaté							
CI	5						5
CM	4	44					48
CO			31				31
CV		1	35				36
CR	1	13	1				15
CH			7				7
CB_a			3				3
CB_b			2				2
CK			2	13	6	1	23
Obyčajné							
H			*187*	*1,371*	*3,319*	*1,784*	*6,661*
L			*316*	*415*	*1,220*	*4,053*	*6,004*
LL			*71*	*64*	*419*	*406*	*960*
Enstatitové							
EH			18	9	6	2	35
EL			8	0	2	19	29
Iné							
K			2				2
R			3	2			14
			9 R3–6				

Tab. 2.2. Počet klasifikovaných chondritov petrologických typov 1–6 podľa skupín. Malá skupina chondritov, klasifikovaných ako prechodné typy (napr. 3–4 a 4–5), ako aj zmiešané brekcie (napr. typy 3–5) boli zanedbané, okrem chondritov skupiny R, ktoré väčšinou predstavujú typy 3–5, alebo or 3–6. Podľa rôznych zdrojov. Prevzaté z práce Scott & Krot (2007).

materiál	tlak [Pa]	celková hmotnosť [μg]	R_{max} [μm]
fayalit	10^5	23.6	44.2
fayalit	10^5	38.9	36.0
železo	10	18.2	20.9
železo	10	4.6	13.1
železo	10	13.4	19.4
železo	10	9.9	12.4
nikel	10^5	319.6	40.4

Tab. 2.3. Celková hmotnosť sferúl a R_{max} všetkých experimentov z práce Güttler et al.(2008), v ktorých boli rátané sféruly (energia výbojov 456 J).

3. Formovanie planét a protoplanetárny prach
(I. Túnyi)

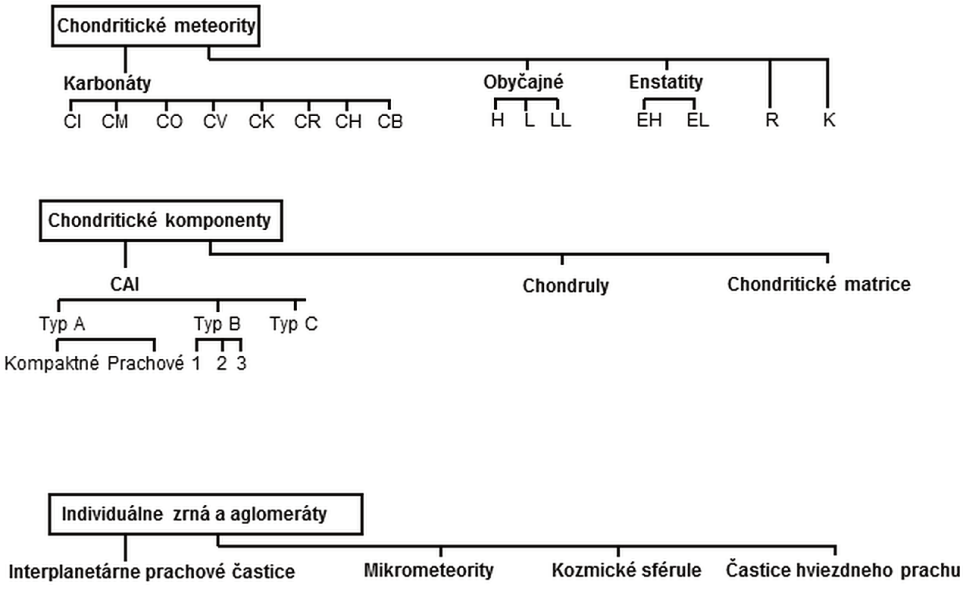
Drobné tuhé častice – často nazývané ako „prach“ – sú základným zdrojom tuhej látky, z ktorej sa formujú kamenné planéty, planetezimály, Mesiac a všetko čo je na nich. Štádium zrodu prachových častíc a ich vývoja z medzihviezdneho priestoru cez protoplanetárny disk až po formovanie planetezimál poskytuje obraz o formovaní planét. Tieto štúdie sú základom pre porozumenie toho, čo determinuje hmotné zloženie kamenných planét a v zásade aj pre rozlúštenie otázky aká bola história formovania slnečnej sústavy. Prach je mnohými astrofyzikálnymi metódami spoľahlivo pozorovateľný a posledné pozemské aj vesmírne pozorovania zmenili naše znalosti o fyzickom a chemickom zložení týchto maličkých častíc.

Avšak prach zároveň znemožňuje astronomické pozorovanie formovania planetárnych sústav a tým limituje naše poznatky. Astronómia, zúžená na pozorovanie ďalekých systémov, môže sledovať iba niektoré sekcie disku v relatívne veľkom meradle a chovanie častíc môže byť odvodzované len z pozorovania celého disku.

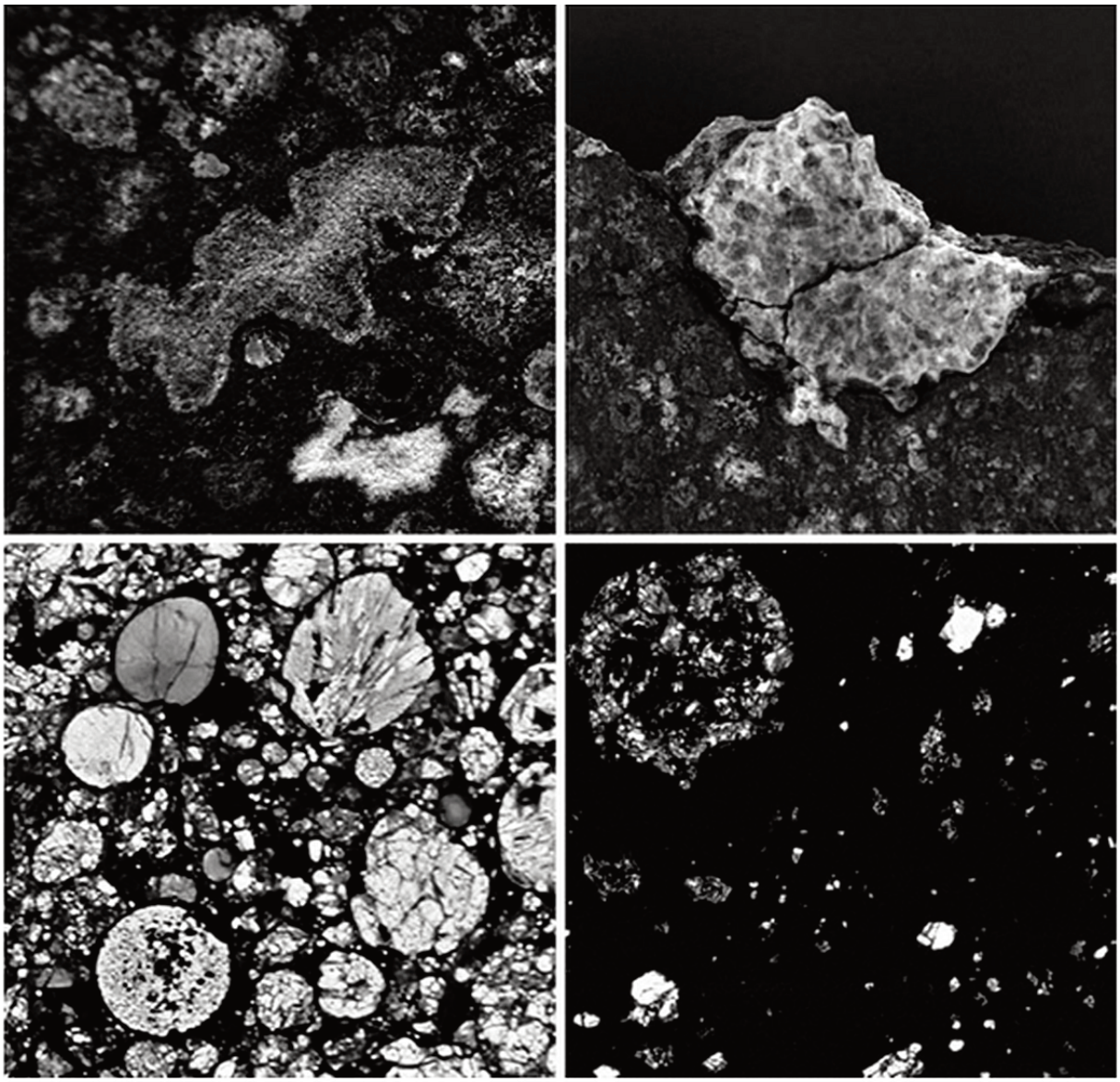
Napriek tomu je formovanie planét unikátnym problémom, pretože rozsiahle zbierky meteoritov s ich primitívnym materiálom pochádzajúcim z dôb mladej Slnečnej sústavy, akoby poskytovali výbornú vzorku, prinesenú misiou, vracajúcou sa späť z protoplanetárneho disku. Pozoruhodným prístupom geochronológie je, že množstvo týchto vzoriek môže byť datovaných a proces formovania Slnečnej sústavy byť rekonštruovaný. Úplné kvantitatívne pochopenie formovania planét je nemožné bez znalostí výsledkov astronómie a kozmochémie.

Typy dostupného extraterestriálneho materiálu

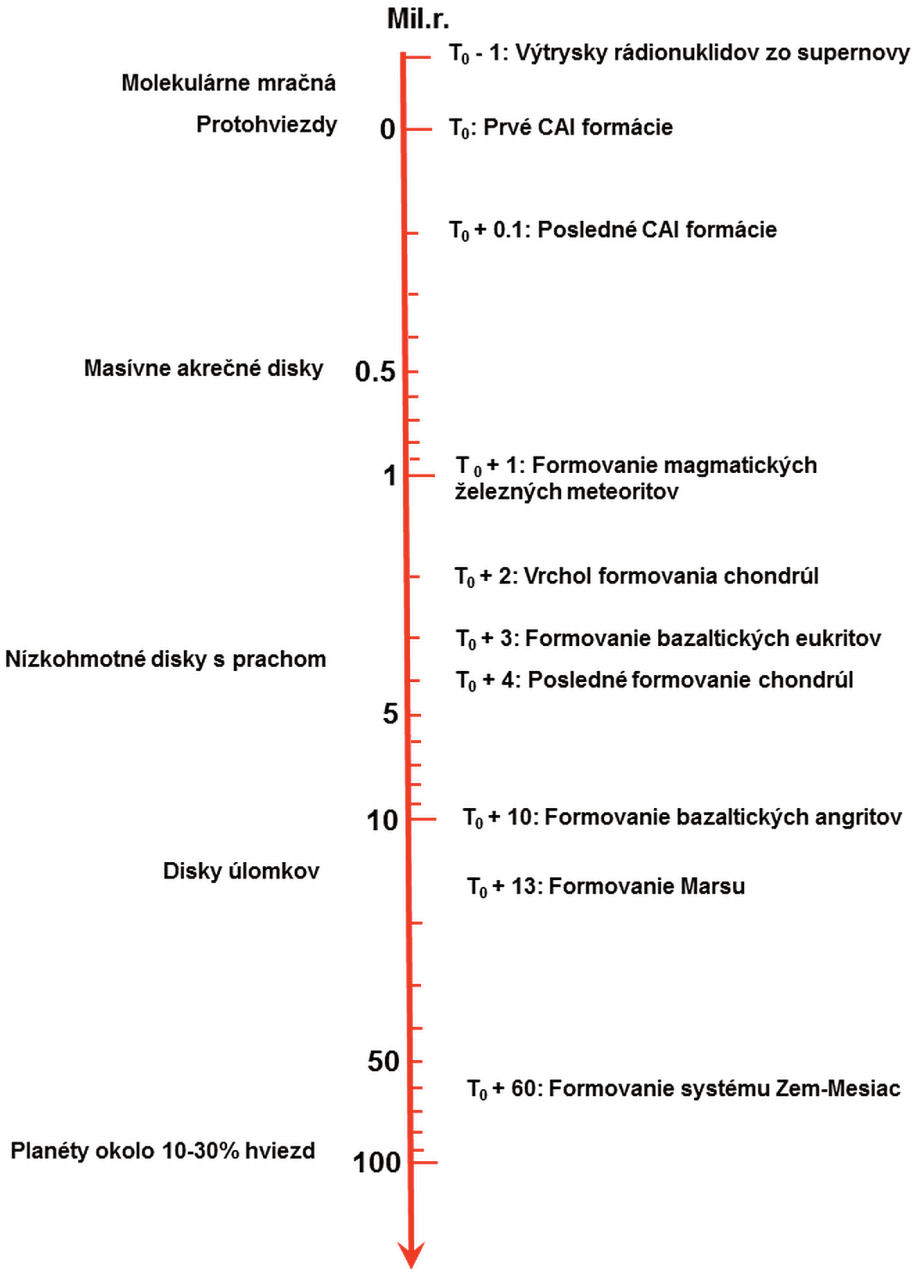
Meteority sú fragmenty planetárneho materiálu, ktorý prežil prechod zemskou atmosférou a pristál na povrchu Zeme. Úlohou je datovanie všetkých známych meteoritov, ktoré sú kusmi asteroidov, Mesiaca alebo Marsu so zreteľom na čiastočný únik ich pôvodného materiálu. Asteroidálne meteority ukazujú veľkú diverzitu v textúre a minerálnom zložení a ilustrujú geologickú variabilitu malých telies našej Slnečnej sústavy. Sú jednoznačne starobylé, datované do obdobia prvých 10 miliónov rokov histórie Slnečnej sústavy. Takéto vzorky sú neoceniteľné pre získanie detailov histórie planetárnej evolúcie. Tabuľka na obr 3.1. sumarizuje typy extraterestriálneho materiálu a dostupné astronomické pozorovania pre kľúčové etapy formovania planét. Obr. 3.1. ilustruje klasifikáciu im najlepšie zodpovedajúcich primitívnych materiálov.



Obr. 3.1. Typy primitívnych materiálov.



Obr. 3.2. Komponenty chondritických meteoritov: prachové CAI (vľavo hore), kompaktné CAI (vpravo hore), chondrule (vľavo dole), matrice (vpravo dole).



Obr. 3.3. Chronológia formovania planét.

Meteority sú rozdelené do dvoch hlavných kategórií: chondritov, ktoré uchovávajú nejaký záznam procesov v protoplanetárnom oblaku a achondritov, ktoré podliehali taveniu a planetárnej diferenciácii. Záznam z protoplanetárneho oblaku je u všetkých chondritických meteoritov prekrytý rôznym stupňom alteračných procesov na ich materských asteroidoch. Niektoré meteority, ako napr. CI, CM a CR chondrity prešli hydratačnou alteráciou, keď ľadové častice, ktoré koakreovali so silikátovým a metalickým materiálom zmenili pôvodnú fázu z protoplanetárneho oblaku. Iné vzorky, ako napr. štandardné a enstatitové chondrity boli podrobené suchému tepelnému metamozfizmu, dosahujúc teploty v rozpätí od 570 do 1 200 K. Kvôli pochopeniu procesov, ktoré vznikali v protoplanetárnom disku, sú najviac vyhľadávané najmenej alterované vzorky, ktoré najlepšie zachovávajú záznam o procesoch v Slnečnom mraku. CV, CU a CH uhlíkaté chondrity spolu s nevyváženými normálnymi chondritmi ponúkajú najlepšiu informáciu o evolúcii prvotnej Slnečnej sústavy a sú subjektmi intenzívneho výskumu.

Najprimitívnejšie chondrity pozostávajú z hrubozrnných minerálnych zhlukov (veľkosti mm), nachádzajúcich sa v matrici jemnozrnného (10 nm – 5 μm) materiálu (Obr. 3.2.). Hrubozrnné chondritické komponenty sú variabilné v svojom mineralogickom zložení a obsahujú inklúzie bohaté na kalcium a alumínium (CATs), agregáty amébového olivínu (AOAs), chondrule bohaté na hliník (Al - rich), FeMg chondrule, kovy bohaté na železo (Fe - rich) a železné sírany. CAIs sú zložené zo širokého spektra kalcia, alumínia a titánových oxidov. AOAs obsahujú CAI valúny obklopené olivínom bohatým na magnézium. Najviac chondrúl má porfyrickú textúru (veľké kryštály obklopené jemnozrnnými mezostázami). Iné textúrové typy obsahujú tyčinkový olivín, radiály piroxénu, granulár, kryptokryštály a sklo (Obr. 3.1.). Chondrule bohaté na hliník (Al - rich) obsahujú pyroxény bohaté na Al-Ti (Al-Ti rich), olivínové kryštály v sklovine a mezostázy bohaté na kalcium. Feromagnetické chondrule pozostávajú najviac z olivínu, pyroxénu, kovu, sulfidu a sklovitej mezostázy. Matrixový materiál je agregátom minerálnych zŕn, ktoré sú obklopené hrubými komponentmi a vypĺňa medzery medzi nimi. Toto je široko tvorené forsteritovými a enstatickými zrnami a amorfnými silikátovými časticami. Matrica tiež obsahuje zrná sírnikov kovov, tvrdých oxidov, materiálu bohatého na uhlík

a niekoľkých presolárnych silikátových, karbidových a oxidových zŕn na milión zŕn.

Doplnkom k meteoritom sú k dispozícii pre analýzu tri iné významné typy extraterestriálneho materiálu: častice medziplanetárneho prachu (IDPs), mikrometeority a vzorky hviezdneho prachu. Častice medziplanetárneho prachu sa zbierajú v stratosfére vysokoletiacimi lietadlami. Najviac týchto vzoriek je menších než 20 μm v priemere, avšak niektoré vysokoporózne klastre sú pravdepodobne väčšie než 100 μm pred ich fragmentáciou pri dopade na povrch kolektora. IDPs obsahujú vzorky asteroidov aj komét. Mikrometeority sú oveľa masívnejšie než typické IDPs. Tieto môžu byť zbierané vo veľkých množstvách a obsahujú častice veľkosťou blízke 200 μm, ktorá dominuje objemu kozmického materiálu akreovanému Zemou. Mikrometeority preukazujú rôznosť v zložení aj v štruktúre, s dominanciou jemnozrnných anhydritických minerálov. Vzorky hviezdneho prachu boli nájdené v chvoste kométy Wild 2 vysokorýchlostným aerogélovým zachytením, ktorý bol privezený na Zem k detailnej analýze.

Z pohľadu mineralógie sú IDPs najčastejšie agregátmi kryštalických silikátov (olivínu a pyroxénu) submikrónovej veľkosti, amorfnými silikátmi, sulfidmi a tuhými minerálmi, zachytenými spoločne, na organický materiál bohatou, karbonátovou matricou. Veľké frakcie, 30-60% váhy, týchto IDPs sú amorfné silikáty, známe ako sklo s obklopením kovov a sulfidov (GEMs, Keller a Messenger 2007). Tieto zrná sú zhruba sférické s rozmermi od 0,1 μm do 1 μm (Bradley 1994). GEMs častice tiež obsahujú jemne dispergované nanokryštály Fe-Ni zliatiny a železných sulfidov a molekuly organického uhlíka (okolo 12% váhy, Schramm et al. 1989; Thomas et al. 1994; Flynn et al. 2004).

Zrná hviezdneho prachu pozostávajú z olivínu, nízko obsahového vápenatého pyroxénu, sulfidov, sodných silikátov a opaktných minerálov podobných CAIs (Zolensky et al. 2006). Zatiaľ čo zrná kryštálov sú hojné, množstvo amorfných silikátov zostáva neznáme. Zrná z Wild 2 tiež obsahujú značné množstvo organického materiálu, ktorý v mnohých prípadoch nahrádza organický materiál, pozorovaný v jednozrnných anhydritických IDPs (Sandford et al. 2006). Olivínové zrná vo vzorkách hviezdneho prachu sú hojné vo forsteritovom prostredí a pyroxénové zrná, chudobné na vápnik, vykazujú rovnako veľký podiel v enstatitovom prostredí. Karbonáty

sú vzácne v zbierke P/Wild 2, ale zrná kalcitu, dolomitu a feronového magnezitu sa tam vyskytujú (Flynn et al. 2008). Táto misia ukázala, že kometárny prach je heterogénny a reprezentuje nevyvážený súbor zväčša slnečných materiálov podobných chondritickému materiálu oveľa menej čistému aké sa očakávalo (Brownlee et al. 2006).

Chronológia formovania planét

Procesy, ktoré viedli k formovaniu Slnečnej sústavy môžu byť rekonštruované rádioizotopickým datovaním extraterestriálnych vzoriek, pochádzajúcich z rozdielnych miest a epoch protosolárneho oblaku. Izotopické datovanie je možné pretože supernova v blízkosti formujúcej sa Slnečnej sústavy injektovala rádionuklidy s krátkym polčasom rozpadu (napr. ^{26}Al, ^{60}Fe, ^{41}CA, ^{36}Cl, ^{53}Mn) do protosolárneho mraku, rozpad ktorých poskytuje vysokorozlíšiteľnú chronológiu, ktorá v kombinácii s izotopmi s dlhým polčasom rozpadu (najčastejšie U a Th), dáva presný čas pre datovanie kritických udalostí v prvotnej Slnečnej sústave.

Paradoxne, astronomické obmedzenia pozorovaní evolúcie protoplanetárnych diskov sú poskytované štúdiom blízkych skupín mladých hviezd veku od 1 mil. r. do 100 mil. r. (Obr. 3.3.). Hviezdy vo vývojove rovnako starých skupinách dávajú nahliadnuť na evolúciu v jej rôznych štádiách. Rôznosť pozorovaní v určitom veku odhaľuje veľký rozptyl v možných evolučných pochodoch diskov. Ak aj môžu byť hviezdne kopy a paralelné pohyby hviezdnych skupín datované rozdielnymi metódami, typická časová nepresnosť pre mladé kopy zostáva 50–100%.

Protoplanetárny kolaps

Hviezdy sa formujú v hustých jadrách vo vnútri obrích molekulových mrakov (Alves et al. 2001). Okolo 1% ich hmoty je v prachových zrnách, ktoré vznikajú vo finálnej fáze stelárnej evolúcie. Molekulárne mračná sú komplexy entít s extrémnymi hustotnými variáciami,

ktorých zloženie a merítko sú definované turbulenciou. Toto prechodné prostredie poskytuje dynamické rezervoáre, v ktorých sa miešajú prachové zrná rôzneho pôvodu a zloženia pred dramatickým procesom formovania mladej hviezdy a planét. Zvyšok tohto primitívneho prachu z doby formovania Slnečnej sústavy existuje ako vzorky presolárnych zŕn v primitívnych chondritických meteoritoch a v IDPs.

Infračervená absorpčná spektroskopia medzihviezdnych mračien ukazuje, že populácia medzihviezdneho prachu varíruje s pozorovacou čiarou, zachovávajúcou ešte pôvodnú charakteristiku. Špeciálne, zrná amorfných silikátov submikrónovej veľkosti sú dominantnou komponentou v každom smere. Absencia kryštalických zŕn je pravdepodobne výsledkom prudkej amorfizácie, spôsobenej medzihviezdnym radiačným poľom.

Množstvá mnohých kľúčových elementov môžu byť merané v plynovej fáze medzihviezdnych mračien použitím spektroskopie vysokého rozlíšenia (Savage a Sembach 1996). Zloženie tuhej fázy – zrná prachu v ľadovom plášti – môžu byť určené odpočítaním plynového zloženia z celkového zloženia daného objemu. Doplnkovo skúmajú rádiospektroskopické sondy nielen elementy plynovej fázy, ale aj zrná prachu. Použitím jasných rádiometrických dubletov na pozadí zdroja boli Lada et al. (2006) schopní určiť celkové množstvo prvkov v medzihviezdnom médiu (ISM) a stanovili, že najviac z nich pochádza zo Slnka, okrem kyslíka. Silikáty sú prevažne obohatené magnéziom.

V nízkych teplotách je charakteristické, že prachové molekulové komponenty (H_2O, CO, CO_2, HCO, H_2CO, CH_3OH, NH_3 a CH_4) hustých mračien, kondenzujú do prachových zŕn, obalených ľadovým plášťom (Sandford a Allamandola 1993; Bergin et al. 2002; Walmsley et al. 2004). Ultrafialové fotolýzy plášťov konvertujú niektorý z týchto materiálov do povlakov opaktnej organickej hmoty. Zaujímavé je, že niektoré protosolárne zrná sú čiastočne obklopené karbonátovou hmotou s izotopickými pomermi reflektujúcimi frakcináciu v extrémne nízkych

teplotách (okolo 20 K) predpokladaných v prostredí molekulárneho mraku.

Vzrast teplôt v kolabujúcom jadre molekulárneho mraku vedie k sublimácii najprv ľadového plášťa zŕn a potom v najvnútornejších častiach novoformujúceho sa protoplanetárneho disku, k sublimácii viac opaktaných prachových zŕn. Formovanie hviezdy premení 10–30% jadra molekulárneho prachu v hviezdu. Počas kolapsu jadra mraku jeho hmota, pôvodne rozptýlená v merítku parsekov, je skoncentrovaná do merítok astronomických (AU) jednotiek, vedúca k zmenšeniu momentu hybnosti rádovo o 10^{10}. Zásluhou takejto kompresie musí byť moment hybnosti redistribuovaný a strácajúci sa vo formovaní viskózneho akrečného disku. Malá časť hmoty disku sa takýmto spôsobom pohybuje smerom von, odnášajúc podstatnú časť momentu hybnosti, aby sa vytvorila protohviezda.

Rozsah v akom prach z ISM vydrží formovanie planéty závisí od detailov kolapsu jadra a formovania akréčneho disku.

Štrukturálna evolúcia protoplanetárneho disku

Kolaps rotujúceho jadra molekulového mračna vedie k formovaniu masívnych molekulových diskov, ktoré vyúsťujú do tenších protoplanetárnych diskov. Evolúcia disku je zabezpečená kombináciou viskóznej evolúcie, koagulácie zón, fotoevaporácie a akrécie hviezdy. Rýchlosť evolúcie disku môže byť podstatne rozdielna, ale je predpoklad, že masívne akrečné disky sú pre hviezdy mladšie než 1 mil. rokov a menej hmotné protoplanetárne disky s redukovanými alebo žiadnymi akrečnými pomermi majú obyčajne 1 – 8 mil. rokov. Staršie disky než 10 mil. rokov sú takmer exkluzívne neakrečné disky úlomkov.

Základnými parametrami evolúcie protoplanetárneho disku sú hmotnosti a veľkosti diskov. Optické siluety diskov v kope mrakov Orionu (McCaughrean a O´Dell 1996), rozptýlené svetelné zobrazenie (Grady et al. 1999), interferometrické mapy v milimetrovom kontinuu alebo čiarovej emisii (Rodman et al. 2006; Dutrey et al. 2007) a spektrálna energetická distribúcia disku (SEDs) ukazujú, že masívne disky sa často rozpínajú do stoviek astronomických jednotiek. Menšie určenie pre pôvodnú distribúciu hmoty našej Slnečnej sústavy poskytuje model minimálnej hmotnosti hviezdneho mraku (MMSN), čo je minimom hmotnosti, potrebnej k vytváraniu pozorovanej distribúcie tuhej látky z disku so slnečným zložením prvkov. Tieto analýzy predikujú hmotnosť disku medzi 0,01 a 0,07 M_{Zeme} roztiahnutú do 40 AU. Hmotnosť stanovená pre okolohviezdne disky, odvodená zo submilimetrových a dlhších pozorovacích vlnových dĺžok je konzistentná s pomerom daným MMSN (Beckwith et al. 1990; Wiliams et al. 2005).

Štruktúra diskov môže byť skúmaná mnohými technikami, zahrnujúcimi priame pozorovanie rozptylu svetla v prachových modeloch SEDs. Tieto merania ukazujú väčšinou mladé disky (3 – 5 mil. rokov) okolo hviezd podobných Slnku vytvárajúcich svietiacu diskovú štruktúru, v ktorej uhol diskového „otvoru“ vzrastá s rádiusom. Niektoré disky, špeciálne tie, ktoré sú okolo veľmi málo masívnych hviezd, často vykazujú menšiu svietivosť ako ploché disky (Apai et al. 2005).

Svietiaca geometria prirodzene vzrastá s kombináciou turbulentného plynu a prachovými zrnami veľkosti mikrónov, ktoré sa môžu k nej efektívne pripojiť. Avšak modely ukazujú, že zo vzrastom zŕn spôsobeným náhodnými kolíziami a koaguláciou sa dynamické spájanie zoslabuje, vedúc k stabilite prachu a vonkajšiemu splošťovaniu štruktúry disku (Dullemond a Dominik 2005; Meyer et al. 2007).

Tepelná štruktúra diskov hrá ústrednú rolu v určovaní chemizmu a pozorovateľného spektra. Takáto štruktúra je daná geometriou disku a rýchlosťou akrécie, ako významným zdro-

jom tepla. Ako funkcia týchto parametrov, teplota v strednej rovine disku môže varírovať medzi $T \sim r^{-1/2}$ pre svietiaci disk a $T \sim r^{-3/4}$ pre plochý disk. Najvyššie teploty v statickom disku sú dosahované na najvnútornejšej hrane, priamo vystavenej hviezde.

Chemická evolúcia plynových diskov

Zložitý vzťah medzi viskóznou evolúciou disku, veľkorozmernými prúdmi, malorozmernou turbulenciou, prachovým prostredím a rastom dáva komplexné a životodárne prostredie pre chemickú evolúciu primitívneho materiálu, z ktorého pozostávajú planéty. Teleskopické pozorovania chemizmu plynovej fázy ako aj izotopické a mineralogické štúdie primitívneho materiálu Slnečnej sústavy poskytujú pohľad na chemickú evolúciu počas prvých niekoľkých miliónov rokov formovania planét.

Modely žiariacich diskov predikujú štyri chemicky rozdielne zóny. I–zóna ľadu v chladnej strednej ploche, odrážajúca prichádzajúce žiarenie. Chemizmus v tejto oblasti je prevažne zabezpečovaný reakciou chladnej plynovej fázy s povrchom zŕn. Tu potvrdili pozorovania Infračerveného vesmírneho observatória (ISO) a pozorovania satelitu Spitzer existenciu ľadu rôznych silikátov a PAHs (polycyklických aromatických uhľovodíkov, napr. Van den Ancker et al. 2000; Van Dishoeck 2004; Bouwman et al. 2008). II – zóna molekúl a teplej molekulovej vrstvy obklopujúcej stredovú rovinu, charakteristickú ultrafialovým radiačným chemizmom. III – málo žiariaca zóna radikálov, horúca rozptýlená atmosféra disku s deficitom molekúl. IV – vnútorná zóna v línii ľadu, kde sa formujú terestrické planéty.

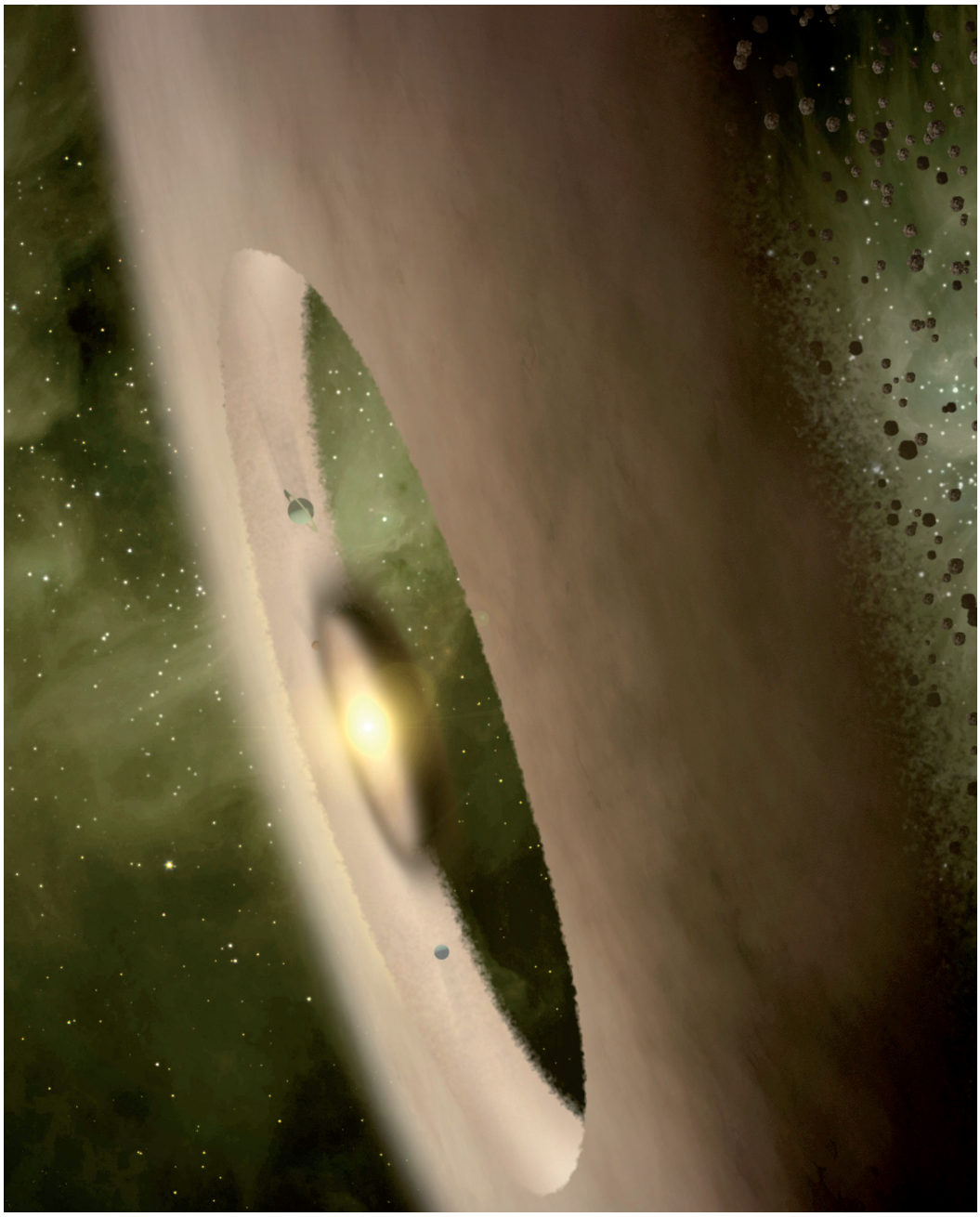
Pozorovania na stredných a dlhých infračervených submilimetrových rádiových vlnových dĺžkach umožňujú skúmať prítomnosť a hustotu jednoduchých molekúl v týchto zónach

a dávajú limitné a hraničné podmienky pre spojenie evolúcie disku so sieťou chemických modelov. Pozorované množstvá a predpovede z modelov diskov môžu byť priamo porovnané s podmienkami odvodenými z počiatočnej fázy Slnečnej sústavy.

Vo vnútri Slnečnej sústavy ukazuje objemové zloženie telies na zjavný nedostatok prchavých elementov v porovnaní so zložením Slnka, ktoré je považované za viac sa približujúce zloženiu pôvodného protostelárneho mraku. Tento nedostatok prchavých látok je vysvetľovaný ako výsledok kondenzácie tuhých zŕn z horúceho plynu (pod 1 860 K, Davis 2006). Takýto plyn musel byť dobre premiešaný a skoro homogénny, pretože reflexné elementy majú relatívne zastúpenie okolo 10% slnečného zloženia a sú izotopicky rovnaké ako 0,1% všetkých tried primitívnych meteoritov. Podobne, pozorovania horúceho CO plynu ukazujú, že plyn je prítomný v niektorých najvnútornejších zónach diskov, kde sú teploty veľmi vysoké (nad 2 000 K), dokonca aj pre najopaktnejšie elementy, existujúce v tuhej fáze. Tieto oblasti horúceho vnútorného disku dokonale miešajú a homogenizujú elementárne a izotopické zloženie materiálu plynovej fázy.

Kyslíkové izotopy v slnečnom mraku poskytujú zvlášť významné a tajomné stopovanie fyzikálnych a chemických procesov (Clayton 2007; Thiemens 2006). Prítomnosť v plynnej aj v tuhej fáze súčasne hovorí o tom, že kyslík je jediným stavebným prvkom hornín, ktorý vykazuje širokú oblasť izotopickej heterogenity na objemovej úrovni. Komplikovaná štruktúra meteoric-kých kyslíkových izotopov je zložitá na jednoduché reprodukovanie mixovaním rôznych zdrojov. Samotienenie CO z fotodisociácie bolo deklarované ako možné riešenie (Lyons a Young 2005).

Stopy izotopov spolu s hmotnostnými zloženiami telies Slnečnej sústavy a pozorovania na diaľku molekúl v plynných fázach disku odhalili komplexnosť chemickej evolúcie formovania planét v diskoch. Chemická premena plynu do prachových zŕn, cez chemizmus povrchu zŕn a procesy vyparovania či kondenzácie, umožňujú pochopiť chovanie prachu a tieto môžu byť získané diaľkovým pozorovaním prirodzených systémov.



Slnko a planéty formujúce sa z protoplanetárneho oblaku.
Výtvarné spracovanie - NASA CALTECH.



Portrét našej plynoprachovej minulosti.
Výtvarné spracovanie - NASA CALTECH.

Labolatórne plynové analógie

Pre úplnosť, pozemské a fyzikálne merítka a pre nepozorovateľnú podstatu astrofyzikálnych procesov, môže diaľkový výskum poskytnúť len limitované poznatky. Laboratórne pozorovania sú naproti tomu vhodné pre štúdium evolúcie prachových zŕn od procesu formovania počas ich púte v ISM po ich účinkovanie v protoplanetárnych diskoch sériou experimentov kondenzácií, kryštalizácií, amorfizácií a katalíz na povrchu zŕn. Tieto štúdie sú nosné pre korektnú interpretáciu astronomických pozorovaní.

Syntéza analógov astrofyzikálnych kondenzovaných zŕn v rôznych chemických systémoch (napr. Mg-Fe-SiO, Mg-SiO, Al2O3-SiO_2 , Al_2O_3-Fe_3O_4-SiO_2) je kľúčovým krokom v pochopení formovania zŕn a efektov prudkých termálnych zmien (Rietmeijer et al. 1999; Rietmeijer a Nuth 2000). Experimenty odhalili komplexné chemické procesy v priebehu extrémne krátkych trvaní vo fáze vzrastu vyparovania. Prekvapujúco, kondenzácia produkuje zvláštne populácie amorfných zŕn rozdielneho zloženia. Najdôležitejším je fakt, že oddelené populácie železokremenných a magnéziokremenných zŕn sa formujú zo zmesy Fe-Mg-SiO pary.

Laboratórne výskumy potvrdzujú, že kryštalické silikáty sú formované v stelárnych výtriskoch a v protoplanetárnych diskoch. Naopak, prachové zrná v ISM sú dominantné ako amorfný materiál; menej než 2,2% zŕn sú kryštalické silikáty (Kemper et al. 2005). Laboratórne simulácie radiačných polí tvrdého žiarenia ukazujú, že iónová radiácia kryštalických silikátov vedie k ich rýchlej amorfizácii (Jäger et al.2003; Brucato et al. 2004).

Vo výtriskoch a diskoch môžu byť zrná tiež spájané alebo absorbciou energetických fotónov, alebo kontaktom s horúcim plynom. Magnéziové silikáty sa termálne spájajú oveľa rýchlejšie než železné silikáty tej istej teploty (Hallenbeck et al. 1998). Teda, kryštalické magnéziosilikátové minerály, pozorované v protoplanetárnych diskoch môžu vzniknúť z termálneho

spájania amorfných magnéziových a železných silikátových kondenzátov. Nadovšetko, experimenty demonštrujú, že spektrálne vlastnosti spájajúcich sa silikátových dymových zŕn sú značne závislé na ich tepelnej histórii. Variácie v strede infračerveného spektra vznikajú v štádiách, kedy kryštály rastú prvotne na povrchu a potom vo vnútri ich objemu, kým sa nezmenia na samotný kryštál.

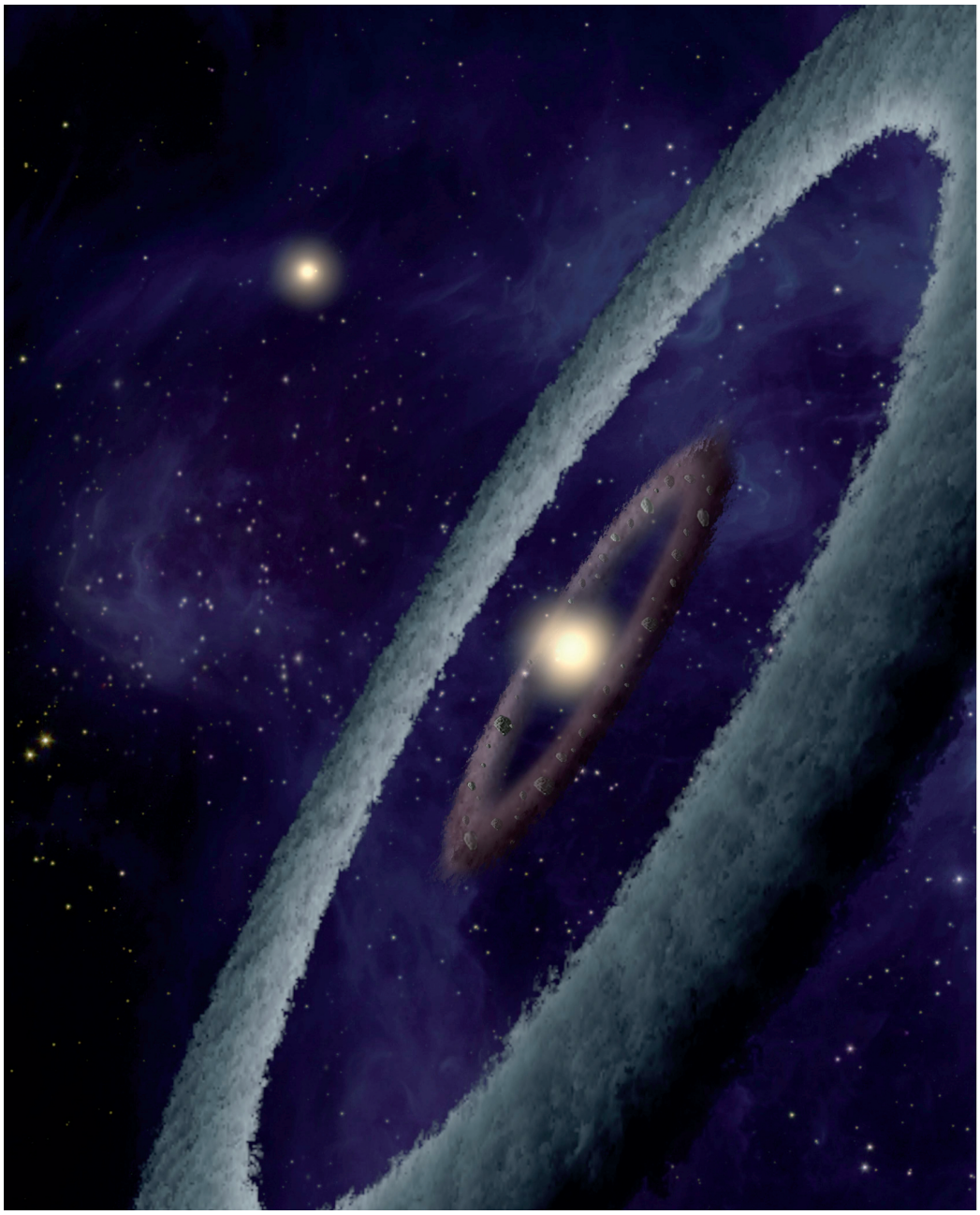
Povrchová kryštalizácia na prachových zrnách je iný dôležitý mechanizmus formovania mnohých jednoduchých molekúl plynovej fázy (H_2, H_2O, CO_2, atď), komplexných molekúl (CH_3OH), radikálov a organického opaktného materiálu. Špeciálne, katalitické reakcie môžu konvertovať CO a H_2 na uhľovodíky alebo N_2 a H_2 na redukované dusíkaté zlúčeniny ako napr. NH_3. Experimenty boli vykonané za účelom testovania relatívnej efektivity rôznych bežných prachových materiálov a následne kryštalických vlastností ako funkcií času a teploty (Nuth et al. 2008). Prekvapivým výsledkom týchto experimentov je, že makromolekulárny uhlíkový povlak vytváraný na zrnách je lepší katalizátor než neorganické prachové zrná. Taký samospúšťací katalizátor, ktorý sa vytvára na povrchu všetkých zŕn môže vyústiť do významných organicko-chemických faktorov, ktoré menia množstvá CO, N_2 a H_2 na hydrouhlíkové komplexy.

Majúc výsledky laboratórnych štúdií astrofyzikálnych prachových procesov, sme schopní interpretovať úplne aj oddelene históriu prachu v protoplanetárnom disku. Takéto informácie sú komplementárne k detailnej analýze tuhého materiálu, ktorý sa zachoval z najrannejších epoch formovania Slnečnej sústavy.

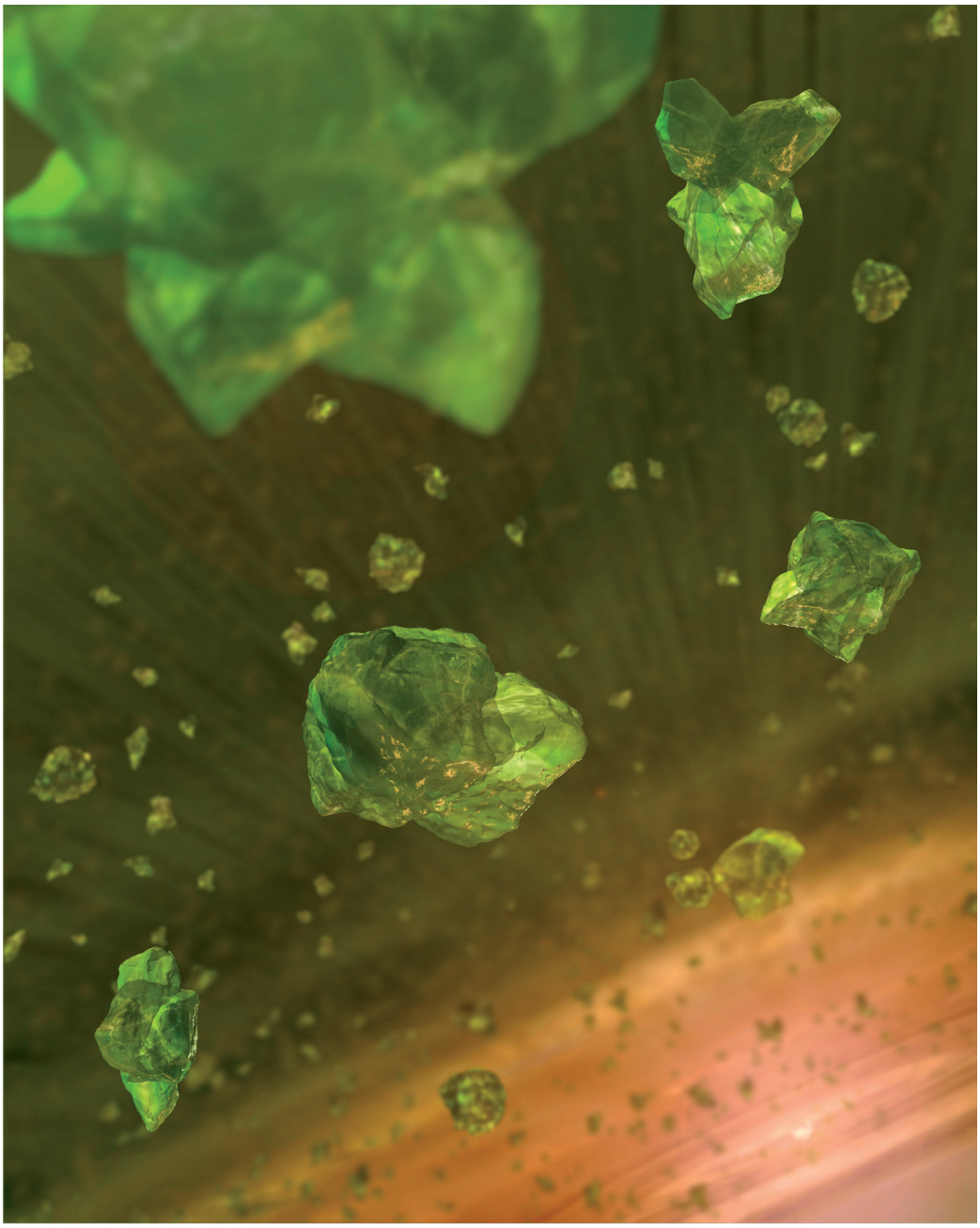
Zloženie prachu v protoplanetárnych diskoch

Zloženie protoplanetárneho prachu je kľúčom k pochopeniu hmotného zloženia planetezimál a planét a tiež poskytuje náhľad na procesy formovania planét. Niekoľko línií dôkazov poukazuje na to, že primitívny prach podliehal dramatickým premenám v prvotnej Slnečnej sústave. Tieto zistenia zdôrazňujú potrebu pochopenia spojenia medzi evolúciou disku a evolúciou zloženia prachu. Rozdiely vzoriek prachu, ktoré môžu byť identifikované diaľkovým prieskumom, zahŕňajú silikáty, uhlíkaté zrná a karbonáty, ako aj zrná bohaté na síru. Množstvá druhov, ako sú odvodené z pozorovaní diskov, môžu byť priamo porovnané so vzorkami meteoritov, IDPs, GBMS časticami a zrnami hviezdneho prachu.

V Slnečnej sústave je hmotnostné prvkové zloženie prachových CI chondritov podobné vzorkám slnečnej fotosféry. Skutočne, modely, ktoré kopírujú kondenzáciu solárneho zloženia horúceho plynu, reprodukujú veľa minerálov a hmotnostných trendov, pozorovaných v Slnečnej sústave. Tieto sú tiež konzistentné s niektorými astronomickými pozorovaniami prachu v protoplanetárnych diskoch. Zrná hviezdneho prachu tiež ukazujú približne slnečné hmotnostné zloženie merateľných elementov, hoci v niekoľkých variáciách (Flynn et al. 2006). Niektoré IDPs, hlavne jemnozrnné, porózne a anhydritické častice, ovplyvňujú solárno prvkové množstvá, zatiaľ čo niektoré iné zrná alebo IDP, vykazujú nesolárne izotopické pomery, často indikujúce protosolárny pôvod. Mineralógia prachu poskytuje komplementárny pohľad na hmotnostné prvkové zloženie. V diskoch sú silikátové zrná najlepšie študovanými komponentami prachu. Zatiaľ čo zloženie amorfných silikátov zostáva ťažko obmedziteľné, kryštalické zrná rozkladajú stredoinfračervené spektrálne obrazy citlivé k ich zloženiu.



Planéty formujúce sa okolo mladej hviezdy podobnej Slnku.
Výtvarné spracovanie - NASA CALTECH.



Planéty formujúce sa okolo mladej hviezdy podobnéj Slnku.

Najviac sa vyskytujúcimi kryštalickými silikátmi sú pyroxény a olivíny – vysokosýtené magnéziom. Pozorované radiálne gradienty v relatívnom množstve amorfnokryštalického prachu môžu poskytnúť zúžený pohľad na termálnu históriu a proces miešania protoplanetárneho prachu (Van Boekel et al. 2004). Čo sa týka silikátov, obohatenie karbonátových zŕn by malo byť v protoplanetárnych diskoch. Oveľa ťažšie je priame pozorovanie prítomnosti a je nepriamo dedukované z modelovania pozorovaného spektra (Min et al. 2005; Lisse et al. 2006). Kryštalické uhlíkové zrná – nanodiamantové a grafitové – tiež poskytujú identifikovateľné spektrálne obrazy a boli detegované v niekoľkých mladých diskoch.

Koagulácia prachu

Kolízie pri malých rýchlostiach medzi prachovými zrnami mikrónovej veľkosti a ich následné zliepanie vedie k dramatickým zmenám v distribúcii rozmerov zŕn v diskoch. So zväčšujúcimi rozmermi sa zrná oddeľujú od turbulentného plynu a ponárajú smerom k stredovej ploche disku, ich relatívne rýchlosti vzhľadom k iným zrnám vzrastajú a tiež vzrastá frekvencia zrážok. Pretože väčšie zrná majú väčší geometrický prierez budú akreovať rýchlejšie dotiaľ, kým relatívne rýchlosti častíc zostanú malé (Blum a Wurm 2008).

S príchodom formovania zŕn, vzniká aj ich deštrukcia a fragmentácia, takže evolúcia veľkosti zŕn v diskoch je komplexný proces, ktorý vedie ku kľúčovému prvému kroku formovania planét. Charakterizovanie evolúcie veľkosti zŕn a vývoj prediktívneho obrazu vyžaduje kombináciu astronomických pozorovaní a štúdií materiálov z prvotnej Slnečnej sústavy a experimentov koagulácie prachu. Porovnanie však nie je priamočiare: zatiaľ čo astronomické pozorovania často skúmajú len povrch disku alebo jeho chladné vonkajšie oblasti, chondrity sú považované za sprostredkovateľov informácií zo stredovej plochy disku.

Prítomnosť zŕn, veľkosti od mikrónov po centimetre, v protoplanetárnych diskoch môže byť skúmaná diaľkovým pozorovaním pomocou infračervených, submilimetrových a rádiových vĺn s najväčšou detegovateľnosťou zŕn v oblasti najväčších vlnových dĺžok. Zatiaľ čo v medzihviezdnom médiu dominujú zrná submikrónovej veľkosti, väčšie zrná boli detegované v mnohých mladých diskoch. Infračervená spektroskopia odhaľuje, že povrchy mladých masívnych diskov sú často bohaté na zrná veľkosti mikrónov, avšak čistá korelácia medzi prítomnosťou týchto zŕn a fundamentálnymi vlastnosťami disku zostáva nejasná. Interferometrické pozorovania na milimetrových vlnových dĺžkach identifikovali zrná veľkosti milimetrov a centimetrov v niektorých oblastiach vonkajších diskov okolo mladých hviezd (Calvet et al. 2002; Testi et al. 2003; Rodmann et al. 2006).

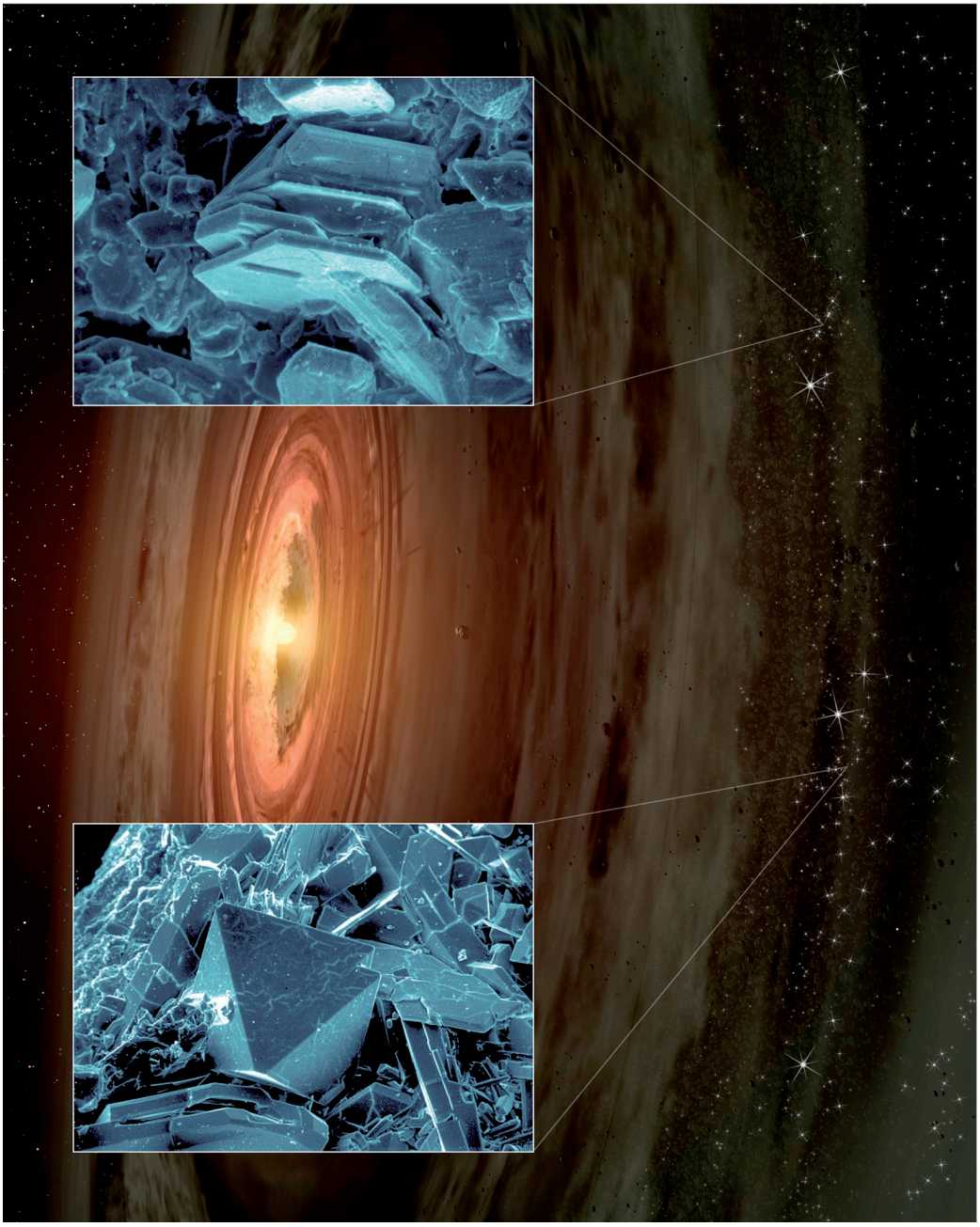
Meteorický dôkaz ukazuje, že koagulácia prachu pokračuje v stredovej ploche disku v dlhých periódach v priebehu prvotnej evolúcie disku. Chondritické meteority obsahujú zmes hrubozrnného materiálu, akými sú chondruly a CAIs, obohatené jemnozrnným matrixom. Väčšina primitívneho prachu zachovaného v málo prepracovaných chondritoch má veľkosti submikrónov, ktoré sú tiež detegovateľné v protoplanetárnych diskoch pomocou spektroskopie alebo obrazov rozptýleného svetla. Chondritická matrica tiež obsahuje minerálne zrná mikrónových veľkostí, prítomných v malých koncentráciách. Niektoré matrice vykazujú subjednotky s rozlíšiteľnými mineralogickými a kompozitnými vlastnosťami. Veľa, alebo možno najviac, týchto zŕn bolo alterovaných a prepracovaných v priebehu etapy formovania chondrúl.

Prítomnosť znakov silikátovej emisie v mladých protoplanetárnych diskoch je dôkazom toho, že populácia malých (niekoľko mikrónových) častíc prežíva v miliónročnom merítku oveľa dlhšie než je merítko koagulácie zŕn (Dullemond a Dominik 2005; Brauer et al. 2008). To poukazuje na to, že musí existovať efektívny mechanizmus, ktorý dopĺňa častice mikrónových veľkostí, najmenej vo vrchných častiach protoplanetárnych diskov.

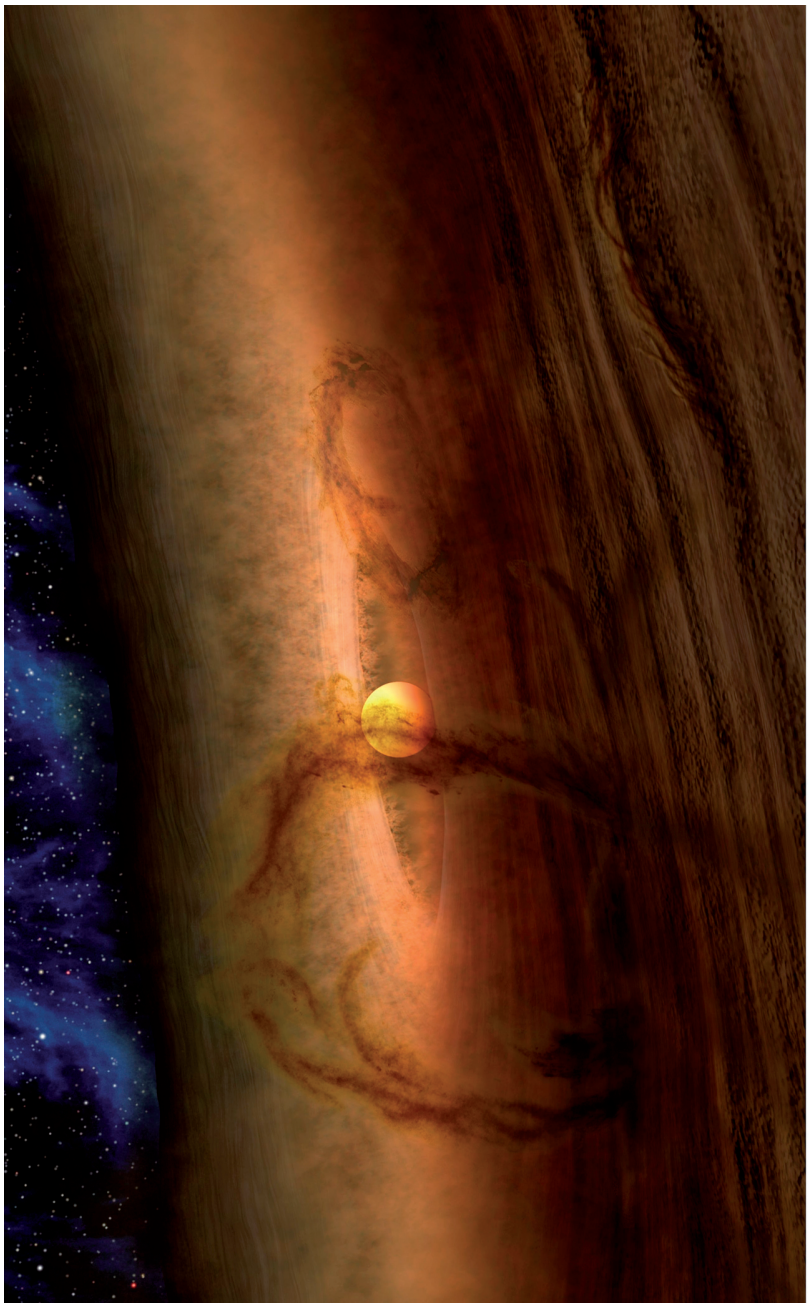
Prítomnosť medzihviezdnych (protosolárnych) zŕn náznakovo usadených v rôznych meteorických materiáloch pochádzajúcich z protoplanetárnych oblakov ukazuje, že miešanie prachu muselo vzniknúť po etape dramatického vytvárania sa chondrúl a začalo slabnúť alebo frekvenčne alebo intenzitne. Takže procesy formovania prachu a koagulácie museli pokračovať po milióny rokov aj cez periódu formovania chondrúl. Etapy formovania chondrúl mohli tiež viesť k opakovanému vyparovaniu a kondenzácii malých zŕn, plauzibilnému spôsobu kontinuálneho dopĺňania populácie jemného prachu v protoplanetárnych diskoch. Zostáva otvorenou otázka či: Astronomické štúdie týchto objektov môžu identifikovať takýto mechanizmus v akcii? Za účelom vyriešenia tejto úlohy, je dôležité zrevidovať podstatu prechodných etáp nahrievania v protoplanetárnych diskoch.

Tepelné prepracovanie protoplanetárneho materiálu

Chladné oblasti disku (do 300 K) tak v slnečnej sústave ako aj v protoplanetárnom disku boli pozorované ako oblasti značne obohatené silikátmi v kryštalickej forme a raz roztavenými tuhými látkami. Dôkaz tohto široko rozšíreného termálneho prepracovania – predpokladaného, že zohrievanie a tavenie zásadne transformuje protoplanetárny materiál – motivuje k detailnému štúdiu procesu nahrievania.



Kremeňu podobné súčasti protoplanetárneho oblaku.
Výtvarné spracovanie - NASA CALTECH.



Plynoprachové zvýrenia v protoplanetárnom oblaku.
Výtvarné spracovanie - NASA CALTECH.

Spektroskopické pozorovania protoplanetárnych diskov ponúkajú momenty prepracovávania prachu v čase. Špeciálne, charakteristické stredné infračervené spektrum submikrónových kryštalických silikátových zŕn, odhaľuje ich prítomnosť v mnohých diskoch s rôznymi geometriami a v rôznych štádiách evolúcie disku. Tepelné žíhanie je striktnou funkciou teploty, dokonca aj pre malé zrná: časová škála pre kryštalizáciu je v rozmedzí 5 mil. rokov pri 630 K až niekoľko sekúnd pri 1 200 K. Kryštály, pozorované v mladých diskoch (pod 1 mil. rokov) museli byť vystavené vysokým teplotám (nad 1 000 K), možno aj opakovane. Detekcia týchto kryštálov v oblastiach príliš chladných na žíhanie (menej než 300 K) je výzvou pre fyzikov, vrátane evolúcie disku, mixovania a šírenia nárazových vĺn.

Citlivé pozorovania dovoľujú komparatívne výskumy znakov silikátových emisií z diskov okolo málo hmotných, stredne hmotných hviezd a hviezd typu Slnka. Pretože neboli zistené silné korelácie s vlastnosťami disku, sploštenejšie disky a disky okolo najchladnejších hviezd oveľa častejšie vykazujú znaky kryštalických silikátov. Chladné hviezdy a veľmi málo hmotné disky vytvárajú zvláštne emisné píky silikátových kryštálov (Apai et al.2005; Merín et al. 2007; Pascucci et al. 2009). Takže, kdekoľvek sú procesy zodpovedné za prítomnosť kryštálov okolo hviezd typu Slnka, musia byť tiež schopné produkovať kryštály veľmi efektívne okolo nízkohmotných hviezd. Interferometrické merania predpokladajú, že rozpad amorfného alebo kryštalického prachu je väčší vo vnútri disku než v médiu separácie (Van Boekel et al. 2004; Ratzka et al. 2007). Výskumy tiež ukazujú, že amorfné silikátové zrná majú často rovnaké obsahy magnézia a železa v protoplanetárnom disku. Naproti tomu, disky s kryštalickými silikátmi sú vždy dominantné so zrnami obohatenými magnéziom (Malfait et al. 1998; Bouwman et al. 2008).

Podobne ako pozorované protoplanetárne disky, podlieha primitívny materiál Slnečnej sústavy dramatickému nahrievaniu a chladnutiu v rôznych fázach vývoja pred jeho začlenením do planetezimál. Množstvo primitívneho planetárneho materiálu, ako napr. CAIs a chondrule,

bolo roztavené, pomaly vychladnuté a kryštalizované. Prekurzory týchto prepálených objektov sú považované za voľne letiace v solárnom mraku, potom nažhavené do 2 000 K v priebehu sekúnd až minút a potom pomaly vychladnuté (10 – 100 K za hodinu). Nadovšetko, jemnozrnná matrica chondritov je v časti súboru amorfných a kryštalických materiálov, ktoré pravdepodobne kondenzovali z vyparovania v priebehu formovania chondrúl.

Zatiaľ čo množstvo prachu a malých častíc, ktoré podliehali termálnemu prepracovaniu, zostáva ťažko obmedziteľné tak vo vnútri protosolárneho mraku ako aj v protoplanetárnych diskoch okolo hviezd, v páse asteroidov bolo viac než 80 % protochondritických komponentov roztavených. Tieto tepelné udalosti môžu hrať najdôležitejšiu úlohu v definovaní hmotného zloženia planetezimál a planét prepracovaním väčšiny alebo všetkého protoplanetárneho materiálu. Mechanizmus nahrievania alebo mechanizmus, ktorý zabezpečuje prechodné nahrievanie, zodpovedné za chondrule a CAIs formovanie, je stále neznámy, ale môže byť tiež schopný produkovať kryštalický silikátových prach. Energetický mechanizmus, ktorý roztavil tieto objekty, pôsobil opakovane niekoľko ráz počas miliňov rokv s vysoko variabilnými intenzitami. Bleskový náhrev spôsobený čelom nárazovej vlny nie je jediným procesom, vedúcim k vysvetleniu formovania chondrúl a tiež nie je konzistentný s kvantitatívnym súborom dát (Ciesla a Hood 2002; Desch a Connolly 2002; Desch et al. 2005). Nadovšetko, zdroj a podstata nárazových vĺn sú ešte nejednoznačné. Alternatívne mechanizmy sú nárazy indukované radiačným žiarením, pôsobenie vetra nabitých častíc a elektrické blesky. Astronomické pozorovania môžu hrať kľúčovú úlohu v identifikácii náhrevových javov v protoplanetárnych diskoch.

Rozptyľovanie v protoplanetárnych diskoch

Životnosť protoplanetárnych diskov determinuje čas, potrebný na formovanie planét. S úbytkom hustých plynových diskov sa nestráca surovina pre formovanie planetezimál alebo

obrých planét. Teda, hmotnosť disku ako funkcia času je snáď najdôležitejšou podmienkou pre formovanie kamenných aj obrých planét. Najlepšie pozorovateľným, hoci nedostatočným, indikátorom diskov je prítomnosť rozsiahlej emisie nad stelárnou fotosférou, vychádzajúcej z malých horúcich prachových zŕn.

Pozorovania skoro infračervenej emisie zo stovák diskov, s vekmi z prvých 10 miliónov rokov ukazujú základnú štruktúrnu evolúciu a prípadnú stratu jemného prachu z vnútorného disku (do 1 AU). Úbytok frakcie hviezd s prachovými diskami predpokladá polčas disku 3 – 5 mil. rokov (Hernández et al. 2007). Pozorovania na dlhších vlnových dĺžkach, predovšetkým z vesmírneho teleskopu Spitzer, ukazujú rovnaký obraz pre disk strednej veľkosti (1 – 5 AU). Kombinácia týchto dôkazových línií je interpretovaná ako rýchle (1 – 3 mil. rokov) rozptýlenie jemného prachu vo väčšine sústav, pravdepodobne postupujúce zvnútra von.

Hoci je v hmote disku dominantným vodík, oveľa menej poznatkov je o jeho rozptyle. Stopy horúceho plynu v najvnútornejšej oblasti disku ukazujú na prítomnosť horúceho prachu (Hartigan et al. 1995) a akréciu plynu k zmenšovaniu sa hviezd v takom istom pomere ako disperzia horúceho prachu. Štúdie teleskopu Spitzer na stredne infračervených čiarach testujú horúci plyn na orbitách podobných Jupiterovej a demonštrujú stratu plynu v niekoľkých desiatkach miliónov rokov (Pascucci et al. 2007). Plyn v najchladnejšej oblasti disku môže byť vystopovaný pomocou CO rotačných línií. Takéto štúdie tiež predpokladajú únik plynu v priebehu 10 mil. rokov. Kombinované astronomické dôkazy ukazujú, že: 1) prachové disky disipujú za 3 – 8 mil. rokov rozptylom zvnútra von; 2) plyn disipuje v rovnakom a možno dokonca menšom časovom merítku.

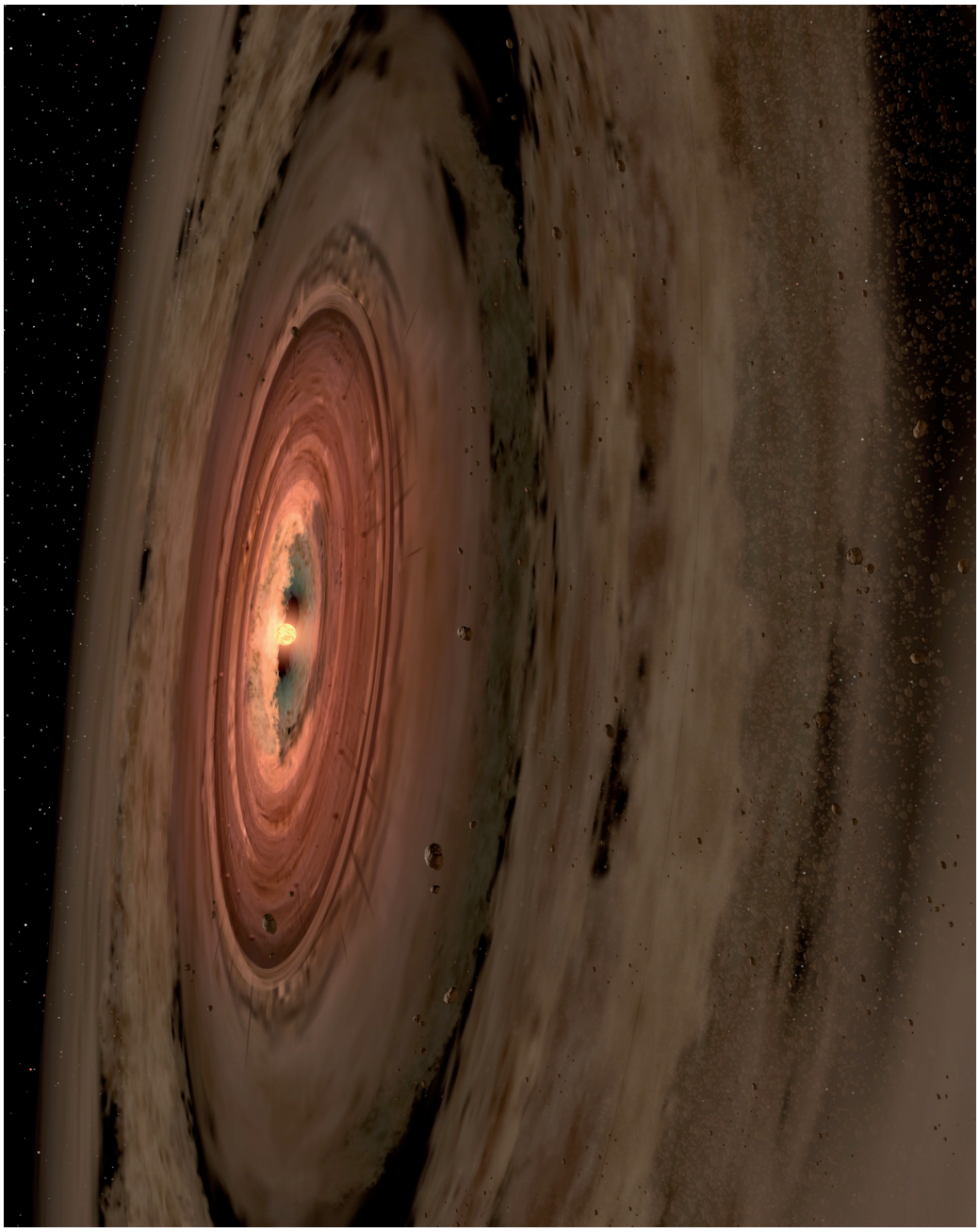
Pre porovnanie, Slnečná sústava ponúka dve línie dôkazov k obmedzeniu časovej škály pre životnosť protosolárneho mraku a epochy formovania planetezimál. Na jednej strane, relatívne nealternované komponenty chondritov zachovávajú stopy ich chemickej a termálnej

histórie, na druhej strane, dynamická informácia je vpísaná do hierarchie Slnečnej sústavy.

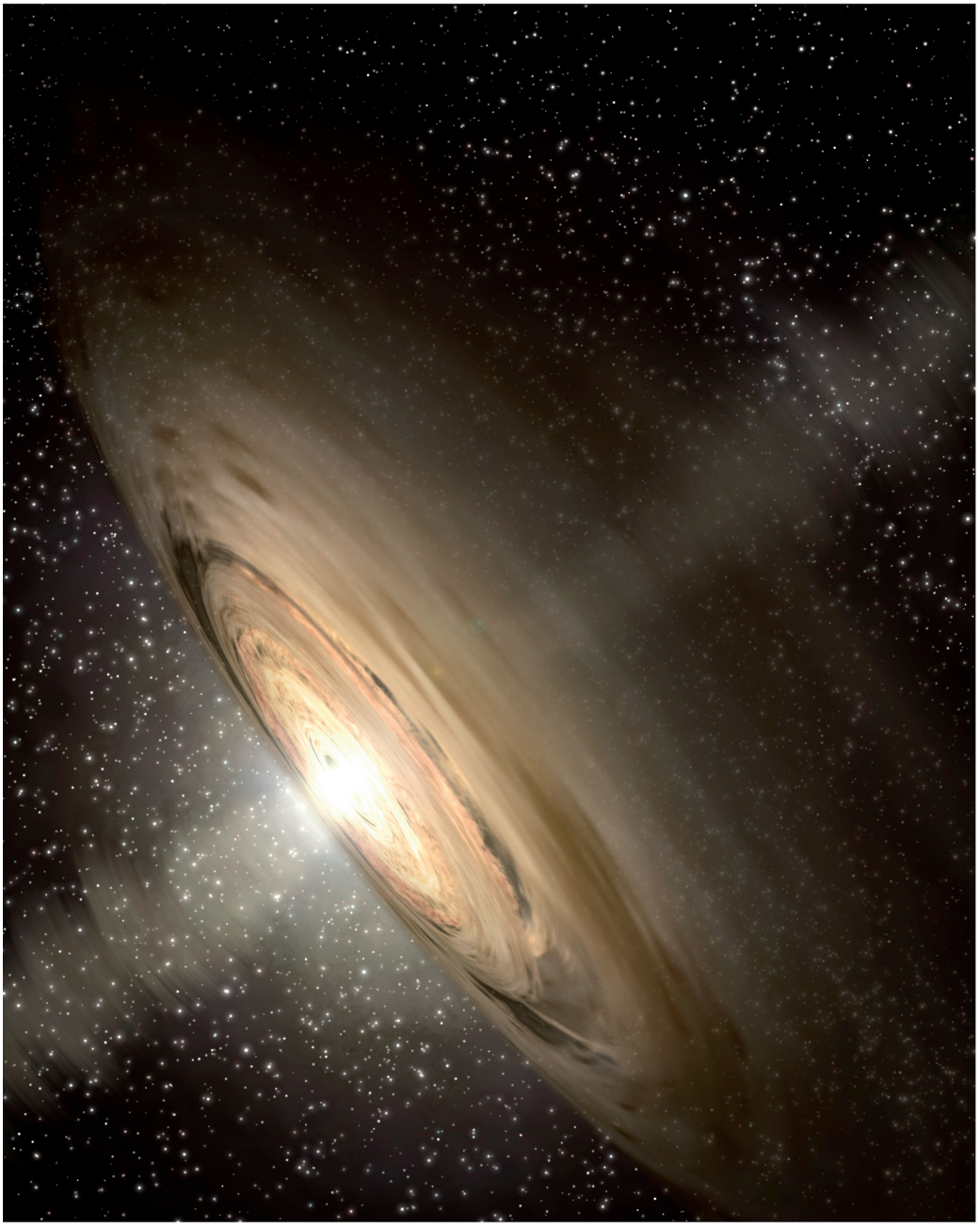
Pozorovanie, že objemné chondrity sú izotopicky homogénne – s výnimkou H, C, N, a O – je dôkazom pre miešanie materiálu v počiatočnej fáze horúceho mraku (nad 2 000 K). Chondruly poskytujú sami o sebe variácie obmedzení obsahu prachu a plynu v ich prirodzenom prostredí. Ich chemické a izotopické zloženia, veľkosti a spôsob distribúcie predpokladajú prachovo-plynové zásobníky v priebehu etáp formovania, ktoré trvajú 1 – 3 mil. rokov po formovaní CAIs, pravdepodobne s dominantou 2 mil. rokov.

Malé planéty a systém satelitov obrých planét určujú tiež obmedzenia prítomnosti plynu v priebehu ich formovania. Napríklad Asuka 881394 – fragment, pravdepodobne odtrhnutý z asteroidu 4 Vesta – je datovaný na 0,5 mil. rokov po formovaní CAI. To poukazuje na to, že veľké planetezimály boli formované skôr, zatiaľ čo bol plyn stále prítomný v protoplanetárnom mraku. Rovnako, neregulárny tvar a equatoriálny hrebeň Saturnovho mesiaca Yapetus, je dobre vysvetliteľný zvýšeným náhrevom z ^{26}Al, ak bol formovaný v období 2,5 – 5 mil. rokov po formovaní CAI (Castillo – Rogez et. al. 2007). Fakt, že Saturn musel byť vytvorený skôr než Yapetus dáva ďalší dôkaz pre disk bohatý na plyn pred 2,5 – 5 mil. rokmi.

Kľúčová nepresnosť týkajúca sa astronomických pozorovaní Slnečnej sústavy je v stanovení počiatočného bodu. Rôzne obmedzenia zdanlivo vedú k mienke, že CAIs boli vytvorené za čas menší než 1 mil. rokov po protoplanetárnom kolapse. Ak áno, chondrule sa mohli formovať za 3 mil. rokov, čo korešponduje s prítomnosťou jemného prachu v mnohých astronomických analógoch. Prítomnosť milimetrových a centimetrových objektov v čase niekoľkých miliónov rokov po formovaní CAI je široko konzistentná s astronomickými obmedzeniami, ako sú časovanie kolízií planetezimál indikované voľnými planetárnymi úlomkami. Táto fáza pravdepodobne štartovala 3 – 5 mil. rokov po formovaní CAI a mohla trvať desiatky až stovky miliónov rokov, dovtedy, pokiaľ sa nedosiahla finálna architektúra planét.



Formovanie Slnka a planét z plynoprachového materiálu protoplanetárneho oblaku.
Výtvarné spracovanie - NASA CALTECH.



Plynoprachové zrodenie slnka a planét.
Výtvarné spracovanie - NASA CALTECH.

Akrécia planetezimál a kamenných planét

Planéty, satelity a malé telesá poskytujú široký rozsah dynamických a chemických obmedzení vytvárania Slnečnej sústavy z planetezimál, spolu s primárnymi parametrami planét. Hmota planét a rozloženie hlavných poloos, relatívne hmotnosti jadier (mimoriadne veľké u Merkúra a malé u Mesiaca) dávajú ďalšie obmedzenia. Naviac, pás asteroidov vypadá byť tri až štyri krát menej hmotný a jeho stredné a malé prvky vykazujú distribúciu charakteristickú pre kolíznu eróziu. Povrchové zloženie hlavného pásu asteroidov vykazuje koreláciu s hlavnými poloosami, pravdepodobne ako výsledok kompozitného gadientu prítomného v čase ich formovania. Naviac, nedostatok prchavých elementov vyúsťuje do vzrastu od uhlíkatých chondritov cez normálne chondrity a terestriálne planéty po niektoré zvláštne meteority. Dodatočne k týmto kompozitným obmedzeniam je chronológia kľúčových udalostí formovania planét v Slnečnej sústave dávajúca súbor detailných obmedzení na sústavu planét.

Prvotné podmienky adaptované zo štúdií diskov umožňujú modelovať stopy evolúcie od planetezimál po planéty, a to v mnohých ohľadoch, konzistentné s kľúčovými obmedzeniami pozorovanými v Slnečnej sústave. V týchto modeloch planetezimály kilometrových rozmerov slúžia ako základné stavebné bloky planét a ich vzájomné kolízie vytvárajú telesá vzrastajúcej veľkosti. Vzájomné dynamické interakcie väčších telies a ich interakcie s planetezimálnym diskom regulujú proces akrécie a definujú tri fázy: počiatočné rýchle narastanie (vedúce k 100 kilometrovým telesám vo vzdialenosti 1 AU v priebehu 1 mil. rokov), pomalý oligarchický vzrast (formujúci telesá od veľkosti Mesiaca po Mars v priebehu 1 mil. rokov), a stochastický postoligarchický vzrast (definujúci finálnu hierarchiu telies planetárneho systému). Toto neskoršie štádium je charakterizované širokým merítkom, stochastickým mixovaním planetárnych embrií a ich katastrofickými kolíziami. Jedna takáto kolízia bola pravdepodobne príčinou vzniku Mesiaca. Simulácie ukazujú, že v prípade Slnečnej sústavy oligarchické a postoligarchické rastové štádiá vo vzdialenostiach niekoľkých astronomických jednotiek sú silne ovplyvnené prítomnosťou Jupitera a Saturna.

Formovanie planét neprebiehalo rozdielne za snehovou hranicou, kde kondenzácia zväčšuje povrchovú hustotu. Tu môžu byť masívne jadrá (5 – 10 M_{Zeme}) formované dostatočne rýchlo, pričom zostáva plyn v disku. Takéto masívne jadrá, ak boli formované ako prvotné do disperzného plynového disku, rýchlo obohatili hmotu Jupitera formujúc obrie planéty. Alternatívny mechanizmus, ktorý môže byť zodpovedný za formovanie obrých planét, je gravitačná nestabilita v masívnom, okrajovo nestabilnom disku (Boss 2007; Mayer et al. 2007).

Nakoľko typická je Slnečná sústava?

Či môže Slnečná sústava slúžiť ako vzor pre typické planetárne systémy, zostáva všeobecne jednou z fundamentárnych otázok astronómie. Výskumy radiálnej rýchlosti boli veľmi úspešné pri objavovaní planét inde než v Slnečnej sústave a dnes sú zásluhou dosiahnutej citlivosti občas detegovateľné planéty typu Jupiter alebo orbity typu Jupiter. Obrie planéty na orbite menšej než 4 AU sa nachádzajú približne v 6 % v okolí hviezd typu Slnko (Udry a Santos 2007) a 20 – 40 % hviezd typu Slnko môže mať planéty s hmotnosťou Neptúna (Mayor et al. 2009). Pretože excentrické a masívne planéty indikujú široký signál radiálnych rýchlostí, nie je prekvapením, že takéto planéty sú dominantnými medzi exoplanétami. V najbližších rokoch sa od misií COROT a Kepler očakáva, že stanovia významné príklady kamenných a obrých planét, ktoré pomôžu posadiť našu Slnečnú sústavu do kontextu populácie extrasolárnych planét.

Ako prekročiť metrovú hranicu?

Akrécia kamenných a ľadových planetezimál (asteroidy a kométy dnešnej Slnečnej sústavy) je jednou z najmenej známych fáz histórie Slnečnej sústavy. Kľúčovým neznámym faktorom, ktorý dominuje v evolúcii častíc v preplanetezimálnom štádiu, je stupeň turbulencie

v protoplanetárnom oblaku. Povrchové sily pomáhajú vzájomnému zliepaniu prachových zŕn, formujúc makroskopické fraktálne agregáty, ktoré sú prevažne vytvárané progresívne kompaktnejšími, zásluhou kolízie. Ako môžu planetezimály rásť týmto spôsobom je nejasné. Ak je mrak turbulentný, kolízie sa môžu stať disruptívnymi pri vzraste rozmerov častí a vzraste ich rýchlostí, zastaviac akréciu v rozmeroch okolo metra (Blum a Wurm 2008).

Iným vážnym problémom je drift rastúcich častíc smerom k Slnku, zásluhou priťahovania plynu. Telesá veľkosti metra sú odďaľované rýchlejšie ako je rýchlosť ich rastu. Kombinácia týchto problémov je obyčajne nazývaná „bariéra metrových rozmerov". Čím je zliepanie zložitejšie, tým lepšie pomáha turbulencia k pochopeniu pozorovaní, ktoré predpokladajú široko rozmerné miešanie v prvotnom mraku, tak ako boli pozorované v prostredí vysokej teploty kryštalické minerály kométy P/Wild 2.

Prekonaním „bariéry metrových rozmerov" a vyhnutím sa nejasnostiam okolo zliepania, bolo predpokladané, že planetezimály mohli byť formované rýchlo pomocou gravitačnej nestability, v hustej vrstve častíc, blízkej stredovej ploche disku. Avšak, tieto husté vrstvy samy generujú lokálnu turbulenciu, ktorá disperguje častice a udržuje gravitačnú nestabilitu. Hoci bola myšlienka klasickej gravitačnej nestability v poslednom čase oživená v kontexte veľmi malých častíc, tento posledný scenár je rušený už malým množstvom turbulencií v mraku.

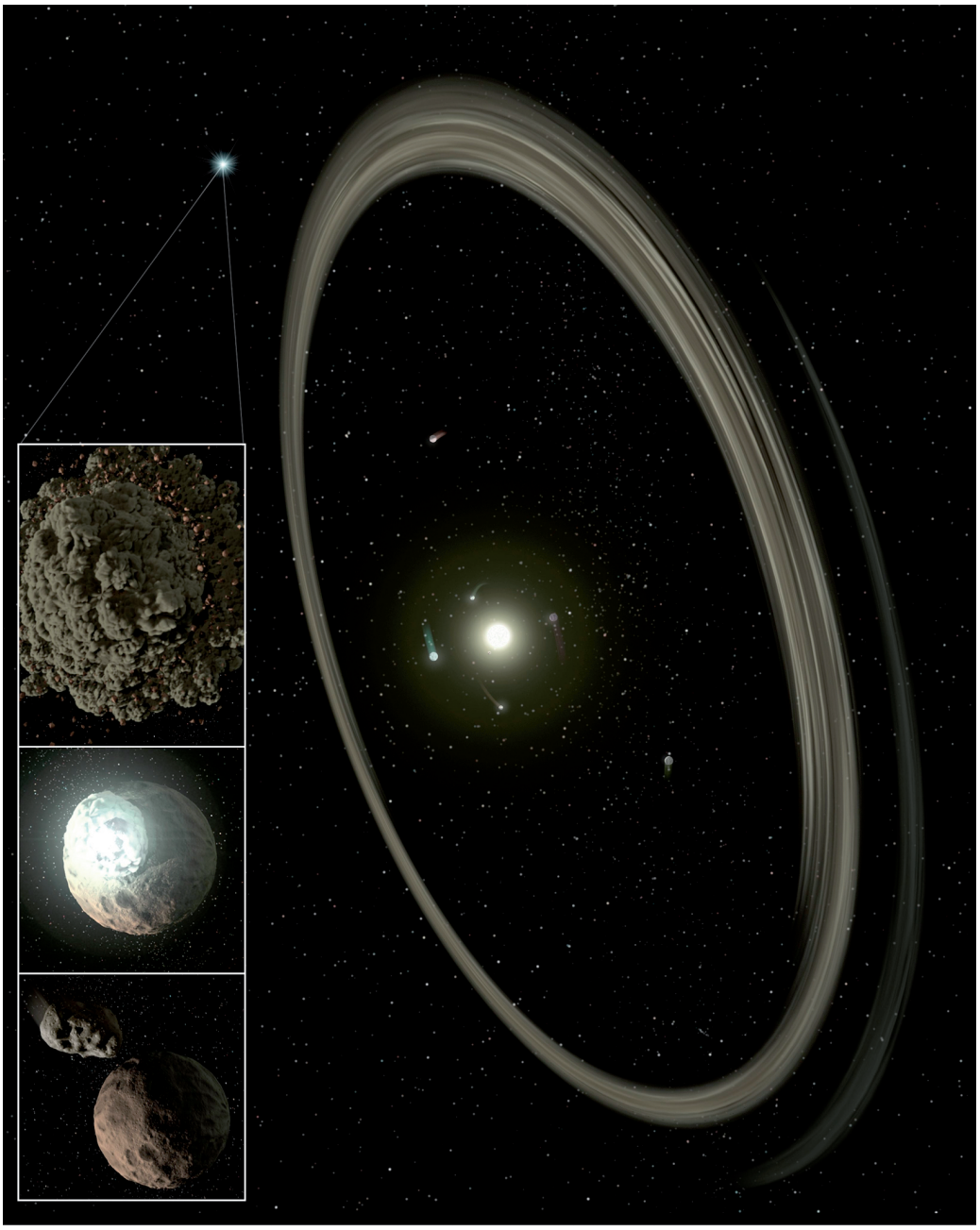
Prechod od protoplanetárneho disku do úlomkového disku

Pozorovania evolúcie prvých 10 mil. rokov disku ukázali dramatickejšie zmeny než zmeny v priebehu celého ostatku života systému. Nielen, že sa materiál disku stráca a štruktúra disku sa splošťuje, ale populácia prachových zŕn sa tiež zásadne mení. Staršie úlomkové disky, ktoré sú skoro vždy vytvárané zrnami veľkosti mikrónov, sú kryštalické alebo amorfné. Dosiaľ

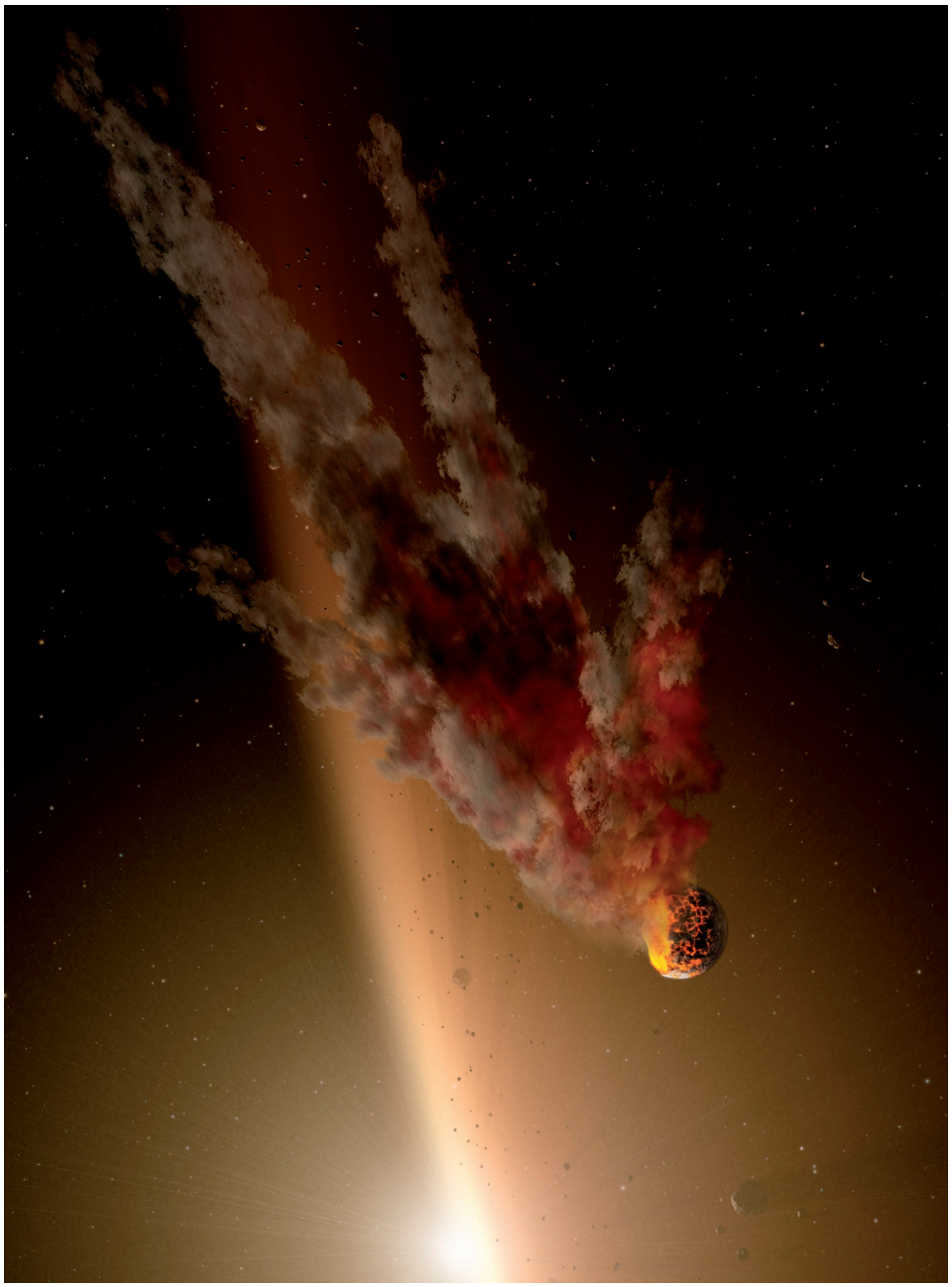
nie je jasné, akým spôsobom alebo spôsobmi sa môžu masívne, na prach bohaté, protoplanetárne disky meniť na úlomkové disky. Formovanie masívnych obríchplanét a kolízie planetezimál sú predpokladom formovania a dopĺňania disku, ale exaktný mechanizmus zostáva nevyriešený. Špecifické otvorené otázky sú: ako frakcia kolízneho napĺňania disku varíruje v čase; ako budú štruktúry disku formovať planéty rôznych hmotností? Prídavné vlastnosti disku k vlastnostiam formovania planetárnych systémov sú základnými pre úplný výskum diskov ako diagnostické nástroje pre diverzitu planetárnych systémov.

Vlastnosti disku ako funkcia hmotnosti hviezdy

Prekvapivo detailné štúdie Spitzera ukazujú, že disky okolo chladných hviezd a hnedých trpaslíkov sú markantne odlišné od diskov okolo väčšiny masívnych hviezd. Po prvé, životnosť diskov okolo najmenej masívnych hviezd sa zdá byť signifikantne dlhšou než okolo ich viac masívnych proťajškov (Lada et al. 2006; Carpenter et al 2006). Po druhé, štruktúry disku sa zdajú byť významne sploštenejšie dokonca v ranných štádiách (Testi et al. 2003). Po tretie, rast a tepelné spracovanie horúceho (100 – 300 K) prachu vo vnútri diskov sú oveľa viac významné (Apai et al. 2005; Kessler – Silacci et al. 2007). Nakoniec, rýchlosť akrécie sa zdá rásť so štvorcom hmotnosti hviezdy, vyúsťujúc do veľmi malých rýchlostí akrécie u najmenej hmotných objektov (Natta et al. 2004; Muzerolle et al. 2005). Tieto pozorované rozdiely demonštrujú, že počiatočné a hraničné podmienky pre formovanie planét okolo málo hmotných hviezd sa líšia od formovania planét okolo hviezd typu Slnka, navodzujúc, že formovanie planét môže byť veľmi rôznorodé (Laughlin et al. 2004; Ida a Lin 2005; Payne a Lodato 2007; Kennedy et al. 2007).



Formovanie planetárneho systému zrážkami planetezimál.
Výtvarné spracovanie - NASA CALTECH.



Formovanie planetárneho systému zrážkami planetezimál.
Výtvarné spracovanie - NASA CALTECH.

Explózia supernovy a prirodzené prostredie Slnka

Existujú mnohé dôkazy pre populáciu živých rádionuklidov ako ^{26}Al alebo ^{60}Fe, ktoré boli injektované do protosolárneho mraku, alebo disku, prvotne pred formovaním CAIs (Tachibana et al. 2006). Izotopické zloženia navodzujú, že izotopy vznikli v supernove, pravdepodobne s veľmi masívnym hviezdnym predkom, ktorý tiež podliehal fáze Wolf – Rayeta (Bizzarro et al. 2007). Ak je táto interpretácia korektná, Slnko muselo byť formované vo veľmi bohatom a hustom stelárnom klastry, ako je napr. Carina Nebula, veľmi podobnom Taurusu alebo iným nízko masívnym hviezdy formujúcim oblastiam. Luminózne masívne hviezdy v takýchto klastroch môžu odrezať alebo úplne vypariť protoplanetárne disky okolo členov klastru. Dve kľúčové otázky zostávajú otvorené. Ako blízko v čase a priestore explodovala supernova do protosolárneho mraku? Urýchľovala supernova alebo iné susedné masívne hviezdy kolaps, zrezanie disku, alebo vplyv protosolárneho mraku signifikantným spôsobom? Odpoveď na tieto otázky pomôže v pochopení toho, či explózia supernovy (alebo susednej masívnej hviezdy) mohla vytvoriť Solárny systém iný, rozdielny od typických planetárnych systémov.

Heterogenita diskov: oxidačné štádiá a izotopy

CI chondrity sú všeobecne považované za reprezentantov hmotnostného zloženia Solárneho systému s výnimkou vysoko prchavých prvkov vodíka, uhlíka, dusíka, kyslíka a vzácnych plynov. V pomere k CI chondritom, všetky ostatné skupiny meteoritov, ako aj hmoty terestriálnych planét, majú deficit prchavých prvkov. Tento nedostatok sa mení od skupiny k skupine, ale najväčšia časť má rovnaké charakteristiky, ktoré sú rozumne hladkou funkciou prchavosti (vyjadrenej ako 50% teploty kondenzácie). Teda, rovnováha kondenzačných sekvencií spája veľa prvotných pozorovaní prchavosti, závisiacej na rozložení prvkov, identitách ich pôvodných fáz v meteoritoch a dokonca chemickej štruktúre Solárneho systému. Avšak, rôznosť oxidačných

štádií je prejavovaná najprimitívnejšími (Typ 3) chondritickými meteoritmi. Tieto príklady naznačujú, že redukčné štádium mraku vaíruje v rozpätí niekoľkých rádov magnitúd väčších oxidácií, než solárny plyn až po niekoľko rádov magnitúd väčších redukcií. Tieto široké variácie sú považované za výsledok väčších variácií v relatívne bohatom na plyn, prach a ľad uhlíkatom materiáli v stredovej ploche oblaku. Pre datovanie, žiadny zjednodušený model dynamiky a chemizmu solárneho mraku, nie je schopný reprodukovať široký rang oxidačných štádií zaznamenaných v meteoritoch.

Formovanie chondrúl

Prechodové tepelné udalosti boli významné pri formovaní Slnečnej sústavy dodávajúc energiu pre tvorbu chondrúl a opaktných inklúzií. Takéto objekty sú nepredikovateľné v astrofyzikálnych modeloch formovania planetárnych systémov. Tieto zahŕňajú 50 – 80% hmoty mnohých primitívnych meteoritov. Avšak mechanizmus, ktorý produkoval prechodný náhrev je stále neznámy. Budúce práce sa musia sústrediť na postavenie detailov petrografických a chemických analýz týchto hornín do astrofyzikálneho a kozmochemického rámca formovania Slnečnej sústavy.

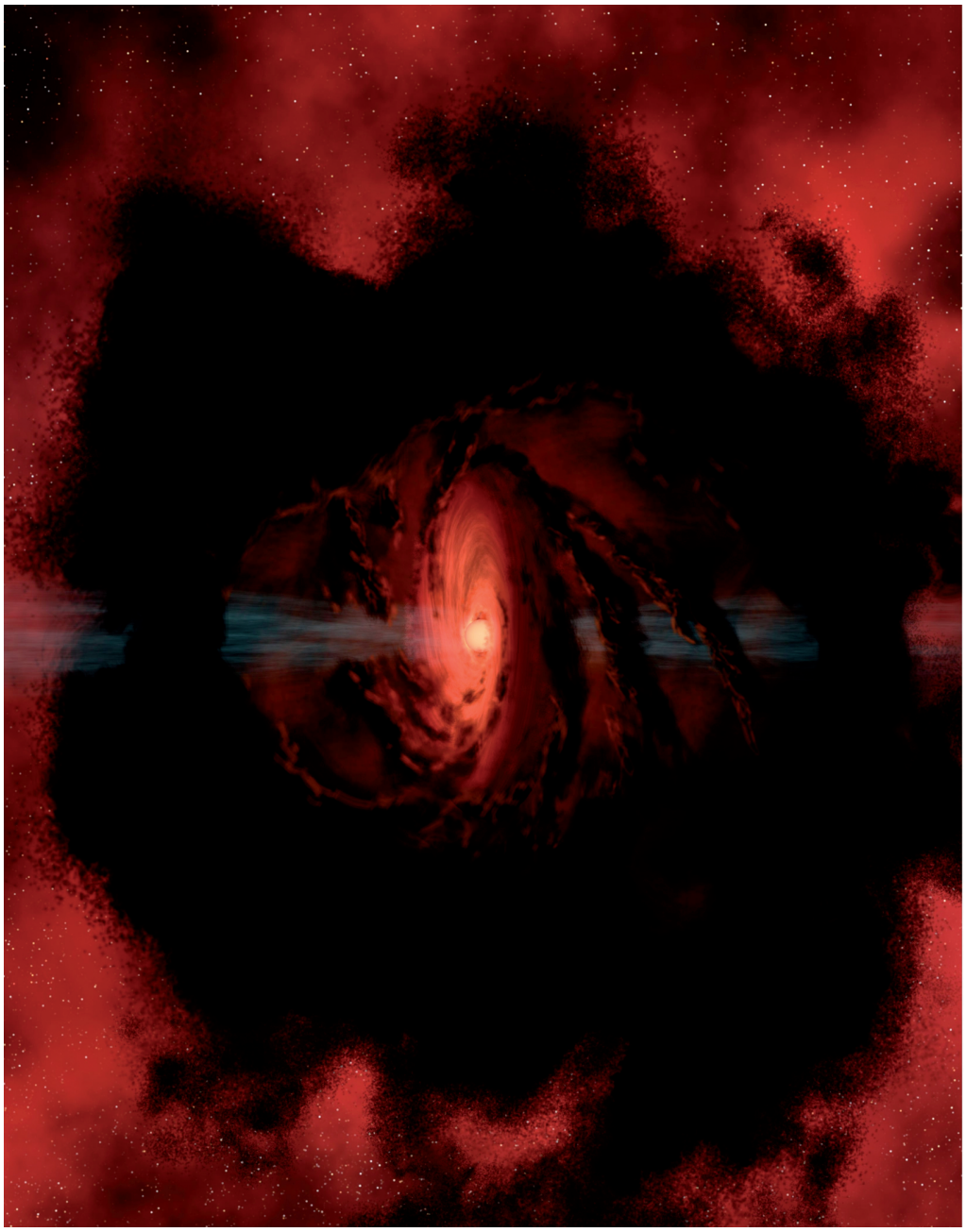
Vedúce modely mechanizmov prechodných náhrevov zahŕňajú nárazové vlny, spŕšky kozmických lúčov, slnečný vietor a čiastočne natavené planetezimály. Nárazové vlny boli považované za schopné reprodukovať dedukovanú tepelnú históriu chondrúl, ich mechanizmus však zostáva ešte nevyriešený. Model slnečného vetra naproti tomu potrebuje detailnú históriu, ktorá môže byť porovnaná s existujúcimi dátami. Rovnako, detailný kvantitatívny model pre formovanie chondrúl a spečených CAI interakciami medzi planetárnymi telesami, nebol zatiaľ vyvinutý. Pochopenie vzťahu medzi mechanizmom prechodného náhrevu a okolia CAI a formovaním chondrúl by mal byť kritickým krokom k identifikácii náhrevového mechanizmu.

Konečne, potrebujeme pochopiť ako bolo fomovanie CAI limitované do 0,1 mil. rokov, zatiaľ čo formovanie chondrúl trvalo 4 mil. rokov a ako náhrevové udalosti súvisia s kolapsom molekulárneho mraku a formovaním disku.

Zdroj náhrevu asteroidov

Meteorické a astroidálne štúdie odhalili prítomnosť intenzívneho, krátko trvajúceho, zdroja tepla v prvotnej Slnečnej sústave. Systematické trendy v priestorovej distribúcii astroidálnych taxonometrických typov, definovaných ich reflexným spektrom, sú myslené ako reprezentanti variácií v ich primordiálnej termálnej histórii. Dodatkové štúdie meteoritov ukazujú, že všetky ich astroidálne materské tlesá boli termálne alternované vnútorným teplom do istého stupňa z intervalu 400 – 1 500 K. Výber zdrojov tepla, zodpovedných za tepelné spracovanie asteroidov je jednou z veľkých záhad planetárnej vedy. Z miriady možných zdrojov tepla sú stále aktívne diskutované tri: rozpad ^{26}Al a iných krátko krátko žijúcich rádionuklidov (Bennet a McSween 1996), impaktové teplo (Rubin 1995) a elektromagnetická indukcia. Úloha indukčného nahrievania v prvotnej Slnečnej sústave nebola vysvetlená vo svetle posledných výsledkov, ako látka magnetorotačných nestabilít a emisií nabitých častíc z prvotného mladého slnečného objektu. Vychádzajúc z takýchto predpokladov a posledných pozorovaní oblastí formovania hviezd, mala by byť prehodnotená interakcia medzi protoplanetárnymi magnetickými poľami a telesami planetezimál.





Prachová supernova (predošlý obrázok) a formovanie protoslnka v prachoplynovom oblaku.
Výtvarné spracovanie - NASA CALTECH.

Pôvod hmotnostného planetárneho zloženia: nestály pomer Mg/Si

Prvotný vrchný plášť Zeme mal atómový (Mg/Si a Mg/AL) a izotopový ($^{187}Os/^{188}Os$) pomer úplne odlišný od pomeru v CI chondritoch. Skutočne, žiadny primitívny materiál, rovnaký ako v zemskom plášti sa nenachádza v zbierkach meteoritov. „Stavebné bloky“ Zeme musia byť okrem toho zložené z ešte z nenajdeného meteorického (chondritického alebo iného) materiálu. Niektorá elementárna variácia môže byť potenciálne obsiahnutá v jadre. Je nepravdepodobné, že takto môžu byť vysvetlené všetky pozorované variície. Je tiež možné, že kozmochemické procesy vo vnútri mraku vedú k úbytkom prachových a prchavých prvkov, produkujúcich kremík a magnézium. Nadovšetko, možno že spodný plášť Zeme má iné zloženie než vrchný plášť a že hmotné zloženie silikátovej Zeme je mierne odlišné. Relatívne ako aj absolútne množstvá prítomných prvkov musia byť overené do detailov za účelom pochopenia akrečných procesov a prvotného zloženia protoplanetárneho materiálu v mraku, zdrojovej zóne rastúcej protozeme.

Literatúra

Alves, J.F., Lada, C.J., Lada, E.A., 2001, Nature, 409, 159.

Amelin, Y., 2007, Lunar and Planetary Science Conference Abstracts, 38, 1669.

Amelin, Y., Krot, A.N., Hutcheon, I.D., Ulianov, A.A., 2002, Science, 297, 1678.

Apai, D., Lauretta, D.S., 2010 Protoplanetary dust, Cambridge Univ. Press, 1-26.

Apai, D., Pascucci, I., Bouwman, J. et al., 2005, Science, 310, 834.

Bally, J., Reipurth, B., Davis, C.J., 2007, Protostars and Planets V, 215-230.

Beckwith, S.V.W., Sargent, A.I., Chini, R.S., Guesten, R., 1990, Astron. Journ., 99, 924.

Bennett, III,M.E., McSween, Jr., H.Y., 1996, Meteoritics and Planetary Sci, 31, 783.

Bergin, E.A., Alves, J., Huard, T., Lada, C.J., 2002, Astronomical Journal, 570, L101.

Bizzarro, M., Baker, J.A., Haack, H., Lundgaard, K.L., 2005, Astrophys. Journ. 632, L41.

Bizzarro, M., Ulfbeck, D., Trinquier, A., et al., 2007, Science, 316, 1178.

Blitz, L., Fukui, Y., Kawamura, A. et al., 2007, Protostars and Planets V, 81-96.

Blum, J., Wurm, G., 2008, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 46, 21.

Boss, A., 2007, Astrophysical Journal, 661, L73.

Bouwman, J., Henning, T., Hillenbrand, L.A., et al, 2008, Astrophycical Joural, 683, 479.

Bradley, J.P., 1994, Science, 265, 925.

Brauer, F., Dullemond, C.P., Henning, T., 2008, Astronomy and Astrophysics, 480, 859.

Brownlee, D., Tsou, P., Aleon, J., et al., 2006, Science, 314, 1711.

Brucato, J.R., Strazzulla, G., Baratta, G., Colangeli, L., 2004, Astron. and Astroph. 413, 395.

Burrows, C.J., Stapelfeldt, K.R., Watson, A.B., et al., 1996, Astrophys. Journal, 473, 437.

Calvet, N., D`Alessio, P., Hartmann, L., et al., 2002, Astronomical Journal, 568, 1008.

Carpenter, J.M., Mamajek, E.E. Hillenbrand, L.A., Meyer, M.R., 2006, Astroph. J., 651, L49.

Castillo-Rogez, J.C., Matson, D.L., Sotin, C., et al., 2007, Icarus, 190, 179.

Ciesla, F.J., Hood, L.L., 2002, Icarus, 158,281.

Clayton, R.N., 2007, Anual Review of Earth and Planetary Sciences, 35, 1.

Connelly, J.N., Amelin, Y., Krot, A.N., Bizzarro, M., 2008, Astrophys. Journal, 675, L121.

Davis, A.M., 2006, Meteorities and the Early Solar System II, 295-307.

De La Reza, R., Jilinski, E., Ortega, V.G., 2006, Astronomical Journal, 131, 2609.

Desch, S.J., Connolly, Jr., H.C., 2002, Meteoritics and Planetary Science, 37, 183.

Desch, S.J., Ciesla, F.J., Hood, L.L., Nakomoto, T., 2005, Astr. Soc. Pac. Conf. Ser. 341, 849.

Dullemond, C.P., Dominik, C., 2005, Astronomy and Astrophysics, 434, 971.

Dutrey, A., Guilloteau, S., Ho, P., 2007, Protostars and Planets V. 495-506.

Flynn, G.J., Bleuet, P., Borg, J., et al., 2006, Science, 314, 1731.

Flynn, G.J., Keller, L.P., Jacobsen, C., Wirick, S., 2004, Advanc. in Space Res., 33, 57.

Flynn, G.J., Leroux, H., Tomeoka, K., et al., 2008, Lunar Planet. Sci. Conf. Abstr. 39, 1079.

Grady, c.A., Woodgate, B., Bruhweiler, F.C., et al., 1999, Astrophys. Journ., 523, L151.

Hallenbeck, S.L., Nuth, J.A., Daukantas, P.L., 1998, 131,198.

Hartigan, P., Edwards,S., Ghandour, L., 1995, Astrophys. Journ., 452, 736.

Hernandez, J., Hartmann, L., Megeath, T., et al., 2007, Astrophys. Journ., 662, 1067.

Ida, S., Lin, D.N.C., 2005, Astrophys. Journ., 626, 1045.

Jäger, C., Fabian, D., Schrempel, F., et al., 2003, Astronomy and Astrophysics, 401, 57.

Keller, L.P., Messenger, S., 2007, Proc.Chron. Met. Early Solar System, No. 1374, 88.

Kemper, F., Vriend, W.J., Tielens, A.G.G.M., 2005, Astrophys. Journ., 633, 534.

Kennedy, G.M., Kenyon, S.J., Bromley, B.C., 2007, Astrophys and Space Sci., 311, 9.

Kessler-Silacci, J.E., Dullemond, C.P., Augereau, J.C., et al., 2007, Astroph. Journ., 659, 680.

Kita, N.T., Huss, G.R., Tachibana, S., et al., 2005, Astron. Soc. Pacif. Conf. Series, 341, 558.

Kleine, T., Münker, C., Mezger, K., Palme, H., 2002, Nature, 418, 952.

Kleine, T., Palme, H., Mezger, K., Halliday, A.N., 2005, Science, 310, 1671.

Krot, A.N., Amelin, Y., Cassen, P., Meibom, A., 2005, Nature, 436,989.

Lada, C.J., Muench, A.A., Luhman, K.L., et al., 2006, Astronomical Journal, 131, 1574.

Laughlin, G., Bodenheimer, P., Adams, F.C., 2004, Astronomical Journal, 612, L73.

Lisse, C.M., Van Cleve, J., Adams, A.C., et al. 2006, Science, 313, 635.

Luhman, K.L., Allen, L.E., Allen, P.R., 2008, Astrophysical Journal, 675, 1375.

Lyons, J., Young, E.D., 2005, Nature, 435, 317.

Malfait, K., Waelkens, C., Waters, L.B.F.M., et al., 1998, Astron. and Astroph., 332, L25.

Mayer, L., Lufkin, G., Quinn, T., Wadsley, J., 2007, Astrophysical Journal, 661, L77.

Mayor, M., Udry, S., Lovis, C., et al., 2009, Astronomy and Astrophysics, 493, 639.

McCaughrean, M.J., O`Dell, C.R., 1996, Astronomical Journal, 111, 1977.

Merín, B., Augereau, J.C., van Dishoeck, E.F., et al., 2007, Astrophys. Journ., 661, 361.

Messenger, S., Keller, L.P., Lauretta, D.S., 2009, Science, 309, 737.

Meyer, M.R., Backman, D.E., Weinberg, A.J., Wyatt, M.C., 2007, Protost. Plan. V, 573-588.

Min, M., Hovenier, J.W., de Koter, A., Waters, L.B.F.M., Dominik, C. 2005, Icarus, 179, 158.

Mostefaoui, S., Lugmair, G.W., Hoppe, P., 2005, Astrophysical Journal, 625, 271.

Muzerolle, J., Luhman, K.L., Bericeño, C., Hartmann, L., Calvet, N., 2005, Astro. J. 625, 906.

Natta, A., Resti, L., Muzerolle, J., et al., 2004, Astron. and Astrophys. 424, 603.

NASA CALTECH:
http://www.spitzer.caltech.edu/search/image_set/20?by_type=artwork&tabs=hidden

Nuth, J.A., III, Johnson, N.M., Manning, S., 2008, Astrophys. Journ. 673, L225.

Ortega, V.G., Jilinski, E., de la Reza, R., Bazzanella, B., 2007, Month. Not. RAS, 377, 441.

Ouellet, C., Vockenhuber, C., The, L.S., et al., 2007, Amer. Phys. Soc. Meet., DNP.EE0020.

Pascucci, I., Apai, D., Luhman, K., et al., 2009, Astronomical Journal, 696, 143.

Pascucci, I., Hollenbach, D., Najita, J., et al., 2007, Astronomical Journal, 663, 383.

Payne, M., Lodato, G., 2007, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 381, 1597.

Qin, L., Dauphas, N., Wadhwa, M., Masaril, J., Janney, P.E., 2008, Earth. Plan. SL., 273, 94.

Ratzka, T., Leinert, C., Henning, T., et al., 2007, Astronomy and Astrophysics, 471, 173.

Ray, T., Dougados, C., Baccioti, F., Eislöffel, J., Chrysostomou, A., 2007, Pr. Pl. V, 231-244.

Reitmeijer, F.J.M., Nuth, J.A., III 2000, Earth, Moon and Planets, 82, 325.

Reijtmeier, F.J.M., Nuth, J.A., III, Karner, J.M., 1999, Astrophysical Journal, 527, 395.

Rodmann, J., Henning, T., Chandler, C.J., Mundy, L.G.,Wilner, D.J., 2006, AaA, 446, 211.

Rubin, A.E., 1995, Icarus, 113, 156.

Sandford, S.A., Aléon, J., Alexander, C.M.O., et al., 2006, Science, 314, 1720.

Sandford, S.A., Allamandola, L.J., 1993, Astronomical Journal, 417, 815.

Savage, B.D., Sembach, K.R., 1996, Annual Rev. of Astronomy and Astrophysics, 34, 279.

Schramm, L.S., Brownlee, D.E., Wheelock, M.M., 1989, Meteoritics, 24, 99.

Slesnick, C.L., Hillenbrand, L.A., Carpenter, J.M., 2008, Astronomical Journal, 688, 377.

Tachibana, S., Huss, G.R., Kita, N.T., Shimoda, G., Morishita, Y.,2006, Astroph. J., 639, L87.

Testi, L., Natta, A., Shepherd, D.S., Wilner, D.J., 2003, Astronom. and Astrophys., 403, 323.

Thiemens, M.H., 2006, Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 34, 217.

Thomas, K.L., Clementt, S.J., Flynn, G.T., et al., 1994, Lunar Planet. Sci. Conf., 25, 1391.

Touboul, M., Kleine, T., Bourdon, B., Palme, H., Wieler, R., 2007, Nature, 450, 1206.

Udry, S., Santos, N.C., 2007, Ann. Rev. Astron. Astroph. 45, 397.

Ueda, Y., Mitsuda, K., Murakami, H., Matsushita, K., 2006, Astrophys. Journal, 652, 845.

Van Boekel, R., Min, M., Leinert, C., et al., 2004, Nature, 432, 479.

Van den Anker, M.E., Bouwman, J., Vesselius, P.R., et al., 2000, Astron. Astroph., 357, 352.

Van Dishoeck, E.F., 2004, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 42, 119.

Walmsley, C.M., Flower, D.R., Pineau de Forêts, G., 2004, Astron. Astrophys., 418, 1035.

Williams, J.P., Andrews, S.M., Wilner, D.J., 2005, Astrophysical Journal, 634, 495.

Wyatt, M.C., 2008, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 46, 339.

Yin, Q.Z., Jacobsen, B., Moynier, F., Hutcheon, I.D., 2007, Astrophys. Journ., 662, L43.

Zolensky, M.E., Zega, T.J., Yano, H., et al., 2006, Science, 314, 1735.

4. Rast prachu ako prvotný krok formovania planét
(I. Túnyi)

Rast prachových častíc agregáciou stojí v počiatkoch formovania planét. Či sa planetezimály vytvárajú postupnou agregáciou alebo gravitačnými nestabilitami v hustej medzivrstve, častice musia rásť a zaujať miesto v prostrednej vrstve plynoprachového oblaku. Na najjednoduchšej fyzikálnej úrovni je takýto rast jednoduchý. Častice kolidujú pretože relatívne rýchlosti sú indukované náhodnými (závisiacimi na rýchlosti) a systematickými pohybmi zŕn a agregátov v plynnom mračne obklopujúcom formujúcu sa hviezdu. Detaily sú však oveľa komplexnejšie. Fyzikálny stav disku, špeciálne prítomnosť alebo neprítomnosť turbulentných pohybov, stanovuje hraničné podmienky. Keď častice kolidujú malými rýchlosťami, spájajú sa vzájomnými príťažlivými silami, buď jednoduchým van der Waalsovým priťahovaním alebo silnejšími účinkami elektrostatických a magnetických polí. Zatiaľ, čo najmenšie rýchlosti tvarujú častice samotným pohybom, vyššie rýchlosti prispievajú k tvarovaniu agregátov reštrukturalizáciou a deštrukciou. Pre schopnosť vnútorne rozptýliť energiu pri raste stredne veľkých kameňov a balvanov je dôležitý kritický rozptyl energie.

Relatívne veľkosti medzi zrnami v protoplanetárnom disku môžu byť spôsobené rozličnými procesmi. Pre najmenšie zrná dominuje Brownov pohyb, ktorý zabezpečuje relatívne rýchlosti hodnôt mm/s až cm/s pre (sub)mikrónové zrná. Väčšie zrná vykazujú v mraku systematickejšie rýchlosti, lebo keď sa oddelili od plynu, zrovnávajú sa vertikálne a driftujú radiálne. Vo vzdialenosti 1 AU v solárnom mraku sú tieto ustálené rýchlosti m/s pre zrná veľkosti cm. Radiálny drift sa stáva významným dokonca pre väčšie častice a dosahuje desiatky m/s pre telesá metrových rozmerov. Teda, turbulentné pohyby plynu môžu indukovať relatívne pohyby medzi časticami (Weidenschilling 1977, 1984; Weidenschilling and Cuzzi 1993; Cuzzi a Hogan 2003).

Časová škála rastových procesov a hustoty takto formovaných agregátov bude závisieť

na štruktúre agregátov. Najdôležitejšie pri prachoplynových interakciách (a preto aj pre časové škály a fyziku agregácie), je fakt, že stabilita agregátov a ich optické vlastnosti naznačujú podobnú štruktúru, hoci sú formované rôznymi procesmi.

Interakcia častíc s plynnným mračnom je determinovaná predovšetkým ich útlmovým časom ts na plynovom chumáči, ktorý je daný vzťahom:

$$ts = \frac{mv}{F_{fric}} = \frac{3}{4c_s\ \rho\ g}\frac{m}{\sigma} \tag{4.1}$$

kde m je hmotnosť častice, v jej rýchlosť vzhľadom k plynu σ priemerná povrchová svetlosť, ρ_g je hustota plynu, c_s rýchlosť zvuku a F_{fric} je sila vťahovania. Druhá rovnosť v (4.1) platí za predpokladu, že sa častice pohybujú podzvukovými rýchlosťami a že stredná voľná dráha molekúl plynu je väčšia než veľkosť častíc (Epsteinov režim). V tomto prípade čas útlmu je proporcionálny pomeru hmotnosti a prierezu častice. Pre sférickú nerozštiepenú (napr. kompaktnú alebo poréznu) časticu priemeru a a hustoty ρ_g môže byť toto napísané ako $ts = a\rho_s /c\rho_g$. Rozštiepené častice sú charakterizované skutočnosťou, že priemerná hustota častice závisí od veľkosti sily (fraktálová dimenzia D_f) menšej než 3

$$m(a) \sim a^{Df} \tag{4.2}$$

Pre väčšie agregáty môže byť táto hodnota v princípe meraná pre individuálne častice. Pre malé častice je často viac vhodné meranie veľkosti a hmotové rozdelenie častíc.

Agregácia prachu – experimenty a teória

Medzičasticové sily zliepania

Predpokladajme, že častice prachu majú sférický tvar a že sú elektricky neutrálne a nemagnetické. V takom prípade, dve zrná s priemermi a1 a a2 budú vždy podliehať priťahovaniu na krátku vzdialenosť, zapríčinenému dielektrickými silami, napr. van der Waalsovou interakciou. Táto príťažlivá sila vyúsťuje do elastickej deformácie vedúcej k splošteniu zŕn v oblasti kontaktu. Rovnováha je dosahovaná, keď je príťažlivá sila rovná elastickej odpudivej sile. Pre malé, tvrdé zrná s malými povrchovými silami, je kontaktná sila rovnováhy daná (Derjaguin et al. 1975):

$$F_C = 4\,\pi\,\rho_s R \tag{4.3}$$

kde ρ_s a R označujú špecifickú povrchovú energiu materiálu zŕn a lokálny priemer povrchového zakrivenia, daný vzťahom $R = a_1 a_2 /(a_1 + a_2)$. Merania síl separácie medzi pármi SiO_2 sfér s priemermi a medzi 0,5 μm a 2,5 μm (korešpondujúcimi s redukovanými priemermi R = 0,35 až 1,3 μm) sú v kvantitatívnej zhode so vzťahom (4.3) (Heim et al. 1999).

Medzičasticové sily rotačného trenia

Pravdepodobne najvýznamnejším parametrom ovplyvňujúcim štruktúru agregátov a odvodeným z nízkorýchlostných kolízií, je odpor voči otáčavému pohybu. Ak je tento odpor veľmi veľký, aj kompaktnosť agregátu, aj disipácia enegie v agregátoch, môžu byť veľmi ťažko stanovené. Odpor voči krúteniu záleží v prvom rade na geometrii zŕn. Ak majú zrná rozsiahly

plochý povrch, kontakt vykonaný na takýchto lokalitách nemohol byť posunutý krútením – každý pohyb krútiť by bezprostredne viedol k zrušeniu kontaktu. V kontakte medzi okolitými povrchmi, musí odpor krútenia prísť z asimetrickej distribúcie nárazu v mieste kontaktu. Bez externých síl torzia, pôsobiaca na zrná, by bola nulová. Dominik a Tielens (1995) ukázali, že rozloženie tlaku sa stáva asymetrickým, keď je kontaktné miesto mierne posunuté vzhľadom k osi, spájajúcej stredy krivosti kontaktných povrchov. Výsledná torzia je

$$M = 4Fc\left(\frac{a_{contact}}{a_{contact,0}}\right)^{3/2}\xi\,, \tag{4.4}$$

kde $a_{contact,0}$ je priemer rovnovážneho kontaktu, $a_{contact,0}$ je aktuálny priemer kontaktu, odpovedajúci tlaku vo vertikálnom smere a ς je rozmiestnenie kontaktných oblastí spôsobených torziou. V takomto obraze disipácia energie a teda aj trenia, vzniká keď sa kontaktná oblasť náhle preorientuje následkom pôsobenia externých síl na zrná. Sila trenia je proporcionálna ťahovej sile Fc .

Heim et al. (1999) pozorovali reakciu reťazca prachových zŕn, použijúc dlhý mikroskop a merajúc pôsobiacu silu atómovým mikroskopom (AFM). Odvodené sily keútenia a trenia medzi dvomi SiO_2 sférami s polomermi $a = 0{,}95\mu m$ sú $F_{roll} = (8{,}5 \pm 1{,}6) .10^{-10}$ N. Ak berieme do úvahy, že ide o dve zrná uvedené do krútenia, dostaneme pre energiu krútiaceho trenia definovaného rozložením cez uhol $\pi/2$

$$Eroll = \pi aFroll = \mathrm{O}(10^{-15}\mathrm{J}). \tag{4.5}$$

V ostatnom období boli reťazce otáčavých častíc pozorované pod elektrónovým mikroskopom, zatiaľ čo kontaktné sily boli merané simultánne (Heim et al. 2005).

Účinnosť zliepania v kolízii jednotlivých zŕn

Dynamická interakcia medzi malými prachovými zrnami bola popísaná Poppem et al. (2000a) v experimente, v ktorom mikrometrové zrná prachu impaktovali do bludných terčov s rôznymi rýchlosťami (0 až 100 m/s) v podmienkach vákua. Pre sférické zrná bola pozorovaná efektivita od $\beta \sim 1$ do odrazu (napr. efektivita zliepania $\beta \sim 0$). Prah rýchlosti je $v_s \sim 1{,}2$ m/s pre $a = 0{,}6$ μm a $v_s \sim 1.9$ m/s pre $a = 0{,}25$ μm. Táto sa zmenšuje s rastom rozmerov zŕn. Materiál terča bol leštený kremeň alebo atomicky hladký (oxidovaný povrch) silikón. Obyčajne, žiadne teoretické vysvetlenie nie je relevantné k prahu rýchlostí pre zliepanie. Snahy modelovať chovanie sférických zŕn za nízkorýchlostného impaktu predikovali oveľa nižšie rýchlosti zliepania (Chokshi et al 1993). Tieto modely sú založené na impaktových experimentoch s „mäkšími" polystyrénovými zrnami (Dahneke 1975). Najväčší rozdiel sa stáva viditeľným pri štúdiu chovania odrazených zŕn pri nezliepavých kolíziách. V experimentoch Dahnekeho (1975) a tiež Bridgesa et al. (1996), použijúc makroskopické zrná ľadu, bolo chovanie zŕn po odraze funkciou impaktovej rýchlosti s koeficientom odozvy (odrazová rýchlosť delená impaktnou rýchlosťou) vždy blízke jednotke a vzrastu nad prah rýchlosti pre zliepanie. Pre tvrdšie stále sférické, zrná SiO_2 (Poppe et al. 2000a), klesá priemerný koeficient odozvy so vzrastom impaktovej rýchlosti. Doplnkom k tomu, individuálne impakrty zŕn vykazujú značný rozptyl v koeficiente odozvy.

Chovanie impaktu neregulárnych prachových zŕn je oveľa komplexnejšie. Neregulárne zrná rôznej veľkosti a zloženia vykazujú pokles v pravdepodobnosti zliepania so vzrastom impaktovej rýchlosti. Prechod od $\beta=1$ k $\beta=0$ je taký široký, že dokonca impakty s $v \sim 100$ m/s môžu viesť k zliepaniu s malou pravdepodobnosťou.

Laboratórne a mikrogravitačné experimenty agregácie

V posledných rokoch bolo vykonaných množstvo laboratórnych a mikrogravtačných experimentov za účelom vyvolania agregácie prachu v podmienkach mladých planetárnych systémov. Aby bolo možné porovnať experimentálne výsledky s teoretickými predpoveďami a modelovať rastúce fázy, ktoré sú nedostupné experimentálnemu výskumu, boli študované „ideálne" systémy, v ktorých boli prachové zrná monodisperzné (napr. všetky rovnakej veľkosti) a pôvodne nespojené. Kedykoľvek je stredná kolízna rýchlosť medzi prachovými zrnami alebo agregátmi menšia než prah zliepania, agregáty, vytvorené experimentálne boli fraktálne, napr. D_fK3 (Wufm a Blum 1998, Blum et al. 1999, Blum et al. 2000, Krause a Blum 2004). Presná hodnota fraktálnej dimenzie závisí od špcifiky procesu agregácie a môže dosiahnuť takých malých hodnôt ako $D_f = 1{,}4$ pre agregáciu vyvolávanú Brownovým pohybom (Blum et al. 2000, Krause a Blum 2004, Paszun a Dominik 2006), $D_f = 1{,}9$ pre agregáciu v turbulentnom plyne (Wurm a Blum 1998), alebo $D_f = 1{,}8$ pre agregáciu vyvolávanú gravitačnou sedimentáciou v plyne (Blum et al. 1999).

Procesu prachovej agregácie, v ktorej sú agregáty s nízkou fraktálnou dimenziou formované, je vlastné, že frakcia hmoty je viac-menej nízka (quasimonodisperzná) v každom danom čase. Vo všetkých reálnych prípadoch sa stredná hmotnosť agregácie riadi alebo zákonom sily v čase t (Keause and Blum 2004) alebo rastie exponencionálne rýchlo (Wurm a Blum, 1998), čo môže byť verifikované v modeloch prachovej agregácie.

Ako predpovedali Dominik a Tieles (1995,1996, 1997), experimenty ukázali, pri kolíznych rýchlostiach blízkych rýchlostnému prahu zliepania (jednotlivých prachových zŕn), vzniká nový jav (Blum a Wurm 2000). Zatiaľ čo pri malých impaktových rýchlostiach sú štruktúry agregátov zachované v kolíziách (tzv. chovanie „buchni a zlep"), sú vytvorené agregáty kompaktné pri vyšších rýchlostiach. Dokonca pri energetickejších kolíziách sa agregáty fragmentujú tak, že nie je pozorovateľná žiadna sieť rastu.

Modelovanie agregácie prachu

Evolúcia morfológií a hmôt systému pôvodne monodispergovaných sférických zŕn, ktoré sú podriadené Brownovmu pohybu, bola numericky študovaná Kempfom et al. (1999). Stredná hmotnosť agregácie vzrastá s časom podľa zákona sily. Agregáty majú fraktálové štruktúry so strednou fraktálovou dimenziou $D_f = 1{,}8$. Analogické experimenty Bluma et al. (2000) a Krauseho a Bluma (2004) však odhalili, že hlavná fraktálová dimenzia bola $D_f = 1{,}4$. Posledná numerická práca Paszuna a Dominika (2006) ukázala, že táto nízka hodnota je spôsobená Brownovskou rotáciou (Kempf et al. 1999). Viac reťazcových agregátov sa môže vytvárať, keď je stredná voľná dráha kolidujúcich agregátov menšia než ich veľkosť, napr. ak predpoklad balistických kolízií vymizne a musí byť braný v úvahu náhodný pohyb pre približovanie častíc. Fraktálová dimenzia tepelne agregujúcich prachových zŕn preto závisí na tlaku plynu a asymptoticky dosahuje hodnotu $D_f = 1{,}5$ v podmienkach nízkej hustoty, najčastejšie prevládajúcich v protoplanetárnom mračne. Len hustoty v najvnútornejšom priestore sú dostatočné na to, aby spôsobili odchýlky.

Experimentálna práca môže byť testom aplikovateľnosti teoretických modelov agregácie prachu. Najčastejšie je braný prístup Smoluchowského (1916) pre opis hustoty agregátov prachu ako funkcie času. Porovnanie medzi numerickými predpoveďami a experimentálnymi výsledkami agregácie prachu podali Wurm a Blum (1998), ktorí skúmali agregáciu prachu v turbulencii vzácneho plynu. Získali dobrú zhodu pre funkciu rozdelenia hmoty a časového prejavu strednej masy pri určitom stupni pravdepodobnosti zliepania a hmotovo nezávislých relatívnych rýchlostiach medzi agregátmi vyjadrených Ossenkopfom (1993) pre kolízny prierez fraktálových agregátov prachu. Blum (2006) ukázal, že hmotnostná distribúca fraktálnych agregátov pozorovaných Krausem a Blumom (2004) pre Brownov pohyb vyvolaný agregáciou, môže byť tiež modelovaný v prechodnom režime medzi prúdením voľných molekúl a hydrodynamickým plynom.

Analogicky k experimentálnym zisteniam pre kolízne chovanie fraktálových agregátov

prachu so vzrastajúcou impaktovou energiou (Blum a Wurm 2000) ukázali Dominik a Tielens (1997) v numerických experimentoch na kolíziách agregátov, že so vzrastom kolíznej rýchlosti môžu byť rozlíšené nasledujúce fázy: „udri a zlep“ chovanie, stmeľovanie, strata monomérnych zŕn a kompletná fragmentácia. Tiež ukázali, že výsledok kolízie závisí od impaktovej energie, energie otáčavého trenia a energie rozpadu jednotlivých medzičasticových kontaktov. Model Dominika a Tielensa (1997) bol kvantitatívne zhodný s experimentmi Bluma a Wurma (2000).

V analýze porovnaní protoplanetárnych diskov a modelovania radiálneho transferu v nich, sú významnými optické vlastnosti zŕn (McCabe et al. 2003, Neba a Meixner 2003, Wolf 2003). Špeciálne pre veľkosti častíc porovnateľné s vlnovou dĺžkou radiácie, tvar a morfológia častíc sú hlavnými pre spôsob interakcie častíc s radiáciou. Vzhľadom k tomu, je dôležité vedieť ako evolúcia prachu mení morfológiu častíc. V mnohých prípadoch nie sú prachové častice individuálne monoliticky tuhými, ale skôr agregátmi primárnych prachových zŕn. Mnoho meraní a výpočtov bolo vykonaných na agregátoch (Kozasa et al. 1992, Henning a Stognienko 1996, Wurm a Schneiter 2002, Gustafson a Kolokolova 1999, Wurm et al. 2004a, Min et al 2005). Hoci nemožno povedať o jednoduchej zhode teórie a experimentu, je jasné, že morfológia a veľkosť agregátov budú silno ovplyvňovať optické vlastnosti.

Agregácia pomocou síl d'alekého pôsobenia

Sily ďalekého pôsobenia môžu hrať rolu v procesoch agregácie, ak sú zrná nabité elektricky alebo magneticky. Malé zrná sa môžu stať spontánne magnetickými, ak sú jednodoménové (Nuth et al. 1994, Nuth a Wilkinson 1995), typickych veľkostí niekoľko desiatok nanometrov. Väčšie zrná, obsahujúce feromagnetické komponenty, môžu byť namagnetované impulzným magnetickým poľom, generovaným elektrostatickým výbojom (Túnyi et al. 2003). Pre takto namagnetované zrná sa kolízny prierez prudko zväčšuje v porovnaní s geometrickým prierezom (Dominik a Nübold 2002). Agregáty vytvárané namagnetovanými zrnami zachovávajú svoje

magnetické dipóly ak proces rastu zachováva magnetické dipóly približujúce sa do agregátu (Nübold a Glassmeier 2000). Laboratórne experimenty ukazujú spontánne formovanie predĺžených, skoro lineárnych agregátov, špeciálne v prítomnosti externého magnetického poľa (Nübold et al. 2003). Relevantnosť magnetických zŕn k formovaniu makroskopických prachových agregátov je však nejasná.

Elektrické náboje môžu byť vyvolané triboelektrickými efektmi pri kolíziách, kedy sú elektróny alebo ióny vymieňané medzi časticami (Poppe et al. 2006, Poppe a Schräpler 2005, Desch a Cuzzi 2000). Množstvo jednotlivých elementárnych nábojov pri kolíziách medzi časticou prachu a tuhým terčom s energiou impaktu E_c môže byť vyjadrená nasledovne (Poppe et al. 2006, Poppe a Schräpler 2005):

$$N_e \sim \left(\frac{E_c}{10^{-15} J} \right)^{0.8} \tag{4.6}$$

Kumulatívny efekt množstva nezliepajúcich kolízií môže viesť k akumulácii nábojov a vytvoreniu silných elektrických polí na povrchu väčších agregátov. Takýmto spôsobom mohlo viesť impaktové nabíjanie k elektrickému zachyteniu dotýkajúcich sa zŕn alebo agregátov (Blum 2004). Nadovšetko, impaktové nabíjanie a následná separácia náboja môžu spôsobiť elektrický výboj v plynovom mračne. Pre blesk je potrebné v oblaku (Desch a Cuzzi 2000) niekoľko stovák až tisícov elementárnych nábojov na prachovom zrne. To korešponduje s impaktovými rýchlosťami v rozmedzí 20 až 100 m/s (Poppe a Schräpler 2005), čo sa zdajú byť príliš veľkými pre milimetrové častice.

Elektrostatické priťahovanie dipól–dipólových síl sa ukázalo ako významné pre zrná veľkosti priemeru niekoľkých stovák mikrónov (veľkosti chondrúl) vytvárajúcich chumáče s priemerom centimetrov až desiatok centimetrov (Marshall et al. 2005, Ivlev et al. 2002). Škvrna nábojov rozložená na povrchu zrna vedie k sieti dipólových zŕn s dynamikou rastu veľmi podob-

nou rastu magnetických zŕn. Experimenty s mikrogravitáciou ukázali spontánnu agregáciu častíc v režime veľkostí niekoľko stovák mikrónov (Marshall a Cuzzi 2001, Marshal et al. 2005, Love a Pettit 2004). Agregáty vykazujú širokú stabilitu konzistentnú s príťažlivými silami narastajúcimi s faktorom 10^3 v porovnaní s normálnou van der Waalsovou interakciou. Na základe experimentov je pre slabo nabité prachové zrná energia elektrostatickej interakcie pre nábojovo–dipólové interakcie vo väčšine prípadov väčšia než pre nábojovo–nábojovú interakciu. Pre viac nabité častice nerastie stredná hmotnosť systému rýchlejšie s časom než lineárne, dokonca pomalšie, než v prípade nenabitých častíc pri Brownovskom pohybe (Ivlev et al. 2002, Konopka et al. 2005).

Fyzikálne vlastnosti makroskopických prachových agregátov

Makroskopické prachové agregáty môžu byť vytvárané v laboratóriu procesom náhodného balistického usporiadania (BRD, Blum a Schräpler 2004). V ideálnej forme používa BRD individuálne, sférické a monodisperzné zrná, ktoré sú usadzované náhodne, ale rovnakým smerom na polonekonečný terčový agregát. Objem vyplňujúci faktor $\Phi = 0{,}11$ týchto agregátov, definovaný ako časť objemu vyplnená prachovými zrnami, je identická s balistickým zhlukovaním častíc, ktoré vzniká, keď je bimodálna distrubúcia (agregáty rovnakej veľkosti prachových zŕn) príomná a keď pomer agregácie medzi veľkými agregátmi a malými časticami presahuje pomer medzi všetkými ďalšími kombináciami veľkostí častíc. Použijúc idealizované experimentálne parametre, napr. monodisperzné sférické SiO_2 zrná s priemerom 0,75 μm, merali Blum a Schräpler (2004) stredný objemový faktor pre tieto makroskopické (veľkosti cm) RBD prachové agregáty v hodnote $\Phi = 0{,}15$, v úplnej zhode s numerickou predpoveďou (Watson et al. 1997). Uvoľnenie idealizovanej morfológie zrna vyústilo v zmenšovanie objemového faktora do hodnôt $\Phi = 0{,}10$ pre quasi–monodisperzné neregulárne diamantové zrná a $\Phi = 0{,}07$ pre polydisperzné neregulárne SiO_2 zrná (Blum 2004).

Statické jednoosové tlakové experimenty s makroskopickými RBD prachovými agregátmi pozostávajúcimi z nerozptýlených sférických zŕn (Blum a Schräpler 2004) ukázali, že objemový faktor zostáva konštantný, keď je náraz na vzorku menší než 500 Nm^{-2}. Pre väčšie napätie objemový faktor monotónne klesá od $\Phi = 0{,}15$ do $\Phi = 0{,}34$. Nad asi 10^5 Nm^{-2} objemový faktor zostáva konštantný $\Phi = 0{,}33$. Teda, tlakové napätie nestlačenej vzorky je asi 500 Nm^{-2}. Tieto hodnoty sa odlišujú od podobných odvodených z modelov Greenberga et al. (1995) a Sirona a Greenberga (2000) s menším faktorom. Tlakové napätie makroskopiclých prachových agregátov, pozostávajúcich z neregulárnych polydisperzných zŕn bolo trochu menšie - 200 Nm^2. Maximálne stlačenie týchto telies bolo dosiahnuté pre tlak väčší bež 5×10^5 Nm^{-2} a rezultovalo do objemového faktora 0,20 (Blum 2004). Pre maximum kompresívneho stlačenia 10^5–10^6 Nm^{-2} korešpondujú impaktové rýchlosti od 15 do 50 m/s, ktoré sú typické pre metrové protoplanetárne prachové agregáty. Pre ne sa predpokladá maximálny objemový faktor v solárnom mračne v hodnote $\Phi = 0{,}20 – 0{,}34$. Blum a Schräpler (2004) tiež merali ťahové napätie týchto agregátov a našli pre mierne stlačené vzorky ($\Phi = 0{,}20 – 0{,}23$) $T = 1000$ Nm^{-2}. Závisiac na distribúcii veľkostí, ťahové napätie sa zmenšovalo na hodnoty $T \sim 200$ Nm^{-2} pre nestlačený prípad (Blum 2004).

Sirono (2004) použil vlastnosti hore uvedeného kontinua mikroskopických prachových agregátov, napr. tlakové napätie a ťahové napätie, k modelovaniu kolízií medzi protoplanetárnymi prachovými agregátmi. Malé tlakové napätie kolidujúcich agregátov podporuje spájanie, a preto ruší prerozdelenie, ktoré môže za iných okolností viesť k rozpadu agregátov. Rovnako, veľké ťahové napätie tiež chráni agregáty pred rozpadnutím počas kolízie.

Blum a Schräpler (2004) odvodili približný vzťah medzi tlakovým napätím a objemovým faktorom. Podobné škálovacie pravidlo bolo odvodené aj pre iné typy makroskopických agregátov, napr. pre nahustené častice vo fluidových experimentoch (Valverde et al. 2004). Pre agregáty pozostávajúce z monodisperzných sfér SiO^2 môže byť škálovací faktor $2{,}9.10^4$ Nm^{-2}. Berúc v úvahu simulácie Sirona (2004), môžeme očakávať zliepanie agregátov pri impaktových rýchlostiach okolo 0,2 m/s.

Vysokorýchlostné kolízie medzi makroskopickými prachovými agregátmi I

Uvažujme výsledky z poslednej doby z oblasti kolízií vysoko poréznych agregátov. Langkowski a Blum (nepublikované údaje) vykonali kolízne mikrogravitačné experimenty medzi milimetrovými RBD agregátmi (projektil) a 2,5 centimetrovými agregátmi (terč). Oba agregáty pozostávali z monodisperzných sférických zŕn SiO_2 s polomermi a = 0,75 μm. Naviac boli vykonané impaktové experimenty s vysokoporóznymi agregátmi pozostávajúcimi z nepravidelných alebo polydisperzných zŕn. Parameter priestoru impaktových experimentov Langkowského and Bluma zahŕňali kolízne rýchlosti v rozsahu $0 < v < 3$ m/s a hmotu projektilov $10^{-9} < m < 5.10^{-6}$ kg pre všetky možné impaktové parametre (napr. od normálnych po tangenciálne impakty). Prekvapujúco, pri väčšine priestorových parametrov viedli kolízie k zliepaniu. Experimenty s agregátmi, pozostávajúcimi z monodisperzných sférických SiO_2 zŕn však ukazujú na prudký pokles pravdepodobností zliepania od $\beta = 1$ do $\beta = 0$ ak tangeciálna zložka impaktovej energie prekročí 10^{-6} J. Iné materiály tiež vykazujú tendenciu zmenšovania pravdepodobnosti so vzrastom tangeciálnej impaktovej energie. Keď sú tieto agregáty „jemnejšie“, zmenšovanie pravdepodobnosti zliepania nemusí byť reálne. Ak sa projektilové agregáty nezlepia do tangeciálnych agregátov, značná časť hmoty prejde z terča na projektil (Langkowski a Blum, nepublikované údaje).

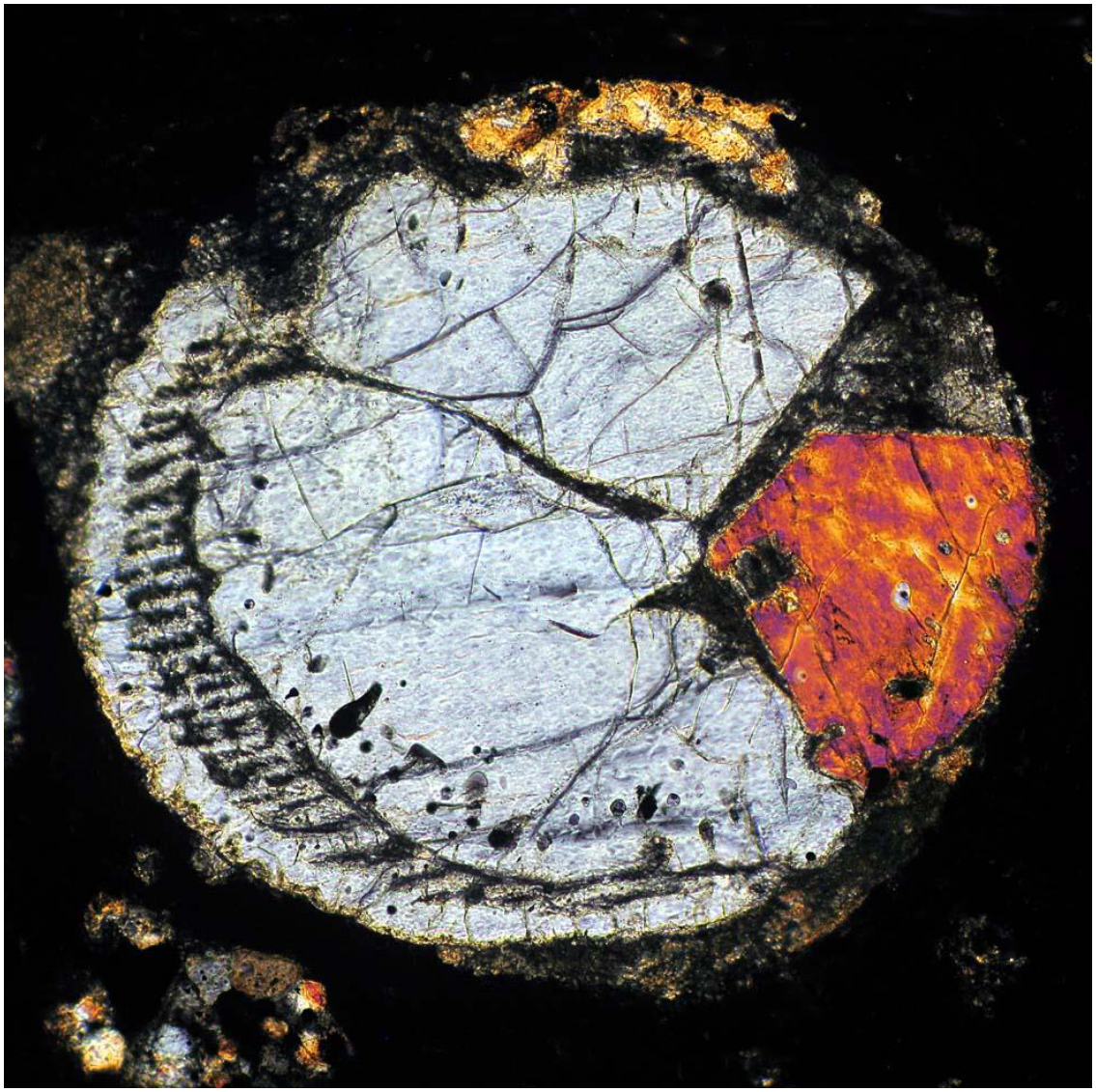
Výskyt zliepania v agregát–agregátovej kolízii pri rýchlostiach väčších ako 1 m/s je jasne v rozpore z predpoveďami Sirona (2004). Okrem toho, vyhodnotenie experimentálnych dát ukazuje, že podmienky pre zliepanie nie sú splnené pre vysokoporózne prachové agregáty. To znamená, že model kontinuálnych agregátov Sirona (2004) je stále nie dostatočne precízny pre popis kolízie a zliepania makroskopických prachových agregátov.

Opísané experimenty indikujú, že pri rýchlostiach väčších než približne 1 m/s, kolízie vedú od zliepania k odrážaniu, pri šikmom impakte. Vo vyšších rýchlostiach by sme mohli naivne predpokladať, že odrážanie a evenruálna erózia budú pokračovať k maximu a to je tiež pozorované v množstve rôznych experimentov (Colwell 2003, Bridges et al. 1996, Kouchi et al. 2002, Blum a Münch 1993, Blum a Wurm 2000).

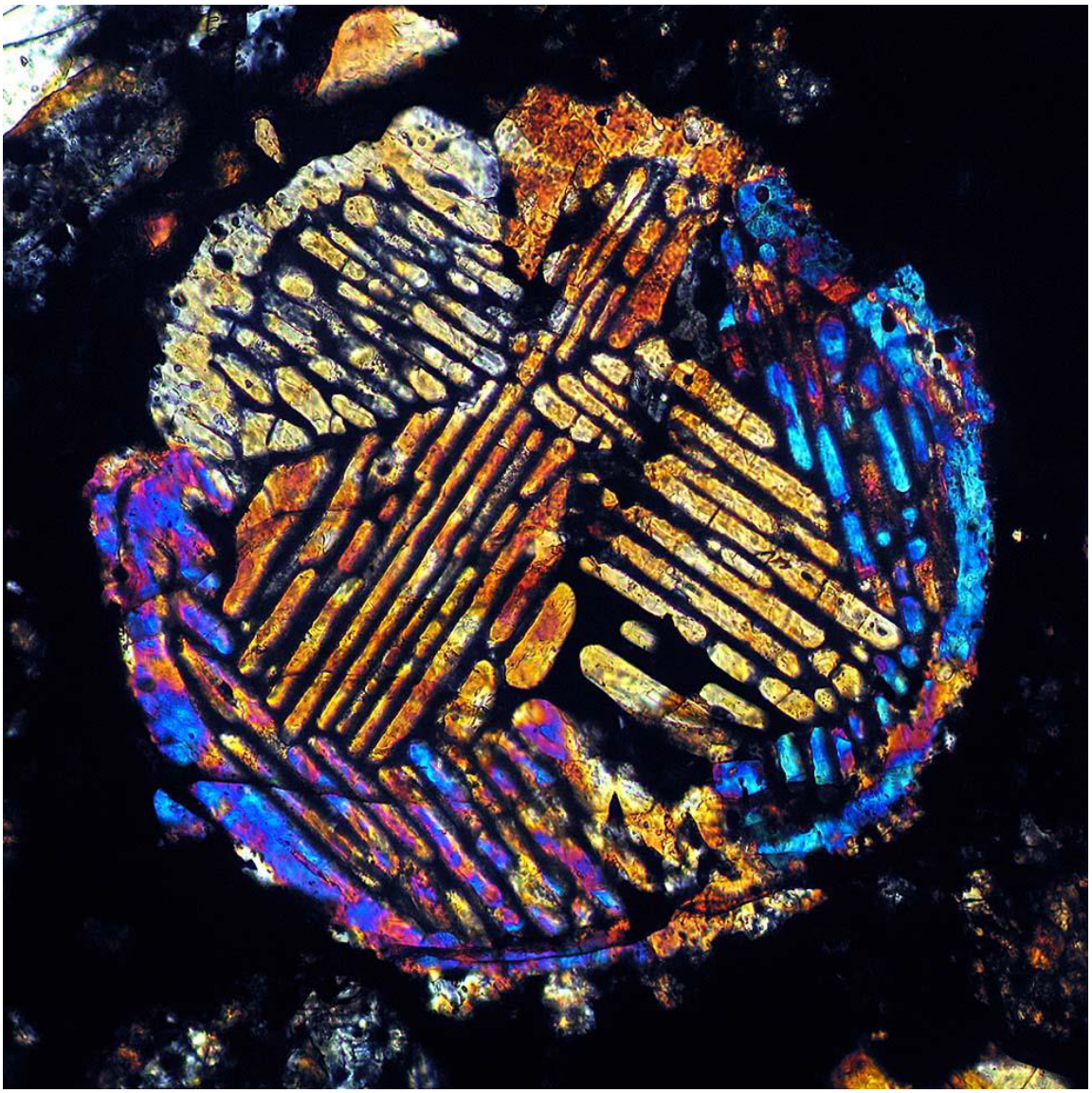
Rastový model, ktorý zahŕňa zliepanie pri rýchlostiach väčších než 1 m/s je preto často považovaný za nereálny (napr. Youdin 2004). Pretože sa rýchlosti väčšie než 10 m/s jasne vyskytujú pri časticiach väčších než 1 meter, je toto fundamentálnym problémom pri formovaní planetezimál.

Avšak, posledne boli vykonané experimenty (Wurm et al. 2005) impaktov veľkostí milimetrov, kompaktných prachových agregátov, na kompaktné agregáty veľkosti centimetrov s rýchlosťami medzi 6 až 25 m/s. Kompaktné agregáty môžu byť výsledkom predchádzajúcich zliepavých a nezliepavých kolízií. Obidvoje, tak projektil ako aj terč, sú uvažované ako častice prachu veľkosti mikrometrov. V zhode s obvyklými výsledkami pri malých impaktových rýchlostiach okolo niekoľkých m/s, projektily sa odrazia, menej často sa rozlomia, alebo dokonca odtrhnú časť terča. Avšak, keď rýchlosť rastie nad 13 m/s, okolo poloviny hmoty projektilu sa pevne prilepí na terč, zatiaľ čo obyčajne žiadna hmota nie je z neho odtrhnutá. Je jasné, že vyššie kolízne rýchlosti môžu byť vhodné pre rast, pravdepodobne rozrušiac vnútornú štruktúru porózneho materiálu a disipujúc týmto spôsobom energiu.

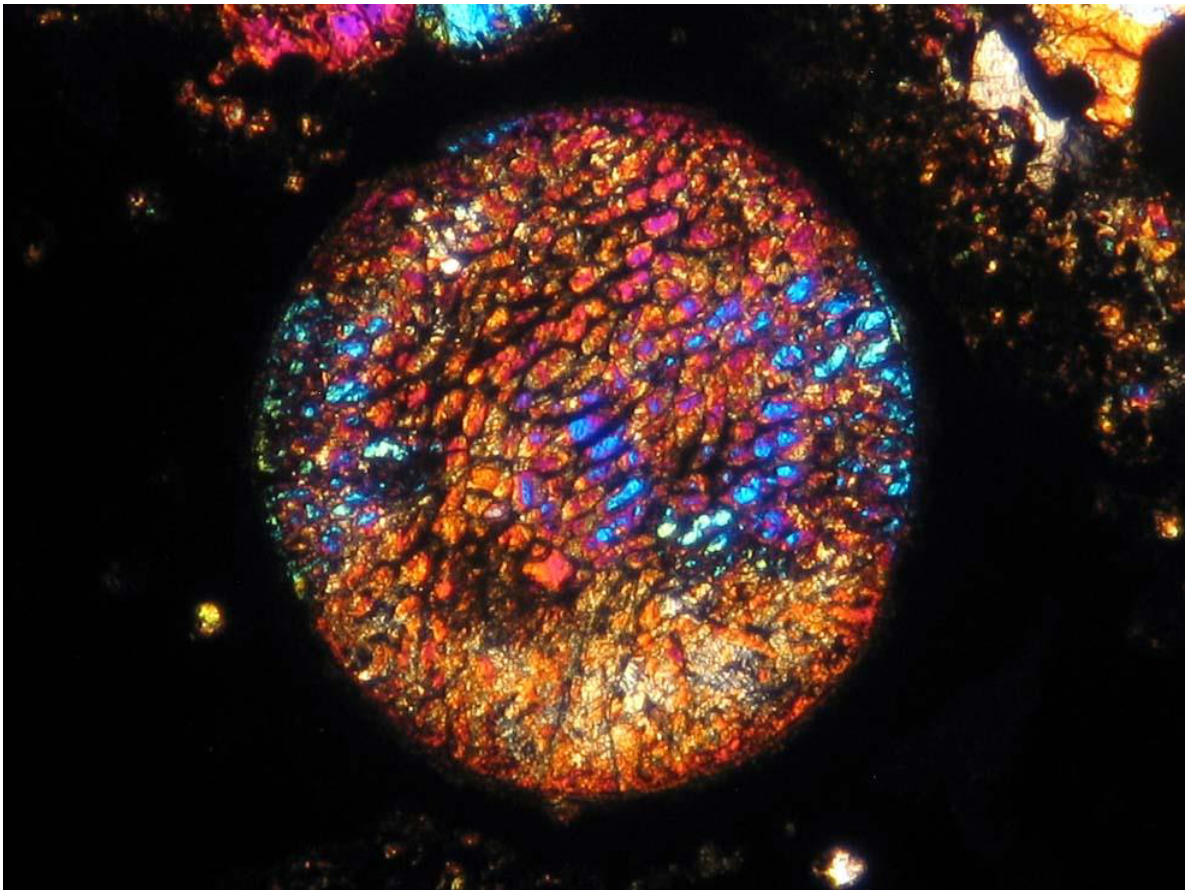
Len okolo poloviny impaktov prispieva k zväčšovaniu terča pri experimentoch. Druhá polovica je vypudená vo forme malých fragmentov, s významnou implikáciou, že takéto kolízie vedú k rastu terča a vrátenia sa malých častíc späť do protoplanetárneho disku. Toto udržuje množstvo prachu v disku po dlhú dobu. Pri špeciálnom experimente Wurma et al. (2005) boli fragmenty dokonca distribuované vo veľkostiach do pol milimetra. V rovnakom zmysle, disk sa mohol rýchlo premeniť na „disk úlomkov“ už v minulosti.



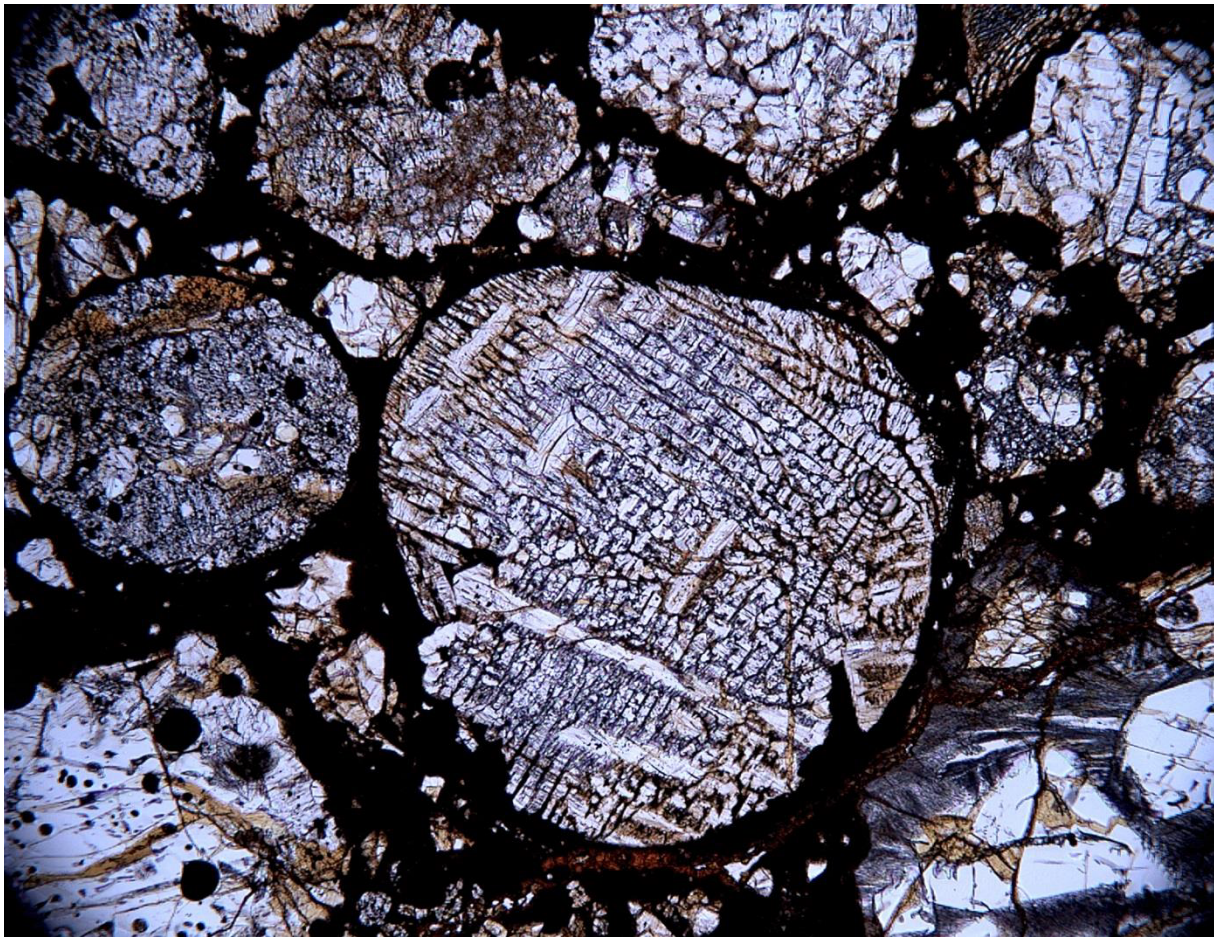
Zložitá chondrula priemeru 0,6 mm. Allende, CV3. Prechádzajúce polarizované svetlo.
(foto kashuba_1: http://www.meteorite-times.com/micro-visions/asu-higher-magnification/)



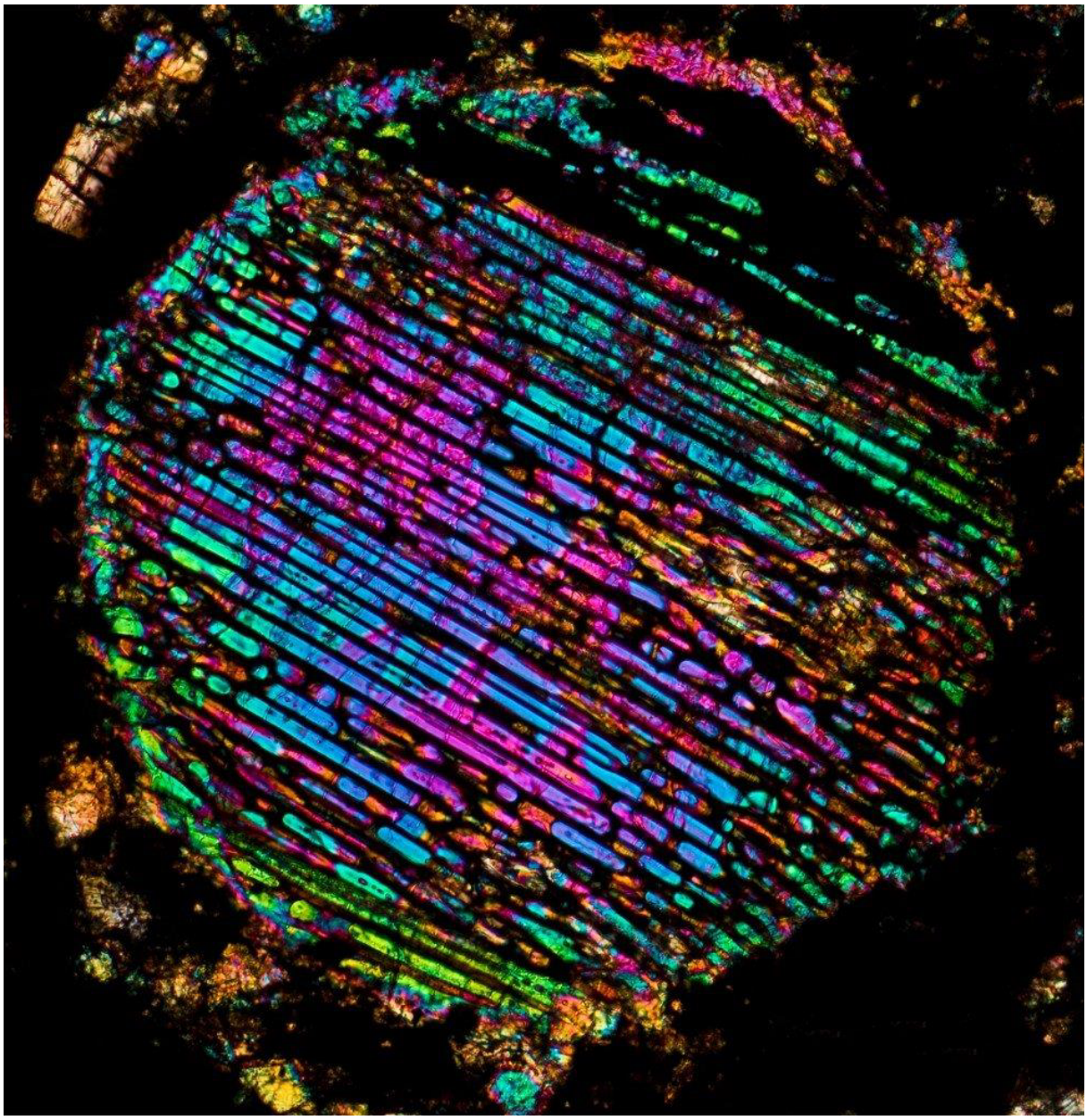
Lamelová štruktúra chondruly olivínu priemeru 0,45 mm. Faith, H5.
Prechádzajúce polarizované svetlo.
(foto kashuba_1: http://www.meteorite-times.com/micro-visions/asu-higher-magnification/)



Lamelová chondrula z olivínu priemeru 0,8 mm. Axtell, CV3.
Prechádzajúce polarizované svetlo.
(foto kashuba_2: http://www.meteorite-times.com/micro-visions/axtell-cv3/)



Chondruly pod mikroskopom v dopadajúcom svetle.
(foto telus: http://myriamtelus.wordpress.com/cosmochemistry/
asteroids-meteorites/meteorites/)



Chondrula lamelovej štruktúry v prechádzajúcom polarizovanom svetle.
Meteorit Parnallee.
(foto asu: http://meteorites.asu.edu/meteorites/parnallee)

Interakcia častíc s plynom

Vyššie bolo uvedené, že malé tuhé častice narastajú rýchlo do agregátov skoro rovnakých rozmerov, zatiaľ čo zostáva ich fraktálová podstata (v staršom štádiu rastu) alebo postupné zväčšovanie do väčšej porozity (pre neskoršie štádium rastu). Z vlastností primitívnych meteoritov máme trochu iný obraz o časticiach v mračne – väčšina tuhých (chondruly, CAI, kovové zrná, atď.) bola individuálne ztužovaná ako výsledok neznámeho procesu tavenia a bola vysoko usporiadaná podľa veľkosti. Dokonca porozita, ktorá sa ukazuje ako okrajová pri jemnozrnných chondrulách hrá 25 % alebo menšiu úlohu (Scott et al. 1996, Cuzzi 2004, Wasson et al. 2005). Pretože datovanie veku chondrúl a chondritov implikuje trvanie miliardy rokov a viac po formovaní prvých tuhých častíc, ukazuje sa možným, že na mieste formovania asteroidov prinajmenšom rozšírenie akrécie do veľkosti materského telesa, sa neobjavilo do začiatku času misteriózneho roztavenia prvkov, ktoré formovalo chondrule.

Môže byť, že podmienky sa menili medzi vnútorným a vonkajším solárnym systémom. Formovanie chondrúl nemuselo vzniknúť vo vonkajšom solárnom systéme, kde sa formovali jadrá komét, takže nejaké dôkazy štádia rastu fraktálových agregátov sa mohli zachovať v granulárnej štruktúre jadra komét. Nové výsledky z hlbokých impaktov implikujú, že kométa Tempel 1 má porozitu 60 – 80% (A'Hearn et al. 2005)! Táto hodnota je v zhode s rovnakými porozitami, nájdenými v niektorých iných kométach (Davidson 2006). Dokonca v oblasti terestriálneho planetárno-asteroidálneho pásu je malý dôvod pochybovať, že vzrast agregátov začínal pred érou formovania chondrúl a pokračoval (pravdepodobne) po nej. Snáď po formovaní chondrúl, prednostne dominoval neefektívny proces rastu.

Evolúcia predchádzajúca formovaniu hustej stredovej vrstvy

Plyn v mračne (ale nie častice) podlieha radiálnemu tlakovému gradientu pretože sa mení

hustota plynu a teplota. Gradienty tlaku spôsobujú malé modifikácie centrálnej gravitácie hviezd, ktoré dominujú orbitálnemu pohybu tak, že plyn a častice obiehajú rozdielnymi rýchlosťami, čo mení aj ich obehovú energiu a moment hybnosti. Pretože zvonku tlačí gradient sily na mračno, to vyvoláva malé množstvo vnútornej gravitačnej sily a plyn obieha pomalšie než častice, takže častice podliehajú nárazovému vetru, ktorý oslabuje ich orbitálnu energiu a dominantný drift častíc je smerom dovnútra. Staršie práce o vzťahu driftu a plynového oblaku podali Whipple (1972), Adachi et al. (1976). Analytické riešenia pre interakciu častíc s neturbulentným mračnom majúcim typický vonkajší gradient tlaku bol vyvinutý Nakagawom et al. (1986). Napríklad, pomer gradientu tlaku k dominantnej centrálnej gravitácii je $\sim 2.10^{-3}$, ktorý vedie k rozdielu rýchlostí medzi plynom a častícami, obiehajúcimi Keplerovskou rýchlosťou (Nakagawa et al. 1986). Avšak, ak existuje maximum tlaku plynu, existujú budú driftovať smerom k ich centrám zo strán a možno vedú k radiálnym spájaniam zväčšujúcich sa tuhých častíc.

Malé častice driftujú obyčajne pomalšie smerom dovnútra s rýchlosťami niekoľko cm/s; dokonca tento pomalý nepretržitý drift bol generovaný niekoľko rokov, takže CAI (staršie vysokoteplotné kondenzáty) môžu prežiť periódu 1 – 3 miliardy rokov medzi časom vzniku a časom, kedy boli zabudované do chondritických materských meteorických telies. Tento koncept ale zavrhuje úlohu turbulentnej difúzie. Častice metrovej veľkosti driftujú dovnútra veľmi rýchlo – 1 AU/storočie. Často sa uvažovalo, že takéto častice boli „stratené zo Slnka“, ale viac realis-tické je, že ich dovnútorný drift prináša do oblasti v prvom rade teplo, dostatočné k vyparovaniu ich prvotných komponentov, ktoré sa potom stanú pomalšími súčasťami plynu a zväčšia jeho relatívne množstvo ako dovnútra migrujúci tuhý materiál, napĺňajúci mračno rýchlejšie než materiál odchádzajúci z mračna. Staršie modely popisujú signifikantnú globálnu distribúciu tuhej látky v pomere k plynu v mračne radiálnym driftom a boli prezentované Morfillom a Völkom (1984) a Stepinskim a Valageasom (1996, 1997). Tieto modely alebo ignorovali kumuláciu do strednej vrstvy alebo urobili zjednodušujúce aproximácie a nemali snahu zväčšiť množstvo materiálu v plynovej fáze. Skutočne, veľká masa náletov naznačuje, že efekt „front

vyparovania“, môže zmeniť kompozíciu chemizmu v mračne (Cuzzi et al. 2003, Cuzzi a Zahnle 2004, Yurimoto a Kuramoto 2004, Krot et al. 2005, Ciesla a Cuzzi 2005). Práca Cyra et al. (1999) je však nekonzistentná s rovnakou prácou Lina (2000) a Ciesla a Cuzziho (2005). Takýto stav mohol vzniknúť veľmi dávno v histórii mračna oveľa skôr než formovanie objektov dostatočne veľkých na to, aby mohli byť mohutnými telesami meteoritov.

Úloha turbulencie

Prítomnosť alebo neprítomnosť turbulencie plynu hrá kritickú úlohu v evolúcii tuhej fázy mračna. Normálne nie je veľká zhoda na tom, ako môže byť plyn v mračne udržiavaný v stave turbulencie (Stone et al. 2000, Cuzzi and Wedenschilling 2005). Preto sú diskutované oba prípady – turbulentná a neturbulntná situácia. Kvôli zjednodušeniu sa používa turbulentná difuzivita D ako rovnocenná turbulentnej viskozite $\gamma_T = \alpha CH$, kde C a H sú rýchlosť zvuku a výška vertikálnej škály v mračne a $\alpha << 1$ je bezrozmerný škálovací parameter. Časová škála vývoja pozorovaného protoplanetárneho mračna predpokladá, že $10^{-5} < \alpha < 10^{-2}$ v globálnom význame. Najväčšie príspevky do turbulencie majú škálu veľkosti $H\sqrt{\alpha}$ a rýchlosti $v_{turb} = c\sqrt{\alpha}$ (Shakura et al. 1978, Cuzzi et al. 2001).

Častice podliehajú poháňaniu malými vírmi rôznych frekvencií a rýchlostí ako ich popísali Völk et al. (1980) a Markiewicz et al. (1991), určujúc ich relatívne rýchlosti jednej voči druhej a voči plynu. Difúzne vlastnosti MRI turbulencie ani v najmenšom nevypadajú diferencované žiadnym spôsobom od homogénnych štandardných izotropných modelov (Johansen a Klahr 2005). Analytické riešenia pre výsledné rýchlosti častíc v týchto režimoch boli odvodené Cuzzim a Hoganom (2003) a sú diskutované podrobne Cuzzim a Weidenschillingom (2005).

Vertikálna turbulentná difúzia pri intenzite a udržiava častice po istý čas t_s vo vrstve hrúbky $h \sim \sqrt{\alpha / \Omega t_s}$ (Dubrulle et al. 1995, Cuzzi et al. 1996), alebo vzrast hustoty tuhej fázy $H/h \sim \sqrt{\Omega t_s} / \alpha$ nad priemernou hodnotou.

Pre častice veľkosti 1 cm a menšie a $a > a_{min} = 10^{-6}$(a/1cm) (Cuzzi a Weidenschilling 2005), je výsledná vrstva oveľa väčšia a oslabená pre kolektívne časticové efekty pri dominancii pohybu plynu, tak radiálneho driftu a kontinuálneho difúzneho zoslabovania. Vonkajšia radiálna difúzia odhaľuje obavu zo „straty v Slnku" malých častíc, ako sú CIA, ktoré sú príliš malé na sedimentovanie v ktoromkoľvek druhu strednej vrstvy, aj keď je turbulencia zanedbateľne malá ($\alpha << a_{min}$) a dovolí nejaké štiepenie pre uchovanie na 1 a viac miliárd rokov po ich formovaní, ako ukazujú meteorické pozorovania (Cizzi et al. 2003). Rovnaký efekt môže pomôcť vysvetliť prítomnosť kryštalických silikátov v kométach (Bockelée–Morvan 2002, Gail 2004).

Husté stredné vrstvy

Ak sú častice „schopné" usadiť sa v strednej vrstve, hustota častíc sa dostáva významne do dominancie pohybu lokálneho plynu. Tento režim sa nazýva kolektívnymi efektmi, to jest chovanie častíc závisí nepriamo na tom ako všetky ostatné lokálne častice pôsobia na plyn, v ktorom sa pohybujú. V oblastiach, kde sú kolektívne efekty významné, hmotovo dominantné častice môžu ovplyvňovať okolný plyn do kruhového pohybu, blízkeho Keplerovským rýchlostiam (ak sú dostatočne dobre viazané na plyn) a tak nárazový vietor plynu môže vzrásť na úkor zmenšenia častíc. To spôsobuje čelný radiálny drift a všetky iné diferenciálne rýchlosti častíc spôsobené plynom od zhluku po vymizmutie.

Naberanie hmotnosti častíc ρ_p / ρ_g nemôže trvale vzrastať keď sa častice usadzujú. Dokonca, ak všeobecná turbulencia vymizne, hustota usadzujúcich sa častíc vo vrstve je nejak samolimitovaná. Riešenia relatívnej rýchlosti Nakagawu et al. (1986) aplikuje do režimu vzrastu častíc známy pomerámy ρ_p / ρ_g, ale neposkytuje úplné samokonzistentné stanovenie ρ_p / ρ_g vo vyššie uvedenom zmysle; to bolo riešené Weidenschillingom (1980) a následne Cuzzim et al. (1993), Champneyom, et al. (1995) a Dobrovolskím et al. (1999). Neskoršie numerické modely sú rovnaké v zmysle jednoduchého analytického riešenia Dubrulleho et al. (1995), ale

používajú veľké častice, vysoký stupeň hmotného narastania častíc vo všeobecne neturbulentnom mraku, ktoré nemôže poskytnúť analytické riešenie. Zásadne, so vzrastom hustoty stredovej vrstvy, lokálne vťahovaný plyn akceleruje do Keplerovských rýchlostí zásluhou síl zhusťovania. Plyn obieha, podporený tlakom, v sub-Keplerovskom režime. Je tu vertikálny rozdeľovací gradient v orbitálnych rýchlostiach plynu, ktorý vytvára turbulenciu, ktorá mieša častice. Toto je niekedy nazývané „samogenerovaná turbulencia". Nakoniec stabilné podmienky vznikajú, keď vrstva častíc hrubne a dosiahne sa rovnováha medzi dole smerujúcou a hore smerujúcou difúziou. Tento efekt spôsobuje blokovanie množstva mechanizmov gravitačných nestabilít v strednej vrstve.

Relatívne rýchlosti a vzrast v turbulentnom a neturbulentnom mračne

V oboch režimoch, v turbulentnom aj neturbulentnom, častice s relatívnymi rýchlosťami spôsobujú rast do veľkých rozmerov. Relatívne rýchlosti v turbulentných a neturbulentných režimoch sú pravdepodobne malé na to, aby akreovali a vzrastali rýchlo, aspoň čo sa týka častíc, dosahujúcich rozmery okolo metra, preto výraz pre zhustenie plynu dostáva odlišnú podobu pre veľké rozmery. Ako častice rastú, ich hmotnosť na jednotku priestoru rastie, takže tieto sú menej preniknuté plynom a oddeľujú sa od neho. Ich vonkajší drift rýchlostí a relatívnych rýchlostí sa zmenšuje lineárnym spôsobom s priemerom častíc väčším ako 1 meter (Cuzzi a Wedenschilling 2005).

Uvažujme rýchlosti častíc vo vzťahu k plynu ako bolo odvodené Nakagawom et al. (1986) pre oblasť hustoty hmoty lokálnych častíc vo vzťahu k hustote plynu, pre odvodenie rýchlosti častíc vo vzájomnom vzťahu v nejakom prostredí. Pre jednoduchosť budeme uvažovať častice, ktoré sa líšia faktorom tri v priemere; Weidenschilling (1997) našiel, že akrečná hmotnosť, ktorá závisí na rozložení rozmerov rovnakého rádu, nezáleží na tomto faktore. Relatívne rýchlosti pre častice priemerov α a $\alpha/3$, pri absencii turbulencie podliehajú len gradientu

tlaku. V hustej stredovej vrstve, kde dominuje kolektívny efekt, všetky relatívne rýchlosti sú značne redukované. Keď hustota častíc presahuje hustota plynu, kolektívne efekty redukujú nárazový vietor a všetky relatívne rýchlosti sa zmenšia. Relatívne rýchlosti sú určované turbulentnými vírmi s rozmermi rovnakých škál, majúc krúženie vírov od niekoľkých otáčok za jednotku času až po malé rýchlosti (Cuzzi a Hogan 2003, Völk et al. 1980), Majúc na pamäti kritické rýchlosti pre zliepanie ako aj fakt, že povrchy častíc sú rozpukané a disipatívne, môžeme vidieť, že pre častice väčšie než meter, je vzrast zliepaním predstaviteľný dokonca v turbulentnom mračne. Rozpukané agregáty budú rásť akumuláciou menších rozpukaných agregátov (Weiderschilling 1997). Po búrlivom prvotnom raste do zhruba metrových rozmerov je vývoj pevných zhlukov veľmi citlivý na prítomnosť alebo neprítomnosť turbulencie globálneho mračna. Častice metrových rozmerov sa bezprostredne spájajú s väčšími vírmi s rýchlosťami niekoľkých metrov za sekundu a môžu sa navzájom zničiť, ak dôjde ku kolízii. Hovoríme tu o limite fragmentácie, avšak, ak častice môžu nejakým spôsobom narásť do rozmerov 10 metrov, ich prežitie sa stáva viac reálnym, pretože všetky relatívne rýchlosti klesajú lineárne.

Iná úloha plynu v procese rastu na pozadí limitu fragmentácie

Úloha plynu v protoplanetárnych diskoch nie je obmedzená na generovanie relatívnych rýchlostí medzi dvomi telesami, ktoré potom kolidujú. Plyn hrá tiež dôležitú úlohu v priebehu individuálnych kolízií. Veľké teleso, ktoré sa pohybuje diskom, čelí nárazovým vlnám a kolíziám s menšími agregátmi. Fragmenty sú potom vymršťované proti vetru a môžu sa pohybovať späť na povrch zásluhou prúdu plynu.

Pre malé telesá môže prúd plynu zodpovedať za voľné prúdenie molekúl. Tieto prúdové dráhy končia na povrchu terča a plynový zhluk je vždy namierený proti povrchu. Či sa fragment vráti na povrch závisí na čase spojenia plynu a prachu, na rýchlosti vymrštenia a na uhle odletu. Či reakrécia dostatočného množstva fragmentov vznikne, závisí na distribúcii vymršťovaných

parametrov, hustote plynu a rozmeroch terča. Wurm et al. (2001) ukázali, že rast väčšieho telesa odpovedajúci impaktu prachových agregátov vstupujúcich do nárazového vetra je možný pre kolíziu rýchlosťami nad 12 m/s. V 1 AU 30cm teleso v diskovom modeli podľa Weidenschillinga and Cuzziho (1993) môže rásť v kolízii s malými prachovými agregátmi, dokonca aj keď je prvotná kolízia deštruktívna.

Sekiya a Takeda (2003) a Künzli a Benz (2003) ukázali, že mechanizmus aerodynamickej reakrécie môže byť obmedzený na maximálnu mieru zásluhou zmeny v režime prúdenia z molekulárneho na hydrodynamický. Fragmenty sú potom transportované viac okolo terča než späť k nemu. Wurm et al. (2004b) argumentujú, že veľmi porózne ciele môžu dovoliť nejaké prúdenie, idúce cez teleso, ktoré by stále mohlo pripustiť aerodynamickú reakréciu, ale toto silne závisí na morfológii telesa (Sekiya and Takeda 2005). Ako klesá hustota plynu vonku v protoplanetárnom disku, tak klesá maximálny rozmer pre aerodynamickú reakréciu. Minimálne rozmery tiež vzrastajú a mechanizmus je dôležitý len pre objekty, ktoré už vzrastali na pozadí limitu fragmentácie nejakým iným spôsobom – napr. okamžitým spojením častí väčších častíc (Wurm et al. 2005).

Formovanie planetezimál v strednej vrstve

Na vyššie uvedených argumentoch, založených na relatívnej rýchlosti našli Weidenschilling (1988, 1997) a Dullemond a Dominik (2004, 2005), že rast do veľkosti metra je rýchly (100 – 1000 rokov vo vzdialenosti 1 AU; $6 – 7 \cdot 10^4$ rokov) vo vzdialenosti 30 AU či je mrak turbulentný alebo nie. Takéto veľké častice sa usadia približne v strednej vrstve s periódou otáčania mraku. Avšak v turbulencii sú dokonca metrové častice dostatočne rozptýlené tak, že hustota stredovej vrstvy zostáva malá a rast prebieha pomaly. Kombinácia rýchleho radiálneho driftu, všeobecne erozívnych vysokorýchlostných impaktov s malými časticami a príležitostné deštruktívne kolízie s inými časticami metrových rozmerov bránia za takýchto podmienok rastu nad metrové rozmery.

V neturbulentnom mračne sa môžu dokonca menšie častice usádzať do tenkej stredovej vrstvy a celková hustota častíc sa môže ľahko zväčšovať, dostatočne pre hromadné efekty vťahujúce plyn stredovej vrstvy do Keplerovskejej rotácie, minimalizujúc tak nárazovú vlnu, indukovanú radiálnym driftom ako aj relatívne rýchlosti. Za takejto situácie častice metrových rozmerov rýchle rastú a strácajú tendenciu vzdialiť sa turbulentným driftom (Cuzzi et al. 1993); objekty veľkosti planetezimál sú formované len za $10^3 – 10^4$ rokov vo vzdialenosti 1 AU (Weidenschilling 2000) ako aj za niekoľko krát 10^5 rokov vo vzdialenosti 30 AU (Weidenschilling 1997). Avšak takýto robusný rast môže byť v skutočnosti príliš rýchly z rôznych príčin.

Nestability časticových vrstiev

Zatiaľ čo niektorí autori apelujú na jednoduchosť „nárastového zväčšovania“ spájaním v hustej stredovej vrstve neturbulentného mračna, na druhej strane neurčitosť vo vlastnostiach spájania viedla iných autorov k zavedeniu mechanizmov nestability pre rast častíc, ktoré nepodliehajú takýmto neurčitostiam. Skoro všetky doteraz diskutované mechanizmy nestability (Safronov 1969, 1991; Goldreich a Ward 1973; Ward 1976, 2000; Sekiya 1983, 1998; Goodman and Pindor 2000; Youdin a Shu 2002) vznikli len v mračne, za neprítomnosti turbulencie a relatívne rýchlosti častíc boli vždy veľmi malé. Klasický prístup (Goldreich a Ward 1973) predpokladá, že tlak plynu nehrá úlohu v gravitačnej nestabilite, keď je nahradený efektívnym tlakom náhodných rýchlostí častíc. Náhodné rýchlosti častíc spôsobujú zväčšovanie vrstvy a redukciu jej hustoty pod kritickú hodnotu, ktorá je vždy rádu tzv. Rochovej hustoty (Goldreich and Ward 1973; Weidenschilling 1980; Safronov 1991; Cuzzi et al. 1993). Takéto kritériá môžu byť vystopované v prácach Goldreicha a Warda (1973), Goldreicha a Lynden-Bella (1965), Toomrenho (1964), Chandrasekhara (1961) a Jeansa (1928) a paralelne v prácach Safronova (1960), Bela a Schatzmana (1958) a Gurevitcha a Lebedinského (1950). Nahrádzanie typických rýchlostí derivuje formálnu, nominálnu požiadavku, že lokálna hmotová hustota častíc musí presahovať

10^{-7} g cm^{-3} vo vzdialenosti 2 AU zo solárnej hmoty, dokonca pre vznik okrajovej gravitačnej nestability. Tá je okolo 10^3 krát väčšia než tlak plynu typického minimálneho hmotového mračna, vyžadujúceho vzrast tuhých častí s faktorom okolo 10^5 pre typický stredný pomer tuhá látka–plyn.

Keď uvažujeme vymiznutie globálnej turbulencie, Weidenschilling (1980, 1984) poznamenal, že turbulencia, daná do pohybu veľmi hustými vrstvami častíc sa zväčší na hrúbku *h*, ktorá prevýši okrajové gravitačné nestability. To preto, že turbulentné víry, indikované vertikálnym rýchlostným profilom plynu vyvolávajú náhodné rýchlosti častíc, rozptyľujúc vrstvu a chrániac ju pred dostatočne hustým stavom. Detailné dvojfázové modely fluida do Cuzziho et al. (1993); Champneyho et al. (1995) a Dobrovolskiho et al. (1999) potvrdili takéto chovanie.

Niekedy sa uvažuje, že pokračujúce, ale pomalé, častice rastú do väčších častíc, s menšími relatívnymi rýchlosťami a teda aj tenšími vrstvami môžu viesť ku gravitačným nestabilitám. Avšak, iba prístup k formálnej požiadavke pre okrajovú gravitačnú nestabilitu nevedie k vzniku planetezimál. Pre častice, ktoré sú dostatočne veľké na usadzovanie vo vhodne hustej vrstve pre okrajovú nestabilitu samogenerovanej turbulencie (Weidenschilling 1980; Cuzzi et al. 1993) sú náhodné rýchlosti netlmené na časovej škále kolapsu tak začínajúce nestability skoro „narážajú“ a prílivovo divergujú. To je ako chovanie, ktoré vidíme v Saturnovom prstenci, väčšina ktorého je gravitačne nestabilná podľa rovnakých kritérií (Salo 1992; Karjalainen a Salo 2004). Priamy kolaps, vedúci k planetezimálam je oveľa ťažšie dosiahnuteľný, vyžadujúci oveľa menšie relatívne rýchlosti a je nepravdepodobný, aby vznikli týmto spôsobom (Cuzzi et al. 1994; Weidenschilling 1995; Cuzzi a Weidenschilling 2005). Posledné výsledky od Tanga et al. (2005) sumarizujú umelé spomalenie plynovým oblakom a hľadajú gravitačné spojenie zhustení, z ktorých, ak nekolabujú priamo na planetezimály, zostanú ich identity počas dlhého obdobia, dovoliac pomalé zliepanie. Toto je vhodnejšie na numerické modelovanie s viac realistickým fyzikálnym tlmením, presahujúcim globálne laminárne mračno.

Pre veľmi malé častice ($a < 1$ mm, vysoko relevantné pre veľkosti chondrúl) prichádzajú do úvahy nestability rôzneho typu, pretože častice sú pevne zachytené plynom za krátky čas

a kombinovaný systém formuje jednoduché „jednofázové“ fluidoum, ktoré je stabilné voči vznikajúcej turbulencii ich vertikálnym gradientom hustoty (Sekiya 1998; Youdin a Shu 2002; Youdin a Chiang 2004; Graud a Lin 2004). Dokonca pre stredovú vrstvu takýchto malých častíc, je vyžadované turbulentné mračno, čo môže viesť k príliš nízkym – nepostačujúcim hodnotám. Nadovšetko, takáto jednofázová vrstva sa časom zastavenia častíc t_S, oveľa menším než čas dynamického kolapsu, nemôže sa stať nestabilnou a kolabuje na dynamickej časovej škále ako normálne neviditeľná. Pretože je podporovaná tlakom plynu (Sekiya 1983; Safronov 1991). Sekiya (1983) nachádzajú, že hustoty častíc musia prevyšovať $10^4\varsigma$ pre také, ktoré podliehajú nestabilite a následnému kolapsu. Pretože je ťažké definovať jednofázovú nestabilitu, môže byť táto prekážka uvažovaná pre ktorúkoľvek časticu s časom zastavenia oveľa kratším než čas dynamického kolapsu.

Pomalšia „sedimentácia“ z osovo symetrického prstenca mohla tiež vzniknúť v podmienkach normálnej okrajovej gravitačnej nestability (Sekiya 1983; Safronov 1991; Ward 2000), ale tento efekt bol modelovaný len za neturbulentných podmienok, pri ktorých môže byť rast viac-menej rýchly, spojený so spájaním. V turbulentnom mračne môže difúzia prekaziť formovanie všetkého, ale široko škálové „prstence“ tohto druhu, ktoré majú radiálne rozmery porovnateľné z H a rast len na extrémne dlhej časovej škále.

Formovanie planetezimál v turbulencii

Úloha môže byť riešená na základe astronomických, asteroidálnych a meteorických pozorovaní a vyžaduje zastavenie rastu planetezimál na oveľa menších rozmeroch než niekoľko kilometrov po dobu niekoľkých mil. rokov (Dullemond a Dominik 2005; Cuzzi a Weidenschilling 2005; Cuzi et al. 2005). Toto je najľahšie vysvetliteľné existenciou všadeprítomnej slabej turbulencie. Pri vzraste do metrových rozmerov sa častice spájajú do väčších, viac energetických vírov, vedúcich k vzájomným kolíziám pri relatívnych rýchlostiach okolo 30 m/s,

ktoré sú pravdepodobne deštrukčné, udržujúce postupný rast zliepaním do metrových veľkostí. V princípe, formovanie planetezimál sotva môže očakávať zastavenie turbulencie v mračne a tak vznikne všetko naraz. Pre a proti tejto jednoduchej koncepcii sú diskutované Cuzzim a Weidenchilliagom (2005). Najväčšia ťažkosť tejto koncepcie je veľmi robustný spôsob rastu v hustej stredovej vrstve neturbulentného mračna, v porovnaní s veľmi predĺženým trvaním, okolo 10^6 rokov, ktoré zdanlivo charakterizovalo formovanie materských telies meteoritov. Ďalej, ak turbulencia pomaly zanikla vo vhodnom čase, častice všetkých rozmerov sa môžu usadzovať a akcelerovať spoločne, opustiac nevysvetliteľným dobre charakterizované distribúcie veľkostí chondritov, ktoré sú pozorované, Alternatívne, niekoľko predpokladov bolo postavených ako môže byť prekonaná bariéra rozmeru metra v aktuálnej turbulencii.

Koncentrácia balvanov v rozľahlom mračne plynovej štruktúry

Rýchly drift smerom dovnútra metrových častíc v mračne, kde je ich usadenie znemožnené turbulenciou, môže byť spomalené, ak sú zachytené jedným alebo niekoľkými možnými efektami dynamiky fluida. Bolo navrhnuté, že takto zachytené koncentráty potom tiež vedú k rastu planetezimál.

Veľké dynamicky štruktúrované plynové mračno ako systematicky rotujúce víry (nie pravé turbulentné víry) majú vlastnosti koncentrovaných veľkých balvanov v blízkosti ich centier (Bargeand a Sommeria 1995, Tanga et al. 1996, Bracco et al. 1998, Godon a Livio 2000, Klaht a Bodenheimer 2006). V niektorých z týchto modelov sú víry jednoducho predpísané a/alebo tam nie je spätná väzba od častíc. Nadovšetko, sú tam silné vertikálne rýchlosti prítomné v reálnych víroch a vírivé pohyby, ktoré koncentrujú metrové častice, sa nenachádzajú v blízkosti strednej vrstvy (Barranco a Marcus 2005). Konečne, tu môže byť tendencia koncentrácie častíc formovaná v modelových víroch, ktorá driftuje von a deštruuje víry (Johansen et al. 2004).

Iná možnosť je tvorba tuhých častíc v blízkosti špicov skoro osovo symetrických, lokali-

zovaných v maxime radiálnych blokov, ktoré môžu byť spojené so špirálovými hustotnými vlnami (Haghighipour a Boss 2003*a*,*b*, Rice et al. 2004). Johansen et al. (2006) poukázali na koncentráciu balvanov v radiálnej zóne vysokého tlaku, ale (v kontraste k vyššie uvedeným predpokladom o víroch) ukázali neexistenciu koncentrácie metrových častíc v najbližšej vzdialenosti, v ktorej sa môžu nachádzať v prostredí aktuálnych turbulencií malých vírov. Snáď toto donesie svetlo a kľúč k rozdielom medzi systematicky rastúcimi vírovými fluidovými štruktúrami a reálnymi vírmi v reálnych turbulenciách.

Zhrnúc, modely koncentrácie balvanov vo veľkom merítku fluidových štruktúr budú potrebovať ocenenie tendencie rýchlo chladnúcich metrových častíc v takých oblastiach, kde sa deštruujú navzájom, v reálnych turbulenciách, ktoré budú iste spojené s takýmito štruktúrami. Nateraz, porušené hustotovo špirálové vlny sú potenciálnou hnacou silou silnej turbulencie (Boley et al. 2005).

Koncentrácia chondrúl v 3D turbulencii

Iný predpoklad rastu častíc veľkosti metrov v turbulentnom mračne je motivačné pozorovanými rozdielmi veľkosti chondritov. Cuzzi et al. (1996, 2001) vyvinul model turbulentnej koncentrácie chondrúl rozmerov mm a menších v hustých zónach, ktoré sa stanú planetezimálami, ktoré pozorujeme. Tento efekt, ktorý je v skutočnosti 3D turbulenciou, odpovedá pozorovaniam meteoritov niekoľkými spôsobmi v prirodzene zodpovedajúcich podmienkach mračna. To ponúka potenciál preskočiť problém metrových oblastí vcelku a mohlo by byť aplikované v Solárnom systéme (Cuzzi a Weidenschilling 2005, Cuzzi et al. 2005). Tento scenár čelí takej prekážke, že hustá zóna, bohatá na častice, ktorá sa určite formuje, je vzdialená od hustoty tuhej látky a môže byť narušená tlakom plynu alebo turbulenciou predtým ako sa planetezimály formujú. S hustou stredovou vrstvou malých častíc je tlak plynu vážnou bariérou gravitačnej nestability na dynamickej časovej škále v hustej zóne, v ktorej sa formujú častice

veľkosti chondrúl. Avšak, ako s inými scenármi malých častíc, nie je sedimentácia možná dlhšie než vznikne dynamický kolaps. To je ponúkané Sekiyom (1983), ktorý našiel, že zóny takýchto hustôt, „nestlačené“ na dynamickej časovej škále formujú stabilné módy. Súčasné štúdie overujú, či husté zóny môžu byť zachované dostatočne dlho, aby sa vyvinuli do planetezimál.

Zhrnutie, týkajúce sa formovania planetezimál

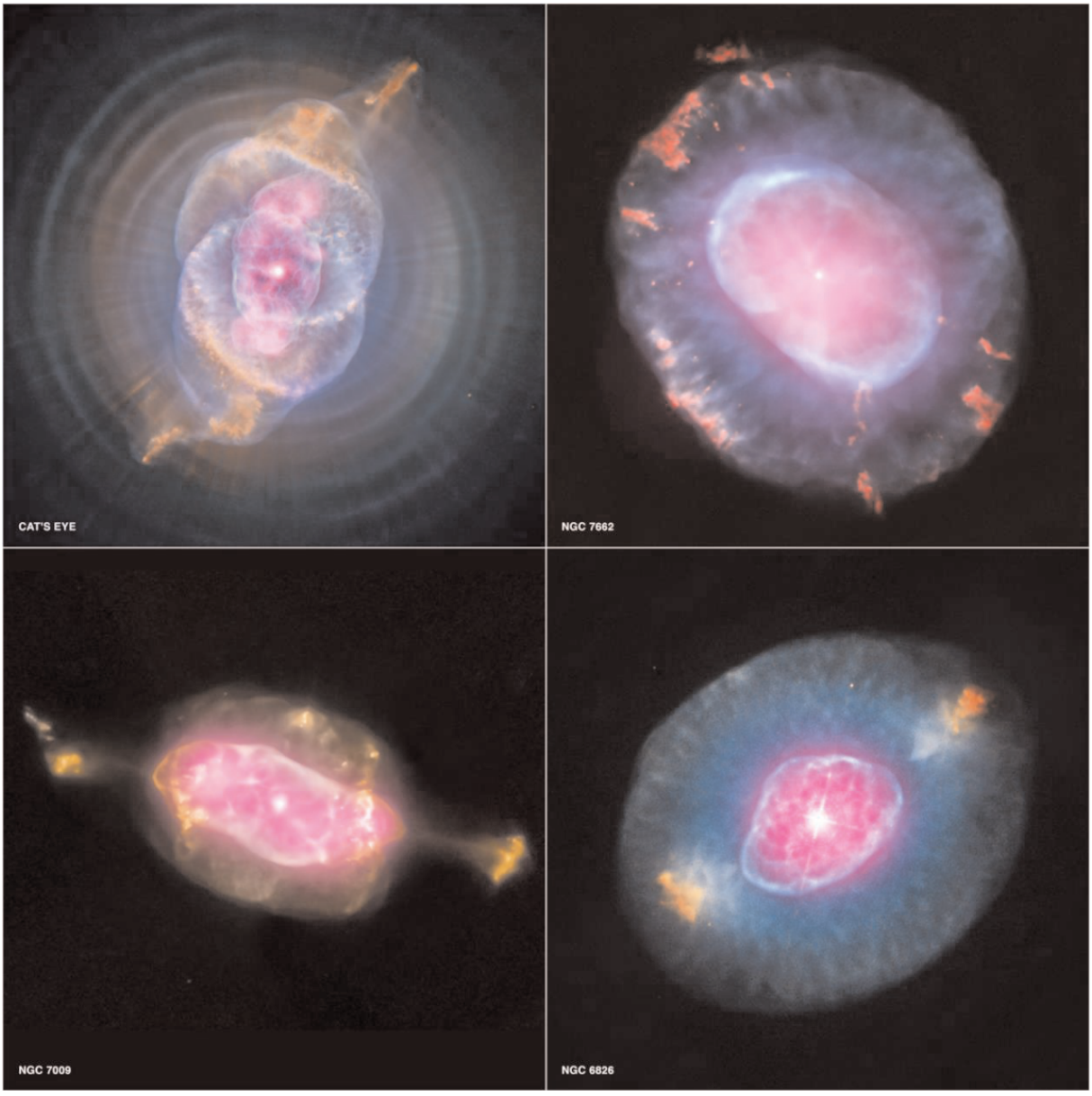
Ako bolo uvedené, spôsob tvorby planetezimál zostáva stále nejasný. V neturbulentnom mračne to vypadá tak, že je viac variácií vzrastu – nie na dynamickej časovej škále kolapsu, ale na rýchlej kozmogonickej časovej škále ($< 10^5$ rokov). Avšak tento súbor podmienok a časových škál rastu vypadá nekompatibilným s asteroidálnymi meteorickými a astronomickými pozorovaniami rôzneho druhu (Russell et al. 2006, Dullemond a Dominik 2005, Cuzzi a Weidenschilling 2006, Cuzzi et al. 2005). Alternatívny súbor scenárov – vzrast veľkosti okolo metra v turbulentnom mračne – je viac konzistentný v niektorých požadovaných smeroch. Výzvou zostáva popísať kvantitatívne pomery, v ktorých sa planetezimály formujú za takýchto neefektívnych podmienok.

Všeobecné modely disku s usadením a agregáciou

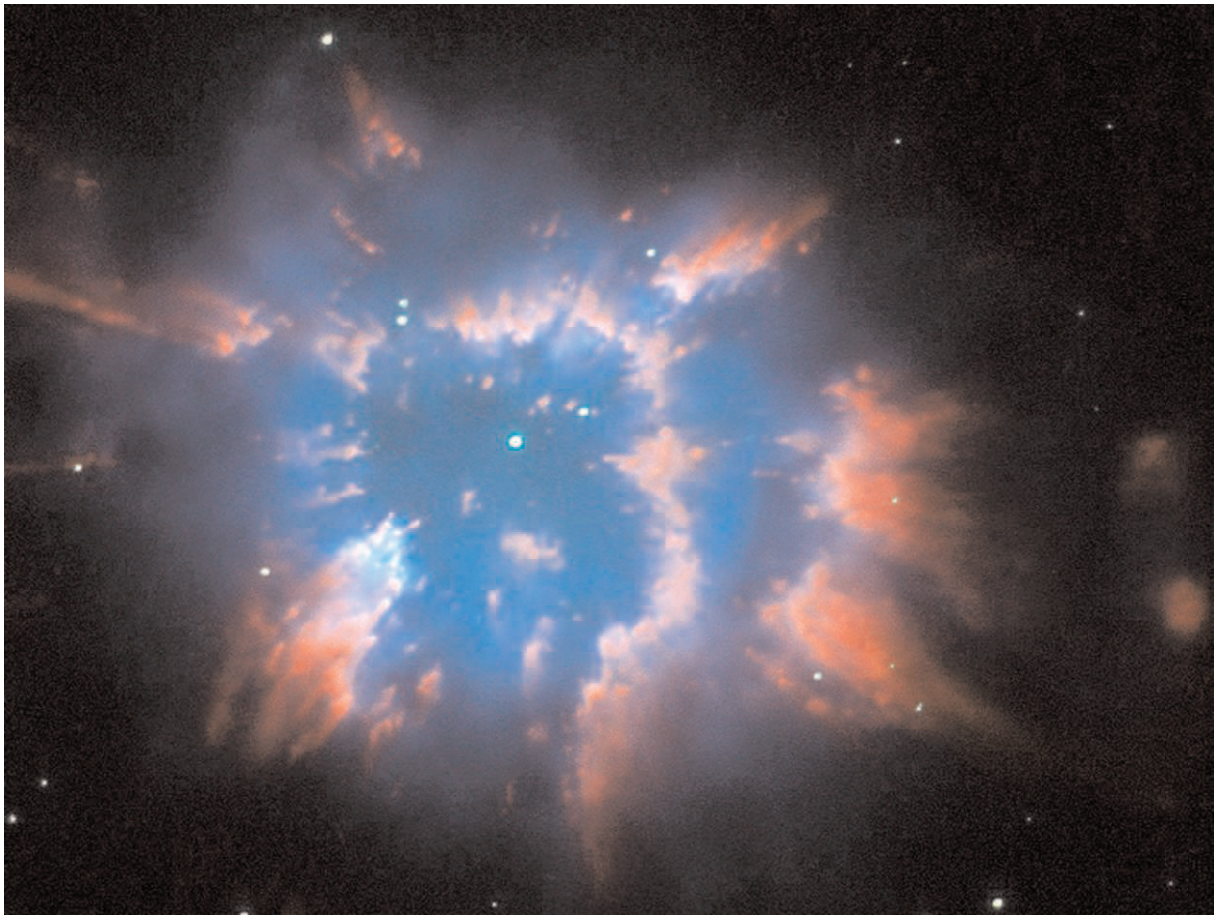
Globálne modelovanie protoplanetárneho disku vrátane usádzania prachu, agregácie, radiálneho driftu a miešania, spolu s riešeniami radiálneho prenosu tepla, formuluje veľkú numerickú výzvu pre riešenia v rôznych časových škálach a veľkostiach častíc. Ďalšie numerické ťažkosti rezultujú z faktu, že malé častice môžu významne prispievať k rastu väčších telies, a preto je nevyhnutné brať tieto procesy korektne pri zachovaní hmôt častíc (Dullrmond a Dominik 2005). Iné ťažkosti vznikajú z neurčitosti sily a priestorového rozloženia turbulencie pri rôznych fázach vývoja disku. Kompletný model zahrňujúci vnútorný disk a vnútorný proces



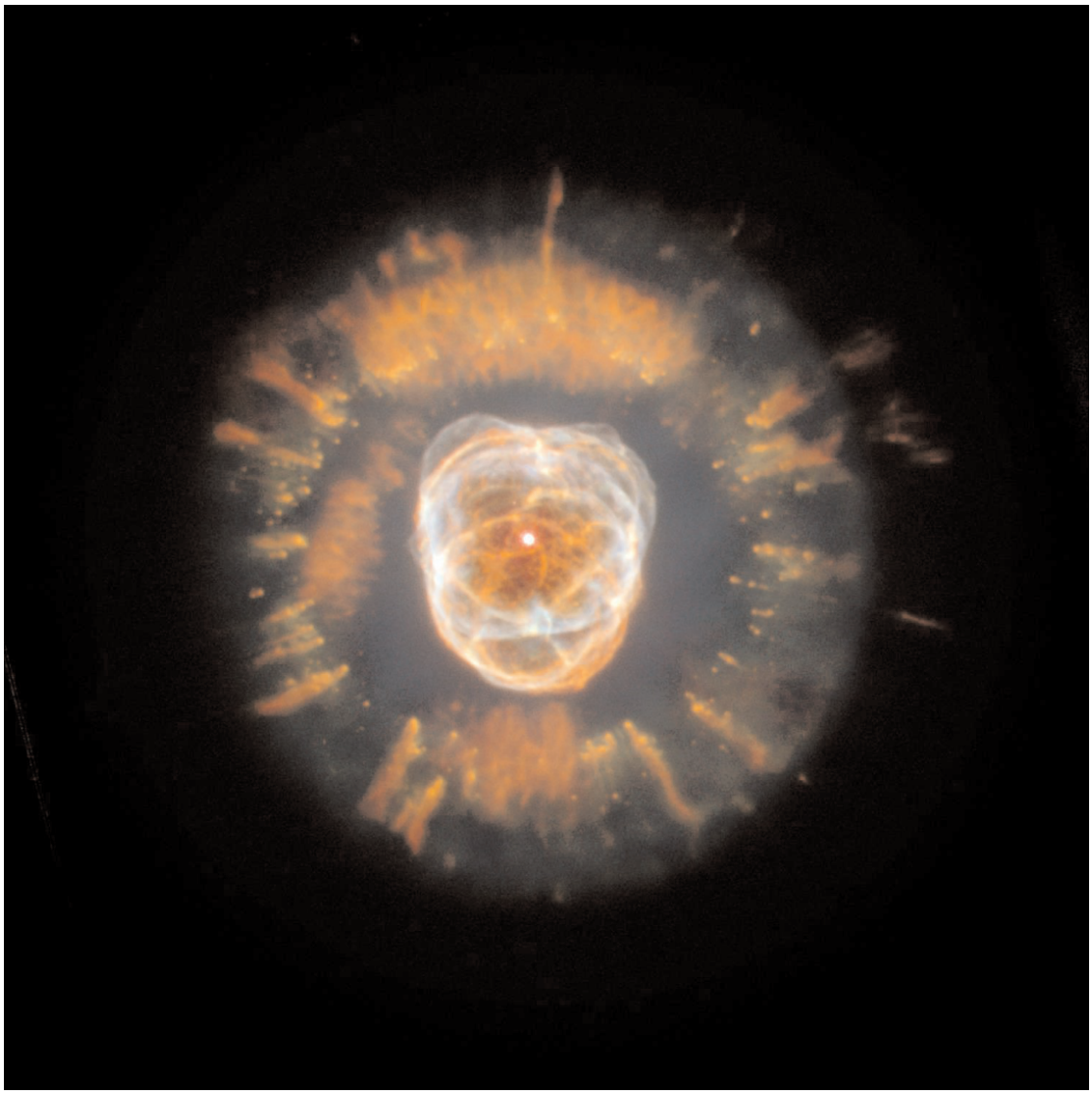
Hmlovina 7293 Helix Nebula NASA, ESA, HUBBLE
http://hubblesite.org/newscenter/archive/releases/2004/32/image/d/warn/



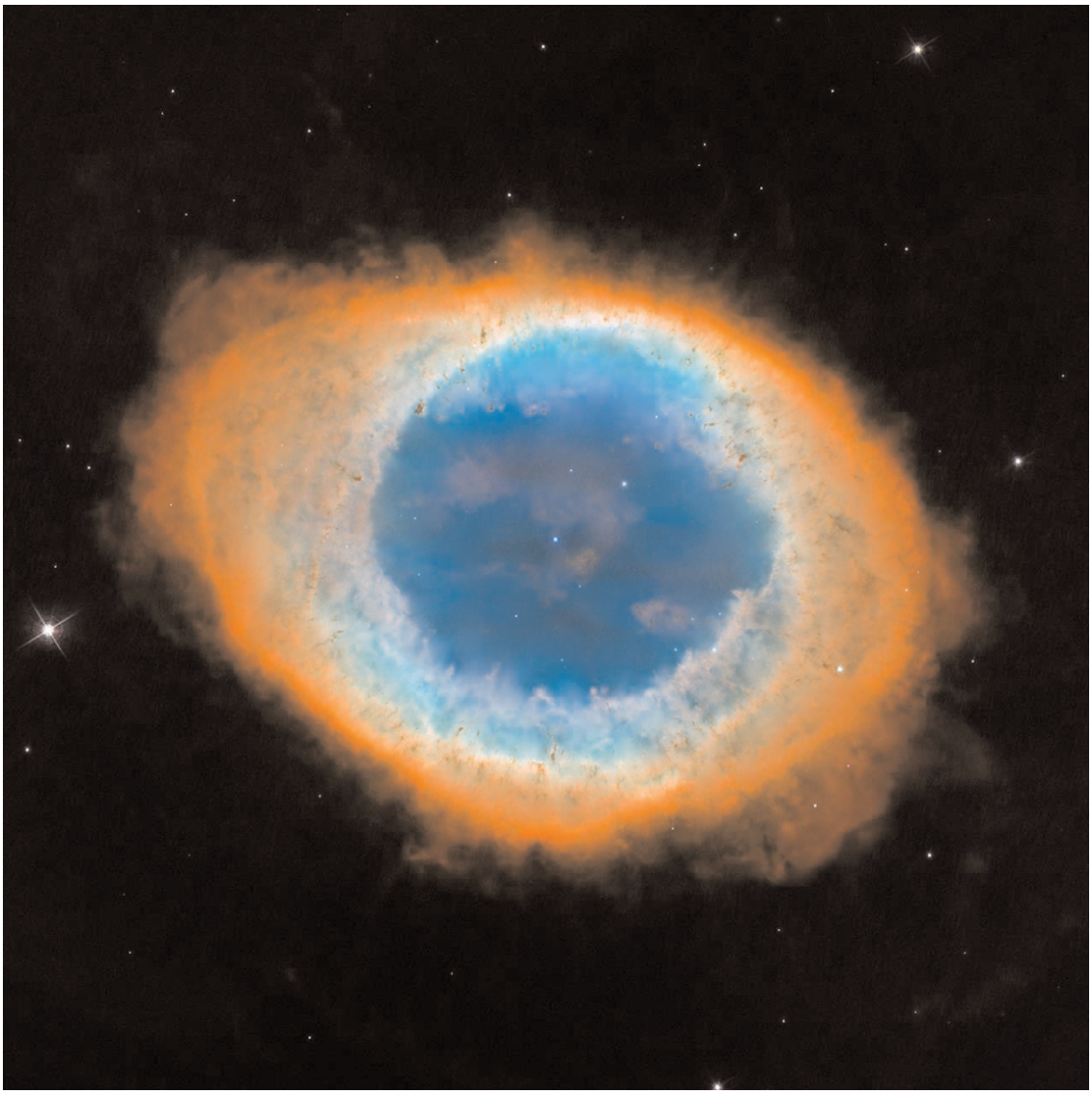
Kombinované snímky hmlovín Cats eye, NGC7662, NGC 7009 a NGC 6826.
(CHANDRA http://chandra.harvard.edu/photo/2012/pne/)



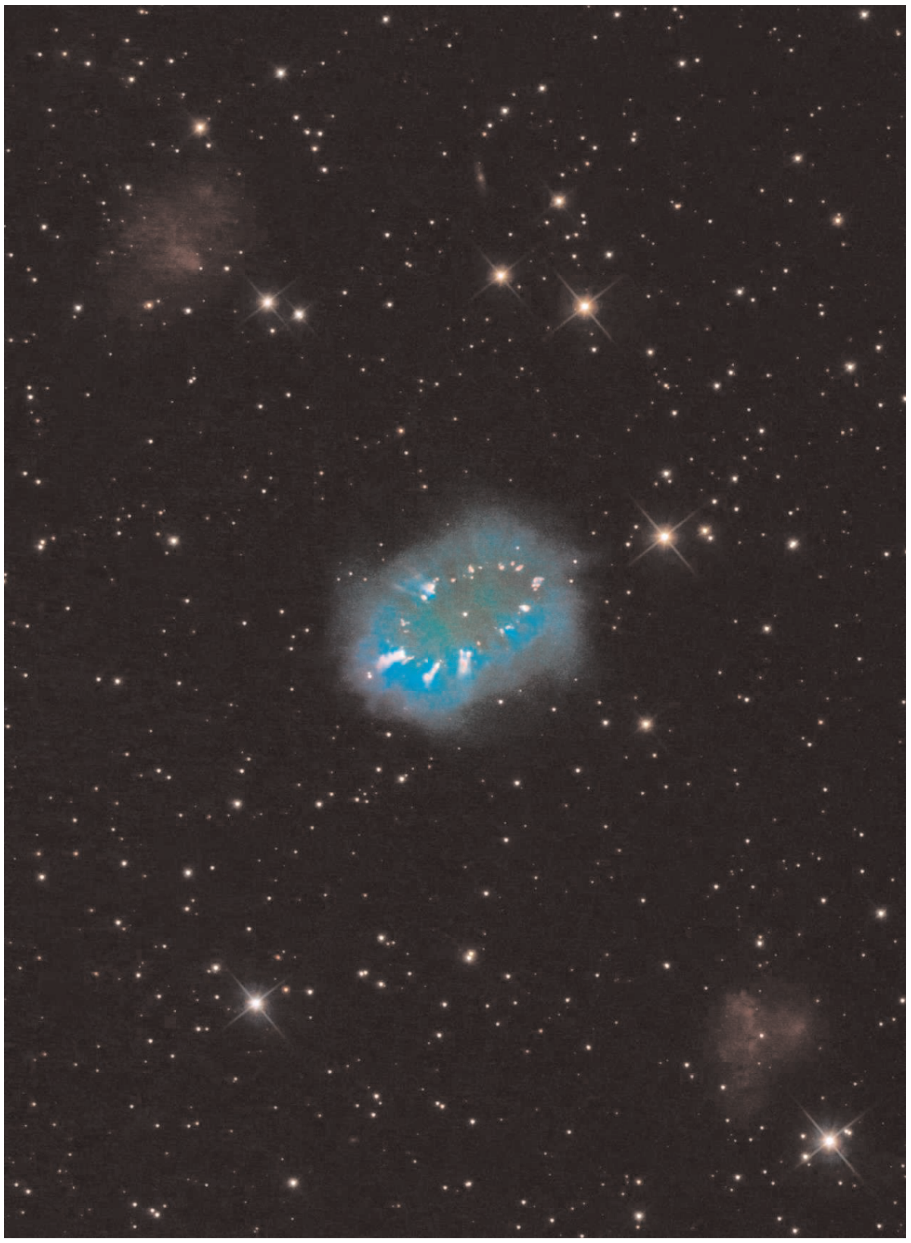
Hmlovina NGC 6326
HUBBLE http://www.spacetelescope.org/images/potw1010a/



Hmlovina NGC 2392 Eskimo Nebula
(ESA HUBBLE http://www.spacetelescope.org/images/heic9910a/)



Hmlovina M57 Ring nebula.
(NASA, ESA, HUBBLE http://apod.nasa.gov/apod/image/1306/m57_hst1280.jpg)



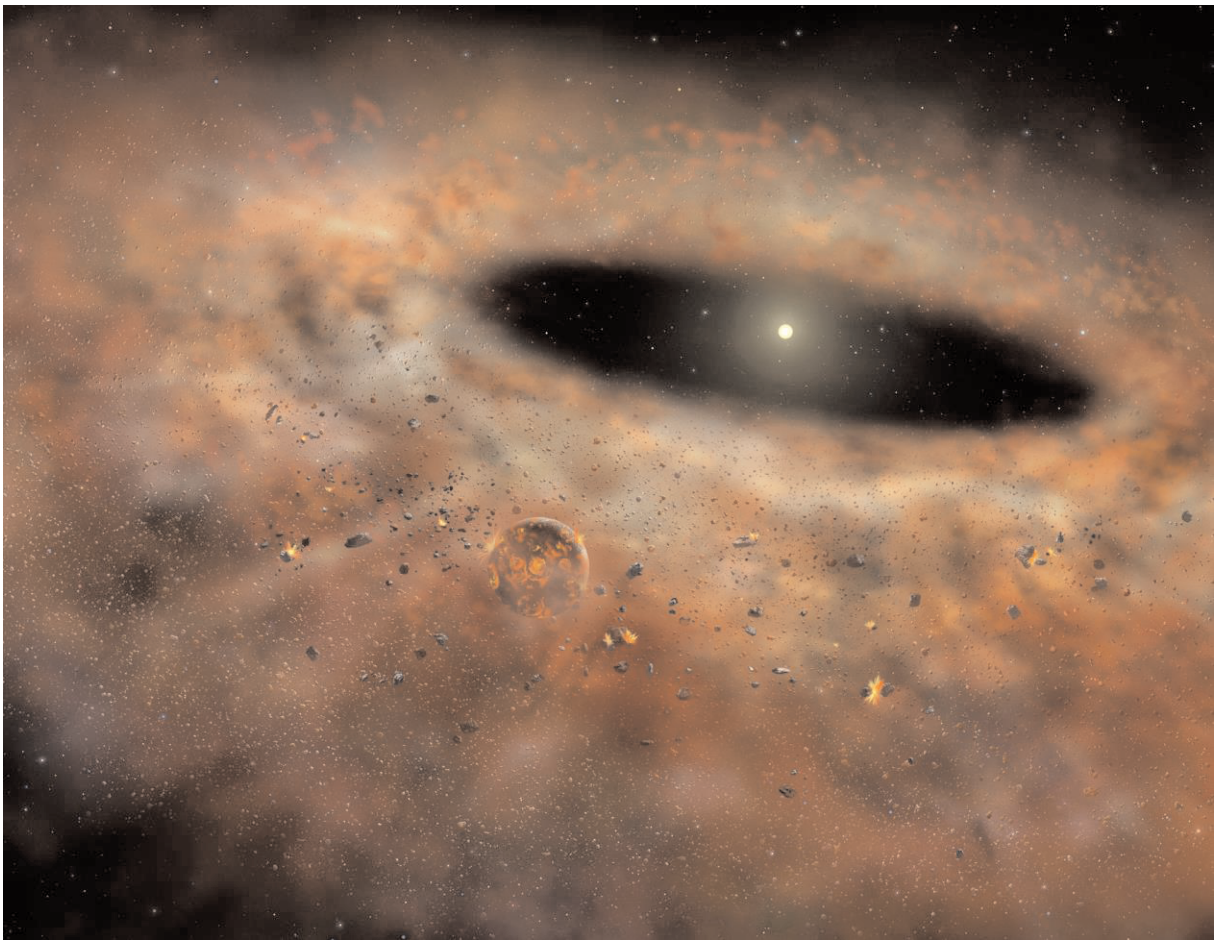
Hmlovina Necklace nebula (HUBBLE
http://en.wikipedia.org/wiki/Necklace_Nebula#mediaviewer/File:Necklace_Nebula_by_Hubble.jpg)



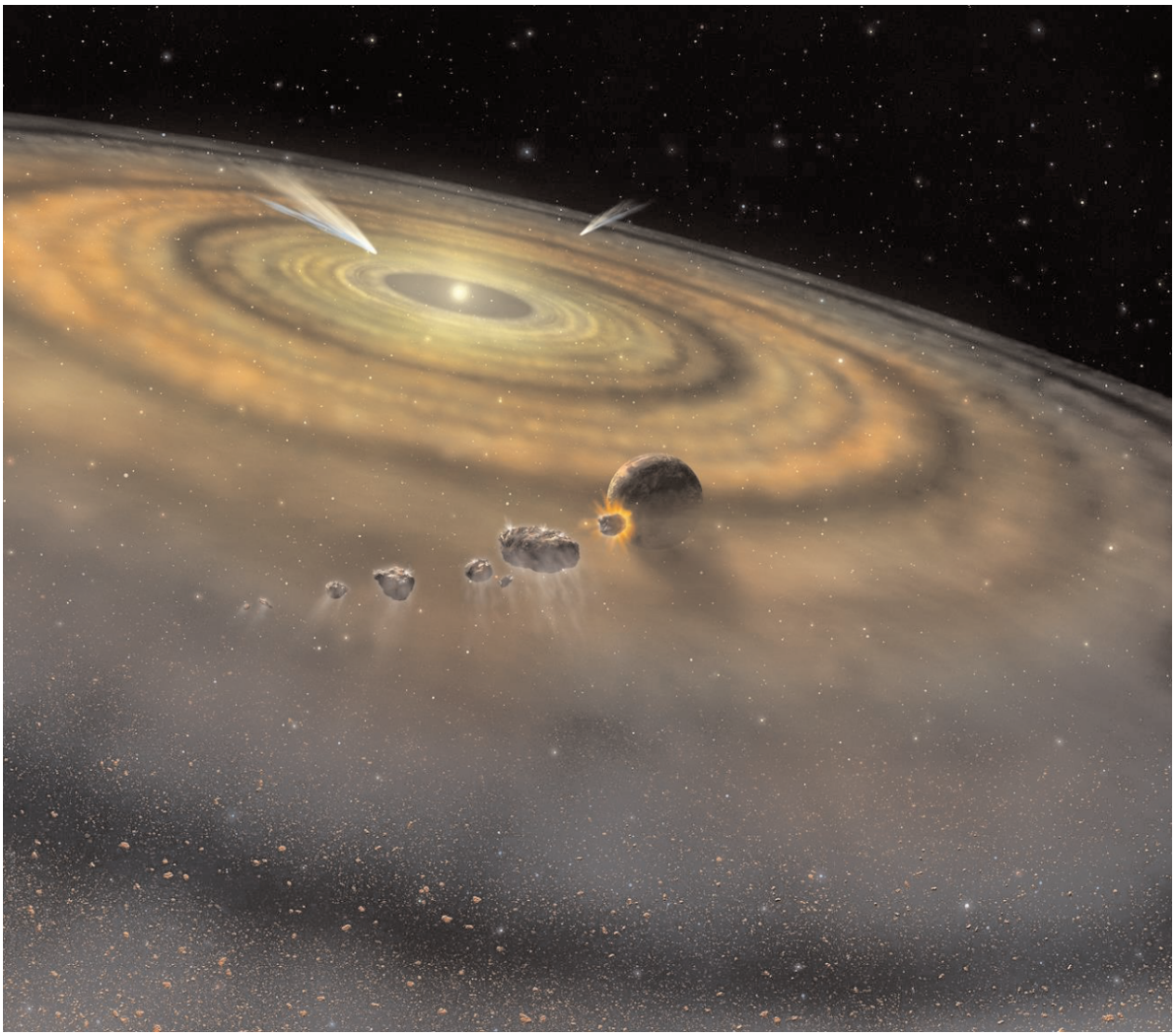
Hmlovina NGC 2237 Rosette Nebula
(O. Podlucký http://aam.8mag.net/coppermine/displayimage.php?pid=125)



Hmlovina Orion
(HUBBLE http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/f/f3/Orion_Nebula_-_Hubble_2006_mosaic_18000.jpg)



Plyno-prachový protoplanetárny oblak s planetesimálmi. Výtvarná predstava.
(http://bookmust.files.wordpress.com/2012/12/lynette-cook-star-with-dust.jpg)



Plyno-prachový protoplanetárny oblak s planetesimálmi. Výtvarná predstava.
(NASA http://www.nasa.gov/images/content/149890main_BetaPictDiskbMac.jpg)

rastu spolu s celou relevantnou fyzikou disku je zatiaľ mimo nášho dosahu. Doterajšie práce sa zameriavali alebo na špecifické umiestnenia v disku alebo používali parametrický popis turbulencie s limitovanými sadami procesov fyzikálneho rastu. Avšak tieto „jednovrstvové“ modely majú problém s tým, že sa radiálny drift stáva obrovský pre objekty m - veľkosti a ostáva v časovej škále po dobu niekoľkých orbitálnych otočení (Weidenschilling 1977). Avšak, aj napriek tomu tieto snahy dosiahli významné výsledky, ktoré testujú príslušné pokusy vytvárania modelov.

Pre spektrálnu predstavu disku, hrajú rolu dva hlavné procesy, ktoré môžu poskytnúť ľahko pozorovateľné výsledky: usadzovanie častíc a rast častíc. Usadzovanie častíc je podriadené vertikálnej zložke gravitácie, pôsobiacej v disku na nestlačenú zložku prachu. Zanedbajúc rast, usadzovanie vedie k vertikálnej zložke gravitátie, pôsobiacej v disku na nestlačenú zložku prachu. Zanedbajúc rast, usadzovanie vedie aj k vertikálnej stratifikácii a deleniu častíc podľa veľkosti v disku. Malé častice sa usadzujú pomaly a môžu byť prítomné v atmosfére disku po dlhý čas, zatiaľ čo veľké častice sa usadzujú rýchlejšie na malých výškových škálach. Zatiaľ čo v laminárnom mračne je toto len na čase závisiacim fenoménom, tento výsledok je permanentný v turbulentných mračnách, pretože všetky veľkosti častíc sú mimo ich rovnovážnych výšok (Dubrulle et al. 1995). Z čisto usadzujúceho sa modelu, by sa dalo očakávať, že malé prachové častice budú postupne dominovať v procese emisie prachu ako veľké častice, ktoré sa stratia z povrchov vrstiev.

Rast zŕn môže mať aj opačný efekt, zatiaľ čo vertikálne miešanie a usadzovanie stále môžu viesť k stratifikácii podľa veľkosti, rast častíc sa môže stať efektívnym natoľko, že všetky malé častice sa oddelia od plynu. V tom prípade, tvar emisie prachu môže byť charakteristický pre väčšie častice. V rovnakom čase sa dramaticky zmenší vonkajšia odrazivosť mračna. Tento efekt sa môže stať významným a bol riešený už skôr (Weidenschilling 1980, 1984; Mizuno 1989). Disky so znakmi malých častíc sú stále pozorované okolo hviezd, ktoré vypadajú, že ich planetárne mračná kompletne zmizli, takže pre takýto problém niet všeobecného riešenia.

Modely limitované do špecifických oblastí v solárnom systéme

Modely uvažujúce usadzovanie a rast prachu v jednoduchom vertikálnom reze majú dlhú tradíciu (Cuzzi a Weidenschilling 1993).

Weidenschilling (1980, 1984, 1988, 2000) študoval agregáciu v laminárnom a turbulentnom mračne, so zameraním na oblasť pozorovania terestriálnych planét, špeciálne do vzdialenosti 1 AU. Jeho práce obsahujú základné popisy usadzovania prachu a jeho rastu v laminárnych aj turbulentných podmienkach. Ukazujú vznik vypadávania častíc potom, ako tieto rástli do rozmerov, kedy pohyb usadzovania začína prevládať nad termálnym pohybom. Nakagawa et. al. (1981, 1986) študuje usadzovanie a rast vo vertikálnych rezoch a tiež koncentráciu v oblastiach formovania terestriálnych planét. Našli, že za 3 000 rokov je stredná vrstva naplnená časticami centimetrových rozmerov. Weidenschilling (1997) študoval formovanie komét vo vonkajšom solárnom systéme s detailným modelom neturbulentného mračna, riešiac rovnicu koagulácie vo vzdialenosti okolo 300 AU. V týchto výpočtoch predchádza rastu Brownovský pohyb bez výrazného usadzovania v prvých 10 000 rokoch. Potom sa častice stávajú dostatočne veľkými a začínajú sa usadzovať, takže koncentrácia tuhých častíc vzrastá rýchlo po dobu 5 000 rokov. Vrstva častíc dosahuje kritickú hustotu, keď vznikne gravitačná nestabilita vrstvy, ale spočiatku vysokorýchlostná disperzia zabráni kolapsu. Neskôr, prechodný vzrast hustoty stále prebieha, ale zásluhou malého kolízneho prierezu typických metrových telies, rast musí byť zabezpečený.

Agregácia prachu v prvotnej evolúcii disku

Schmitt et al. (1997) implementoval koaguláciu prachu v a diskovom modeli. Autori uvažovali rast PCA v jednodimenzionálnom diskovom modeli, napr. bez riešenia vertikálnej štruktúry disku. Vývoj veľkostnej distribúcie prachu v disku prebieha len počas 100 rokov.

V tomto čase, vo vzdialenosti 30 AU od hviezdy, spočiatku vymiznú najmenšie častice počas 10 rokov, vplyvom Brownovho pohybu a agregácie. Potom nasleduje podobná fáza rastu, počas ktorej objem častíc vzrastie o 6 rádov. Agregácia je rýchlejšia vo vnútornom disku a zmenšuje sa odrazivosť, nasledovaná rýchlym ochradzovaním, ktoré vedie k teplotnej medzere v disku okolo 3 AU. Použijúc CCA častice, agregácia sa zastaví po tom, čo boli malé častice vzdialené. Na takéto častice sú potrebné dlhšie časové škály pre pokračovanie rastu.

Globálne modely agregácie prachu v priebehu predstelárneho kolapsu a v štádiu ranného formovania disku sú numericky uskutočniteľné, pretože rast častíc je limitovaný. Suttner et al. (1999) a Suttner a Yorke (2001) študujú evolúciu častíc prachu v protoplanetárnych obálkach počas kolapsu a prvých 10 000 rokov dynamickej evolúcie disku. Tieto veľmi ambiciózne modely zahŕňajú radiáciu hydrodynamického kódu, ktorá môže ovplyvňovať agregáciu prachu a tiež jeho deštrukciu použijúc implicitnú numerickú schému. Našli, že v priebehu kolapsovej fázy, trvajúcej 1000 rokov, rastú prachové častice zásluhou Brownovho pohybu a rôznych radiálnych síl a môžu byť roztrieštené pri veľkých kolíznych rýchlostiach spôsobených radiálnymi silami. Našli, že počas ranného vývoja disku vo vzdialenosti 30 AU od hviezdy s prvotným tlakom v strednej vrstve, sa malé častice veľmi silno strácajú, pretože vysoká hustota vedie k častým kolíziám. Väčšie častice rastú s faktorom 100 ich hmotnosti. Rovnaké výsledky boli nájdené aj pre PCA častice, zatiaľ čo CCA častice ukazujú zrýchľujúcu sa agregáciu, pretože vzrástol prierez masívnych častíc. Počas 10 000 rokov väčšina prachu dosiahne limitu veľkosti 0,2 mm. Zatiaľ čo je agregácia signifikantná v blízkosti strednej vrstvy, vonkajšia štruktúra modelu ešte nie je úplne dopracovaná, pretože v nízkych hustotách ďalej od strednej vrstvy je agregácia limitovaná a zmeny v odrazivosti sú spôsobené len rôznymi rýchlosťami prúdenia.

Modely globálneho usadzovania

Usadzovanie prachu bez vzrastu prebieha oveľa pomalšie než usadzovanie, ktoré je akcelerované vzrastom. Avšak kalkulácie čistého usadzovania ukazujú na signifikantný vplyv spektrálnej energetickej distribúcie diskov. Zatiaľ čo vertikálna optická hĺbka nie je sama ovplyvnená usadzovaním, výška, v ktorej stelárne svetlo integruje s povrchom disku sa mení. Miyake a Nakagawa (1995) počítali efekty usadzovania prachu na globálnom SED a výsledky porovnávali s IRAS pozorovaniami. Usúdili, že po fáze iniciálneho usadzovania a vzrastu, dostatočne malé častice sú nadnášané a vytvárajú opticky hrubý povrch a následne zmenšovanie výšky tohto povrchu, sumarizujúc, že toto je konzistentné so životnosťou T Tauri diskov, pretože usadzovanie 0,1 μm zŕn trvá v jednoduchom časovom merítku rádovo 10 mil. rokov. Avšak, začiatočná fáza usadzovania vedie k silným efektom na SED, pretože časy usadzovania v niektorých škálach tlaku sú oveľa kratšie.

Dullemond a Dominik (2004) ukázali, že usadzovanie z úplne zmiešaného pasívneho disku vedie k zmenšovaniu výšky povrchu za 10^4 – 10^5 rokov a môže dokonca viesť k samozákrytom diskov.

Globálne modely vzrastu prachu

Mizuno (1989) počíta globálne modely vrátane vyparovania a predpokladu stáleho padania malých častíc na disk z ISM. Vertikálna štruktúra disku nie je vyriešená, iba jednoduchá zóna v strednej vrstve je uvažovaná. Nachádza, že Rosselandova stredná odrazivosť sa zmenšuje, ale potom zostáva stálou zásluhou druhej generácie zŕn.

Kornet et al. (2001) vytvoril model globálneho protoprachového disku vzatím v úvahu, že v danom polomere, distribúcia veľkostí prachových častíc (alebo planetezimál) je exaktne monodisperzná, navodzujúca numerické komplikácie riešenia Smoluchowského rovnice. Našli, že distribúcia tuhých častíc v disku po 10^7 rokoch závisí silne na pôvodnej hmotnosti a momente hybnosti disku.

Ciesla a Cuzzi (2005) namodelovali globálny disk použijúc štvorkomponentný model: Prachové zrná, metrové balvany, planetezimály a plyn disku. Tento model sa pokúša spojiť hlavné procesy vyskytujúce sa v disku: vzrast prachových zŕn do metrových telies, migrácia prachových telies a výsledné vytváranie frontálneho vyparovania, ako aj mixovanie malých častíc a plynu zásluhou turbulencie. Článok sa zameriava na distribúciu vody v disku a procesy vzrastu prachu sú spracované za predpokladu časových merítok pre konverziu jedného rozmeru v druhý. Takéto modely sú užitočné hlavne pre chemickú evolúciu mračna a potrebujú ako vstup pre výpočty detailnú agregáciu.

Najkompletnejšie dlhotrvajúce integácie rovníc pre usadzovanie prachu a vzrastu sú popísané v posledných článkoch Tanaku et al. (2005) a Dullemonda a Dominika (2005). Tieto články inplementujú usadzovanie prachu a agregáciu v individuálnych vertikálnych rezoch diskom, a používajú množstvo rezov k vzájomnému spájaniu do celkového modelu disku, s predpoveďami pre výslednú optickú hĺbku a SED vzrastajúceho disku. Každý model má iné limity. Tanaka et al. uvažuje len modely laminárneho disku tak, že turbulentné mixovanie a kolízie medzi časticami, vyvolávané turbulenciou, nie sú uvažované. Ich výpočty sú limitované na kompaktné tuhé častice. Dullemondov a Dominikov model je nekompletný v tom zmysle, že neuvažuje príspevky radiálneho driftu a rôznych uhlových rýchlostí medzi rôznymi časticami. Ale v príspevku ku kalkuláciám pre laminárne mračno, tiež zavádzajú turbulentné mixovanie, turbelentnú koaguláciu a vlastnosti PCA a CCA pre výsledné prachové častice. Tanaka et al. používajú dvojvrstvovú aproximáciu pre riešenie radiálneho transferu, zatiaľ čo Dullemond a Dominik používajú 3D Monte-Carlo radiálny prenosový kód výpočtu energetického spektra disku. Oba modely nachádzajú, že agregácia prebieha oveľa rýchlejšie vo vnútorných oblastiach disku, než vo vonkajších oblastiach.

Obe kalkulácie nachádzajú, že sa vytvára bi-modálna distribúcia veľkostí s veľkými časticami v strednej vrstve, formovanými po usádzaní častíc, keď sa čas usádzania zmenší pod čas vzrastu, a pokračujúc rýchlym vzrastom, ako aj zostávaním menších častíc vyššie v disku a následne pomalým stekaním dole. V laminárnom disku zastane vzrast v Dullemondovom a Dominikovom modeli pri centimetrových veľkostiach, pretože radiálny drift bol ignorovaný. V Tanakovom et al. modeli pokračuje vzrast častíc v celom režime.

Usadzovanie prachu spôsobuje zmenšovanie výšky povrchu disku, redukujúc vonkajšiu kapacitu disku premenou stelárnej radiácie. Tanaka et al. našli, že vo vzdialenosti 8 AU od hviezdy optická hĺbka disku v 10 mikrometroch dosahuje okolo jednej za niečo menej než 10^6 rokov. Vo vnútornom disku sa zmenšuje povrch výšky skoro do nuly za menej než 10^6 rokov. SED model ukazuje prvé silné zmenšovanie vo vlnovej dĺžke 100 μm a dlhšej v priebehu 10^5 rokov. Potom sa blízke IR a stredné IR žiarenie tiež zmenšujú pomerne výrazne. Tanaka et al. považujú svoje výsledky za hrubo konzistentné s pozorovaniami zmenšovania prúdov v blízkom IR žiarení a v mm vlnových dĺžkach disku.

Výpočty Dullemonda a Dominika poukazujú na dramatickejší efekt. Vo výpočtoch pre laminárny disk povrch výšky sa tiež výrazne zmenšuje v prvých 10^4 rokoch a potom je efekt na SED pôvodne silnejší v strednej IR oblasti. Po 10^6 rokoch upadajú prúdy globálne najmenej s faktorom 10, okrem režimu 10 mm, ktorý je ovplyvňovaný len po niekoľkých 10^6 rokov.

V kalkuláciách turbulentného disku. vymiznutie malých zŕn vo vnútornom disku prudko rastie. Tento výsledok je ovplyvnený niekoľkými efektami. Za prvé, turbulentné miešanie udržuje častice v pohybe dokonca aj po ich usadení v stredovej vrstve, umožňujúce, aby sa zmiešali a padali dole proti mračnu častíc. Ďalej vertikálne miešanie vo vyšších oblastiach disku mixuje materiál nízkej hustoty do vyšších hustôt, zatiaľ čo agregácia môže prebiehať oveľa rýchlejšie. Materiál, ktorý bol zmixovaný a vystúpi nad disk, má veľký nedostatok tuhých telies, pretože veľké častice prachu sa oddelili od plynu a zostanú vzadu, usadiac sa v strednej vrstve. Zmeny v SED spôsobili, že koagulácia a usadzovanie v turbulentnom disku sú dramatické a jasne nekonzistentné s pozorovaniami diskov okolo T Tauri hviezd, čo indikuje životnosti do 10^7 rokov. Dullemond a Dominik počítajú, že prebiehajúca deštrukcia častíc musí hrať významnú úlohu, vedúcu k stabilnej veľkosti distribúcie malých častíc.

Úloha štruktúry agregátu

Doteraz je najviac riešení rovníc agregácie v diskoch založených na predpoklade kompaktných častíc, vychádzajúceho z procesu vzrastu. Avšak, najmenej pre malé agregáty, ktoré sa formujú ako prvé, bude oveľa ľahšie nechať častice na povrchu, kde môžu byť pozorované

ako rozptýlené a emitujú IR žiarenie. Pozorovania 10 μm silikátových zŕn ukazujú, že v mnohých diskoch populácia emitujúca v týchto vlnových dĺžkach je dominantná pre častice väčšie než interstelárne (van Boekel et al. 2005, Kessler-Silacci et al. 2005). Keď modelovali s kompaktnými zrnami, boli tipické veľkosti takých zŕn niekoľko mikrónov, s korešpondujúcim časom usadzovania menším než milión rokov. Keď modelovali s agregátmi, častice boli oveľa väčšie na to, aby produkovali rovnaké znaky (Min et al. 2005).

Ak uvážime časové škály vzrastu, špeciálne v oblastiach, kde je usadzovanie spôsobované relatívnymi rýchlosťami, sú časové škály prekvapivo rovnaké ako v prípade kompaktných častíc (Safronov 1965, Weidenschiller 1980). Zatiaľ čo pôvodne penové častice sa usadzujú a rastú pomaly, pretože majú malé rýchlosti usadzovania, väčšie kolízne prierezy vedú rýchlo k spájaniu malých častíc a penové častice obohacujú strednú vrstvu tak rýchlo ako kompaktné zrná a dosiahnu rovnakú hmotnosť.

Zhrnutie a výhľad do budúcnosti

V posledných niekoľkých rokoch bolo dosiahnuté veľa a naše poznanie vzrastu prachu významne vzrástlo. Je množstvo vecí, na ktoré máme jasné odpovede. Avšak, množstvo zásadných kontraverzií zostáva a budúce práce musia byť venované takýmto problémom, kým budeme môcť prísť ku globálnemu obrazu procesu vzrastu prachu v protoplanetárnych diskoch a aké možné spôsoby pre planetezimály môžu byť aktuálne použité v prírode.

Literatúra

Adashi I., Hazashi C., Nakagawa K., 1976: Prog. Theor. Phys., 56, 1756-1771.

A'Hearn M. A. and the Deep Inpact Team, 2005: Deep Impact: The Exper. 37th DPS, Cambridge, England, paper 35.02.

Barge P., Sommeria J., 1995: Astron. Astrophys., 296, L1-L4.

Barranco J., Marcus P.S., 2005: Astrophys. J., 623, 1157-1170.

Blum J., 2004: in Astrophysics of Dast, ASP Conference Series, Vol. 309, 369-391.

Blum J., 2006: Advances in Physics, submited.

Blum J., Munch M., 1993: Icarus, 106, 151-167.

Blum J., Schräpler R., 2004: Phys. Rev. Lett., 93, 115503.

Blum J., Wurm G., 2000: Icarus, 143, 138-146.

Blum J., Wurm G., Poppe T., Heim L.O., 1999: Earth, Moon and Planets, 80, 285.

Bockelée-Morvan D., Gautier D., Hersant F., Huré J.M., Robert F., 2002: Astron. Astrophys. 384, 1107-1118.

van Boekel R., Min M., Waters L.B.F.M., de Koter A., Dominik C., van der Ancker M.E.,

Bouwman J., 2005: Astron. Astrophys., 437, 189-208.

Bridges F.G., Supulver K.D., Lin D.N.C., 1996: Icarus, 123, 422-435.

Champney J.M., Dobrovolskis A.R., Cuzzi J.N., 1995: Physics of Fluids, 7, 1703-1711.

Chandrasekhar S., 1961: Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, p. 589, Oxford Un. Press.

Chokshi A., Tielens A.G.G.M., Hollenbach D., 1993: Astrophys. J., 407, 806-819.

Ciesla F.J., Cuzzi J.N., 2005: Icarus, in press, also 36th LPSC CDROM.

Cowell J.E., 2003: Icarus,164, 188-196.

Cuzzi J.N., Hogan R.C., 2004: Icarus, 168, 484-497.

Cuzzi J.N., Zahnle K., 2004: Astrophys. J., 614, 490-496.

Cuzzi J.N., Ciesla F.J., Petaev M.I., Krot A.N., Scott E.R.D., Weidenshilling S.J., 2005: ASP conf. ser. 341: Chondrites and Protoplanetary Disc, 341, 732-773.

Cuzzi J.N., Davis S.S., Dobrovolskis A.R., 2003: Icarus, 166, 385-402.

Cuzzi J.N., Dobrovolskis A.R., Champley J.M., 1993: 1993: Icarus,106, 102-134.

Cuzzi J.N., Dobrovodskis A.R., Hogan R.C., 1994: Lunar. Planet. Sci., XXV, 307-308, Houston.

Cuzzi J.N., Dobrovolskis A.R., Hogan R.C., 1996: Chondrules and Protoplanetary Disk, pp. 35-44, Cambridge Univ. Press.

Cuzzi J.N., Hogan R.C., Paque J.M., Dobrovodskis A.R., 2001: Astrophys. J., 546, 496-508.

Cyr K., Sharp C.M., Lunine J.I., 1996: J. Geophys. Res. 104, 19003-19014.

Dahneke B.E., 1975: J. Colloid Interfer. Sci., 1, 58-65.

Davidson B.J.R., 2006: Advances in Geosciences, in press.

Derjaguin B.V., Muller V.M., Toporov Y.P., 1975: Colloid Interf. Sci., 53, 314-326.

Desh S.J., Cuzzi J.N., 2000: Icarus, 143, 87-105.

Dobrovodskis A.R., Dacles-Mariani J.M., Cuzzi J.N., 1999: J.G.R. Planets, 104, E12, 30805-30815.

Dominik C., Blum J., Cizzi J.N., Wurm G., 2006: Xiv:astro-ph/0602617 v1.

Dominik C., Nubold H., 2002: Icarus, 157, 173-186.

Dominic C., Tielens A.G.G.M., 1995: Phil. Mag., 72, 783-803.

Dominik C., Tielens A.G.G.M., 1996: Phil. Mag., 73, 1279-1302.

Dominik C., Tielens A.G.G.M., 1997: Astrophys, J., 480, 647-673.

Dubrulle B., Morfill G.E., Sterzik M., 1995: Icarus, 114, 237-246.

Dullemond C.P., Dominik C., 2004: Astron. Astrophys., 421, 1075-1086.

Dullemond C.P., Dominik C., 2005: Astron. Astrophys., 434, 971-986.

Gail H.P., 2004: Astron. Astrophys., 413, 571-591.

Garaud P., Lin D.N.C., 2004: Astropys.J., 608, 1050-1075.

Godon P., Livio M., 2000: Astrophys. J., 537, 396-404.

Goldreich P., Lynden-Bell D., 1965: Mon. Not. R. Astron. Soc., 130, 97-124.

Goldreich P., Ward W.R., 1973: Astrophys. J., 183, 1051-1061.

Goodman J., Pindor B., 2000: Icarus, 148, 537-549.

Greenberg J.M., Mizutani H., Yamamoto T., 1995: Astron. Astrophys. 295, L35-L38.

Gurevich L.E., Lebedinski A.I., 1950: Izvestia Akademii Nauk USSR, 14, 765.

Gustafson B.A.S., Kolokolova L., 1999: J. Geophys. Res. 104. 31711-31720.

Haghighipour N., Boss A.P., 2003a: Astrophys. J., 583, 996-1003.

Haghighipour N., Boss A.P., 2003b: Astrophys. J., 598, 1301-1311.

Heim L., Blum J., Preuss M., Butt H.J., 1999: Phys. Rev. Lett., 83, 3328-3331.

Heim L., Butt H.J., Schrapler R., Blum J., 2005: Aus. J. Chem., 58, 671-673.

Hennig T., Stognienko R., 1996: Astron. Astrophys., 311, 291-03.

Ivlev A.V., Morfill G.E., Konopka U., 2002: Phys. Rev. Lett., 89, 195502.

Jeans J.H., 1928: Astronomy and Cosmology, Cambridge University Press, p. 337.

Johansen A., Andersen A.C., Brandenburg A., 2009: Astron. Astrophys., 417, 361-374.

Johansen A., Klahr H., Henning T., 2006: Astrophys. J., 636, 1121-1134.

Kempf S., Pflanzer S., Henning T., 1999: Icarus, 172, 328-348.

Kessler-Silacci J.E., Hilldebrand L.A., Blake G.A., Meyer M.R., 2005: Astrophys. J. 622, 404-429.

Konopka U., Mokler F., Ivlev A.V., Kretschmer M., Morfill G.E. et al., 2005: New Journal of Physics, 7, 227, 1-11.

Kornet K., Stepinski T.F., Rozyczka M., 2001: Astron. Astrophys., 378, 180-191.

Kozasa T., Blum J., Mukai T., 1992: Astron. Astrophys., 263, 423-432.

Krause M., Blum J., 2004: Phys. Rev. Lett., 93, 021103.

Krot A.N., Hurcheon I.D., Yurimoto H., Cuzzi J.N., McKeegan K.D., Scott E.R.D., Libourel G., Chausidon M., Aleon J., Petaev M.I., 2005: Astrophys. J., 662, 1333-1342.

Kunzli S., Benz W., 2003: Meteoritics & Planetary Science, 38, 5083.

Love S.G., Pettit D.R., 2004: Lunar Planet. Sci., XXXV, Abstract 1119, LPI, Houston CDROM.

Markiewicz W.J., Mizuno H., Volk H.J., 1991: Astron. Astrophys., 242, 286-289.

Marshall J., Cuzzi J.N., 2001: Lunar Planet. Sci., XXXIV, 1262, LPI Houston.

Marshall J., Sauke T.A., Cuzzi J.N., 2005: Geophys. Res. Lett., 32, L11202-L11205.

McCabe C., Duchene G., Ghez A.M., 2003: Astrophys. J., 588, L113.

Miyake K., Nakagava Y., 1995: Astrophys. J., 441, 361-384.

Mizuno H., 1989: Icarus, 80, 189-201.

Morfill G.E., Volk H.J., 1984: Astrophys. J., 287, 371-395.

Nakagava Y., Sekiya M., Hayashi C., 1986: Icarus, 67, 375-390.

Nubold H., Gassmeier K.H., 2000: Icarus, 144, 149-159.

Nubold H., Poppe T., Rost M., Dominik C., Glassmeier K.H., 2003: Icarus, 165, 195-214.

Nuth J.A., Wilkinson G.M., 1995: Icarus 117, 431-434.

Nuth J.A., Faris J., Wasilewski P., Berg O., 1994: Icarus, 107, 155-163.

Ossenkopf V., 1993: Astron. Astrophys., 280, 617-646.

5. Mechanizmy rastu makroskopických objektov v protoplanetárnych diskoch *(P. Guba)*

1. Astrofyzikálne podmienky relevantné pre formovanie planetezimál

Tvorba planetezimál, planetárnych prekurzorov typicky kilometrovej veľkosti, je stále nie celkom objasnený proces. Značný pokrok sa dosiahol v priebehu minulých rokov vo fyzikálnom popise prvých fáz formovania planetezimál vďaka rozsiahlym laboratórnym výsledkom. Tento prehľad sa zaoberá experimentálnymi výsledkami a dáva ich do kontextu prachových procesov v protoplanetárnych diskoch. Je zrejmé, že formovanie planetezimál začína rastom fraktálnych prachových agregátov, nasledovaný procesom kompakcie. Pri postupnom zväčšovaní veľkosti prachového agregátu narastá tiež stredná zrážková rýchlosť, čo vedie ku spomaleniu rastu a prípadne k fragmentácii, akonáhle prachové agregáty dosiahli decimetrovú veľkosť. Množstvo hypotéz bolo navrhnutých pre popis ďalšieho rastu, ako je hypotéza veľmi lepivých materiálov, sekundárne zrážkové procesy, zvýšenie rastu na snečnej čiare alebo kumulatívne účinky gravitačnej nestability.

Proces, pri ktorom sa submikrometrové (Blum a Wurm 2008) protoplanetárne prachové častice vyvíjajú do formy kilometrových planetezimálov, nie je doteraz jedenoznačne objasnený. Je úzko spätý s tvorbou hviezd, čo je jeden zo základných procesov pre tvorbu planetezimálov. Ako sa prachové a plynové vlasnosti menia v priebehu hviezdnej formácie, je veľmi pravdepodobné, že podmienky pre tvorbu planetezimál sa budú meniť tiež. Otázka, či sa planetezimály formujú iba za istých podmienok, a teda epizodicky, alebo v priebehu celého procesu hviezdnej formácie, je stále otvorená. Tieto aspekty sú predmetom tejto prehľadovej štúdie.

Formovanie hviezd sa realizuje v hustých jadrách molekulárnych prachov, ktoré kolabujú v dôsledku vlastnej gravitácie (Bouvier a spol. 2007). Takýto kolaps zvyčajne trvá niekoľko stotisíc rokov a vedie k tvorbe centrálneho objektu obklopeného akrečným diskom. Konečné množstvo hviezdnej hmoty sa privádza cez akrečný disk do centrálneho objektu (Dullemond, Natta a Testi 2006). Práve tento akrečný disk poskytuje materiál pre tvorbu planét, a preto je najčastejšie označovaný ako protoplanetárny disk (PPD).

Teploty vo vnútornej oblasti týchto diskov sú spočiatku nad 2000 K, pri ktorej je ešte väčšina žiaruvzdorných materiálov v plynnej fáze (Wood 2000). Časť materiálu skondenzuje do prachových častíc v neskorších časoch alebo chladnejších miestach, ďalej v PPD. Výbuchy v FU Orionis, ktoré vznikajú vo hviezdach slnečného typu v raných fázach vývoja, môžu tiež viesť k teplotám postačujúcim pre odparenie prachových častíc vo vzdialenosti vnútornej 1 AU (Bell a spol. 2000). To všetko je relevantné pre tvorbu planetezimál, pretože to určuje vlastnosti primárnych častíc, ktoré sa vyvíjajú do planetezimál a nakoniec do planét. Dôležitým parametrom so značným vplyvom na tvorbu planetezimál je počiatočná veľkosť prachových a ľadových častíc. Medzihviezdne častice majú veľkosť rádovo 100 nm (Wurm a Schnaiter 2002, Li a Greenberg 2003). Typická veľkosť protoplanetárnych prachových častíc sa však môže mierne líšiť v dôsledku vyparovania a kondenzácie v hustých oblastiach PPD.

Formovanie planetezimál je samozrejme dôležitý proces v oblasti slnečného typu hviezd, pretože také hviezdy môžu tvoriť planéty. K dispozícii je tiež dostatok dôkazov z nedávnych pozorovaní extrasolárnych planét obklopujúcich hviezdy slnečného typu (Udry, Fischer a Queloz 2007). Avšak, prvé planéty zistené mimo slnečnú sústavu boli obežné pulzary, čo naznačuje, že planéty (a teda planetezimály) sa môžu formovať aj v okolí masívnych hviezd (Wolszczan a Frail 1992). Existujú špekulácie, a nedávno bolo pozorované aspoň v jednom prípade, že odpadnutý materiál môže tvoriť disk okolo pozostatku hviezdy po výbuchu supernovy (Wang, Chakrabarty a Kaplan 2006). To poskytuje podporu myšlienke, že tvorba planetezimál môže

sprevádzať nielen vznik hviezd, ale môže tiež prebiehať za rôznych podmienok, možno dokonca okolo umierajúcej hviezdy.

Je tiež dôležité si uvedomiť, že tvorba hviezd nie je izolovaný proces, ale vyskytuje sa v hviezdotvornej oblasti, kde sa tvorí celá sada hviezd s rôznymi hmotnosťami (Getman a spol. 2006). Tvorba vysoko-hmotných hviezd potom nielen kladie otázku tvorby planetezimál okolo týchto hviezd, ale aj vplyvu na prostredie, v ktorom sa hviezdy s nízkou hmotnosťou a ich okolité disky vyvíjajú oveľa pomalším tempom. Masívne hviezdy dosahujú koniec svojho vývoja za menej než milión rokov. Ich intenzívne žiarenie môže narušiť blízke PPD (Clarke 2007), a častice vyvrhnuté pri výbuchu supernovy môžu obohatiť PPD o, napríklad, rádionuklidy s malým polčasom rozpadu (Wadhwa a spol. 2007). Tieto aspekty musia byť tiež zvažované v modeloch vývoja hmoty v raných fázach formovania planét.

To všetko ukladá rad neznámych parametrov na podmienoky, pri ktorých sa planetezimály mohli tvoriť. Ako je vidieť nižšie, aspoň v prvých fázach tvorby planetezimál možno očakávať, že formovanie postupuje podobným spôsobom (napr. podľa kolízneho rastu) napriek širokej palete externých podmienok.

Protoplanetárne disky

Pozorovanie spektrálnej distribúcie energie a priame zobrazovanie nenechávajú nikoho na pochybách, že mladé hviezdy sú obklopené PPD (Dullemond a spol. 2007). Typické rozmery sú niekoľko sto astronomických jednotiek (Dutrey a spol. 2007). Pozorovaná dĺžka života plynom obohatených diskov je okolo 10 miliónov rokov (Wyatt, Dent a Greaves 2003; Meyer a spol. 2007). Takzvané prechodové disky majú vnútorné dutiny, ktoré sú silne ochudobnené o plynné častice a prachové častice mikrónovej veľkosti (Najita a spol. 2007). Nie je jasné,

čo spôsobuje vznik vnútorných dutín bez prachových častíc. Objekty ako CoKu Tau 4, ktorý je pravdepodobne mladý okolo 1 milión rokov, preukazujú dutiny s veľkosťoou 10 AU (D'Alessio a spol. 2005). Photoevaporácia hviezdnym žiarením, hviezdne vetry, obrie planéty, alebo photoforéza boli navrhnuté ako mechanizmy, prostredníctvom ktorých sa môže vyčistiť vnútorný disk (Alexander a Armitage 2007; Takeuchi, Miyama a Lin 1996; Krauss a spol. 2007), zatiaľ čo fotoevaporácia okolitými masívnymi hviezdami by mohla zničiť vonkajší disk (Clarke 2007). Okrem týchto extrémnych mechanizmov, hustota plynu sa v PPD znižuje vďaka viskóznej evolúcie a nakoniec akréciou hmoty do hviezdy.

V štandardnom scenári rastu akrečného disku, turbulencia je zodpovedná za dostatočne silnú viskozitu, ktorá podporuje akréciu s rýchlosťou 10^{-6} až 10^{-8} hmotnosti Slnka za rok pre pozorované a modelované PPD (Armitage, Clarke a Palla 2003; Malbet a spol. 2005). To znamená, že hmota je neustále posúvaná smerom ku hviezde, čo má za následok radiálny pohyb plynu rýchlosťou centimetre za sekundu (Krauss a spol. 2007). Každá malá častica viazaná v plyne sa bude pohybovať smerom dovnútra rovnakou rýchlosťou, a preto v priemere precestuje radiálnu vzdialenosť 1 AU za viac ako milión rokov, v závislosti na vzdialenosti od hviezdy.

Turbulencia nie je niečo apriori dané v PPD. Jeden v súčasnosti silno diskutovaný mechanizmus udržania dostatočne silnej turbulencie je magneticko-rotačná nestabilita (MRI) (Balbus a Hawley 1991). Avšak, pretože istý stupeň ionizácie je potrebný na udržanie MRI, čo nemusí byť k dispozícii všade v akrečnom disku, scenáre tvorby planetezimál musia tiež zohľadniť existenciu beztrubulentného pásma okolo stredovej roviny disku, čo je potenciálne dôležitý aspekt v súvislosti s pohybom častíc a kolíznou tvorbou planetezimál.

Lokálny vertikálny tlak plynu v PPD je dôsledkom hydrostatickej rovnováhy a možno ho aproximovať cez Gaussovský pokles s výškou z nad alebo pod stredovou rovinou, t.j., $p = p_0 \exp[-(z/\sqrt{H})^2]$ kde p_0 a H sú tlak plnynu na stredovej rovine disku a vertikálna škála

v plyn, čo je zvyčajne 10% radiálnej vzdialenosti od hviezdy. Vzhľadom na nevykomponzovanú vertikálnu zložku gravitačnej sily centrálnej hviezdy a rýchly pokles tlaku plynu s výškou, čiastočky prachu sa usadzujú na stredovej rovine. Iba častice menšie ako centimeter sa môžu účinne miešať turbulenciou do významných výšok, zatiaľ čo väčšie častice sa zhromažďujú pri stredovej rovine disku.

Vo viditeľnej a infračervenej oblasti vlnových dĺžok je proces tvorby planetezimál dobre chránený pred pozorovaním pomocou malých prachových častíc, ktoré sa vznášajú na povrchu disku a robia ho opticky nepreniknuteľným. Existencia milimetrových objektov v PPD okolo hviezdy T-Tauri bola odvodená z pozorovania pri väčších vlnových dĺžkach (Wilner a spol. 2005; Rodmann a spol. 2006). Pozorovanie vzniku kilometer veľkých planetezimál v PPD nie je však možné. Toto obmedzuje výskum formovania planetezimál na numerické simulácie a laboratórne experimenty. Vzhľadom k nemožnosti pozorovať proces tvorby planetezimál, materiál zo Slnečnej sústavy je veľmi dôležitý pre ohraničenie toho ako a kedy sa planetezimály tvoria.

V slnečnej hmlovine minimálnej hmotnosti podľa Hayashi, Nakazawa a Nakagawa (1985) radiálna závislosť hustoty plynu daná mocninovým vzťahom $p \propto R^{-11/4}$. Rôzne tlakové vzťahy vychádzajú z dynamických modelov (Papaloizou a Terquem 1999, Alibert a spol. 2005). V každom prípade, vnútorné oblasti diskov sú zvyčajne oveľa hustejšie ako vonkajšie, čo je tiež dôležitým faktorom pri tvorbe planetezimál, pretože kolízne rýchlosti pevných častíc sú vyššie v oblastiach s vyššou hustotou. Rovnako dôležitá je vzdialenosť, pri ktorej teplota klesne pod teplotu kondenzácie vodnej pary. Vnútri tejto hranice je prítomná iba vodná para, zatiaľ čo mimo tejto hranice ľad podstatne zvyšuje celkovú hustotu pevných častíc. Táto hranica sa nachádza vo vzdialenosti niekoľkých astronomických jednotiek v raných dobách PPD (Jang-Condell a Sasselov 2004).

Dôkazy zo slnečnej sústavy

Zrnitosti zistené v medziplanetárnych prachových časticach, pochádzajúcich z komét, sú typicky 0.3 mikrometrov (Jessberger a spol. 2001), t.j. porovnateľné s medzihviezdnymi časticami (Li a Greenberg 2003). Mikrometrové zrná však možno nájsť aj v primitívnych meteoritoch (Scott a Krot 2005; Righter, Drake a Scott 2006). Vzorky z kométy Wild 2, zadovážené kozmickou loďou Stardust, ukazujú širokú škálu veľkostí od nanometrov do 10 mikrometrov (Brownlee a spol. 2006; Zolensky a spol. 2006), s indikáciou, že zrná väčšie ako 1 mikrometer boli prevažne vytvorené v Slnečnej sústave. V počítačových modeloch koagulácie je bežnou praxou uvažovať častice zhruba 1 mikrometer ako vhodné analógy prachových častíc v PPD. Toto je potrebné mať na pamäti, pretože veľkosť častíc určuje zliepacie vlastnosti častíc (pozri kapitolu 6.1). Jemno-zrnité častice mikrometrovej veľkosti sa dobre lepia k sebe, hrubozrnný piesok milimetrovej veľkosti je obvykle považovaný za nie veľmi lepkavý. S ohľadom na túto skutočnosť je zvláštne, že veľká časť častíc v primitívnych meteoritoch (chondritoch) sú častice milimetrovej veľkosti zvané chondruly, ktoré tvoria až 80% hmoty chondritov (Weisberg, McCoy a Krot 2006). Aj keď tento prehľad nie je zameraný na tvorbu chondrúl, ich samotná existencia ukazuje, že veľké prachové agregáty musia byť prítomné v slnečnej hmlovine.

Z rádionuklidového datovania možno vyvodiť, že inklúzie bohaté na vápnik a hliník (CAI), ktoré možno nájsť v uhlíkatých chondritoch, sú frakcie pevných látok, ktoré skondenzovali pomerne skoro potom, ako sa sformovala slnečná hmlovina (Wadhwa a spol. 2007). Existuje mnoho dôkazov, že veľké množstvo Al bolo prítomné už v tejto dobe (Bizzarro, Baker a Haack 2004). Datovanie železitých meteoritov ukazuje, že tavenie a diferenciácia asteroidov prebiehala počas prvého milióna rokov po vytvorení CAI (Wadhwa a spol. 2007). Ak formácia planetezimál bola prekurzorom formovania asteroidov, musela prebiehať bezprostredne po vzniku slnečnej hmloviny. Na druhej strane, predpokladá sa, že chondrity sa vytvorili o 2 až 3 milióny rokov neskôr (Bizzarro, Baker a Haack 2004). To je v súlade s ^{26}Al ako zdrojom tepla, ktorý už nebol

dostatočne bohatý pre diferenciáciu hmoty. Pokiaľ došlo k formovaniu planetezimál lokálne pred formovaním asteroidov, potom muselo prebiehať počas aspoň niekoľko milióna rokov v skorej histórii slnečnej hmloviny. Toto všetko naznačuje, že diferenciácia telies v pásme asteroidov začala v oblastiach bližšie k Slnku (Bottke a spol. 2006), takže sled tvorby planetezimál je od Slnka smerom k vonkajším oblastiam.

2. Modely vývoja disku s koaguláciou

Ako bolo uvedené vyššie, PPD sa vyvíja v čase v dôsledku viskóznej evolúcie. Vývoj disku sa zvyčajne vzťahuje na plynné zložky v disku, pretože plyn predstavuje približne 99% hmoty disku. V plynnom disku je prítomná pevná zložka, ktorá pôvodne -- buď v dôsledku externého vpádu alebo kondenzácie -- mala formu mikroskopického prachu a ľadových častíc, dobre premiešaných s plynom a tvoriach 1% hmoty disku. Akokoľvek sú prachové častice spojené s pobybom plynu, ich relatívna rýchlosť voči plynu je malá, spôsobená buď Brownovským pohybom (pre veľmi malé prachových zrná), prostredníctvom systematického pohybu v dôsledku vertikálnej usadzovania, v dôsledku sub-Keplerovského pohybu plynu alebo plynovej turbulencie (Weidenschilling 1977). Vzhľadom k tomu, že rýchlosť týchto pohybov závisí od hmotnosti prachových častíc, prachové zrná majú tiež relatívnu rýchlosť, a preto sa môžu zraziť. Jedna zo základných otázok je nasledujúca: Spoja sa prachové častice a tvoria väčšie agregáty po zrážke? Tento proces sa nazýva prachová aglomerácia, agregácia, alebo koagulácia. Výsledok kolízie je určený povahou a relatívnymi rýchlosťami kolidujúcich častíc, a znalosť kolíznych rýchlostí a kolíznej energie všetkých prachových zŕn a agregátov je preto nanajvýš dôležitá, ako je uvedené nižšie. V planetezimálnej fáze, t.j. pre objekty menšie ako 1 km, relatívne rýchlosti medzi dvoma časticami sa menia s rastúcou veľkosťou prachového agregátu.

Existuje množstvo koagulačných modelov, ktoré sledujú distribúciu veľkosti agregátov

a jej vývoj v čase v PPD. Weidenschilling (1997, 1980) modeloval tvorbu planetezimál a kometezimál. Dullemond a Dominik (2005) vypočítali vývoj častíc s prihliadnutím na fraktálne agregované štruktúry a jednoduchú fragmentáciu. Ormel, Spaanse a Tielens (2007) vyvinuly algoritmus na zahrnutie pórovitosti prachových agregátov ako nezávislého parametra. Niektoré z týchto modelov budú bližšie popísané v kapitole 6.3. Všetky modely vedú k rýchlemu rastu prachových agregátov centimetrovej veľkosti. Avšak jednoduché hit-and-stick modely, ktoré predpokladajú dokonalé prilepenie častíc pri zrážke, samozrejme nenechávajú mnoho malých častíc za sebou a výrazne znižujú ich zásobu. Toto by spôsobilo, že akréčny disk by sa stal opticky veľmi tenký v priebehu 1000 rokov, čo je v rozpore s pozorovaním, že malé častice sú stále prítomné aj po dobe milión rokov v PPD. Tomuto rozporu sa dá vyhnúť, ak sa zahrnie fragmentácia ako možný dôsledok kolízie (Dullemond a Dominik 2005).

Všetky modely vo svojej podstate potrebujú začleniť kolízne jadro, ktoré opisuje výsledok kolízie medzi dvoma prachovými časticami alebo agregátmi a kolíznou rýchlosťou [pozri prehľad prachovej agregácie v práci Blum (2006)]. Rozdiely v predpokladoch o tom, ako toto jadro vyzerá rozhodujú o tom, ktoré agregačné modely sú schopné uspieť v tvorbe planetezimál a ktoré zlyhávajú, a kde sa rast zastaví pri určitej veľkosti častíc. Nájsť správne vstupné parametre pre jadro je pomerne ťažká úloha.

3. Experimentálne analógy prachových častíc

Vzhľadom na nedostatok reálnych protoplanetárnych prachových častíc, laboratórne experimenty vyžadujú analógy s ktorými realistické protoplanetárne scenáre možno simulovať. V závislosti na teplote a tlaku v akrečnom disku, rôzne mineralogické skupiny, ako sú oxidy, kovy, kremičitany, organické látky, alebo ľady môžu byť prítomné v disku (Lewis 1997). Kolízne a agregačné experimenty boli vykonané s časticami z väčšiny týchto skupín (Nuth a spol. 1994,

Bridges a spol. 1996, Kouchi a spol. 2002), ale systematická a čiastočne úplná parametrická štúdia bola vykonaná s materiálmi uvedenými v tabuľke 5.1. Tieto častice obsahujú kondenzáty charakteristické pre PPD vo vzdialenosti okolo 1 AU od centrálnej hviezdy slnečného typu. Alfa-skupina zahŕňa monodisperzné sférické SiO^2 (oxid kremičitý) častice s veľmi hladkým povrchom (Heim a spol. 1999). Tieto zrná, aj keď kozmochemicky skôr irelevantné v porovnaní so silikátmi (Gail 2004), majú veľkú výhodu priameho traktovania v numerických modeloch. Rozdiel v mineralógii oxidu kremičitého a silikátov má však oveľa menší vplyv na zrážky a koagulačné chovanie než veľkosť a morfológia jednotlivých prachových zŕn (Poppe, Blum a Henning 2000a).

Prachové agregáty, t.j. agregáty mnohých prachových častíc, možno charakterizovať buď ich anomálnym hmotnostným vzťahom,

$$m \propto s^D \tag{5.1}$$

kde m , s , a $D < 3$ je hmotnosť agregátu, veľkosť, a fraktálna dimenzia alebo - pre nefraktálne prachové agregáty s $D = 3$ - podľa ich faktora objemového vyplňovania,

$$\phi = \frac{\sum V_i}{V} , \tag{5.2}$$

kde Vi a V je objem i-teho prachového monoméru tvoriaceho agregát a celkový objem agregátu. V kapitole 5 uvidíme, že faktor objemového vyplňovania je zásadný parameter pre výsledok vzájomných kolízií medzi prachových agregátov.

4. Adhézne sily a koagulačné vlastnosti mikrometrických zŕn

S niekoľkými málo výnimkami, protoplanetárne prachové agregáty by mali byť nemagnetické (vzhľadom k diamagnetickým vlastnostiam väčšiny kondenzovateľných materiálov PPD), bez náboja (v dôsledku absencie UV fotónov alebo častíc kozmického žiarenia s vysokou energiou hlboko vnútri PPD), a pevné (vzhľadom k nízkemu tlaku okolitého plynu väčšina kvapalnej fázy je termodynamicky nestabilná). Pri kontake, jediná príťažlivá sila medzi pármi prachových zŕn je spôsobená dipólovo--dipólovou interakciou medzi molekulami tvoriacimi prachové častice. Ak sú prítomné statické elektrické dipóly (napr. v prípade ľadových častíc), príťažlivá sila je väčšia než v prípade indukovaných dipólov (van der Waalsove atrakcie). Hamakerova konštanta popisujúca vnútornú intenzitu priťahujúcej dipolárnej sily je len slabo závislá od materiálu (Israelachvili 1992).

Dve sférické častice v kontakte vždy pôsobiť na seba príťažlivou silou. V dôsledku tejto príťažlivosti, častice sa stenčujú elasticky a tvoria kruhovú kontaktnú plochu. Vzhľadom k tejto zväčšenej kontaktnej ploche, príťažlivá sila sa zvyšuje. Sila, potrebná k oddeleniu dvoch sférických častíc v kontakte, bola vypočítaná v práci Johnson, Kendall a Roberts (1971):

$$F_{JKR} = 3\pi\eta R, \tag{5.3}$$

kde η a R je povrchová energia materiálu častíc a redukovaný polomer. Redukovaný polomer je daný ako $R = r_1 r_2 /(r_1 + r_2)$, kde r_1 a r_2 sú polomery oboch častíc v kontakte. Ak vezmeme do úvahy bezkontaktné sily v blízkosti kontaktnej oblasti, Derjaguin, Muller a Toporov (1975) odvodili

$$F_{DMT} = 4\pi\eta R, \tag{5.4}$$

pre sily potrebné na separáciu častíc. Heim a spol. (1999) experimentálne potvrdili lineárny vzťah medzi touto silou a redukovaným polomerom. Merali povrchovú energiu pre sférické SiO častice s polomermi medzi 0.5 a 2.5 mikrometrov (a_1 - a_2 častice v tabuľke 1) η = 0.019 J m^{-2} pre rovnicu (3) η = 0.014 J m^{-2} pri použití rovnice (5.4). Je zaujímavé poznamenať, že separačná sila nezávisí od elastických vlastností materiálu častíc.

Aj keď väčšie prachové častice majú väčšie (statické) aglomeračné sily, podľa rovnice 5.3 a 5.4, (dynamické) kolízie medzi menšími prachovými časticami s väčšou pravdepodobnosťou povedie ku koagulácii než kolízie medzi veľkými zrnami. Toto bolo experimentálne dokázané v Poppe, Blum a Henning (2000a) pre sférické SiO_2 zrná s dopadom na hladké povrchy pevných látok. Aj keď SiO_2 častice s polomermi 0.24 mikrometrov uviazli pri rýchlostiach pod 1.9 m/s, väčšie zrná s polomerom 0.53 mikrometrov mali koagulačnú prahovú rýchlosť 1.2 m/s.

Avšak Poppe, Blum a Henning (2000a) zistili, že oveľa väčší vplyv na koaguláciu má morfológia zŕn. Zatiaľ čo mikrometrické sférické častice majú dobre definovaný prah koagulačnej rýchlosti okolo 1 m/s, nad ktorou sa vždy zliepajú, nepravidelné prachové častice vykazujú značnú pravdepodobnosť zliepania aj pre impaktové rýchlosti vysoké až niekoľko desiatok metrov za sekundu pri zrážkach s pevnými stenami (Poppe, Blum a Henning 2000a).

5. Experimenty o kolíziach prachových agregátov a ich raste

V tejto časti sa zameriame na prachové aglomerácie a experimenty kolízie prachových agregátov, ktoré sú relevantné pre 1 AU. Tieto experimenty zahŕňajú širokú škálu veľkostí agregátov a kolíznych rýchlostí pre (väčšinou) silikátové častice, a preto ponúkajú pomerne ucelený obraz o fyzikálnych procesoch relevantných pre prachovú aglomeráciu v PPD okolo slnečného typu hviezd na 1 AU. Niekoľko experimentov sa zaoberalo vlastnosťami kolízie prchavých častíc, ako sú organické látky a ľad.

Obr. 5.1. ukazuje priestor parametrov pre experimenty, ktoré budú opísané v tejto kapitole. Šedé oblasti ukazujú použiteľnosť jednotlivých experimentov na kolíznu situáciu opísanú v Weidenschilling a Cuzzi (1993). Na pozadí je zobrazená mapa pre všetky párové kolízie z práce Weidenschilling a Cuzzi (1993). Údaje z Weidenschilling a Cuzzi (1993) platia pre 1 AU a pre turbulentné prúdenie plynov pri 10 m/s.

Experimenty 1: Fraktálny agregátny rast

Názov: Fractal agregátny rast

Odkazy: Blum a spol. 1998, 2000, 2002; Wurm a Blum, 1998; Krause a Blum 2004

Vzorka prachu: a_1 , a_1 , γ (pozri tabuľku1)

Projektil: Fraktálne prachové zhluky

Cieľ: Rovnaké ako strely

Zrážkové rýchlosti: 10^{-4} až 0.26 m/s

Rôzne: Laboratórne experimenty, experimenty v beztiažovom stave

Aplikácia pre PPD: Najstaršie fázy zhlukovania

Ak sú prachové zrná ešte veľmi malé, ich väzba na okolitý plyn je taká silná, že výsledný driftový pohyb je veľmi pomalý. Diferenciálna sedimentácia preto nie je hlavnou hnacou silou pre vzájomné kolízie medzi zrnami (Weidenschilling 1977). Brownov pohyb mikrometrických častíc, aj keď je veľmi neefektívny pre globálny transport zŕn, určuje kolíznu rýchlosť. Pretože Brownov pohyb sa opiera o ekvipartičnú energiu medzi všetkými zložkami termodynamického systému (Einstein 1905), pevné častice majú priemernú tepelnú rýchlosť relatívne voči plynu v pokoji

$$v_t = \sqrt{\frac{3kT}{m}}\,, \tag{5.5}$$

kde k , T a m je Boltzmannova konštanta, teplota plynu, a hmotnosť prachových zŕn. Pretože plyn je veľmi jemný, spojenie medzi plynom a pohybom prachových častíc sa deje na trecej časovej škále danej

$$\tau_f = \varepsilon_\tau \frac{m}{\sigma_g} \frac{1}{\rho_g \bar{v}}, \tag{5.6}$$

kde σ_g , ρ_g , $\bar{v}$ a ε_τ sú geometrický prierez prachovej častice alebo agregátu, hustota plynu, stredná molekulárna rýchlosť a korekčný faktor. Blum a spol. (1996) experimentálne zistili $\varepsilon_\tau = (0.68 \pm 0.10)$ zatiaľ čo Meakin, Donn a Mulholland (1989) teoreticky odvodili $\varepsilon_\tau = 0.58$. Zodpovedajúca dĺžková škála $l = v_t \tau_f$ obvykle prevyšuje rozmer prachových častíc alebo aggregátov vo rastovej fáze Brownového pohybu, takže kolízie medzi prachovými agregátmi možno ponímať ako balistické. To kladie veľké obmedzenie na všetky realistické experimentálne prístupy. Paszun a Dominik (2006) pomocou počítačových simulácii ukázali, že morfológia

rastúcich prachových agregátov závisí na vyššie uvedenej dĺžkovej škále.

Blum a spol. (1998, 2002, 2000), a Krause a Blum (2004) popisujú experimenty, v ktorých bola pozorovaná Brownovým-pohybom riadená agregácia prachových častíc mikrometrickej veľkosti. Vzhľadom na fakt, že v laboratóriu (v ktorom sú častice vystavené konštantnému gravitačnému zrýchleniu g) sedimentačná rýchlosť prachového agregátu $v_s = g\tau_f$ je vždy väčšia ako tepelná rýchlosť v_t , experimenty boli vykonávané za dlhodobých mikrogravitačných podmienok. Bola vykonaná disperzia takmer dokonale deagglomerovaných prachových zŕn do zriedeného plynu, a časový vývoj formujúcich sa aglomerátov bol sledovaný pomocou vzdialenostnej mikroskopie. Vyššie uvedené štúdie zistili, že pravdepodobnosť zliepania pri zrážkach bola jednotková a že vytvárajúce sa prachové aglomeráty mali fraktálnu štruktúru s fraktálnou dimenziou $D = 1.4$ (pozri obr. 5.2.), čo sa zhoduje s predpoveďou v práci Paszun a Dominik (2006) pre tlak plynu v experimentoch $p = 100$ Pa. Extrapoláciou k ešte nižším tlakom plynu v PPD očakávame, že prachové agregáty môžu mať fraktálne dimenzie $D = 1.4$. To je hodnota nižšia, než sa predpokladalo v Kempf, Pfalzner a Henning (1999), vzhľadom na predchádzajúce zanedbanie Brownovej rotácie (Blum a spol. 2006b), čo sa zdá hrať istú úlohu v tejto ranej fáze protoplanetárnej agregácie (Paszun a Dominik 2006).

Vyššie uvedené pokusy tiež ukázali, že priemerná hmotnosť formovaných agregátov rastie mocninovo v čase, $\overline{m} \propto t^{1.7}$ (obr. 5.2.). Rozloženie hmotnosti fraktálnych agregátov okolo strednej hmotnosti je kvázi-monodisperzné (t.j. veľmi úzke) a môže byť modelované pomocou Smoluchowského rýchlostnej rovnice (Smoluchowski 1916; Blum 2006).

Vzhľadom k tomu, že Brownovým pohybom indukovaná kolízna rýchlosť sa znižuje so zvyšujúcou sa hmotnosťou agregátu (pozri rovnicu 5.5), význam tejto rastovej fázy v PPD je obmedzený na rozmery agregátov najviac niekoľko desiatok mikrometrov. Za touto fázou diferenciálny driftový pohyb prachových agregátov dominuje. Diferenciálne usadzovanie je naj-

dôležitejším zdrojom pre kolízie submilimetrových prachových agregátov. Blum a spol. (1998) experimentálne simulovali tento proces v laboratóriu pomocou gravitácie vstrekovaním oblaku prachových zŕn do rotujúce komory naplnenej zriedeným plynom. Rotačný pohyb plynu a trenie medzi plynom a prachom nútili prachové častice do kruhového pohybu okolo stabilnej horizontálnej osi mimo stredu otáčania experimentálnej komory. S týmto nastavením bolo možné dosiahnuť niekoľko minút, počas ktorých sa prachové častice nezrážali so stenami komory. Podobne ako vo výsledkoch experimentov s Brownovým pohybom, Blum a spol. (1998) zistil, že prachové agregáty mali fraktálnu štruktúru, s fraktálnou dimenziou $D = 1.7$, a mali kvázi-monodisperznú distribúciou hmotností. Wurm a Blum (1998) skúmali pravdepodobnosť zliepania pre fraktálne agregáty a zistili, že všetky kolízie v rýchlostnom rozsahu mm až cm za sekundu vedú k zlepaniu.

Wurm a Blum (1998) tiež skúmali vývoj oblaku prachových častíc s náhodnými relatívnymi rýchlosťami až niekoľko desiatok centimetrov za sekundu. Podobne ako bolo opísané pre predchádzajúce experimenty, bol zistený rast fraktálnych agregátov ($D = 1.9$) s kvázi monodisperznými hmotnostnými spektrami. ‘Hit-and-stick’ kolízie vo vzorke prachových zŕn vedú ku fraktálnym agregátom s fraktálnou dimenziou $D < 2$. Takéto nízke fraktálne dimenzie vyžadujú ‘hit-a-stick’ kolízie medzi podobnými veľkosťami agregátov, t.j. takmer monodisperznú hmotnostnú distribúciu, ako o tom svedčí aj obr 5.3.

Experimenty 2: Zhlukovanie a zhutňovanie fraktálnych agregátov

Názov: Zhlukovanie a zhutňovanie fraktálnych agregátov

Referencie: Dominik a Tielens 1997, Blum a Wurm 2000, Wada a spol. 2007

Vzorka prachu: a_1 , a_2 , δ (pozri tabuľku 5.1.)

Projektil: Fraktálne prachové zhluky

Terčík: pevné oceľové fólie, pevné Si3N4 (pre najväčšie impaktové rýchlosti), zhutnené prachové agregáty (pre stredné impaktové rýchlosti), voľné prachové agregáty (pre najnižšie impaktové rýchlosti)

Zrážkové rýchlosti: 0-30 m/s

Rôzne: Laboratórne experimenty, mikrogravitačné experimenty z pádovej veže, numerické štúdie

Aplikácia v PPD: Sedimentačná fáza

Experimenty A1 ukázali, že nízkoenergetické 'hit-and-stick' kolízie vedú ku fraktálnej prachovej agregácii (pozri obrázok 5.2. a 5.3.). Situácia v PPD je však taká, že kolízne rýchlosti medzi fraktálnymi prachovými agregátmi sa len pomaly zvyšujú s celkovou hmotnosťou agregátu, vzhľadom k pomerne nemeniacemu sa pomeru medzi plochou povrchu a hmotnosťou prachových agregátov s $D < 2$. Zatiaľ čo kolízne rýchlosti sú pomerne konštantné, kolízna energia sa zvyšuje so zvyšujúcou sa celkovou hmotnosťou. 'Hit-and-stick' kolízie vyžadujú silnú odolnosť zŕn voči valivému alebo posuvnému pohybu pri mimocentrálnych zrážkach.

Pre kolízie medzi fraktálnymi prachovými agregátmi, Dominik a Tielens (1997) vyvinuli molekulárno-dynamický kód a predpovedali prahovú energiu

$$E_{im} = 5\,E_{roll}\,, \tag{5.7}$$

nad ktorou zrážky (malých) fraktálnych prachových agregátov vedú ku zhutňovaniu (obr. 5.4. pozri tiež obr. 5.5.-5.7.). Wada a spol. (2007) použili podobný prístup a našli pre oveľa väčšie fraktálne agregáty, že zhutnenie začína už pri E_{tm} a E_{roll}

$$0.1E_{roll} \le E_{im} \le E_{roll}\,, \tag{5.8}$$

je kolízna energia fraktálnych prachových agregátov a energia valivého trenia pre monomérne zrná. Ide o disipovanú energiu, spojenú s valením dvoch sférických prachových zŕn po štvrtine ich obvode (Dominik a Tielens 1997). Maximálne zhutňovanie zrážajúcich sa prachových agregátov sa dosiahne, keď je energia nárazu

$$E_{tm} = n_g\,E_{roll}\,; \tag{5.9}$$

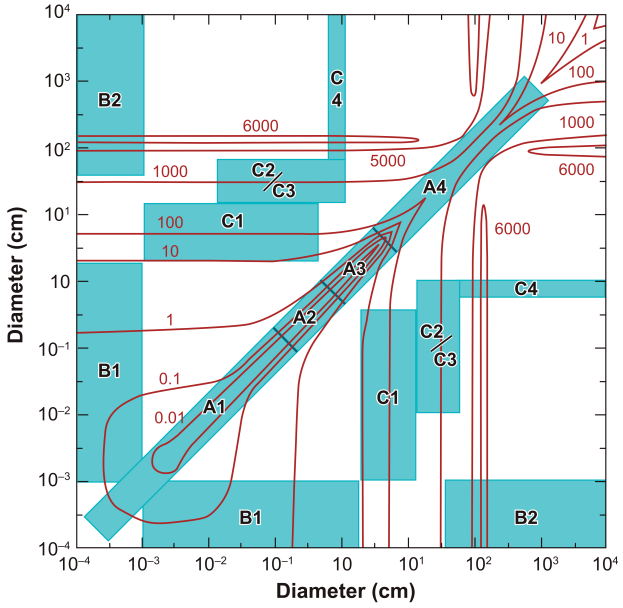
n_k je počet kontaktov v agregátoch (Dominik a Tielens 1997, Wada a spol. 2007). Pre fraktálne agregáty, počet kontaktov v agregáte je rovný počtu monomérov, z dôvodu kvázi-monodisperzného rastu týchto agregátov (pozri obr. 5.3.). Hoci pravdepodobnosť zliepania pri týchto kolíziach je stále jednotková, tvoriace sa prachové agregáty sú zhutnené a strácajú svoju fraktálnu morfológiu. Blum a Wurm (2000) robil pokusy mikrogravitačných impaktov (D = 1.9) prachových agregátov a pozorovali - v súlade s prognózami Dominik a Tielens (1997) a Wada a spol. (2007) - hit-and-stick správanie pre veľmi nízke impaktové rýchlosti.

6. Zhrnutie

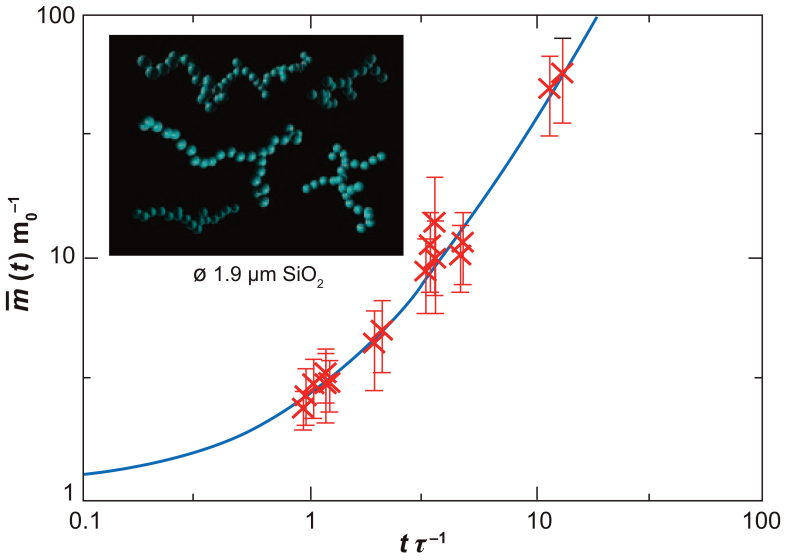
Po rozsiahlej fáze experimentálneho a teoretického výskumu o vývoji pevných častíc a prachových agregátov v PPD sa získal oveľa lepší vhľad do fyziky kolízie prachových častíc a ich pohyb v rámci PPD. Máme detailný obraz o vzniku agregátov s rozmermi niekoľkých decimetrov, ale chýba nám ucelený opis ďalšieho vývoja pevných telies na planetezimálnej úrovni. Najnovšie práce o gravitačnej nestabilite v turbulentných akrečných diskoch ukazujú sľubné perspektívy, ale podrobnosti o vývoji prachu vnútri samo-gravitujúceho súboru prachových agregátov bude potrebné ešte objasniť ďalšími analýzami.

Symbol	Particle material	Density (kg m^{-3})	Particle radius (μm)	Particle shape
α_1	SiO_2 (amorphous)	2.0×10^3	0.95 (monodisperse)	Spherical
α_2	SiO_2 (amorphous)	2.0×10^3	0.50 (monodisperse)	Spherical
α_3	SiO_2 (amorphous)	2.0×10^3	0.76 ± 0.03 (monodisperse)	Spherical
α_4	SiO_2 (Aerosil 200)	2.2×10^3	0.006 ± 0.0015	Irregular
α_5	SiO_2	2.6×10^3	0.05–5	Irregular
β	$ZrSiO_4$	$4.5–4.6 \times 10^3$	0.1–0.5	Irregular
γ	Diamond (C)	3.52×10^3	0.75 ± 0.25 (quasi-monodisperse)	Irregular
δ	$MgSiO_3$	3.2×10^3	<1.25	Irregular

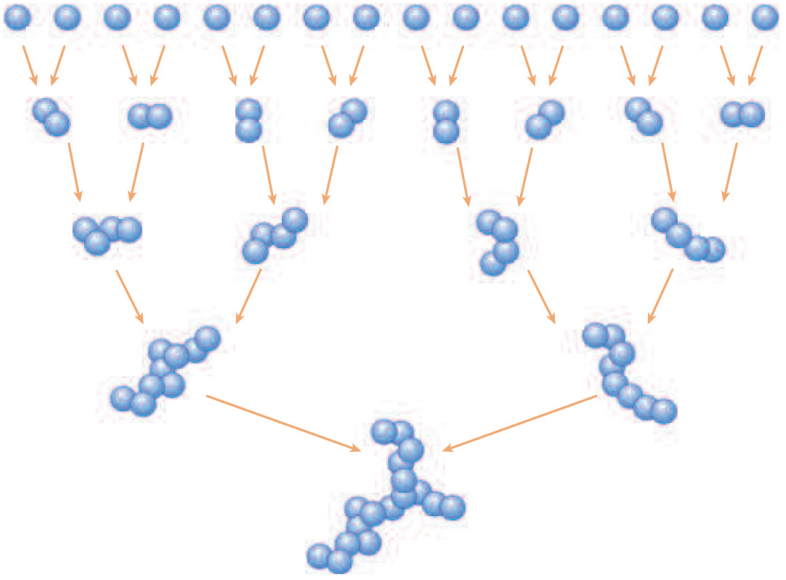
Tab. 5.1. Vlastnosti prachových častíc, ktoré boli použité pri systematickom štúdiu prachovo-agregátnej kolízie.



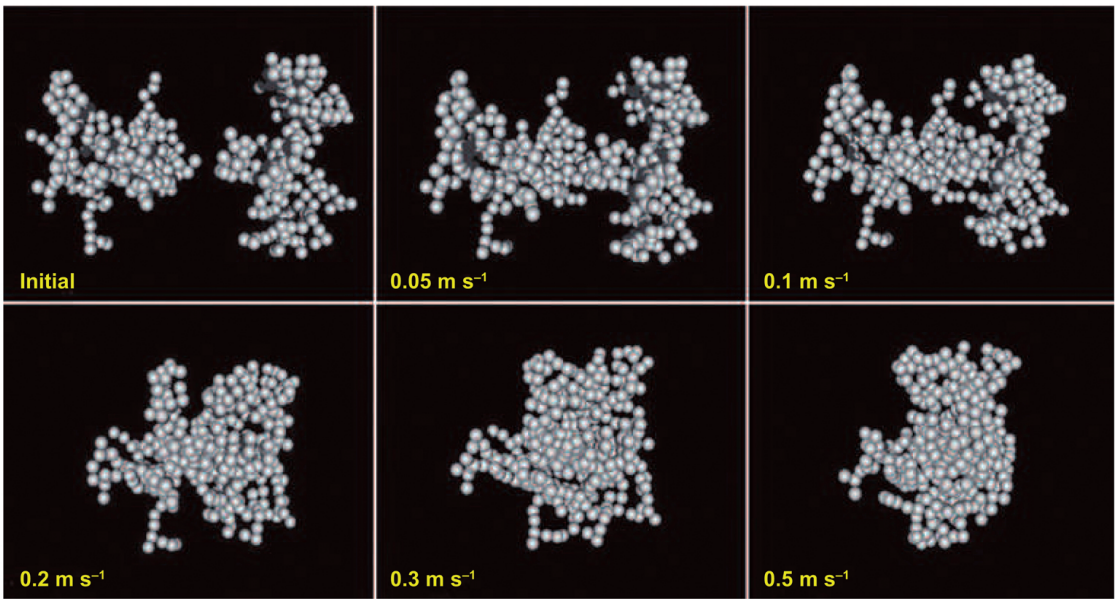
Obr. 5.1. Parametrický priestor pre experimenty popisované v kapitole 5.



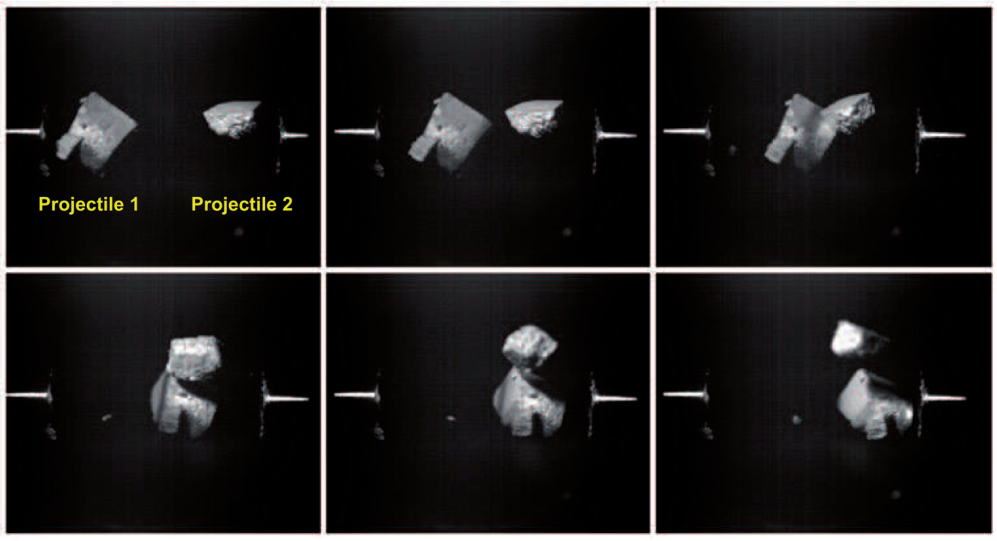
Obr. 5.2. Časový vývoj priemernej hmotnosti agregátu v scenáre fraktálneho zhlukovania s Brownovým pohybom ako zdrojom kolízií medzi agregátmi (podľa Krause a Blum 2004).



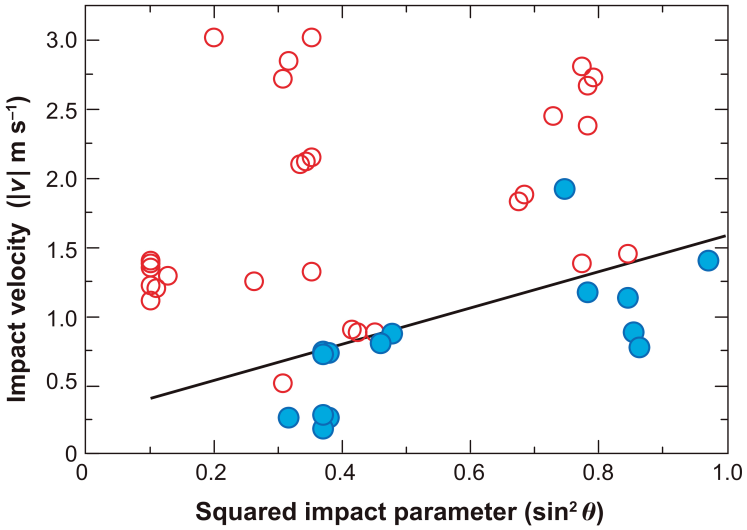
Obr. 5.3. Princípy fraktálneho rastu. 'Hit-and-stick' kolízie vedú k vzniku fraktálnych prachových agregátov, a preto k distribúciam s malým rozptylom (pozri Blum 2006 pre ďalšie detaily).



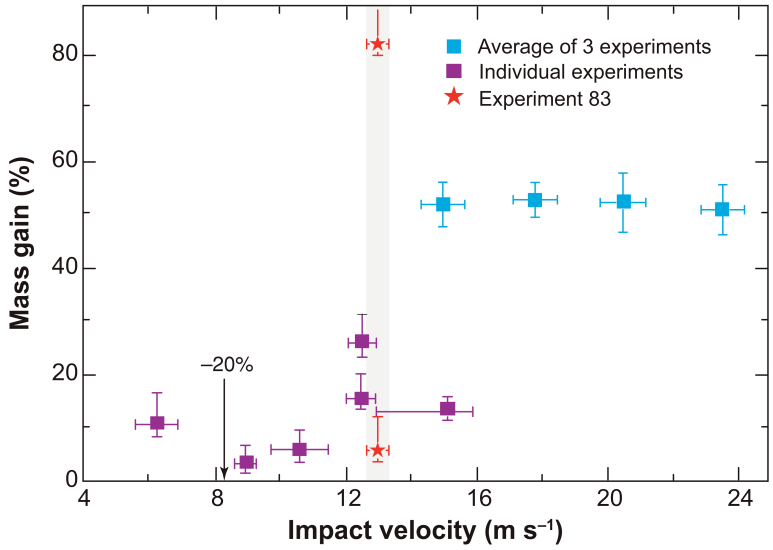
Obr. 5.4. Tvorba kompaktných objektov z fraktálnych prachových agregátov počas kolízií. Výsledky numerických molekulárno-dynamických simulácií autorov D. Paszuna a C. Dominika, Univerzita v Amsterdame.



Obr. 5.5. Koagulácia dvoch nefraktálnych, vysoko poróznych prachových agregátov nepravidelného tvaru (Heisselmann, Fraser a Blum, nepublikované výsledky).



Obr. 5.6. Odrážanie (plné krúžky) a zliepanie (prázdne krúžky) pri impaktoch pevných vysokoporóznych milimetrových sklenených gulôčiek s a_3 časticami (J. Teiser a J. Blum, nepublikované výsledky).



Obr. 5.7. Efektivita akrécie pri vysokorýchlostných impaktoch kompaktných prachových agregátov do kompaktných prachových terčíkov (podľa práce Wurm, Paraskov a Krauss 2005).

Literatúra

Alexander RD, Armitage PJ. 2007. MNRAS 375:500

Alibert Y, Mordasini C, Benz W, Winisdoerffer C. 2005. Astron. Astrophys. 434:343

Armitage PJ, Clarke CJ, Palla F. 2003. MNRAS 342:1139

Balbus SA, Hawley JF. 1991. Astrophys. J. 376:214

Bell KR, Cassen PM, Wasson JT, Woolum DS. 2000. In *Protostars and Planets IV*, ed. V Mannings,AP Boss, SS Russell, pp. 897–926. Tucson: Univ. Arizona PressBoss

Bizzarro M, Baker JA, Haack H. 2004. Nature 431:275–78

Blum J. 2006. Adv. Phys. 55:881

Blum J, Bruns S, Rademacher D, Voss A,Willenberg B, Krause M. 2006b. Phys. Rev. Lett. 97:230601

Blum J, Wurm G. 2000. Icarus 143:138

Blum J, Wurm G, Kempf S, Henning T. 1996. Icarus 124:441

Blum J, Wurm G, Kempf S, Poppe T, Klahr H, et al. 2000. Phys. Rev. Lett. 85:2426

Blum J, Wurm G, Poppe T, Heim L-O. 1998. Earth Moon & Planets 80:285

Blum J, Wurm G, Poppe T, Kempf S, Kozasa T. 2002. Adv. Space Res. 29:497

Blum J, Wurm G. 2008. Annu. Rev. Astron. Astrophys. 46:21--56

Bottke WF, Nesvorny D, Grimm RE, Morbidelli A, O'Brien DP. 2006. Nature 439:821–24

Bouvier J, Alencar SHP, Harries TJ, Johns-Krull CM, Romanova MM. 2007. See Reipurth, Jewitt & Keil 2007, pp. 479–4

Bridges FG, Supulver KD, Lin DNC, Knight R, Zafra M. 1996. Icarus 123:422

Brownlee D, Tsou P, Aléon J, Alexander C, Araki T, et al. 2006. Science 314:1711

Clarke CJ. 2007. MNRAS 376:1350

D'Alessio P, Hartmann L, Calvet N, Franco-Hernández R, Forrest WJ, et al. 2005. Astrophys. J. 621:461

Derjaguin BV, Muller VM, Toporov YP. 1975. J. Coll. Interf. Sci. 53:314

Dominik C, Tielens AGGM. 1997. Astrophys. J. 480:647

Dullemond CP, Dominik C. 2005. Astron. Astrophys. 434:971–86

Dullemond CP, Hollenbach D, Kamp I, D'Alessio P. 2007. See Reipurth, Jewitt & Keil 2007, p. 555

Dullemond CP, Natta A, Testi L. 2006. Astrophys. J. 645:L69–72

Einstein A. 1905. Ann. Physik. 322:549

Gail HP. 2004. Astron. Astrophys. 413:571

Getman KV, Feigelson ED, Townsley L, Broos P, Garmire G, Tsujimoto M. 2006. Astrophys. J. Suppl. Ser. 163:306

Hayashi C, Nakazawa K, Nakagawa Y. 1985. In Protostars and Planets II, ed. DC Black, MS Matthews, pp. 1100. Tucson: Univ. Arizona Press

Heim L-O, Blum J, Preuss M, Butt H-J. 1999. Phys. Rev. Lett. 83:3328

Israelachvili JN. 1992. Intermolecular and Surface Forces. San Diego: Academic, 450 pp.

Jang-Condell H, Sasselov DD. 2004. Astrophys. J. 608:497

Jessberger EK, Stephan T, Rost D, Arndt P, Maetz M, et al. 2001. In Interplanetary Dust, ed. E Grun, BAS Gustafson, SF Dermott, H Fechtig, pp. 253. Berlin: Springer-Verlag

Johnson KL, Kendall K, Roberts AD. 1971. Proc. R. Soc. London A. 324:301

Kempf S, Pfalzner S, Henning T. 1999. Icarus 141:388

Kouchi A, Kudo T, Nakano H, Arakawa M,Watanabe N, et al. 2002. Astrophys. J. 566:L121

Krause M, Blum J. 2004. Phys. Rev. Lett. 93:021103

Krauss O,Wurm G, Mousis O, Petit J-M, Horner J, Alibert Y. 2007. Astron. Astrophys. 462:977

Lewis JS. 1997. Physics and Chemistry of the Solar System, pp. 70. San Diego: Academic, 591 pp. rev. ed.

Li A, Greenberg JM. 2003. Proc. NATO Adv. Study Inst. Solid State Astrochem., Erice, p. 37. Dordrecht: Kluwer Acad.

Malbet F, Lachaume R, Berger J-P, Colavita MM, di Folco E, et al. 2005. Astron. Astrophys. 437:627

Meakin P, Donn B, Mulholland G. 1989. Langmuir 5:510

Meyer MR, Backman DE, Weinberger AJ, Wyatt MC. 2007. See Reipurth, Jewitt & Keil 2007, p. 573

Najita JR, Carr JS, Glassgold AE, Valenti JA. 2007. See Reipurth, Jewitt & Keil 2007, pp. 507–22

Nuth JA, Faris J, Wasilewski P, Berg O. 1994. Icarus 107:155

Ormel CW, Spaans M, Tielens AGGM. 2007. Astron. Astrophys. 461:215

Papaloizou JCB, Terquem C. 1999. Astrophys. J. 521:823

Paszun D, Dominik C. 2006. Icarus 182:274

Poppe T, Blum J, Henning T. 2000a. Astrophys. J. 533:454

Righter K, Drake MJ, Scott ERD. 2006. See Lauretta & McSween 2006, p. 803

Rodmann J, Henning T, Chandler CJ, Mundy LG,Wilner DJ. 2006. Astron. Astrophys. 446:211

Scott ERD, Krot AN. 2005. Astrophys. J. 623:571

Smoluchowski MV. 1916. Z. Phys. 17:557

Takeuchi T, Miyama SM, Lin DNC. 1996. Astrophys. J. 460:32

Udry S, Fischer D, Queloz D. 2007. See Reipurth, Jewitt & Keil 2007, p. 685

Wada K, Tanaka H, Suyama T, Kimura H, Yamamoto T. 2007. Astrophys. J. 661:320

Wadhwa M, Amelin Y, Davis AM, Lugmair GW, Meyer B, et al. 2007. See Reipurth, Jewitt & Keil 2007, p. 835

Wang Z, Chakrabarty D, Kaplan DL. 2006. Nature 440:772

Weidenschilling SJ. 1977. MNRAS 180:57

Weidenschilling SJ. 1980. Icarus 44:172

Weidenschilling SJ. 1997. Icarus 127:290

Weisberg MK, McCoy TJ, Krot AN. 2006. See Lauretta & McSween 2006, p. 19

Wilner DJ, D'Alessio P, Calvet N, Claussen MJ, Hartmann L. 2005. Astrophys. J. 626:L109

Wolszczan A, Frail DA. 1992. Nature 355:145

Wood JA. 2000. Space Sci. Rev. 92:87

Wurm G, Blum J. 1998. Icarus 132:125

Wurm G, Schnaiter M. 2002. Astrophys. J. 567:370

Wurm G, Paraskov G, Krauss O. 2005. Phys. Rev. E 71:021304

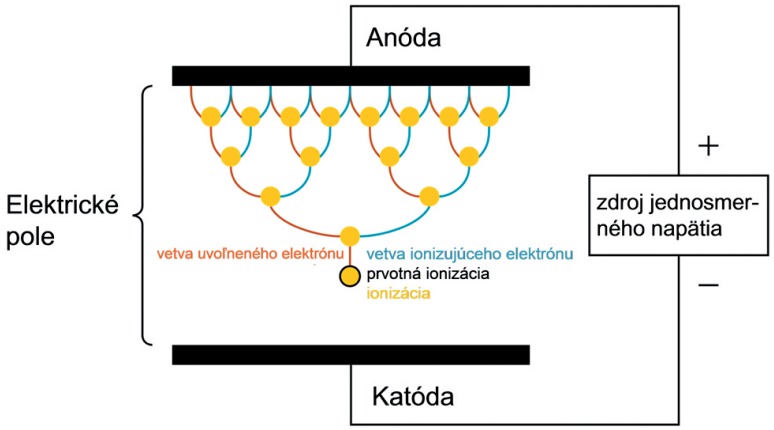
Wyatt MC, Dent WRF, Greaves JS. 2003. MNRAS 342:876

Zolensky M, Zega T, Yano H, Wirick S, Westphal A, et al. 2006. Science 314:1735

6. Elektrické výboje v plynoch
(T. Šoltis)

S elektrickým výbojom v plynoch vo forme iskier sa bežne stretávame v každodennom živote, ale fyzikálne procesy, ktoré pri tomto zaujímavom procese prebiehajú, nie sú zatiaľ postačujúco pochopené a popísané. Prvým dôvodom, že zložitosti elektrických výbojov boli ľudom dĺho neznáme je fakt, že ide o velmi rýchle procesy, ktoré sa ľudskému oku zdajú ako okamih. Je známy fakt, že ľudské oko nevie odlíšiť udalosti, ktoré sú od seba oddelené časom kratším ako 0,1 sekundy. Až vývoj vysokocitlivých a extrémne rýchlych kamier umožnil rozložiť elektrický výboj na niekoľko dôležitých štádií.

Príbuznosť atmosférických bleskov a iskrových výbojov bola demonštrovaná Benjaminom Franklinom už v 18-tom storočí. Historicky sa základné elementy iskier identifikovali najprv v bleskoch a až oveľa neskôr boli pozorované aj pri iskrách v laboratóriach. Je to samozrejme ľahko pochopiteľné, keďže blesky majú oveľa väčšiu dĺžku a majú aj dĺhši čas vývoja, preto si ich optická registrácia nevyžadovala až také sofistikované vybavenie s vysokým priestorovým a časovým rozlíšením.



Obr. 6.1. Lavínový efekt medzi dvoma elektródami. Prvotná ionizácia uvoľní jeden elektrón a každá následná kolízia uvoľní ďalší elektrón, takže sa objavia dva elektróny pri každej kolízii: ionizujúci a uvoľnený elektrón.

Prvé „pásové" fotky bleskov zhotovené jednoduchým fotoaparátom s mechanicky rotujúcim filmom odhalili dva principiálne štádia blesku – iskry. Štádium líder a štádium return stroke.

Líder predstavuje iniciáciu a rast vodivého plazmatického kanála - „lídra" (u atmosférických bleskov medzi mrakom a zemou alebo medzi mrakmi). Líder vzniká v miestach, kde je elektrické pole dostatočne silné na to, aby ionizovalo plyn. Klúčovým procesom je ionizácia nárazom, ktorá vedie k lavínovému procesu zvanému eletrický prieraz plynu. Plyn je vo všeobecnosti velmi dobré dieletrikum, ale ak je elektrické pole dostatočne silné, tak voľný elektrón získa na vzdialenosti strednej voľnej dráhy energiu, ktorá je potrebná na ionizáciu molekuly plynu. Matematicky môžme túto podmienku vyjadriť nasledovne

$$E \geq \frac{\xi_i}{e\lambda_e}, \tag{6.1}$$

kde ξ_i je ionizačná energia, λ_e je stredná voľná dráha elektrónu a e je náboj elektrónu. Ak teda eletrón urýchľovaný v elektrickom poli E narazí do molekuly skôr, než získa potrebnú energiu, tak sa jednoducho odrazí a k ionizácii nedôjde. Ak ale získa energie dosť, tak po náraze na molekulu vyrazí elektrón a v elektrickom poli máme teda už dva eletróny, ktoré sú ďalej urýchľované a môžu narážať do molekúl a ionizovať ich (pozri obrázok 6.1.). Voľné elektróny samozrejme okamžite rekombinujú s iónmi a len ak ionizácia prevláda nad rekombináciou, tak máme elektrický prieraz. Pri rekombinácii je emitované svetlo, ktoré umožňuje iskre byť viditeľnou. Ionizačná energia je charakteristická veličina chemických prvkov a pre niektoré plyny je uvedená v nasledujúcej tabuľke.

prvok	Ionizačná energia (eV)
vodík	13,6
dusík	14,5
kyslík	13,6
neón	21,6

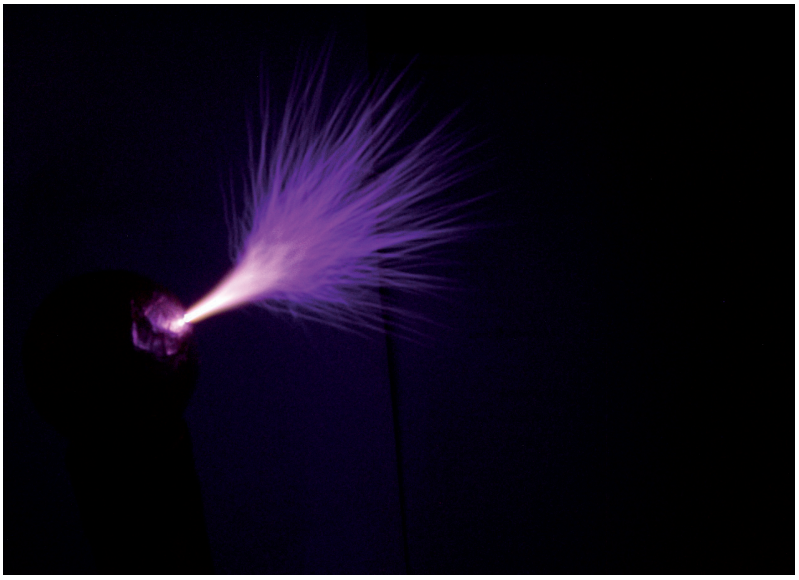
Pri izbovej teplote a pri normálnom tlaku v suchom vzduchu dochádza k elektrickému prierazu pri elektrickom poli zhruba 3.106 V/m. Štúdium atmosférických bleskov ukazuje, že vznikajú pri elektrických poliach 300 000 – 450 000 V/m, čo je o niekoľko rádov väčšie ako sú odhady pre protostelárne hmloviny, kde pri $\xi_i = 30$ eV a $\lambda_e = 30\ cm$ je elektrické pole 100 V/m (Gibbard et all 1997).

Líder sa však šíri aj do oblastí, kde intenzita externého elektrického poľa ani zďaleka nedosahuje hodnôt potrebných na ionizáciu. To znamená, že musí existovať intenzívna ionizácia odohrávajúca sa na jeho hrote (tip), ktorá mení neutrálny plyn na vysokovodivú plazmu. Toto je možné jedine vtedy, ak si líder nesie svoje vlastné elektrické pole, indukované priestorovým nábojom koncentrovaným na vlastnom hrote. Ako hrubú analógiu lídra si môžme predstaviť ihlu, spojenú tenkým vodivým drôtom s vysokonapäťovým zdrojom. Ak je ihla dostatočne ostrá, tak elektrické pole v okolí hrotu môže byť veľmi silné aj pri relatívne malom napätí (elektrické pole rastie s nárastom krivosti, teda je nepriamo úmerné polomeru krivosti, $E \sim 1/r$). Predstavme si, že sa ihla pohybuje smerom od jednej elektródy k druhej (alebo padá z mraku smerom k zemi u bleskov) a ťahá za sebou drôt. Silné elektrické pole, v ktorom sa molekuly plynu ionizujú, sa pohybuje spolu s ihlou.

Elektrická iskra nemá k dispozícii drôt. Funkciu vodiča, spájajúceho hrot lídra a počiatočný bod vzniku výboja, vykonáva plazmový kanál lídra. Líder sa pohybuje rýchlosťou $10^5 – 10^6$ m/s. Pri atmosférických bleskoch je čas vývoja lídra v priemere 0,01 s. Počas tohto relatívne dlhého času musí byť plazma udržiavaná vysoko vodivá a to je možné jedine vtedy, ak je plyn zahriatý na teplotu okolo 5000 – 6000 K. Problém energetickej rovnováhy v plazmovom kanály, potrebnej na zahriatie a kompenzáciu strát, je kľúčovým v teórii lídra. Líder je teda nevyhnutnou súčasťou každej iskry a jeho úlohou je príprava vysokovodivého plazmového kanála vďaka lokálnemu zosilneniu elektrického poľa v bezprostrednom okolí jeho hrotu. Takto vytvorený vodivý kanál je následne využitý ďalším procesom, ktorý voláme return stroke. Return stroke je najvýkonnejšia fáza iskry a vzniká v okamihu kontaktu lídra so zemou, resp. uzemneným objektom. Veľmi často ide o nepriamy kontakt, pri ktorom sa opačne šíriaci líder (counterleader) začne šíriť od uzemneného objektu, aby sa spojil s pôvodným lídrom. V okamihu kontaktu sa inicializuje return stroke (J. Bednář 1989). Počas pohybu si hrot lídra nesie vysoký potenciál porovnaneľný s potenciálom elektródy (mraku) kde iskra začína, potenciálový rozdiel je rovný poklesu napätia v plazmovom kanály. Hrot lídera po kontakte prijíma potenciál zeme a jeho náboj prudko „vyteká“ do zeme. Rovnaká vec sa deje postupne aj s ostatnými časťami kanálu s vysokým potenciálom. Tento proces „vytekania“ sa deje prostredníctvom vlny neutralizácie náboja šíriacej sa od uzemnenia smerom hore kanálom. Rýchlosť tejto vlny je porovnateľná s rýchlosťou svetla a je okolo 10^8 *m/s*. Od čela vlny tečie pozdĺž kanála smerom do Zeme vysoký prúd (v priemere 30 *kA*; až 200 – 250 *kA* pre silné blesky) a prenos tak vysokého prúdu je sprevádzaný veľkým uvoľňovaním energie. Vďaka tomu sa plyn prudko zohrieva a rozpína, čo vedie k tvorbe zvukovej rázovej vlny. Pre return stroke je charkteristická aj rýchla zmena prúdu, ktorá môže dosiahnuť až 10^{11} *A/s*, čo vedie k silnej elektromagnetickej radiácii, ovplivňujúcej rádiové vysielanie vo veľkých vzdialenostiach od elektrického výboja.

Základné procesy v teórii dlhých iskier

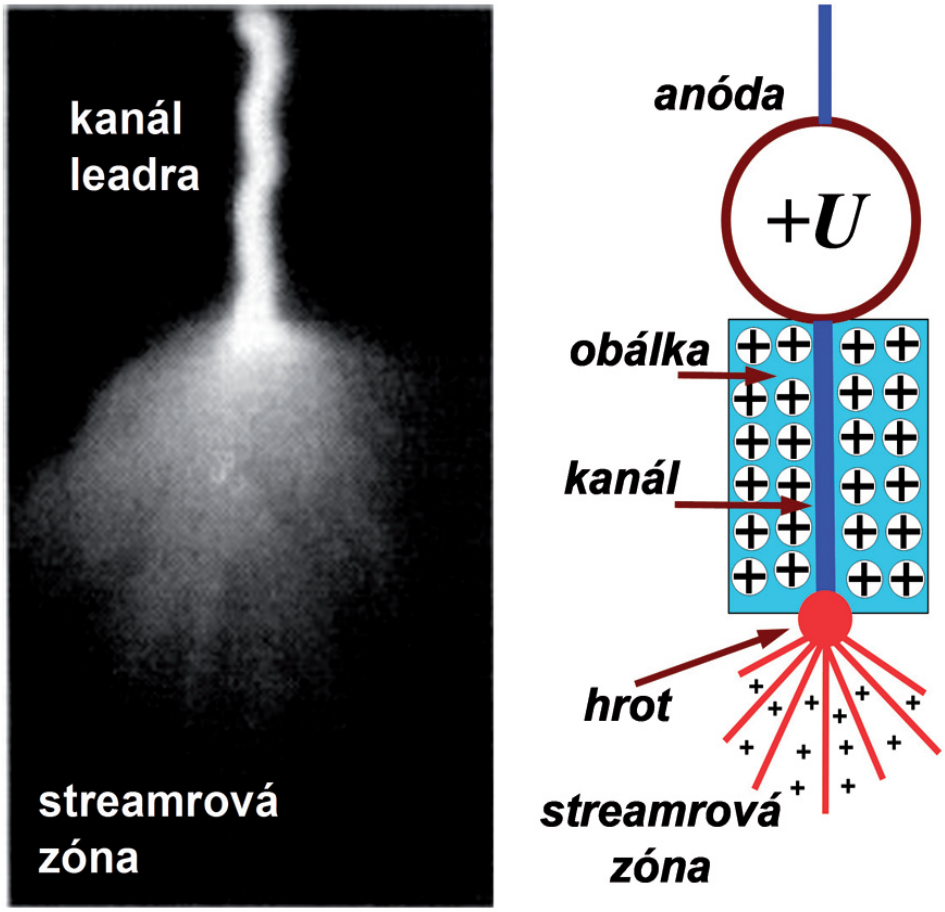
Kľúčovým bodom teórie je to, ako sa môže vyvinúť iskrový kanál v slabom elektrickom poli, o 1 až 2 rády slabšom, ako je potrebné na nárast elektrónovej hustoty vo vzduchu. Blízko elektródy s malým polomerom krivosti (predpokladajme sférickú anódu s polomerom $r_a \approx 1-10\ cm$) je elektrické pole $E_a(r_a) \equiv E_a > E_i$ .Toto je miesto iniciácie výbojového kanála. Vo vzdialenosti $r = 10 r_a$ od elektródy je externé elektrické pole pri hrote kanála $E = E_a (r / r_a)^2$ jednou stotinou poľa na elektróde. Také pole už nie je schopné podporovať ionizáciu. Napriektomu sa kanál šíri ďalej, pričom mení neutrálny plyn na dobre ionizovanú plazmu. Pre tento fakt nie je iné zdôvodnenie, ako lokálne zosilnenie elektrického poľa na hrote rastúceho kanála, ktoré je vďaka pôsobeniu vlastného náboja kanála. Vodivý kanál majúci kontakt s anódou má snahu sa nabíjať vďaka potenciálu U_a vzhľadom na uzemnenú katódu. Kanálom tým pádom tečie elektrický prúd, ktorý prenáša kladné elektrické častice z anódy (v skutočnosti sa prenášajú elektróny cez kanál smerom k anóde vďaka nízkej mobilite ťažších kladných iónov). Môžme povedať, že medzi elektródami sa šíri vlna silného elektrického poľa, v ktorej prebieha ionizácia a produkuje novú časť plazmového kanála. Pre túto vlnu sa bežne používa termín ionizačná vlna.



Obr. 6.2. Fotografia laboratórnych streamrov s dĺžkou okolo 7 cm.

Streamer

Najjednoduchší a základný typ ionizačnej vlny a následnej tvorby vodivého kanála je streamer.



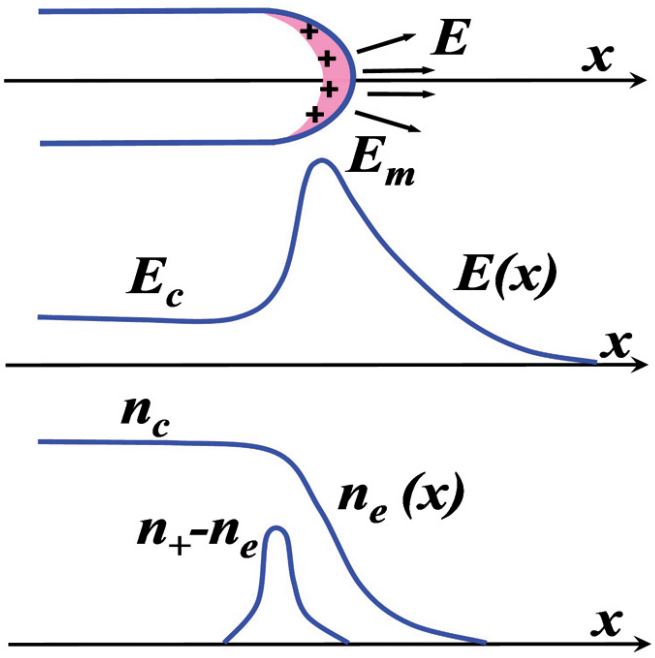
Obr. 6.3. Fotografia a schéma pozitívneho lídra (Bazelyan a Raizer 2000).

V prípade výboja vo forme lídra vzniká na jeho hrote viacero streamerov, ktoré vypĺňajú priestor pred lídrom vo forme akéhosi vejára (Obr. 6.3.). Tento priestor sa nazýva zóna streamrov alebo koróna lídra.

Zóna je vyplnená nábojmi streamrov, ktoré sa sformovali a ktoré postupne aj zanikajú. Ako sa líder šíri, tak aj zóna streamrov sa šíri spolu s jeho hrotom, takže líder vstupuje do priestoru vyplenného priestorovým nábojom, ktorý je strhávaný smerom do lídra. Tvorí sa tak obal lídra, ktorý drží väčšinu náboja. Je to práve tento náboj, ktorý mení elektrické pole v priestore okolo rozvíjajúcej sa iskry alebo blesku. Tento náboj sa neutralizuje pri kontakte lídra s uzemnením (katóda, Zem) za vzniku výkonného prúdového impuluzu pri return stroke-u. Všetky detaily vývoja lídra priamo súvisia s vlastnosťami zóny streamrov.

Uvažujme dobre rozvinutý "klasický" streamer, ktorý vznikol na vysokonapäťovej anóde a šíri sa smerom k uzemnenej katóde. Hlavný ionozačný proces prebieha v oblasti silného elektrického poľa blízko hrotu (tip) streamra. Čelná strana streamra je schématicky znázornená na obrázku 6.4 spolu s kvalitatívnym rozložením pozdĺžneho poľa E, elektrónovej hustoty n_e a hustoty priestorového náboja $\rho = e(n_+ - n_e)$.

Silné pole blízko hrotu je tvorené hlavne jeho vlastným nábojom. Pred hrotom, kde je priestorový náboj malý, klesá elektrické pole približne ako $E = E_m (r_m / r)^2$, čo je charakteristické pre nabitú sféru s polomerom r_m . E_m je maximálne pole streamra na okraji hrotu. Polomer hrotu r_m približne koinciduje s pôvodným polomerom cylindrického kanála rozkladajúceho sa za hrotom. Čelnú stranu polguľovitého hrotu budeme nazývať ionizačné čelo vlny. Náboj hrotu streamra je koncentrovaný hlavne v oblasti za čelom vlny. Pole tam začína slabnúť až poklesne na hodnotu E_c v kanáli, ktorá je velmi malá v porovnaní s E_m . Siločiary idúce radiálne von z hrotu sa stávajú rovnobežné vo vnútri hrotu a usporiadané axiálne pozdĺž kanála.



Obr. 6.4. Schématická reprezentácia čelnej časti ku katóde smerujúceho (pozitívneho) streamra a kvalitatívne rozloženie elektrónovej hustoty n_e , hustoty rozdielu $n_+ - n_e$ (priestorový naboj) a pozdĺžne elektrické pole E (Bazelyan a Raizer 2000).

Rozdeľme si myšlienkovo spojitý proces vývinu streamra na jednotlivé stupne. Oblasť silného poľa pred hrotom je miestom ionizácie molekúl plynu nárazom elektrónov. Počiatočné zárodočné elektróny potrebné pre tento proces sú generované streamorom už vopred. Ich produkcia je v prípade pozitívneho streamra vďaka foto-ionizácii. V prípade vzduchu sú aktívne vysoko excitované molekuly N_2, ktorých emitované žiarenie ionizuje molekuly O_2 (ktorých ionizačný potenciál je nižší ako pri N_2). UV fotón v oblasti 98 – 102,5 nm, emitovaný excitovanou molekulou N_2 , ionizuje molekulu O_2 a teda produkuje voľný elektrón:

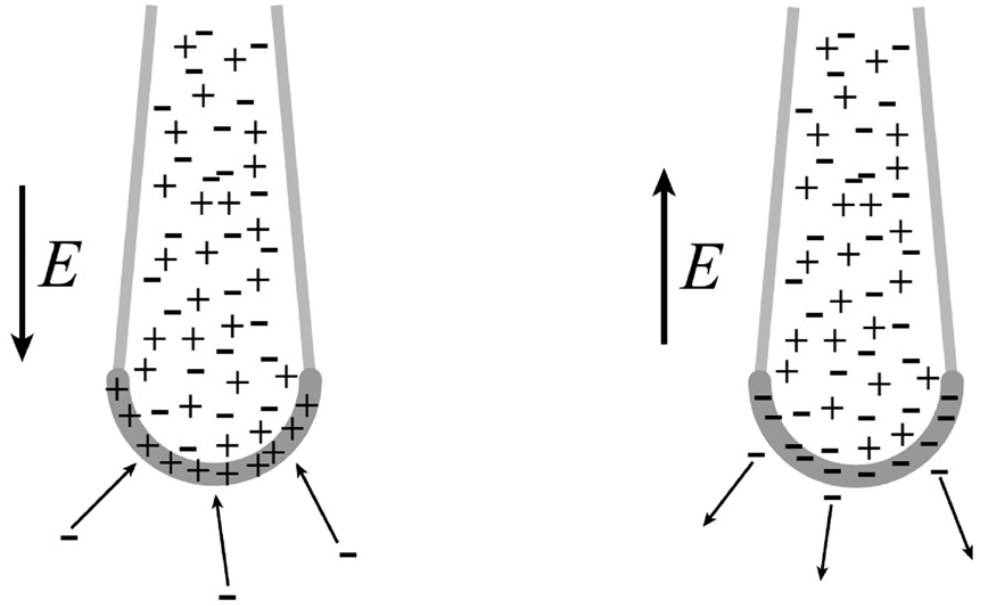
$$\begin{aligned} N_2^* &\rightarrow N_2 + \gamma_{98-102.5nm} \\ O_2 + \gamma_{98-102.5nm} &\rightarrow O_2^+ + e. \end{aligned} \tag{6.2}$$

Žiarenie je aktívne absorbované, ale jeho intenzita je dostatočne vysoká na vytvorenie počiatočnej hustoty elektrónov $n_0 \approx 10^5 - 10^6\ cm^{-3}$ vo vzdialenosti 0,1 až 0,2 cm od hrotu. Každý z týchto elektrónov získava energiu zo silného elektrického poľa a spúšťa ionizáciu nárazom (elektrónová lavína). Keďže počet súčasne tvorených lavín je velmi veľký, vypĺňajú priestor pred hrotom streamra a tvoria tak novú vodivú oblasť (plazmu). Následkom odtoku elektrónov smerom k telu kanála sa kladný náboj plazmy stáva odkrytý. Súčasne aj elektróny, ktoré postúpili z čelného regiónu smerom k hrotu, neutralizujú kladný náboj starého hrotu čím ho menia na novú časť kanála a teda predlžujú streamer.

Ak je dĺžka streamra $l >> r_m$, jeho rýchlosť a paramtre hrotu sa menia veľmi málo počas doby, za ktorú prejde hrot vzdialenosť niekoľkých polomerov. To znamená, že v závislosti na čase t a súradnici x sú všetky parametre funkciou typu $E(x,t)=E(x-V_s t)$, čo je zobrazené na obrázku 6.4., sa pohybuje doprava ako celok bez zreteľných zmien. Tento typ procesu reprezentuje vlnu, v tomto prípade vlnu silného poľa a ionizácie. Vonkajším parametrom, určujúcim charakteristiky vlny (jej rýchlosť V_s, maximálne pole E_m, polomer hrotu r_m, hustota elektrónov za vlnou n_c) je potenciál na hrote U_t. Potenciál U_t je rovný potenciálu anódy U_a mínus pokles potenciálu v kanáli streamra.

Uvažujme rýchly streamer, ktorého rýchlosť je oveľa väčšia ako rýchlosť driftu elektrónov vo vlne. Výpočet produkcie elektrónov môže ignorovať drobný drift elektrónov v danom mieste priestoru za krátky čas, za ktorý ním prejde ionizačná vlna. V tomto prípade je kinetika ionizácie pozdĺž osi streamra popísaná nasledujúcimi jednoduchými rovnicami

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nu_i n_e, \qquad \frac{n_c}{n_0} = \exp \int \nu_i \mathrm{d}t = \exp \int \nu_i \frac{\mathrm{d}x}{V_s}, \tag{6.3}$$



Obr. 6.5. Ilustrácia dole sa šíriaceho kladného (vľavo) a záporného (vpravo) streamra. Symbol plus označuje kladný ión a záporný symbol elektrón alebo záporný ión. Aby bolo udržané šírenie plazmového kanála ionizáciou nárazom, musí existovať dostatok voľných elektrónov hneď pred plošne nabitou vrstvou hrotu streamra. V prípade záporného streamra nie je problém so zdrojom voľných elektrónov, keďže elektróny z ionizovanej oblasti driftujú v elektrickom poli v smere šírenia streamra. Avšak v prípade kladného streamra nemôžu elektróny prichádzať zo samotného streamra a dôležitý zdroj „čerstvých“ voľných elektrónov je fotoionizácia.

kde $v_i = v_i(\mathrm{E})$ je frekvencia elektrónovej ionizácie molekúl. Časový integrál bol transformovaný na integrál cez priestorovú súradnicu x pozdĺž osi podľa výrazu $\mathrm{d}x = V_s\,\mathrm{d}t$ čo odpovedá pohybu súradného systému spolu s vlnou. Vďaka prudkému nárastu ionizačnej frekvencie s nárasom poľa vytvára oblasť (v ktorej nie je pole výrazne slabšie ako maximum) najväčší prispevok k produkcii elektrónov. Táto časť vlny sa rádovo rovná polomeru hrotu. Približné vyjadrenie integrálu a rýchlosti streamra potom možne napísať nasledovne

$$V_s = \frac{\nu_{im} r_m}{\ln(n_c / n_0)}, \qquad \nu_{im} = \nu_i(E_m). \tag{6.4}$$

Rýchlosť rýchleho streamra je len veľmi slabo závisla od počiatočnej n_0 a konečnej n_c hustoty elektrónov a je určená hlavne maximálnym poľom E_m a polomerom hrotu r_m. Premenné E_m a r_m určujúce V_s nie sú nezávislé ale súvisia cez potenciál hrotu E_m. Pre izolovanú vodivú sféru s rovnomerne rozloženým povrchovým nábojom Q' máme $U = r_m E_m = Q'/4\pi\varepsilon_0 r_m$, kde ε_0 je permitivita vákua. Streamer sa však viac podobá na cylinder s polguľovitým koncom. Dá sa ukázať, že v dĺhom dokonalom vodiči takého tvaru je jedna polovica potenciálu v strede polgule tvorená nábojmi na povrchu polgule a druhá polovica nábojmi na povrchu cylindra, takže náboj na hrote je $Q = 2\pi\varepsilon_0 r_m U_t$. Elektrické pole v prednom bode hrotu je s dobrým priblížením len polovica poľa na izolovanej guli s rovnakým potenciálom, alebo

$$U_t = 2E_m r_m \tag{6.5}$$

Náboj hrotu sa pohybuje vďaka driftu elektrónov vplyvom elektrického poľa. Hustota elektrónov a patričná vodivosť plazmy musí zabezpečiť transport náboja s rovnakou rýchlosťou ako je rýchlosť vlny. To umožňuje odhad hustoty plazmy streamera hneď za hrotom. Za rovnakých predpokladov ako v (4) hustota elektrónov v oblasti silného poľa na osi streamra narastá ako

$n_e \approx n_0 \exp(\nu_{im} t)$ za čas $\Delta t \approx r_m / V_s$. Za tú dobu narastie hustota elektrónov na svoju konečnú hodnotu $n_c \approx n_0 \exp(\nu_{im} \Delta t)$ a drift elektrónov do kanálna s rýchlosťou $V_e = \mu_e E_m$ (kde μ_e je pohyblivosť elektrónov braná pre jednoduchosť ako konštanta) odkryje kladný náboj, ktorý vytvára pole E_m v oblasti nového hrotu streamra. Elektrický naboj, ktorý tečie jednotkovým prierezom v oblasti čela vlny za čas Δt, je

$$q = e\mu_e E_m n_0 \int_0^{\Delta t} \exp(\nu_{im} t)\mathrm{d}t = \frac{e\mu_e E_m n_c}{\nu_{im}}. \tag{6.6}$$

Zanecháva za sebou kladný náboj q s rovnakou plošnou hustotou. Je to práve tento náboj, ktorý vytvára pole E_m . Ukážeme si, že efektívna hrúbka kladne nabitej vrstvy je $\Delta x << r_m$. V elektrostatike je pole takejto vrstvy na povrchu vodiča rovné $E_m \approx q / \varepsilon_0$. Dosadením q z rovnice (6.6) dostávame odhad pre hustotu náboja za ionizačnou vlnou

$$n_c \approx \varepsilon_0 \nu_{im} / e\mu_e. \tag{6.7}$$

Hustota n_C priamo nezávisí na rýchlosti streamra a je v podstate určená maximálnym poľom, ktoré definuje frekvenciu ionizácie. Efektívny čas tvorby náboja vo vrstve je približne $\Delta t_e \approx \nu_{im}^{-1}$. Vrstva náboja hrúbky Δx sa hýbe rýchlosťou $\Delta x / \Delta t_e$, ktorá je rovná rýchlosti streamra V_S keďže sa ionizačná vlna hýbe ako celok. Preto použitím (6.4) dostaneme

$$\Delta x = V_s \Delta t_e \approx V_s / \nu_{im} \approx r_m / \ln(n_c / n_0). \tag{6.8}$$

Konečná hustota n_c je o mnoho rádov väčšia ako počiatočná hustota n_0 , takže logaritmus v (6.8) je veľké číslo, z čoho vyplýva $\Delta x << r_m$. Tieto odvodené výrazy majú ilustrovať len rádove funkčné závislosti medzi parametrami streamra. Numerické koeficienty vyjadrujúce kvantitatívne závislosti sú tu ignorované. Presnejšia analýza rýchlej ionizačnej vlny dáva výrazy

$$V_s = \frac{\nu_{im} r_m}{(2k-1)\ln(n_m / n_0)}, \quad n_c = \frac{\varepsilon_0 \nu_{im}}{ke\mu_e}, \quad \frac{n_c}{n_m} = \ln\frac{n_m}{n_0}, \tag{6.10}$$

kde k je exponent v približnom výraze $\nu_i(E) \sim E^k$ a n_m je hustota elektrónov v čele vlny v mieste s maximálnym poľom (hustota je o jeden rád nižšia ako je maximálna dosiahnuteľná hustota n_c). Pre streamer vo vzduchu za normálnych podmienok je $k \approx 2,5$.

Ako sa postupne streamer vyvíja, tak jeho kanál je pod vysokým napätím, ktoré sa mení z napätia anódy U_a v počiatočnom bode na určitú hodnotu U_l v čelnom bode, blízku potenciálu hrotu U_t (rozdiel medzi U_l a U_t, približne $E_m \Delta x << U_t$, je vďaka malému potenciálnemu skoku na hrote). Kanál je elektricky nabitý a napätie v ľubovoľnom bode x pozdĺž kanála je vyššie ako vonkajšie napätie U_0 (x) tvorené nábojom elektródy bez prítomnosti streamra. Elektrický prúd musí tiecť cez kanál, aby dodával náboj do novo vzniknutých častí rastúceho streamra. Najprv musíme nájsť náboj kanála, ktorého časová zmena bude produkovať elektrický prúd. Predpokladajme, že streamer začal na elektróde s malým polomerom r_a . Preskúmajme štádium, keď je dĺžka streamra $l >> r_a$. Môžeme potom zanedbať časovú zmenu náboja na anóde a brať externý prúd blízky prúdu i_a , ktorý vstupuje do kanála cez jeho základňu na anóde. Navyše, stremer ako vodič môže byť považovaný za osamotený (solitary) a neporušený potenciál U_0 ďaleko od anódy môže byť ignorovaný. Uvažujme najprv, že kanál je ideálny vodič. Kapacita dlhého osamoteného vodiča je $C = 2\pi\varepsilon_0 l / \ln(l / r).$ Jeho náboj je $Q = CU$, lebo ideálny vodič je len pod napätím U. Priemerná kapacita na jednotku dĺžky vodiča

$$C_1 = \frac{C}{l} = \frac{2\pi\varepsilon_0}{\ln(l / r)} = \frac{5.56 \times 10^{-11}}{\ln(l / r)} F / m\,, \tag{6.11}$$

má takmer konštantnú hodnotu, ktorá je len málo závislá na l a r. Dá sa ukázať, že lokálna kapacita $c_l\,(x)$ sa prakticky zhoduje s priemernou hodnotou z (6.11) pozdĺž celej dĺžky dlhého vodiča, okrem častí ležiacich blízko jeho koncov. Ale aj na týchto koncoch je lokálna kapacita menej ako dvojnásobok priemernej hodnoty. To sa však netýka kapacity voľných koncov, ktoré sú oveľa väčšie. Ak má kanál konečnú vodivosť, musí mať pozdĺžny gradient potenciálu a $U = U\,(x)$ ak ním tečie prúd. Náboj na jednotku dĺžky kanála má tvar

$$\tau(x) \approx C_1\left[U(x) - U_0(x)\right] = \frac{2\pi\varepsilon_0\left[U(x) - U_0(x)\right]}{\ln(l/r)}\,, \tag{6.12}$$

berúc do úvahy fakt, že lokálny náboj kanála zvyšuje jeho potenciál vzhľadom na neporušený potenciál $U_0\,(x)$. Podobné vylepšenie by malo byť pridané k rovnici (6.5), ktorá vo všeobecnosti vyzerá

$$U_t - U_0(l) = 2E_m r_m. \tag{6.13}$$

Keď sa kanál predĺži o dl, jeho nová časť získa náboj $\tau_l dl$ indexom l budú značené parametre v čele kanála $x = l$. Tento náboj je dodávaný priamo lokálnym prúdom za čas $dt = dl\,/V_s$ Preto máme v ľubovoľnej fáze vývoja streamra

$$i_l = \tau_l V_s = \frac{2\pi\varepsilon_0\left[U_t - U_0(l)\right]V}{\ln(l/r)}, \qquad U_l \approx U_t. \tag{6.14}$$

Prúd na hrote je definovaný hlavne potenciálom hrotu a rýchlosťou streamra. Na anóde je prúd nasledovný

$$i_a = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t}, \qquad Q = \int_0^l \tau(x)\mathrm{d}x = \int_0^l C_1\left[U(x) - U_0(x)\right]\mathrm{d}x, \tag{6.15}$$

kde Q je celkový náboj kanála. Presnejšie, Q by malo byť ešte doplnené o náboj na povrchu hrotu $Q_t = 2\pi\varepsilon_0 r_m\left[U_t - U_0(l)\right]$, ktorý je však relatívne malý v prípade dlhého streamra. Prúdy i_a a i_l na opačných koncoch kanála sa vo všeobecnosti nezhodujú. Ich hodnoty môžu byť veľmi blízke, alebo sa môžu výrazne odlišovať v závislosti od príslušných podmienok. Napríklad, ak napätie na elektróde narastá počas vývoja streamra, tak napätie a náboj rozložený pozdĺž streamra narastajú. Časť prúdu na anóde je použitá na prívod dodatočného náboja do „starých" častí kanála, takže len zvyšný prúd dosiahne čelo kanála: $i_a > i_l$. Ak ale napätie na elektróde klesá, tak „prebytočný" náboj zo starého kanála ide späť do zdroja cez povrch anódy, takže prúd klesá bližšie k anóde (kladný prúd je tvorený nábojmi pohybujúcimi sa preč z anódy): $i_a < i_l$.

Dlhý streamer sa môže vyvíjať pri konštantnom napätí, keď sa elektrické pole $E(x,t)$ v kanáli veľmi v čase nemení. Potenciál v ľubovoľnom mieste existujúceho kanála

$$U(x) = U_a - \int_0^x E(x)\mathrm{d}x \quad \text{a} \quad \tau(x)$$

sa v čase málo mení, čo znamená, že prúd sa nerozbieha na ceste od anódy k hrotu kanála. V tomto prípade je prúd na anóde blízky prúdu v čele definovanom v (6.15) vrátane potenciálu U_t ktorý môže byť oveľa menší ako U_a. Mnohé experimenty ukázali, že priemerné pole kanála musí prevyšovať určitú minimálnu hodnotu (okolo *5 kV/cm* pre vzduch za normálnych podmienok), ktorá umožňuje podporu dlhého kladného streamra. Napríklad pri U_a = 600 *kV* na anóde a dĺžke streamra $l \approx 1m$ takmer celé napätie v kanáli poklesne a $U_t << U_a$, ale prúdy i_a a i_l sa veľmi neodlišujú. V jednoduchom modeli vývoja potenciálu a prúdu šíriaceho sa

streamrového kanála môžme kanál reprezentovať čiarou s kapacitou C_1 a merným odporom $R_1 = (\pi r^2 e \mu_e n_e)^{-1}$ na jednotku dĺžky. Odhady ukazujú, že samoindukčné procesy nie sú podstatné vo vývoji streamra, a preto je proces popísaný nasledujúcimi rovnicami pre rovnováhu prúdu a napätia

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} + \frac{\partial i}{\partial x} = 0, \qquad -\frac{\partial U}{\partial x} = iR_1, \qquad \tau = C_1(U - U_0). \tag{6.16}$$

Okrajová podmienka systému rovníc (6.16) na $x = l$ je $i_l = C_1\left[U_l - U_0(l)\right]V_s$ ekvivalentná so (6.14). Ďalšia okrajová podmienka môže byť zadanie potenciálu anódy, keďže $U(0,t) = U_a(t)$. Výraz (6.14) umožňuje odvodenie pozdĺžneho poľa E_c v kanáli za hrotom streamra, kde je hustota elektrónov stále taká vysoká, ako tá vytvorená vlnou ionizácie. Prúd za hrotom je vodivostný prúd $i_l = \pi r_m^2 e n_c \mu_e E_c$. Porovnaním tohto výrazu so (6.14) a použitím (6.10) a (6.13) spolu s $U_t = U_l$ máme

$$E_c \approx \frac{\beta E_m}{\ln(n_m / n_0)\ln(l / r_m)}, \quad \beta = \frac{4k}{2k-1} \approx 2{,}5. \tag{6.17}$$

Prúd i_l blízko konca kanála je nižší ako prúd na hrote priľahlý ku kanálu, lebo náboj na jednotku dĺžky hrotu $\tau_t = Q_t / r_m$ je väčší ako τ v kanáli. To je typický dôsledok okrajových efektov dlhých vodičov, dobre známy z elektrostatiky. Plošná hustota náboja na voľnom konci vodiča je oveľa vyššia ako na jeho laterálnom povrchu. V našom jednoduchom modeli, v ktorom je hrot kanála nahradený polguľou s polomerom r_m a náboj Q_t vyjadrený výrazom (6.15), je priemerný náboj na jednotku dĺžky $\tau_t \approx 2\pi\varepsilon_0\left[U_t - U_0(l)\right]$. Je ln (l / r_m) krát väčší ako τ_l na konci kanála (pozri (6.12)). Prúd i_t na hrote výrazne prevyšuje i_l. To ale neovplyvňuje celkovú rovnováhu náboja, lebo náboj dlhého kanála Q je oveľa väčší ako náboj Q_t na hrote kanála.

Porucha prúdu v oblasti hrotu má lokálny charakter. Nemôže byť detekovaná meraním prúdu na strane anódy. Streamer využíva svoj vlastný zdroj – náboj „starého“ hrotu sa hýbe smerom do priestoru spolu s predlžovaním streamra. Je to tok tohto náboja, čo vytvára prúd i_t. Ak by bolo meracie zariadenie prúdu umiestnené na strane novo vzniknutej časti kanála, meralo by prúd $i \approx i_t$ po veľmi krátku dobu $\Delta t \approx r_m / V_s \approx 10^{-9} s$; potom by prúd poklesol na a ďalej by sa vyvíjal podľa rovníc (6.16.).

Keď sa vytvorí streamer na malej elektróde (anóde) s polomerom, na ktorej je vysoké napätie $U_a >> E_i r_a$, tak sa šíri v rýchlo klesajúcom externom poli. Streamer najprv zrýchľuje, ale potom spomalí, ako opustí oblasť $\sim r_a$, v ktorej cíti priamy vplyv anódy. Ak je napätie nízke, tak sa streamer môže zastaviť v priestore bez dosiahnutia opačnej elektródy (povedzme uzemnenej platne vo vzdialenosti d). Čím vyššie je napätie, tým väčšia je vzdialenosť, ktorú môže streamer dosiahnuť; pri dostatočne vysokom napätí premostí medzeru medzi elektródami (gap). Aby sme odhadli rozmer streamrovej zóny a obal lídra, potrebujeme kritérium umožňujúce odhad maximálnej dĺžky streamra pri rôznych podmienkach šírenia. Žiadne priame merania tohto druhu neboli robené pre jeden osamotený dĺhy streamer, lebo vždy existuje len zhluk viacerých streamrov. Preto musíme použiť nepriame experimentálne výsledky a odvolávať sa na fyzikálne úvahy, teóriu a výpočty.

Experimentálne bolo ukázané, že streamre tvoriace streamrový zhluk sú schopné prejsť medzilektródovú medzeru dĺžky d len keď premenná $E_{av} = U_a / d$ prevyšuje kritickú hodnotu E_{cr}, ktorá sa mení v závislosti od plynu a jeho stavu. Za normálnych podmienok vo vzduchu je táto hodnota $E_{cr} \approx 4{,}5 - 5\ kV/cm$ v širokom rozsahu $d \approx 0{,}1 - 10\ m.$ Preto, napätie nutné na to, aby stremer premostil medzeru dĺžky d, je $U_{\text{amin}} = E_{cr} d$ alebo viac. Napríklad 1 meter široká medzera vyžaduje okolo $500\ kV$ ($E_{cr} \approx 10\ kV/cm$ pre záporný stremer vo vzduchu). V momente prechodu streamra celou medzerou je všetko napätie použité na stremer, takže E_{av} je tiež priemerné pole streamra. Skutočne za kritických podmienok s $E_{av} = E_{cr}$ prejde

streamer medzeru pri jeho limitných parametroch. K opačnej elektróde sa približuje najnižšou rýchlosťou odpovedajúcu minimálnemu rozdielu medzi potenciálom hrotu $U_t \approx U_l$ a vonkajším potenciálom, teda $\Delta U_l = U_l - U_0(d) \approx 5-8\ kV$, pod ktorým sa streamer prakticky zastaví. V prípade uzemnenej elektródy je $U_0(d) = 0$. Ak je medzera tak dlhá, že $\Delta U_l = U_t << U_a$, potom v kanáli poklesne takmer celé napätie. Preto možno E_{cr} pokladať za najnižšie limitné pole, pri ktorom je ešte streamer schopný šírenia. Táto interpretácia ostáva platná len keď nedôjde k premosteniu medzery, ale keď sa streamer zastaví niekde po ceste. Podľa rovníc (6.10) a (6.13) je rýchlosť streamra, a teda jeho schopnosť šírenia, určená len – teda rozdielom medzi potenciálom na hrote a externým potenciálom, ale pritom nezávislá na tom druhom. Bez ohľadu kde sa streamer zastaví, musíme mať $\Delta U_t << U_a$, hoci hodnota externého potenciálu $U_0(l_{max})$ v tomto bode môže byť vysoká. Vo všeobecnosti priemerné limitné pole v kanáli a dĺžka streamra l_{max} v momente jeho zastavenia súvisia nasledovne

$$E_{cr} \approx \frac{U_a - U_0(l_{\max})}{l_{\max}}, \qquad l_{\max} = \frac{U_a - U_0(l_{\max})}{E_{cr}}. \tag{6.18}$$

Aby sme mohli tieto výrazy použiť, musíme vedieť nielen ľahko merateľné napätie U_a ale aj potenciál $U_0(l_{max})$, nedostupný meraním. Vo väčšine prípadov je dokonca aj výpočtom ťažko odhadnuteľný. Pre jednotlivý streamer je externé pole určené okrem náboja na anóde aj kombináciou nábojov, ktoré sa objavujú v medzere medzi elektródami ako aj v jej okolí. Zvlášť dôležitý je náboj ostatných streamrov, ktoré vznikajú spolu s konkrétne študovaným. Preto pole $U_0(x)$, v ktorom sa streamer hýbe, reprezentuje selfconsistentné pole. Vo vzduchu dochádza k „vzplanutiu“ stoviek streamrov, ktoré vyplnia priestor s rozmerom porovnateľným s l_{max} . Je to práve táto maximálna dĺžka, skôr ako malý polomer anódy, ktorá určuje pokles externého poľa pozdĺž iskrišťa. Odhady selfconsistentného poľa $U_0(x)$ obsahujú vážne ťažkosti a chyby. Preto v skutočnosti je kritické pole E_{cr} určené iba z experimentálnych dát, ktoré sa vzťahujú

na situáciu, v ktorej streamer premostí celé iskrište. Vtedy je potenciál $U_0(l_{max})$ určený spoľahlivo, lebo sa zhoduje s potenciálom elektródy, všeobecne uzemnenej s $U_0(l_{max}) = U_0(d) = 0$. Ale ak je známe, že $U_0(l_{max}) << U_a$, ako v prípade dlhej iskry šíriacej sa vo vysoko nehomogénnom ektrickom poli, tak kritérium (6.18) pre konečnú dĺžku streamra bude veľmi zjednodušené: $l_{\max} \approx U_a / E_{cr}$. Existencia kritického poľa E_{cr} má vcelku jasný fyzikálny význam. Dôvod existencie minimálneho priemerného poľa v kanáli je jeho konečný odpor. Kanál musí viesť elektrický prúd nutný na podporu pohybu hrotu streamra. Je to prúd, ktorý dodáva náboj do novej časti kanála, vznikajúcej na čele hrotu. Podstata procesu stremra je tá, že prúd i_l hneď za hrotom je úmerný jeho rýchlosti (pozri vzťahy (6.14) a (6.16)). Lokálne pole E_c nutné na podporu tohto prúdu je definovné v (6.17) odvodeného z odporu na jednotku dlžky kanála. Hodnota E_c slabo závisí na meniacich sa parametroch streamra (dĺžka, polomer hrotu, rýchlosť) a je hlavne určené zložením plynu, ktoré určuje maximálne pole na hrote E_m a sklon krivky $v_i(E)$ (ktorý bol v (6.17) braný do úvahy pomocou parametra k). Vypočítaná hodnota E_c = 4,2 *kV/cm* pre vzduch je prekvapujúco blízka nameranej hodnote $E_c = 4{,}2\ kV/cm$.

Streamer je doprevádzaný elektrickým prúdom a teda aj uvoľňovaním Joulovho tepla. Ako už bolo spomenuté, životaschopnosť plazmového kanála závisí hlavne na teplote, takže tento problém je principiálne dôležitý. Prvotné zohrievanie daného objemu plynu nastáva, keď ním prechádza hrot stremara so svojím výsokým prúdom a elektrickým poľom. Ako sa streamer vyvíja, tak sa plyn ďalej zohrieva prúdom, ktorý tečie streamrom. Poďme ohodnotiť oba procesy uvoľňovania energie.

Energia uvolnená v 1 cm^3 za sekundu je $jE = \sigma E^2$, kde $j = \sigma E$ je prúdova hustota a σ je vodivosť plazmy. Energia uvolnená v 1 cm^3 ako dôsledok prechodu ionizačnou vlnou je

$$W = \int \sigma E^2 \mathrm{d}t = \int \sigma E^2 \mathrm{d}x / V_s, \tag{6.19}$$

kde integrály sú formálne brané od $-\infty$ do $+\infty$, ale v skuočnosti cez oblasť ionizačnej vlny. Hlavný príspevok uvoľnenej energie je tvorený tenkou vrstvou za vlnovým frontom, kde je vysoká hustota elektrónov a silné pole. Dá sa ukázať, že integrál (6.19) má presne hodnotu, čo fyzikálne odpovedá hustote elektrickej energie v mieste maximálneho poľa. Numerická hodnota odpovedajúca E_m = 175 kV/cm je

$$W \approx \varepsilon_0 E_m^2 / 2 \approx 2,6 \times 10^{-3} \ \ J/cm^3. \tag{6.20}$$

Nárast teploty plynu v oblasti čela vlny sa ukazuje zanedbateľný: $\Delta T < W / c_V \approx 3K.$
$c_V = 5/2 k_B N = 8,6 \times 10^{-4} J/(cm^3/K)$ je tepelná kapacita studeného vzduchu a k_B je Bolzmanova konštanta. Priemerná energia disipovaná elektrickým prúdom v kanáli streamera na jednotku jeho objemu je

$$W' \approx \frac{C_1 U_{av}^2}{2\pi r_{av}^2}, \tag{6.21}$$

kde r_a je priemerný polomer kanála. Vytvorením každej ďalšej novej časti formujúceho sa kanála je jeho polomer približne úmerný napätiu na hrote následkom faktu, že maximálne pole na hrote zostáva približne konštantné. Takže máme $U_{av} / r_{av} \approx E_m.$ Dosadením tohto vzťahu ako aj (6.11) do (6.21) dostávame

$$W' \approx \frac{\varepsilon_0 E_m^2}{\ln(l/r_m)} < W. \tag{6.22}$$

Môžeme vidieť, že následné ohrievanie plynu kanála pridáva len veľmi málo v porovnaní s počiatočným zohrievaním spôsobeným prechodom ionizačnej vlny príslušnou časťou kanála.

Aby sme to uzavreli, ohrievanie plynu vďaka vývoju streamra je zanedbateľné ak napätie v iskrišti ostáva konštantné. Ani vyššie napätie nemení situáciu, pretože energia disipovaná v kanáli rastie proporčne k prierezu kanála a k ohrievanému objemu. Špecifické teplo zostáva nemenné, keďže je určené viacmenej pevnou objemovou hustotou elektrickej energie.

Líder

Predchádzajúca časť textu sa venovala vývoju jednoduchého plazmového kanála – streamra, ktorý nemá ďalšie stavebné detaily. Teoretické úvahy týkajúce sa procesu streamra sú vo všeobecnosti podporené experimentami, ktoré indikujúe, že plyn streamra je chladný a pole kanála je prinízke pre výskyt ionizácie. Za týchto podmienok sa plazma tvorená ionizačnou vlnou na hrote ďalej rozpadáva. Elektróny sa strácajú rekombináciou (ktorá existuje v každom plyne) a záchytom (prirodzenom vo vzduchu ako elektronegatívnom plyne). Stratou svojej vodivosti, a teda možnosti využiť prúd z externého zdroja, streamer nakoniec zastaví svoj vývoj. Jediným spôsobom zabránenia, alebo aspoň spomalenia rozpadu plazmy je zvyšovanie teploty plynu v kanáli na niekoľko tisíc Kelvinov, postupne až na 5000 – 6000 K alebo aj viac. V horúcom plyne je strata elektrónov zachytením kompenzovaná zrýchlenou rekaciou odtrhnutia a rekombinácia je spomalená. Začína fungovať mechanizmus asociatívnej ionizácie a ionizácia nárazom je zvýšná, lebo hustota plynu ohrievaním klesá.

Z predchádzajúcich kapitol vyplýva, že nárast potenciálu U na čele streamra neprispieva k ohrievaniu plynu. Celková uvoľnená energia rastie ako U^2, ale prierez streamra πr_m^2 rastie tiež ako U^2. Takže hustota uvoľnenej energie úmerná $(U/r_m)^2$, ktorá odpovedá ohrievaniu, ostáva nízka. Na výrazné zvýšenie teploty plynu je potrebné akumulovať oveľa viac energie do

oveľa užšieho stĺpca plazmy. Preto funkčný vzťah dávajúci nízky pomer U/r_m musí byť porušený. To je nemožné v primárnej ionizačnej vlne, ale je možné v odlišne usporiadanom vývoji kanála.

Predpokladajme elektricky nabitý priestor s charakteristickým rozmerom R v čele vyvíjajúceho sa plazmového kanála. Jeho kapacita je $C \approx \pi\varepsilon_0 R$ a $C_1 \approx 2\pi\varepsilon_0$, je kapacita na jednotku dĺžky pozdĺž osi kanála. Ak napätie na hrote kanála je U, potom disipovaná energia na jednotku dĺžky novej časti systému, zahrňujúceho kanál a nabitý priestor, je $C_1U^2/2$. Táto energia zahŕňa všetky výdavky na tvorbu novej časti kanála a priestorového náboja. Môžeme odhadnúť hornú hranicu hmoty vzduchu, ktorá môže byť nahriata na potrebnú teplotu povedzme 5000 K. Predpokladajme, že energia je použitá na zohriatie stĺpca vzduchu s počiatočným polomerom r_0. Táto teplota vedie k výraznej tepelnej expanzii plynu, lebo horúci kanál, ako uvidíme neskôr, sa vyvýja oveľa pomalšie ako studený kanál streamra. Prúd musí mať dostatok času na ohriatie plynu, pretože je to nakoniec uvoľnené Joulove teplo, ktoré zohrieva plyn. Ak rýchlosť zohrievania nie je dostatočne vysoká, tlak v plyne sa vyrovnáva, takže plyn v tenkom kanáli sa stáva menej hustým. Tepelná kapacita vzduchu nie je v širokom rozsahu teplôt konštantná, preto výpočty energie musia byť robené v zmysle špecifickej entalpie $h(T,p)$. Pre vyjadrenie maximálneho polomeru r_{0max} chladného vzduchu, ktorý môže byť ohriaty na telpotu T, je

$$\pi r_{0\max}^2 \rho_0 h(T) \approx \pi\varepsilon_0 U^2/2. \qquad (6.23)$$

$h(T)$ je špecifická entalpia vzduchu pri $\rho = 1$ atm a ρ_o hustota pri $\rho = 1$a T_0 =300 K. Ak je potenciál na hrote $U_t = 1MV$ a $T = 5000\ K$, kde $h(5) = 12\ kJ/g$, tak stĺpec zohriatého vzduchu musí mať počiatočný polomer menší ako $r_{0\max} = 0{,}054\ cm$. Maximálny polomer v dôsledku tepelnej expanzie bude menší ako $r_{\max} = r_{0\max}\left[\rho_0/\rho(5)\right]^{1/2} \approx 0{,}26\ cm,$ kde $\rho(5)$ je hustota vzduchu pri $T = 5000\ K$ a tlaku 1 atm. Kanál s takou hrúbkou bol pozorovaný u lídrov laboratórnych iskier.

V prítomnosti zdrojov velmi vysokých napätí je existencia dlhých iskier dôsledkom dvoch hlavných mechanizmov. Prvým je mechanizmus kontrakcie prúdu v tenkom kanáli, prakticky ktorý môže byť zohrievaný. Druhý mechanizmus je útlm (oslabenie) velmi silného radiálneho poľa ktoré vzniká na bočnom povrchu veľmi tenkého vodivého kanála pri veľmi vysokom napätí vzhľadom na Zem. Začneme druhým mechanizmom, lebo otvára cestu pre prvý. Obrovská hodnota $U/r \approx 10-100\ \mathrm{MV/}cm$ nemôže byť typickou škálou poľa v blízkosti hrotu kanála s polomerom r. Rovnako ani pole $U/[r\ln(l/r)] \approx 1-10\ \mathrm{MV/}cm,$ ktoré je trošku menšie a ktoré určuje pole E_r na povrchu kanála dĺžky l za hrotom (ako naznačuje rovnica (6.12) a Gaussov zákon $E_r = \tau/(2\pi\varepsilon_0 r)$. Toto by platilo len pre jednoduchý kanál bez štruktúry – streamer, ale pole na jeho povrchu nemôže udržať vysokú hodnotu na dlhý čas. Postranné rozširovanie ionizácie by viedlo bezpodmienečne k nárastu polomeru. Na druhej strane, kanál nemôže byť zohriaty na dostatočne vysokú teplotu, pokiaľ nemá malý polomer. To je dôvod, prečo jeden jednoduchý kanál nemôže byť zohrievaný. Dlho žijúca iskra, ktorá vyžaduje megavoltové napätie, bude nevyhnutne mať zložitú štruktúru. Čitateľ správne háda, že pôjde o streamrovu zónu pred lídrovým hrotom a jej produkt – obal lídra reprezentujúci hrubú elektricky nabitú obálku okolo kanála (obrázok 6.1). Priestorový náboj streamrovej zóny a obalu lídra, majúci rovnaké znamienko ako ten v kanáli, výrazne redukuje pole na povrchu kanála. Zhruba povedané, vďaka redistribúcii poľa priestorovým nábojom teraz obrovské napätie U poklesne na oveľa dlhšej vzdialenosti R (polomer streamrovej zóny a obalu lídra), skôr ako na menšej vzdialenosti polomeru kanála . V tomto prípade má škála poľa menšiu magnitúdu U/R a nie U/r, pretože aj u laboratórnych iskier je R okolo jedného metra.

Polomer streamrovej zóny a obalu lídra je definovaný maximálnou vzdialenosťou, ktorú môžu streamre dosiahnuť, keď sa šíria preč od hrotu. Už vieme, že priemerné pole nutné pre vývoj streamra (v atmosférickom vzduchu) musí byť aspoň $E_{cr} \approx 5kV/cm.$ Keďže sa streamre zastavia na okraji streamrovej zóny, pokles napätia pozdĺž dĺžky zóny R je okolo $\Delta U_s \approx E_{cr}R$ (pozri rovnicu (6.18)). Približne také vysoké napätie klesá mimo streamrovej zóny, pretože tunajšie pole (t.j. v priestore s nulovým nábojom) klesá z hodnoty E_{cr} na nulu, ako pre osamotenú

sféru s polomerom R . Teda máme $U \approx 2\Delta U_s$ a $R = U / 2E_{cr}$. Pri $U \approx 1\,MV$ je polomer streamrovej zóny $R \approx 1\,m$, v zhode s laboratórnymi meraniami.

Z výpočtov a z meraní vyplýva, že prúd, pole, hustota elektrónov a vodivosť zohrievaného lídrového kanála sú vo všeobecnosti porovnateľné s príslušnými parametrami rýchleho streamra. Ak aj sú trošku väčšie, tak nejde o rádové rozdiely. Takže čas zohrievania na dosiahnutie oveľa vyššej teploty plynu musí byť oveľa dlhší. To vysvetľuje, prečo sa líder šíri oveľa pomalšie ako rýchla ionizačná vlna.

Kapacita na jednotku dĺžky systému lídra (kanál plus elektricky nabitý obal) je popísaný rovnakou rovnicou (6.11) ak l je nahradené dĺžkou lídra L a polomer vodivého kanála r polomerom obalu R, aktuálnym polomerom nabitého objemu. Toto vyplýva priamo z elektrostatiky. Podobne prúd i_L na čele kanála lídra súvisí s potenciálom hrotu U a rýchlosťou lídra V_L cez rovnaký vzťah (6.14)

$$i_L = \frac{2\pi\varepsilon_0 U V_L}{\ln(L/R)}. \tag{6.24}$$

Lineárna kapacita tradične polguľovej streamrovej zóny je $C_1 \approx 2\pi\varepsilon_0$ ako v prípade kapacity hrotu streamra. Prúd na hrote tečúci do stremarovej zóny

$$i_t = 2\pi\varepsilon_0 U V_L \tag{6.25}$$

je o faktor $\ln(L/R)$ väčší ako i_L , opäť ako v prípade streamra. Ale nakoľko logaritmus lídra je bližšie k jednotke, prúdy i_L a i_t sa nelíšia tak veľmi ako v prípade streamra. Typický laboratórny líder má $i_L \approx i_t \approx 1\,A,\ U \approx 1\,MV$ a z (6.25) $V_L \approx 2\times10^4$ m/s , čo je blízko viacerým meraniam, v ktorých $V_L \approx (1-2,2)\times10^4$ m/s. Rovnice (6.24) a (6.25) umožňujú odhadnúť ľubovoľný

z troch parametrov i, U alebo V_L z ostatných dvoch.

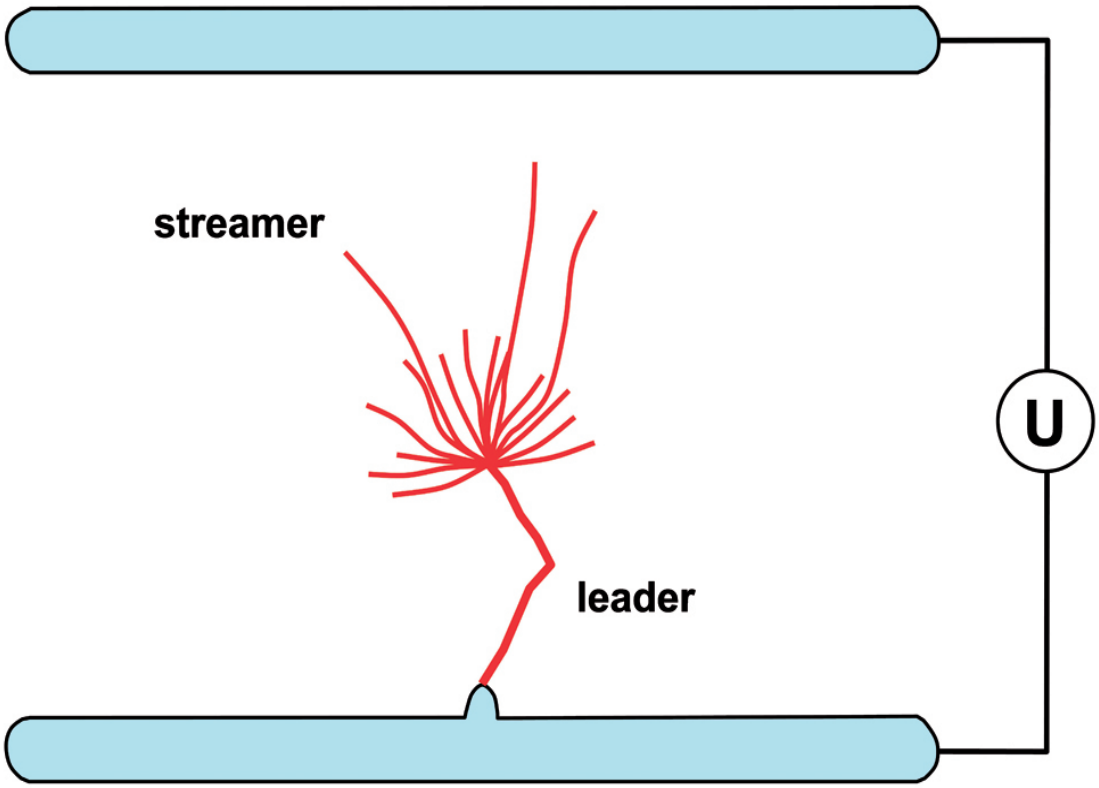
Takže kľúčovou podmienkou vývoja dlho žijúcej iskry je vytvorenie hrubého obalu priestorového náboja okolo kanála, ktorý má rovnaké znamienko, ako potenciál kanála. Náboj redukuje pole na povrchu kanála, čím zbavuje kanál jeho schpnosti rozpínať sa vďaka ionizácii. Je to jedine kanál s malým prierezom, ktorý si zachováva schopnosť byť zohrievaný. Elektricky nabitý obal tiež trochu prispieva k lineárnej kapacite lídra, pretože je teraz určený oveľa väčším polomerom obalu R a nie malým polomerom streamra r. Nárast lineárnej kapacity je tiež sprevádzaný nárastom vstupnej energie do kanála. Tvorba streamrovej zóny spolu s nabitým obalom sa deje automaticky:obrovské napätie tvoriace iskru produkuje veľké množstvo streamrov na prednom konci.

Prúdy všetkých streamrov sa sumujú a zohrievajú kanál iskry. Tento celkový prúd nabíja oblasť pred hrotom lídra, neutralizuje náboj starého hrotu a keď sa tvorí nový hrot, iskra sa predlží približne o dĺžku hrotu ako je to u samostatného streamra. Časť streamrovej zóny sa takto objaví za hrotom a tým sa transformuje na nový obal novo vzniknutej časti lídra. To však nezmenšuje dĺžku streamrovej zóny, pretože medzitým sa zóna pohybuje spolu s hrotom lídra. Len si uvedomme, že ak je v zóne veľa streamrov, tak sú navzájom veľmi blízko a šíria sa v self-konzistentnom poli blízkom kritickému poľu. Takéto streamre sú pomalé a majú malé prúdy, takže celkový prúd lídra je v skutočnosti sumou viacerých malých streamrových prúdov.

Mechanizmus kontrakcie kanála v čelnej oblasi lídra nie je úplne jasný, hlavne kvantitatívne. Môžme o ňom uvažovať ako o ionizačno-tepelnej nestabilite. Nestabilita je spojená so závislosťou frekvencie inonozácie dopadom elektrónu na elektrickom poli a molekulárnej hustote: $\nu_i(E,N) = Nf(E/N)$, kde $f(E/N)$ je rýchlo rastúca funkcia pri malom E/N. To je ionizačná zložka nestability. Jej tepelná zložka je vďaka faktu, že tlak plynu p sa rýchlo v malom

objeme a pri nie príliš rychlom zohrievaní vyrovnáva. Pri $p \sim NT = const$ sa viac nahriata strana ukazuje menej hustá a redukované pole E/N, určujúce ionizačnú frekvenciu, tu rastie.

Ako už bolo spomenuté, na čele rozvíjajúceho sa lídra vznikajú početné streamre, pozri obrázok 6.6. Bolo experimentálne ukázané, že frekvencia emisie streamrov presahuje $10^9 s^{-1}$ pri typickom prúde laboratórnej iskry 1 A. Streamre na hrote lídra sú navzájom tak blízko seba, že vytvárajú spojitý vodivý kanál polomeru r_{sum}. Prúd i_t tečie pozdĺž ako aj pozdĺž počiatočného kanála lídra. Vzhľadom na hrot je to vonkajší prúd, keďže je tvorený kombináciou odkrytých a premiestnených nábojov v objeme streamrovej zóny. Tento prúd je de facto nezávislý na vodivosti hrotu. Z pohľadu teórie eletrických obvodov sa správa ako prúdový zdroj pre hrot lídra (výkonový generátor s vnútorným odporom $\Omega \to \infty$). Bez ohľadu na to, čo sa deje na hrote lídra alebo v jeho krátkej čelnej časti, sa prúd nemení. Čo sa však mení je elektrické pole, lebo je závislé na vodivosti a polomere oblasti vyplnenej prúdom. Predpokladajme, že prúdová hustota s priemernou hodnotou $j = i_t(\pi r_{sum}^2)^{-1}$ narástla z nejakých dôvodov v tenkom prúdovom stĺpci $r_0 << r_{sum}$. Potom sa zvýši aj hustota uvoľnenej energie jE a teplota plynu T. Vďaka teplotnej rozťažnosti bude hustota plynu N menšia a E/N väčšie. Nakoľko je ionizačná frekvencia strmou funkciou redukovaného poľa, bude rásť rýchlejšie ako E/N. Takže aj elektrónová hustota n_e a vodivosť $\sigma = n_e/N$ bude rásť. Ako výsledok tohto dĺheho kauzálneho reťazca je ďalší nárast prúdovej hustoty $j = \sigma E$ v porušenej oblasti. Tento proces môže začať v ľubovoľnej časti reťazca. V každom prípade bude prúdová hustota v porušenej oblasti rásť nad všetky medze až kým sa v nej nenaakumuluje celý prúd i_t. V počiatočnej fáze vývoja nestability porušená prúdová hustota výrazne neprekračuje priemernú hodnotu. Ale ako sa prúd koncentruje vo vnútri malého prierezu πr_0^2, rýchlosť zohrievania prudko narastá. Nestabilita sa teraz vyvíja veľmi rýchlo nadobúdajúc explozívny ráz.



Obr. 6.6. Schéma šírenia lídra a streamrov na jeho čele.

Porušená oblasť však nemôže byť nekonečne tenká a to dáva limitu na rýchlosť vývoja nestability. Ide o to, že nerovnomernosti elektrónovej hustoty n_e sú rozptýlené difúziou, ktorá je pri vysokej hustote ambipolárna. Charakteristický difúzny čas nestabilít je $\tau_{amb} = r_0^2 / 4D_a$, kde $D_a = \mu_+ T_e$ je koeficient ambipolárnej difúzie (μ_+ je iónová pohyblivosť a T_e je teplota elektrónov vo voltoch). Ak difúzia nerovnomernosti zaberá menej času ako jej vývoj, t.j. τ_{amb} je menší ako životnosť nestability tak τ_{ins} , tak sú nerovnomernosti potlačené hneď pri ich vzniku. Škála τ_{ins} je charakteristický čas zhruba zdvojnásobenia teploty plynu v stĺpci porušenej plazmy

v porovnaní s počiatočnou teplotou T_0. Tento čas je $p_0 c_p T_0 / jE$, kde jE výkon uvoľňovania Joulovho tepla a c_p je merné teplo pri konštantnom tlaku (s uvážením teplotnej rozťažnosti). Naviac, čím vyššia rýchlosť rastu nestability, tým väčšia strmosť závislosti frekvencie ionizácie na redukovanom poli $E/N \sim ET$, t.j. na teplote plynu. Tento fakt prináša do teoretického vzorca faktor $\hat{\nu}_i \equiv d \ln \nu_i / d \ln(E/N)$, ktorý charakterizuje strmosť funkcie ν_i (E/N). To dáva nasledujúci vzťah

$$\tau_{ins} \approx \frac{\rho_0 c_p T_0}{\hat{\nu}_i jE} = \frac{\rho_0 c_p T_0 \sigma}{\hat{\nu}_i j^2}. \tag{6.26}$$

Streamre generované v čele lídra pokrývajú vzdialenosť niekoľkých metrov a potom sa zastavia. Tieto streamre sú slabé a ich šírenie je pomalé; ich rýchlosť je blízka spodnej limite $V_s \approx 10^5\ m/s$, čo znamená, že ich dĺžka života je $R/V_s \approx 10^{-5}\ s$. Táto doba je dostatočne dlhá na výrazný rozpad plazmy v streamroch. Jedine mladé streamre, ktorých doba života je približne rovná času zachytenia elektrónu $\tau_a \approx 10^{-7} s$, môžu zabezpečiť dobrú vodivosť. Dĺžka mladého streamra je $l_t \approx V_s \tau_a \approx 1\ cm$. Ukazuje sa, že hustý vejár takýchto vodičov je registrovaný na fotografiách ako jasná škvrna s polomerom rádovo 1 *cm* a je vo všeobecnosti považovaný za hrot lídra (leader tip). Táto úvaha je podporená faktom, že polomer lídra, šíriaceho sa cez vzduch prehriaty na 900 *K*, je $r_t \approx 10\ cm$. Skutočne sa rozpad plazmy vtedy spomaľuje a hodnoty τ_a a l_t narastajú. Teda nutnou podmienkou šírenia lídra je kontrakcia oblasti v hrote lídra na veľmi malý polomer. Jedine v tomto prípade môže novo sformovaná čelná oblasť nahradiť starú. Teda rýchlosť lídra môže byť spočítaná z nasledujúcich parametrov

$$V_L \sim r_t / \tau_{ins} \sim l_t / \tau_{ins} \sim \tau_a V_s / \tau_{ins}. \tag{6.27}$$

Pri absencii zachytenia elektrónov, alebo ak je jeho rýchlosť nízka, preberá úlohu τ_a iný proces rozpadu plazmy – rekombinácia. Tieto odhady dávajú rádovo správne rýchlosti lídrov v laboratóriach: pri $\tau_{ins} \sim 10^{-6}\ s$ a $l_t \sim 1\ cm$ dostávame $V_L \sim 10^4$ m/*s*.

Musíme však zdôrazniť, že tieto kvalitatívne a pravdepodobne aj otázne úvahy zatiaľ neboli overené presným a detailnejším štúdiom. Naším cieľom bolo len podať všeobecnú ideu šírenia dlhej iskry, a teda prvej zložky blesku.

Ukázali sme, že streamrova zóna hrá kľúčovú úlohy v procese lídra. A to že je vytváraná obálka priestorového náboja stabilizuje kanál lídra zabraňujúc rozšírovaniu ionizáciou, ktorá by ináč znemožnila nahrievanie plazmy.

Hrot dlhého lídra má veľmi veľký potenciál: $U_t \sim 1\ MV$ pri laboratórnych iskrách a $\sim 10\ MV$ a viac pri bleskoch. Streamre sú spojito vytvárané na hrote lídra, čo znamená, že pole na jeho povrchu prevyšuje ionizačné hraničné pole $E_i \approx 30$ kV/cm (za normálnych podmienok). Toto prevýšenie poľa nemôže byť veľmi veľké, ináč by bol tok streamrov veľmi intenzívny. Prebytočný náboj s rovnakým znamienkom ako U_t, pridaný do priestoru, by vytváral silnejšie opačné pole, ktoré by redukovalo E_t na hodnotu blízku E_i. Preto pole E_t veľmi neprevyšuje E_i a je rádovo rovnaké. Automatická stabilizácia poľa je prirodzená pri ľubovoľnom spojitom procese generácie náboja na elektróde, napr. aj pri stacionárnom korónovom výboji. Pri $E_t = E_{in} \approx 50$kV/cm a $r_t \approx 1$cm je náboj na hrote lídra, $q_t = 4\pi\varepsilon_0 r_t^2 E_t \approx 5\times10^{-8}$C schopný vytvoriť len malú časť ($E_t r_t = 50$kV) skutočného megavoltového potenciálu U_t. Hlavným zdrojom potenciálu je preto priestorový náboj streamrovej zóny. Avšak hodnota U_t je primárne určená vlastnosťami vonkajšieho prostredia vzhľadom na hrot. To je potenciál elektródy mínus pokles potenciálu podĺž kanála. Teda náboj Q_s a veľkosť streamrovej zóny *R*, ako aj parametre obálky sú práve také, že odpovedajú správnemu potenciálu U_t. Mechanizmus, ktorým si líder „vyberie“ hodnotu Q_s a *R*, súvisí priamo s vlastnosťami streamrov. V každom momente je v zóne prí-

tomných veľa streamrov. Z hrotu sú emitované s veľkou frekvenciou, v každom momente majú rôznu dĺžku a sú v rôznych štádiách vývoja. Ich náboje vypĺňajú priestor zóny. Každý jednotlivý streamer sa pohybuje v self-konzistentnom poli tvorenom celou kombináciou ostatných streamrov.

Existujú experimentálne aj teoretické dôvody veriť, že pole v streamrovej zóne, až na blízke okolie hrotu, je viac menej konštantné a blízke minimu, pri ktorom môžu streamre vznikať. Je to indikované meraniami rýchlosti streamrov, ktorá sa pozdĺž streamrovej zóny nemení. Experimenty ukazujú, že pokiaľ sa streamrova zóna nedotkne opačnej elektródy, streamre sa pohybujú pomaly približne limitnou rýchlosťou okolo 10^5 m/s. To je možné jedine v rovnomernom poli blízkom k $E_{0\min}$. Streamre sa môžu šíriť len na takú vzdialenosť R , pri ktorej stále existuje pole $E_{0\min}$ a zastavia sa v oblasti s $E < E_{0\min}$ .Predpokladajme pre jednoduchosť, že streamrova zóna je polguľa so stredom v hrote lídra. Táto polguľa prechádza valcový obal s rovnakým polomerom R s rádovo rovnakou hustotou priestorového náboja.

Tenký vodivý kanál lídra vedie pozdĺž osi valca až po stred polgule. Pri počítaní parametrov streamrovej zóny musíme brať do úvahy aj náboj obalu na konci lídra, ktorý tiež ovplyvňuje pole v zóne. To sa jednoducho urobí spojením polgule, simulovanej streamrovu zónu, s inou polguľou, ktorú myšlienkovo odpojíme od valcového obalu. Predpokladajme, že v takejto guli existuje rovnomerné radiálne pole $E = E_{0\min}$. Rovnomerné pole v sférickej geometrii odpovedá priestorovej hustote náboja $\rho = 2\varepsilon_0 E / r$. Ak je hrot lídra ďaleko od uzemnených elektród (alebo od Zeme), jeho potenciál je

$$U_t = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_0^R \frac{4\pi r^2 \rho \mathrm{d}r}{r} = 2ER. \tag{6.28}$$

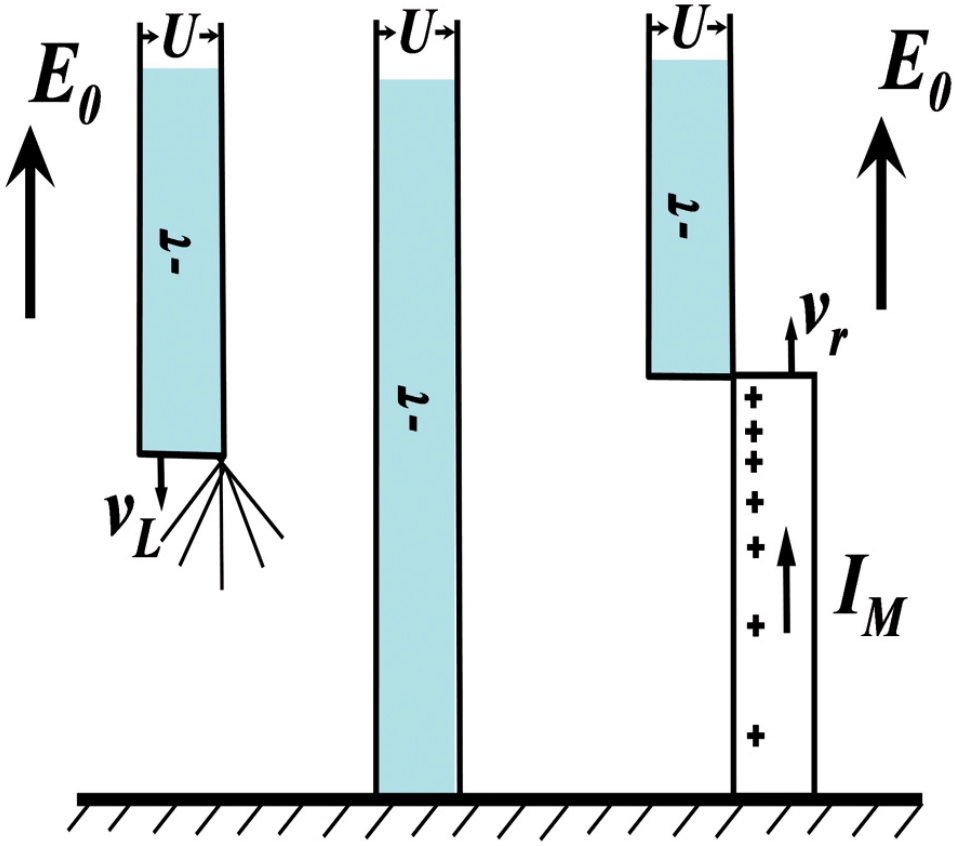
Náboj sféry Q a jej povrchový potenciál U_R sú

$$Q = \int_0^R 4\pi r^2 \rho \mathrm{d}r = 4\pi\varepsilon_0 R^2 E = 2\pi\varepsilon_0 R U_t$$
$$U_R = U_t - ER = U_t / 2. \tag{6.29}$$

Náboj na hrote lídra $q_t = Q\left(E_t / E\right)\left(r_t / R\right)^2 \sim 10^{-3} Q$ je ozaj zanedbateľný v porovnaní s nábojom streamrovej zóny. Jeho fyzikálna úloha je však veľmi dôležitá, lebo práve silné pole $E_t > E_t >> E_{cr}$ ním vytvorené blízko hrotu, je schopné generovania streamrov. Ako sa streamrova zóna približuje k opačnej (uzemnenej) elektróde, jej rozmer narastá, pretože hraničný potenciál U_R klesá pod vplyvom náboja opačnej polarity, ktorý sa indukuje na opačnej elektróde. V momente kontaktu streamrovej zóny s uzemnenou elektródou je $U_R = 0$ a dĺžka zóny $L_S = U_t / E$ je dvojnásobná v porovnaní s hodnotou R vo vzorci (6.28).

Return strok

Kontakt postupujúceho lídra so Zemou (alebo uzemnenou elektródou) vytvorí spätnú vlnu prúdu a napätia. Tá sa šíri hore (opačne ako šírenie lídra) pozdĺž lídra, pričom čiastočne neutralizuje a redistribuje náboj naakumulovaný počas vývoja lídra (pozri obr. 6.7.). Šírenie vlny je sprevádzané nárastom svetelnej intenzity kanála hlavne v čele vlny (pozri obr. 6.8.). V prípade blesku dosahuje intenzita v čele vlny svoje maximum v priebehu 3 – 4 μs. Ako vlna postupuje, jej rýchlosť a amplitúda rýchlo klesá, čo indikuje výrazný útlm. Merania (v prípade pozemských bleskov) ukazujú veľmi vysokú rýchlosť tejto spätnej prúdovo-napäťovej vlny. Minimálna meraná rýchlosť je okolo (1,5 – 2) × 10^7 m/s a maximum je o jeden rád výššie, dosahujúce 0,5 – 0,8 rýchlosti svetla.



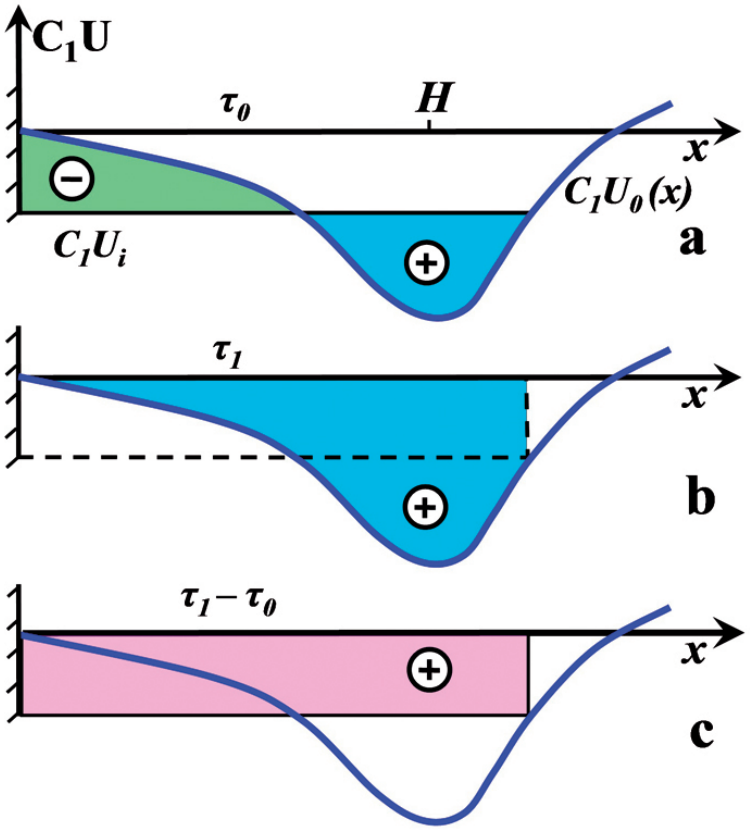
Obr. 6.7. Schéma šírenia return stroke-u po kontakte zostupujúceho lídra so Zemou (v moment $t = 0$). Líder nesie potenciál $U < 0$ a I_M je prúd return stroke-u.

Rýchlosť porovnateľná s rýchlosťou svetla neznamená v tomto prípade, že pracujeme s relativistickými časticami alebo čisto elektromagnetickými poruchami. Rýchlosť vlny je fázová rýchlosť procesu. Všetky merania ukazujú, že rýchlosť return stroke-u postupne klesá a že rýchlosť V_r klesá prudko v bodoch vetvenia pôvodného lídra. Tento fakt naznačuje určitú súvislosť medzi rýchlosťou return stroke-u a prúdom transportovaným vlnou. V bodoch vetvenia sa prúd delí medzi vetvy, takže rýchlosť sa stáva nižšou. Táto súvislosť je opísaná poloempirickým Lundholmovým vzťahom $V_r / c = (1 + 40 / I_M)^{-1/2}$, kde I_M je amplitúda prúdu v return stroke-u v *kA*.



Obr. 6.8. Return stroke je najvýkonnejšia časť elektrického výboja a je sprevádzaný prudkým nárastom svetelnej intenzity. Intenzita narastá od miesta dotyku lídra a Zeme a šíri sa proti smeru šírenia lídra, teda u bleskov smerom hore.

Pozrime sa bližšie na fyzikálne procesy, ktoré prebiehajú pri return stroke-u. Return stroke začína v momente, keď je priestor medzi elektródami uzavretý šíriacim sa lídrom. Po kontakte lídra a uzemnenej elektródy musí kanál lídra (uvažujme negatívny líder) nadobúdnuť nulový potenciál, kedže kapacita Zeme je „nekonečná“. Uzemnenie kanála nesúceho vysoký potenciál vedie k dramatickému preusporiadaniu náboja pozdĺž jeho dĺžky. Počiatočné rozloženie náboja, ktoré predchádza return stroke-u, bolo $\tau_0 = C_1\left[U_i - U_0(x)\right]$.



Obr. 6.9. Schématický opis nabíjania kanála blesku po kontakte lídra so zemou. Šrafovaná oblasť označuje náboj: (a) moment kontaktu lídra a zeme, (b) return stroke dosiahne opačný koniec kanála, (c) zmena náboja.

Tu a v ďalšom texte je potenciál transportovaný k Zemi, ktorý funguje ako východiskový potenciál pre return stroke, označovaný U_i. Uvažujeme, že je konštantný pozdĺž dĺžky lídra a pokles napätia naprieč kanálom ignorujeme ako nepodstatný parameter. Predpokladáme, že kanál je charakterizovaný lineárnou kapacitou C_1 , ktorá sa nemení pozdĺž jeho dĺžky alebo v čase počas return stroke-u. Potom, ako celý kanál získa nulový potenciál $U = 0$, lineárne rozloženie náboja bude rovné $\tau_1 = -C_1 U_0(x)$. Časť kanála, ktorá patrí negatívnemu lídru nielenže stratí svoj záporný náboj, ale získa kladný náboj $(U_0 < 0, \tau_0 < 0, \tau_1 > 0)$. Záporne nabitý kanál sa teda nielen vybije, ale sa nabije opačným nábojom (obr. 6.8). Zmena lineárnej (alebo aj dĺžkovej) hustoty náboja počas trvania return stroke-u je $\Delta\tau = \tau_1 - \tau_0 = -C_0 U_i$. Pri $U_i(x) = const$ je zmena hustoty náboja konštantná pozdĺž kanála a má takú hodnotu, akú by mal dĺhy vodič nabitý na napätie U_i po úplnom vybití (ak by $\tau_0 = C_1 U_i$ prešlo na $\tau_1 = 0$). Merania v prípade pozemských bleskov ukázali, že líder je vybíjaný veľmi veľkým prúdom. U záporných bleskov je prúdový impulz return stroke-u s amplitúdou 10 – 100 kA a trvá približne 50 – 100 mikrosekúnd. Krátky jasný hrot return stroke-u sa šíri rýchlosťou $v_r \approx (0.1 - 0.5)c$. Tento jav sa interpretuje ako šírenie výbíjacej vlny pozdĺž kanála. Táto vlna je charakterizovaná klesajúcim potenciálom a rastúcim prúdom. Vďaka intenzívnemu uvoľňovaniu energie je časť kanála blízko čela vlny, kde potencial klesá z hodnoty U_i , zohriata na vysokú teplotu (30 000 – 35 000 K). Kanál za čelom vlny chladne vďaka expanzii a radiačným stratám, čím sa stáva menej jasným. Return stroke ma veľa spoločného s vybíjaním obyčajného kovového vodiča vo forme dlhého vedenia. Vybíjanie vedenia má tiež vlnový charakter a preto bol tento proces braný ako približný model pre return stroke. Kanál je vybíjaný oveľa rýchlejšie ako bol nabíjaný počas svojho vývoja, keď sa rozširoval rýchlosťou lídra $v_L \approx (10^{-3} - 10^{-2})v_r$. Ale zmeny potenciálu a lineárnej hustoty náboja sú počas nabíjania aj vybíjania rádovo rovnaké: $\tau_0 \sim \Delta\tau$. Kanál je vybíjaný prúdom $I_M \approx \Delta\tau v_r$, ktorý je o faktor $v_r / v_L \approx 10^2 - 10^3$ vyšší ako prúd lídra $i_L \approx \tau_0 v_L \approx 100$ A. Lineárny odpor kanála (odpor na jednotku dĺžky) postupne narastá počas return-stroke-u. Tento nárast je vďaka zohrievaniu kanála vysokým prúdom. Vodivosť plazmy tým narastá a kanál expanduje, čím prierez vodiča zväčšuje. Z tohto pohľadu sa return stroke – výrazne odlišuje od vybíjania dlhého vedia, ktorého

merný odpor ostáva konštantný (ak sa zanedbáva skin efekt).

Rovnice popisujúce vybíjanie dlhého vedenia s možnosťou premenného merného odporu môžu byť riešené len numericky. Avšak charakter procesu a jeho základné fyzikálne charakteristiky môžu byť vysvetlené analýzou známeho analytického riešenia jednoduchšieho problému. Pri absencii priečneho úniku náboja vďaka nedokonalej izolácii je dlhé vedenie opísané rovnicami

$$-\frac{\partial U}{\partial x} = L_1 \frac{\partial i}{\partial t} + R_1 i, \qquad -\frac{\partial i}{\partial x} = C_1 \frac{\partial U}{\partial t}. \tag{6.30}$$

Uvažovaním indukčnosti zovšeobecňujú rovnice (6.16). Indukčnosť na jednotku dĺžky L_1 ako aj kapacitu C_1 môžeme považovať za konštantnú. Pre izolovaný vodič s polomerom r_c a dĺžkou $H >> r_c$ je

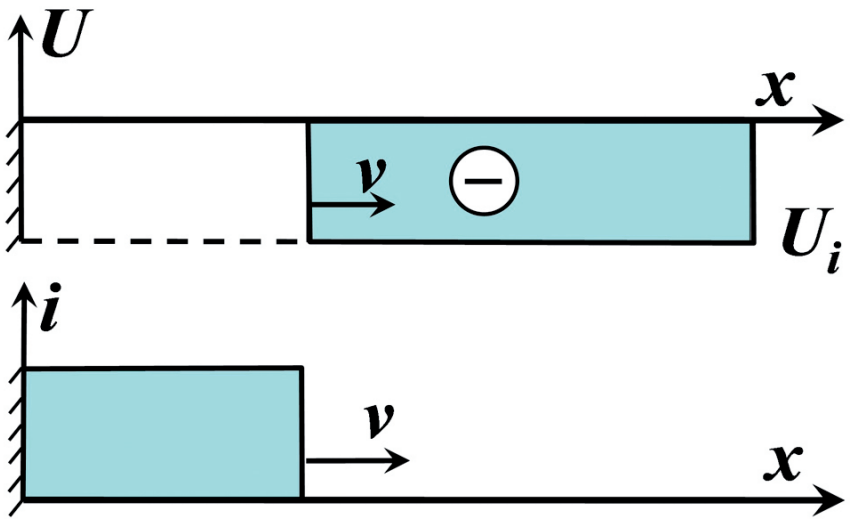
$$L_1 \approx \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{H}{r_c} = 0.2 \ln \frac{H}{r_c} \quad \mu\text{H/m}. \tag{6.31}$$

Pre dokonale vodivé vedenie s $R_1 = 0$ sú rovnice (6.30) zjednodušené na tvar dávajúci jednoduchú vlnovú rovnicu

$$-\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0, \qquad v = \left(L_1 C_1\right)^{-1/2}. \tag{6.32}$$

Ak je vodič nabitý na napätie U_1 a vyskratované (uzemnené) v jeho začiatku $x = 0$ a v momente $t = 0$, vodičom sa od bodu uzemnenia šíri rýchlosťou v obdĺžnikovitá vlna úplnej eliminácie napätia (z U_i na 0) a netlmená prúdová vlna rovnakého tvaru (obr. 6.10.).

$$i = -\frac{U_i}{Z}, \quad Z = \left(\frac{L_1}{C_1}\right)^{1/2}, \quad \Delta\tau = -C_1 U_i, \quad x \le vt. \tag{6.33}$$



Obr. 6.10. Rozloženie napätia a prúdu počas vybíjania dokonale vodivého vodiča vo forme dlhého vedenia.

Pokiaľ sa vlna šíri vodičom, detektor umiestnený na jeho počiatku by registroval jednosmerný prúd. Ak je napätie U_i malé a okolo vodiča nie je žiadna obálka nábojov, kapacita a indukčosť sú charakterizované rovnakým polomerom r_c v logaritmoch v (6.31) a (6.11).
V tomto prípade máme

$$v = \left(\mu_0 \varepsilon_0\right)^{-1/2} = c, \quad Z = \frac{\ln\left(H/r_c\right)}{2\pi}\left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\right)^{1/2} = 60 \ln \frac{H}{r_c}\ \Omega. \tag{6.34}$$

V neideálnom prípade s nenulovým odporom $R_1 = const$ sú analytické riešenia zložitejšie (Bazelyan a Raizer 2000). Odpor R_1 je v prípade lídra vysoký ale klesá o 2 – 3 rády v procese return stroke-u. V takom prípade sa vlna šíri rovnakou rýchlosťou ako v ideálnom vodiči bez strát, ale prúd v čele vlny postupne exponenciálne klesá, ako sa čelo vlny šíri ďalej:

$$i_f = -\frac{U_i}{Z} e^{-at} = v = -\frac{U_i}{Z} \exp\left(-\frac{R_1 x_f}{2Z}\right). \tag{6.35}$$

Útlm prúdu i_f je daný pomerom ohmického odporu vedenia za čelom vlny $R_1 x_f$ a vlnového odporu Z. Náboj v mieste dotyku lídra a elektródy (alebo blesku a zeme) rastie okamžite a v prvom momente je určený výlučne vlnovým odporom Z nezávisle na hodnote R_1: $i(x = 0, t = 0) = -U_1/Z$. Ako vlna postupuje pozdĺž lídra, tak odpor, ktorý musí prúd prekonať, začína postupne rásť, takže prúd v mieste uzemnenia klesá. Pri $at >> 1$, alebo pri $R_1 x_f/2Z >> 1$ je prúd v mieste uzemnenia

$$i(0,t) \approx \frac{U_i}{Z\left(2\pi at\right)^{1/2}} = \frac{U_i}{Z\left(\pi R_1 x_f / Z\right)^{1/2}}. \tag{6.36}$$

Tento prúd klesá oveľa pomalšie ako ten v čele vlny. Potenciál za čelom vlny prudko klesá na nulu vďaka pumpovaniu kladného náboja do kanála. Tento proces je sprevádzaný

uvoľnovaním Joulového tepla s lineárnym výkonom $i^2 R_1$ (na jednotku dĺžky). Dôsledkom sú nasledujúce procesy: zohrievanie kanála, radiálna expanzia plynu, šírenie rázovej vlny a redukcia odporu. Väčšina Joulového tepla je vyžarovaná vysoko zohriatým plynom v ultrafialovom spektre. Emisia z tejto časti spektra je okamžite absorbovaná priľahlým chladnejším plynom, čím sa pridáva novo zohriaty plyn k vodivému kanálu.

Amplitúda prúdu je dôležitým parametrom iskrového výboja (hlavne blesku), lebo väčšina rizík je priamo či nepriamo spojená práve s prúdom v return stroke-u. Prúdové impulzy generujú silné impulzné magnetické polia a práve tento princíp je základom merania prúdovej amplitúdy. V prípade merania pozemských bleskov sa využívajú magnetické detektory. Takýto detektor má tvar niekoľko centimetrov krátkeho drôtu, ktorý je vyrobený z magenticky tvrdej ocele. Drôt je pôvodne demagnetizovaný a uložený v známej vzdialenosti od uzemneného vodiča, o ktorom sa predpokladá, že cez neho potečie vysoký prúd (napr. hromozvod, prípadne vodič velmi vysokého napätia). Ak je vodič zasiahnutý bleskom a detektor je v dosahu magnetického pôsobenia prúdu, tak je detektor zmagnetizovaný. Potom sa meria remanentná magnetizácia ocele a prúd sa počíta riešením obrátenej úlohy. Výhodou tejto metódy je jej jednoduchosť a nízka cena. Väčšinou sa inštaluje viac detektorov kvôli dosiahnutiu potrebnej štatistiky. Táto metóda však nedokáže určiť nič iné iba amlitúdu prúdu.

Literatúra

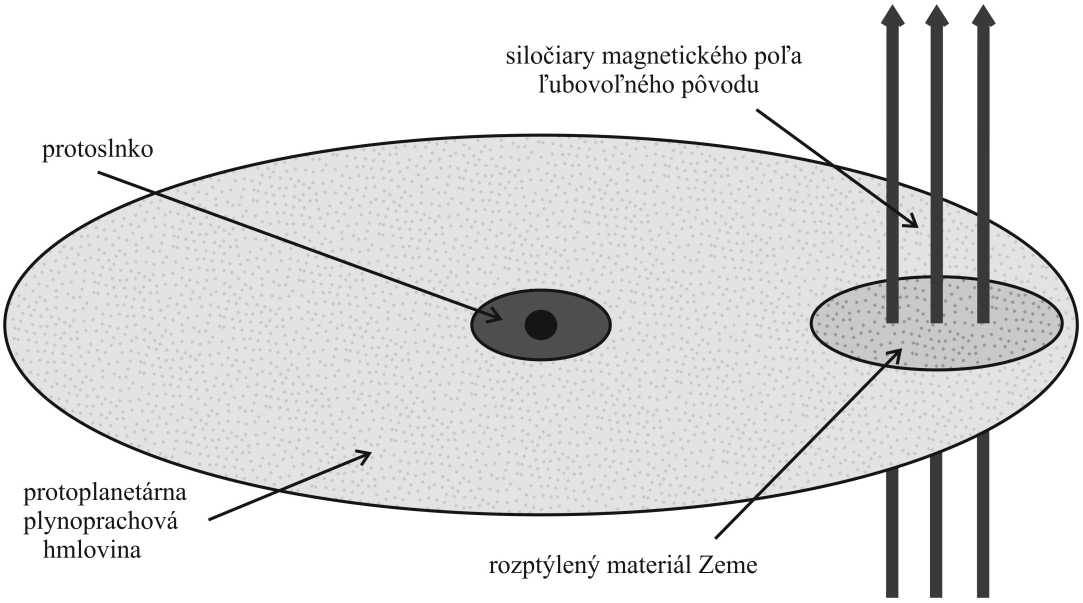
Eduard M. Bazelyan & Yuri P. Raizner: Lightning physics and lightning protection, IoP Publishing, Bristol and Philadelphia, 2000.

Jan Bednář: Pozoruhodné jevy v atmosféře, Academia, 1989.

S. G. Gibbard & E. H. Levy: On the Possibility of Lightning in the Protosolar Nebula, ICARUS **130**, 517–533, 1997.

7. Spúšťací mechanizmus tvorby planét – impulzné magnetické pole *(I. Túnyi)*

Ak na urýchlenie tvorby planét nestačí samotná gravitačná sila, môžeme sa pokúsiť pridať inú prirodzenú silu, ktorá je automaticky prítomná všade, kde máme pohybujúce sa elektricky nabité častice – elektromagnetickú, resp. magnetickú silu (obr. 7.1.).

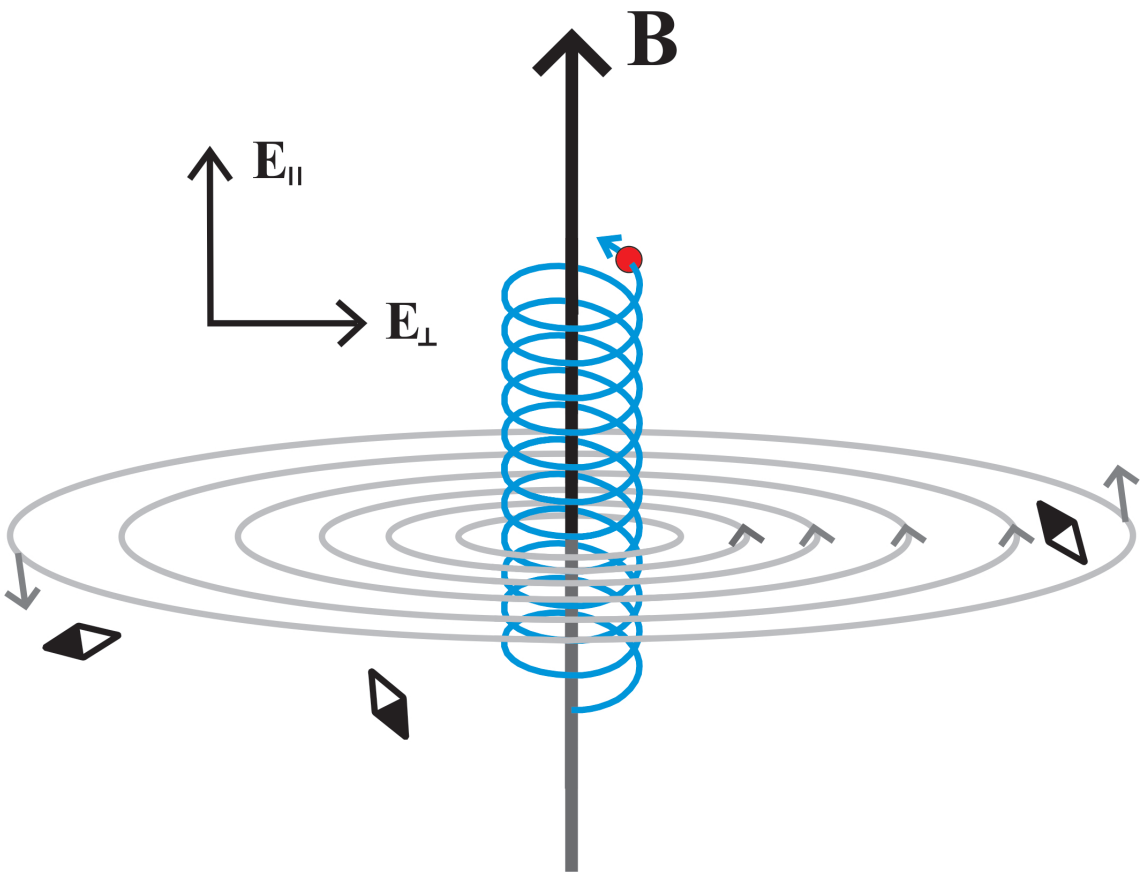


Obr. 7.1. Model tvorby Zeme akréciou. V plynoprachovej počiatočnej hmlovine sa tvorí z rozptýleného materiálu zárodok Zeme. Prítomné je aj magnetické pole rôzneho pôvodu.

To je nová myšlienka vyplývajúca z niekoľkých overených faktov:

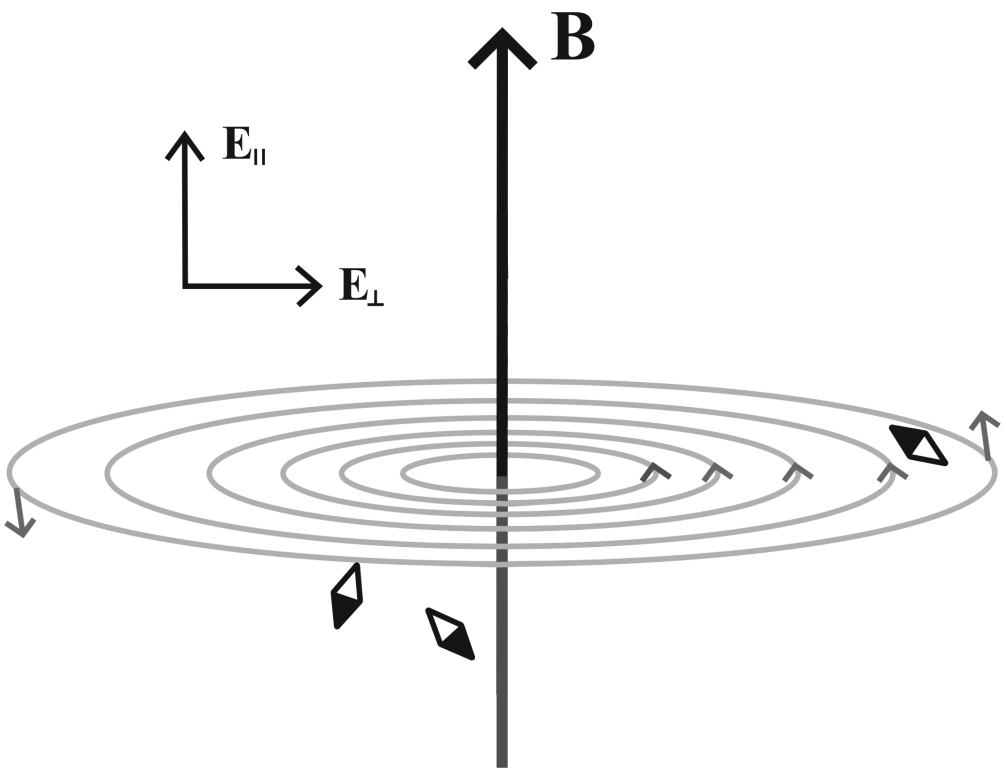
1. V galaxii, a teda aj v oblasti Slnečnej sústavy, existuje a existovalo galaktické medzigalaktické magnetické pole.
2. V protoplanetárnom disku bola počiatočná látka zložená z plazmy - iónov a voľných elektrónov (plynoprachová hmlovina vznikla ako dôsledok vzplanutia supernovy) ako aj fero magnetického materiálu – železa a niklu a tiež z nemagnetických kremičitanov a ďalších prvkov (obr. 7.1.).
3. V protoplanetárnych diskoch objavených okolo iných hviezd boli detekované elektrické výboje podobné pozemským bleskom Levy a Araki (1989), Morfill a ost. (1993) a Horányi a ost. (1995), ktoré svedčia o existencii krátkodobého - impulzného elektrického prúdu. Takýto prúd je zdrojom silného impulzného magnetického poľa, ktoré je schopné dočasne alebo aj trvalo namagnetovať častice nachádzajúce sa v blízkosti výbojového kanála (obr. 7.2.).
4. Sondy, putujúce Slnečnou sústavou (napr. Pioneer 11 alebo Voyager 1 a 2) detekovali spŕšky relativistických elektrónov (t.j. elektrónov letiacich rýchlosťou blízkou rýchlosti svetla). Takéto elektróny môžu takisto vytvárať impulzné magnetické pole (obr. 7.2.).
5. Prieskum najstarších meteoritov, tzv. chondritov, svedčí o namagnetovaní ich feromagnetických komponentov do nasýtenia. Na ich nasýtenie bolo potrebné pomerne silné magnetické pole. Chondrity vznikli pravdepodobne ešte v čase protoplanetárneho oblaku tak, že hmota, z ktorej sú zložené, bola roztavená a prudko schladená (tým, že chondrule chladli v beztiažovom prostredí, získali guľový tvar). Podmienky, kedy sa náhle zvýši teplota na úroveň tavenia a následné rýchle ochladenie za prítomnosti silného magnetického poľa, nastávajú len v blízkosti výbojového kanála elektrostatického výboja.

6. Stred Zeme je zložený z vnútorného tuhého jadierka a vonkajšieho tekutého jadra, zloženého zo železa a niklu. Okolo jadra sa nachádza ľahší silikátový plášť.
7. Zem samotná má svoje magnetické pole. Jeho vznik a pretrvávanie nie je doposiaľ presne objasnené.

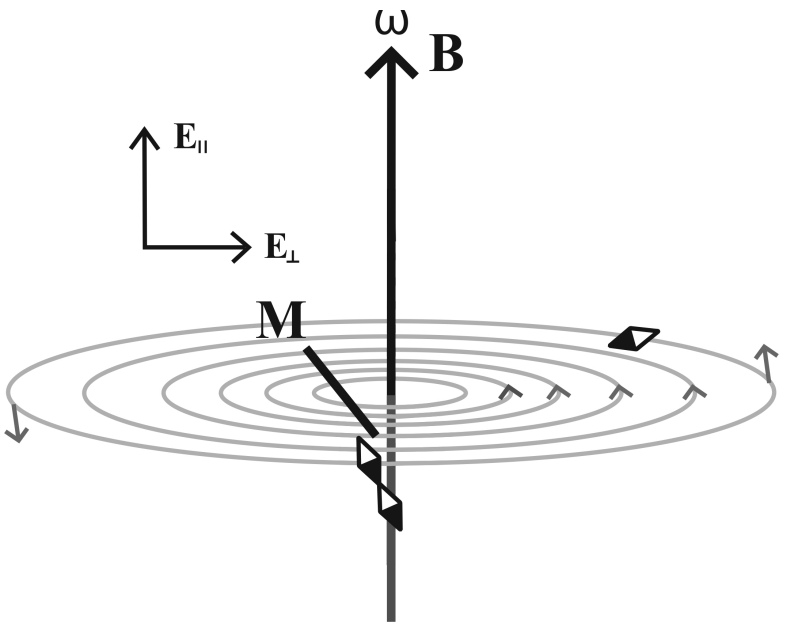


Obr. 7.2. Fyzikálny princíp impulzného magnetického poľa. Nabitá častica pohybujúca sa pozdĺž mg. siločiary (B) rotačným pohybom vytvára lineárny el. prúd. Ten generuje kruhové magnetické pole, ktoré magnetizuje feromagnetické planetezimály.

Plynoprachové častice vstupujúce do procesu akrécie mali rovnaké zloženie ako dnešné horniny Zeme. Časť z nich pozostávala z ťažkého kovového, feromagnetického či paramagnetického materiálu a časť z ľahkých diamagnetických silikátov. Silný elektrický prúd výboja generoval silné magnetické pole a to namagnetovalo do nasýtenia okolité feromagnetické planetezimály. Tie boli priťahované k osi elektrického prúdu, ale kým tam prileteli, výboj zanikol a častice sa vplyvom magnetickej sily zhlukovali. Vzniknutá konkrécia si pritom zachovala magnetický moment a získala rotáciu ako dôsledok zachovania momentu hybnosti pôvodných častíc (obr. 7.3.-7.5.).



Obr. 7.3. Priťahovanie namagnetovaných častíc.

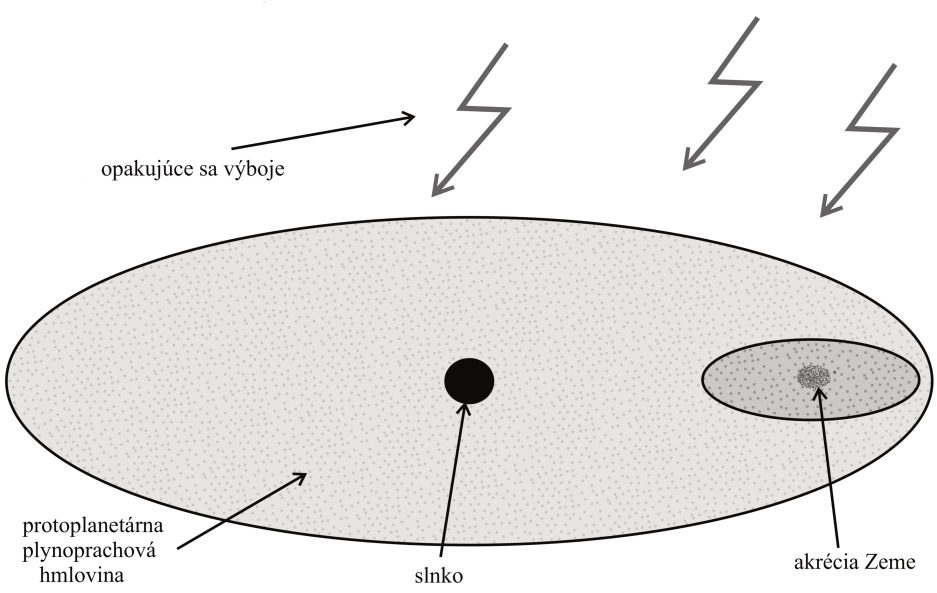


Obr. 7.4. Spojenie namagnetovaných častíc.

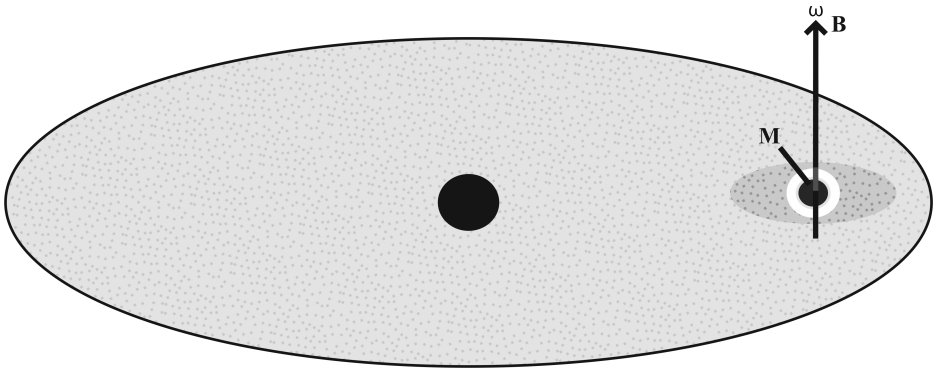


Obr. 7.5. Zachovanie magnetického momentu po doznení výboja a získanie rotácie spojených častíc ako dôsledok zachovania ich momentov hybnosti.

Popísaný dej je pokladaný za prvotný impulz k tvorbe planetárnych embrií. Všetky častice, aj pôvodné aj tie magneticky spojené, sa v protoplanetárnom oblaku pohybujú. Aby bol zachovaný celkový moment hybnosti, novovzniknutá planetezimála sa dostáva do rotácie. Tak vzniká zárodok budúceho jadra Zeme. Proces impulznej akrécie sa môže zopakovať niekoľkokrát po sebe, pričom sa po každom raze protojadro zväčší (obr. 7.6.). Do takéhoto procesu vstupujú len feromagnetické, prípadne paramagnetické častice. Nemagnetických silikátových častíc sa impulzné magnetické pole prakticky nedotkne. Keď je železné protojadro dostatočne hmotné, nastáva čas pre jeho gravitačné prejavy - ľahšie, silikátové, planetezimály začnú naň padať. Vzniká silikátový plášť (obr. 7.7.).



Obr. 7.6. Zväčšovanie jadra viacnásobným výbojom.



Obr. 7.7. Tvorba silikátového plášťa.

Uvedený model (Túnyi a ost. 2001, 2002, 2003) zdôvodňuje existenciu dvoch najcharakteristickejších čŕt planéty Zem. Jednou je rozdelenie jej vnútra na ťažké metalické jadro a ľahší silikátový plášť (viď bod č. 6) a druhou existencia geomagnetického poľa (viď bod č.7). V súčasnosti je jeho zdrojom pravdepodobne mechanizmus elektrických prúdov v jadre Zeme, avšak zárodočné magnetické pole bolo podľa popísanej teórie dané magnetizáciou feromagnetických a paramagnetických planetezimál impulzným magnetickým poľom.

Literatúra

Horanyi, M., Robertson, S., Walch, B., 1995: Electrostatic Charging Pro-perties of Simulated Lunar Dust. Geophys. Res. Lett. 22, 2079-2082.

Levy, E.H., Araki, S., 1989: Magnetic Reconnection Flares in the Proto-planetary Nebula and the Possible Origin of Meteorite Chondrules. Icarus, 81, 74-91.

Morfill, G., Spruit, H., Levy, E.H., 1993: Physical Processes and Conditions Associated with the Formation of Protoplanetary Discs. In: Levy, E.H., Lunine, J.I. (eds), Protostars and Planets III. The University of Arizona Press, Tuscon, 939-978.

Tunyi, I., Timko, M., Roth, L.E., 2001: Shock Magnetic Fields and Origin of the Earth, Lunar and Planet. Soc. Conf. 32, 1119-1120.

Tunyi, I., Guba, P., Roth, L.E., Timko, M., 2002: Impulse Magnetic Fileds Generated by Electrostatic Discharges in Protoplanetary Nebulae, Lunar and Planet. Soc. Conf. 33, 1074-1075.

Tunyi, I., Guba, P., Roth, L.E., Timko, M., 2003: Electric Discharges in the Protoplanetary Nebula as a Source of Impulse Magnetic Field to Promote Dust Aggregation. Earth, Moon and Planets 93, 65-74.

8. Laboratórne experimenty
(A. Bočík)

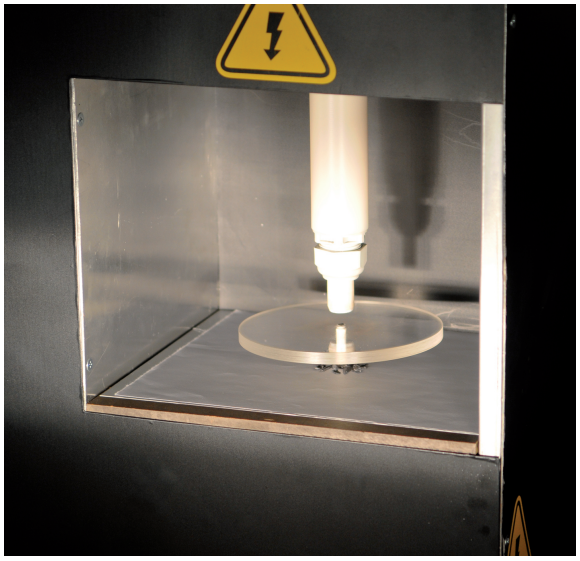


Obr. 8.1. Laboratórium impulzných magnetických polí.

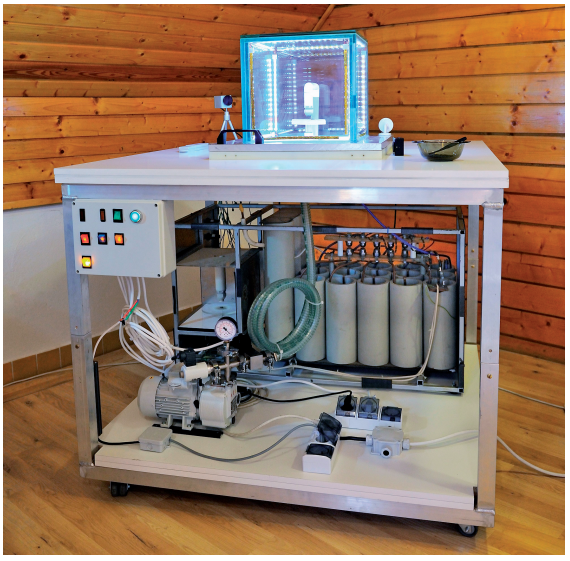
PRÍSTROJOVÉ VYBAVENIE

Základným vybavením laboratória je GIMP (generátor impulzného magnetického poľa, (obr. 8.1.) momentálne v tretej verzii. Základom pôvodných dvoch GIMP-ov bol Marxov generátor. Je to zariadenie generujúce impulzy veľmi vysokého napätia s obrovským prúdom (obr. 8.2. a 8.3.). Roku 1924 ho vynašiel Erwin Marx. Skladá sa z veľkého množstva kondenzátorov, ktoré sa nabíjajú paralelne a vybíjajú sériovo. Po pripojení napájacieho napätia sa kondenzátory nabíjajú až do chvíle, než dôjde k preskoku v najnižšom iskrišti. Tým sa zvýši

napätie na ďalšom iskrišti, ktoré sa tiež zapáli a tak ďalej, až sa zapáli posledné. Tým sa kondenzátory spoja do série a na výstupe sa objaví impulz VVN. Ako napájací zdroj boli použité v sérii dva MOT transformátory s napätím 5,6 kV / 1.200 W. Viac ako tri desiatky kondenzátorov 3000 μF/ 10.000 kV v sériovo–paralelnom zapojení dávalo impulz 35 kV a 35 kA. Dĺžka impulzu bola niekde medzi 250-500 ns. Zariadenie GIMP v1.0 bolo prevádzkované v aktívnom nasadení asi 8 mesiacov. V tejto verzii zapojenia prebehla základná séria pokusov potvrdzujúca teoretické predpoklady danej teórie.



Obr. 8.2. Generátor impulzných magnetických poli verzia 1.



Obr. 8.3. Generátor IMP verzia 2.

Avšak veľkosť vzoriek si vyžadovala zvýšiť výkon zariadenia. Vzhľadom na uvedené potreby bolo zariadenie elektrotechnicky a konštrukčne upravené aby dávalo impulz 45 kV a 50 kA (Obr. 8.3.). GIMP verzie 2.0 bol neskôr doplnený o vákuovú komoru. Technologickým problémom bola samotná komora (Obr. 8.4.), ktorá kôli filmovaniu a fotografovaniu musela ostať priehľadná, takže nakoniec bolo použité dvojvrstvové vystužené bezpečnostné sklo s hrúbkou 27 mm v tvare

kocky. Obe verzie GIMPu boli riadené jednoduchým logickým obvodom, ktorý riadil nabíjanie kaskády, vybíjanie impulzu a odpájanie MOT transformátorov.

Pretože vo vákuu pri nabíjaní kaskády vznikal korónový efekt (výboj) medzi elektródami, čo znižovalo energiu impulzu a zároveň extrémne zaťažovalo súčiastky GIMPu, muselo sa pristúpiť k jeho tretej a aktuálne finálnej verzii (Obr. 8.5.). Zariadenie predstavuje po bezpečnostnej stránke úplne nové konštrukčné riešenie, pribudol riadiaci systém, ktorý ma plnú kontrolu nad akýmkoľvek krokom zariadenia a dokáže ho cez chladenú odporovú kaskádu bezpečne vybiť, aby sa zabránilo stratám vo vákuu. Zariadenie bolo prekonfigurované na nabíjacie napätie od 5.000 do 7.500 V v kroku po 100 V a s výsledným prúdom v impulze cca od 250.000 A do 400.000 A, čo dáva možnosť robiť pokusy ako v riadenom vákuu tak aj v bežnej atmosfére.



Obr. 8.4. Vákuová komora.

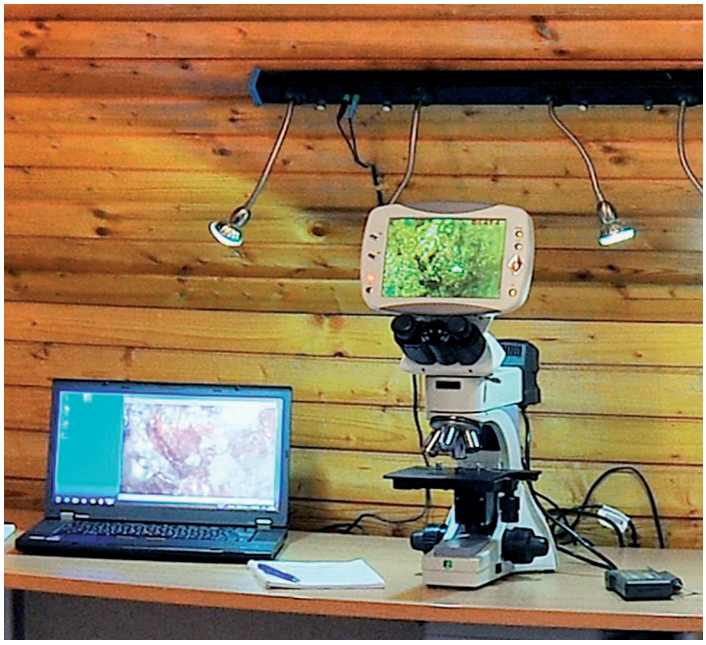


Obr. 8.5. Tretia finálna verzia Generátoru impulzného magnetického poľa.

Ako záznamová technika bola v čase pokusov použitá DSLR kamera Nikon D3X a D300s so škálou objektívov Nikkor a rýchlobežná kamera Casio F1A s kadenciou 1.200 snímok za sekundu. Výhodou kamery bolo, že snímky bolo možné uložiť v režime single frame, pre neskoršiu analýzu vektoru pohybu jednotlivých častíc v obraze.

Merania a analýzy pokusov prebiehali s využitím výpočtovej techniky a zariadení uvedených v nasledujúcej tabuľke, ukážky vybraných zariadení sú na obrázkoch 8.6. až 8.11.

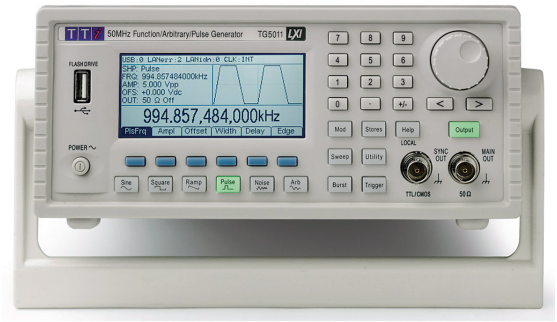
Prístroj	Popis
Photodetector, Si, 400 - 1000 nm, metric	kremíkový lavínový detektor žiarenia so sieťovým adaptérom, šírka pásma min. do 48 Mhz, 410 – 980 nm
Photodetector, InGaAs, 900 - 1700 nm, metric	indium-galium-arzén lavínový detektor žiarenia so sieťovým adaptérom, šírka pásma do 48 Mhz, 920 – 1680 nm
Power supply with Ethernet controller	laboratórny js zdroj, min. 68V, min. 22A, ethernet rozhranie, zdroj je možné riadiť dodaným generátorom
EMV Near-Field Probe Set up to 1GHz	sada sond na meranie elektrického, magnetického a elektromagnetického poľa a vysokoimpedančná sonda do 950MHz
Thermal imager 120Hz	Termálna kamera 120 snímok/sec
50MHz Function/Pulse/Arbitary Generator	Generátor impulzov
PicoScope 5204 250MHz, 1GS/s	Osciloskopy
Positional Current/Field Probe	magnetická sonda na meranie priebehu prúdu v otvorenom magnetickom obvode,
Horninový Mikroskop s 5 Mpx kamerou	1500 násobné zväčšenie



Obr. 8.6. Mikroskop s kamerou.



Obr. 8.7. Termokamera kamera µEpsilon.



Obr. 8.8. Generátor impulzov.



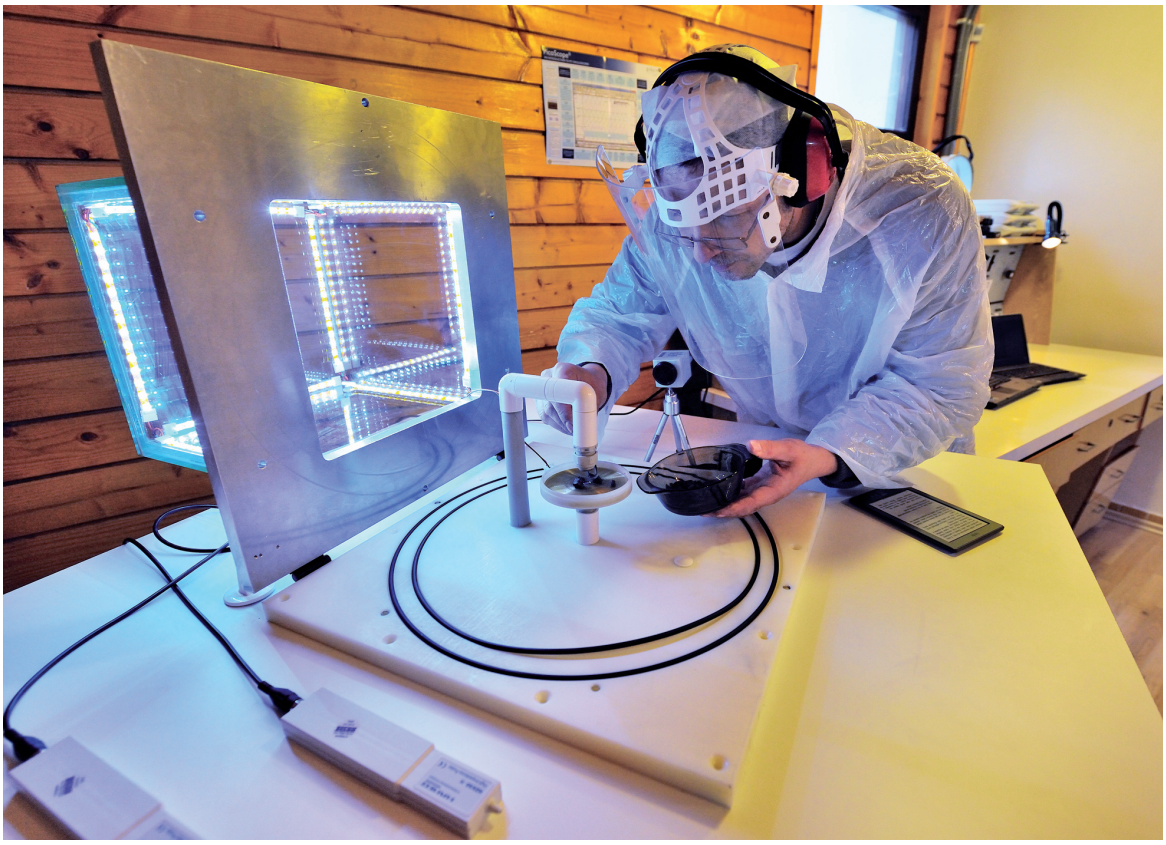
Obr. 8.9. Laboratórny zdroj jednosmerného prúdu.



Obr. 8.10. Osciloskop.



Obr. 8.11. Lavínový detektor žiarenia.



Obr. 8.12. Manipulácia z horninovými vzorkami vo vákuovej komore.



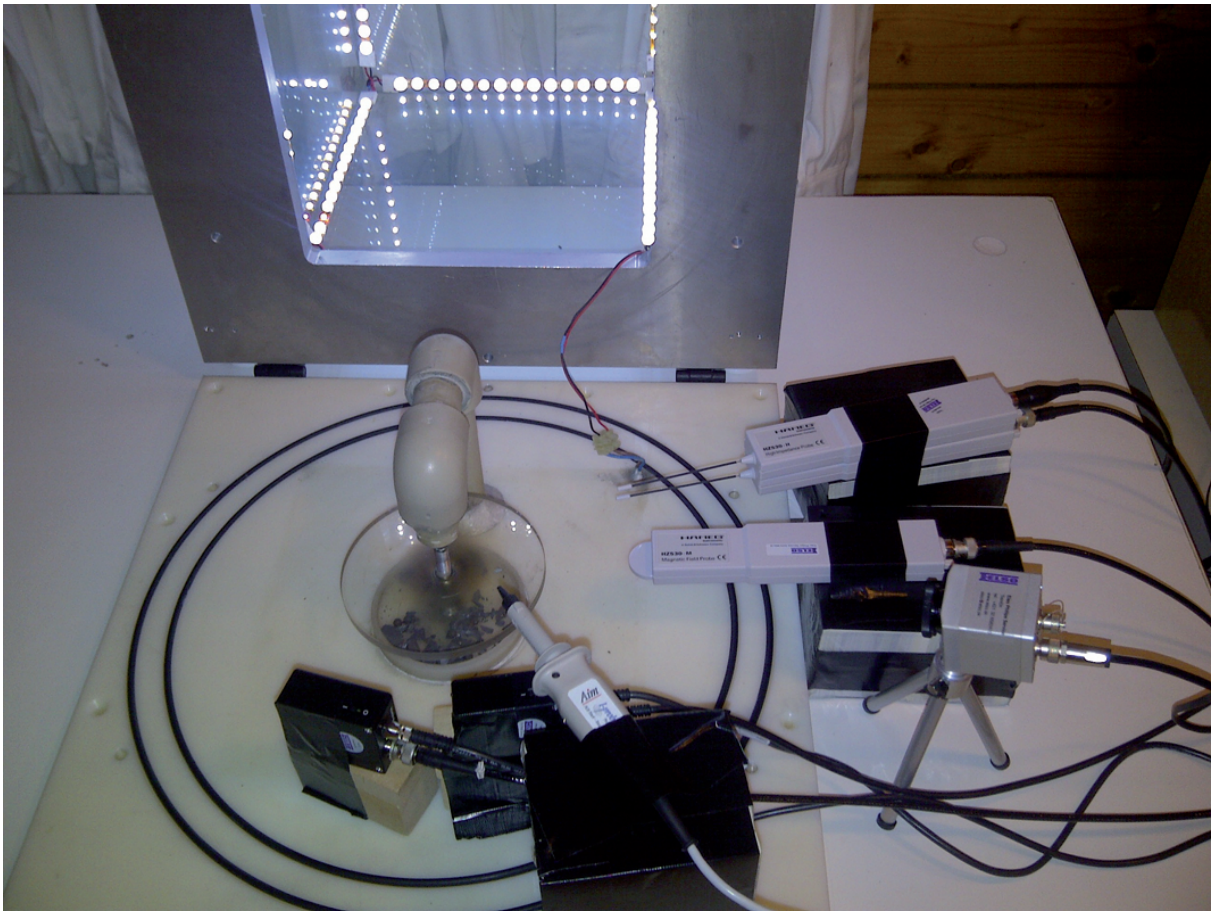
Obr. 8.13. Mikroskopia horninových vzoriek po experimentoch.



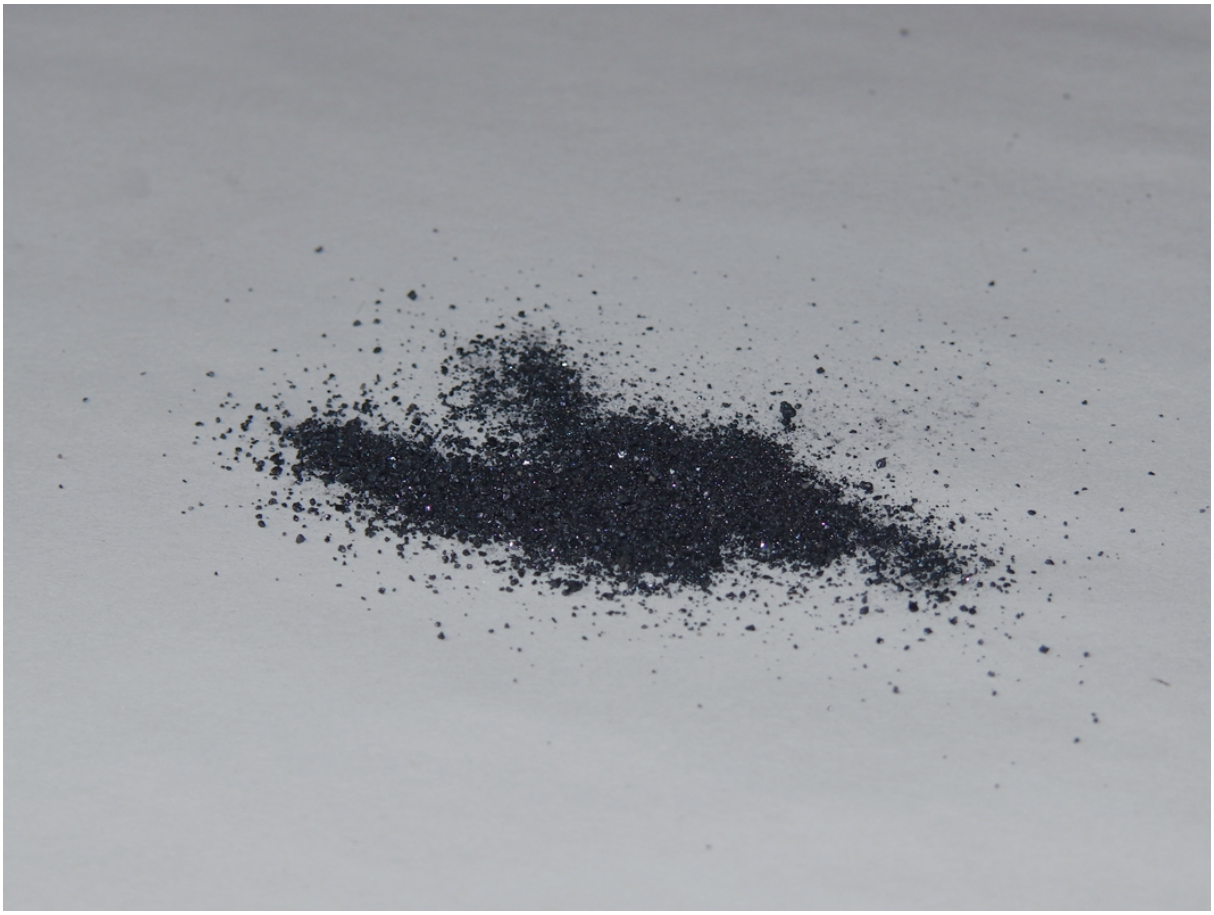
Obr. 8.14. Experimenty na GIMP za účasti zahraničného profesora L.E. Rotha.



Obr. 8.15. Laboratórium IMP Modra-Piesok.



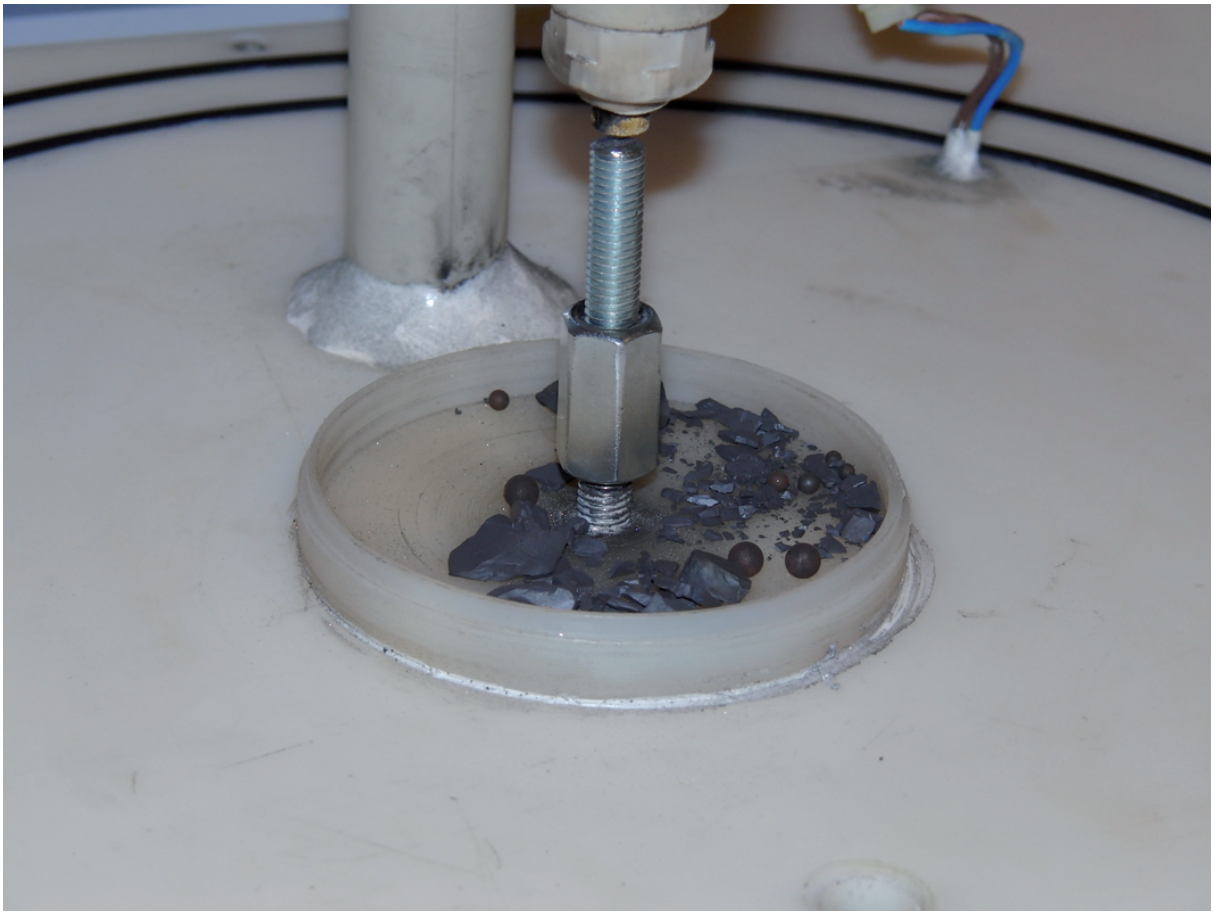
Obr. 8.16. Meranie fyzikálnych veličín počas experimentu v normálnej atmosfére.



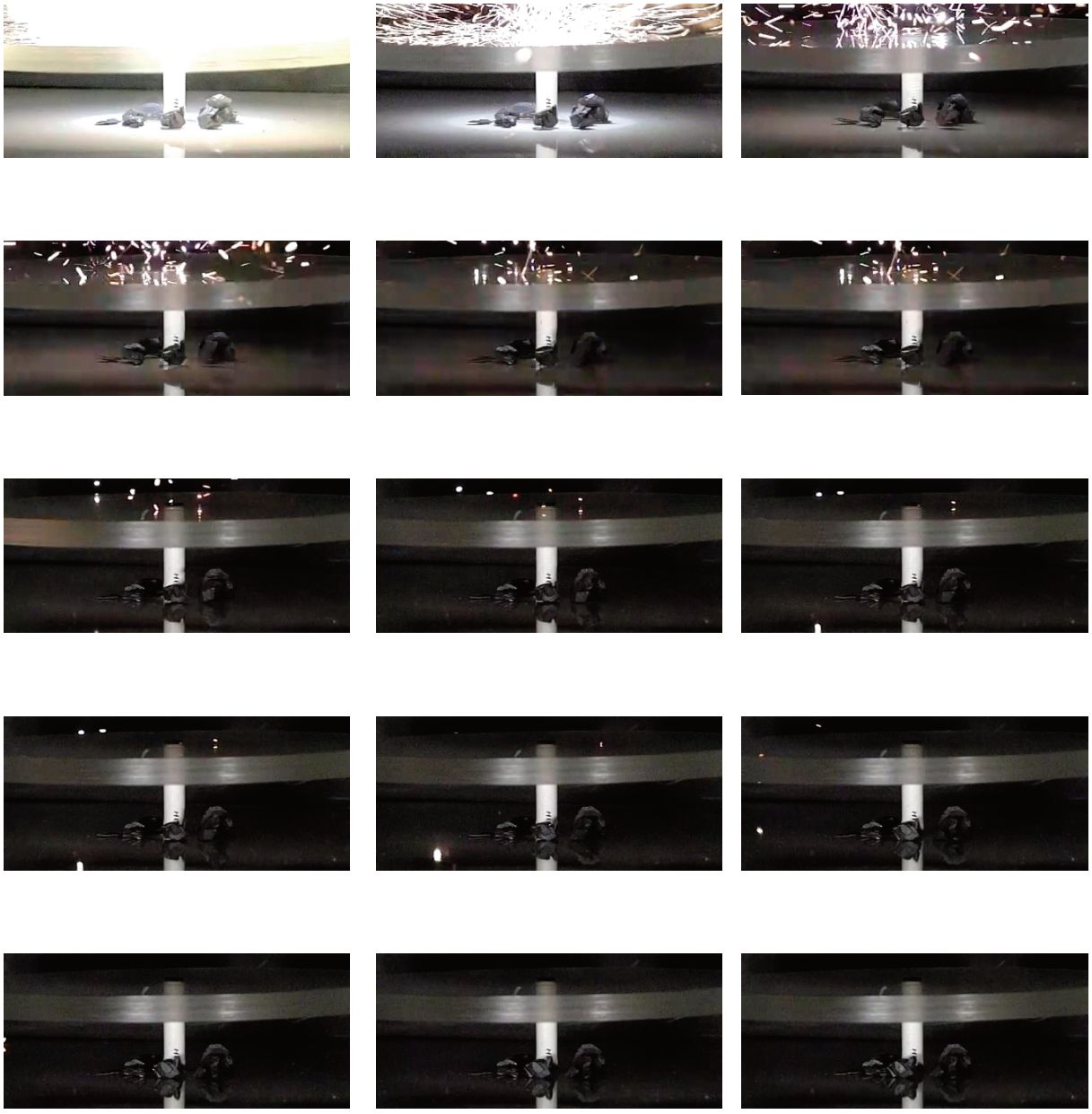
Obr. 8.17. Demagnetizovaný ferit pred experimentom.



Obr. 8.18. Ukážka zmagnetizovania feritoých častíc po experimente, zreteľné tvoria zmagnetizované segmenty.



Obr. 8.19. Test saturovania feromagnetického materiálu magnetickým poľom, bez priameho zásahu výbojom.

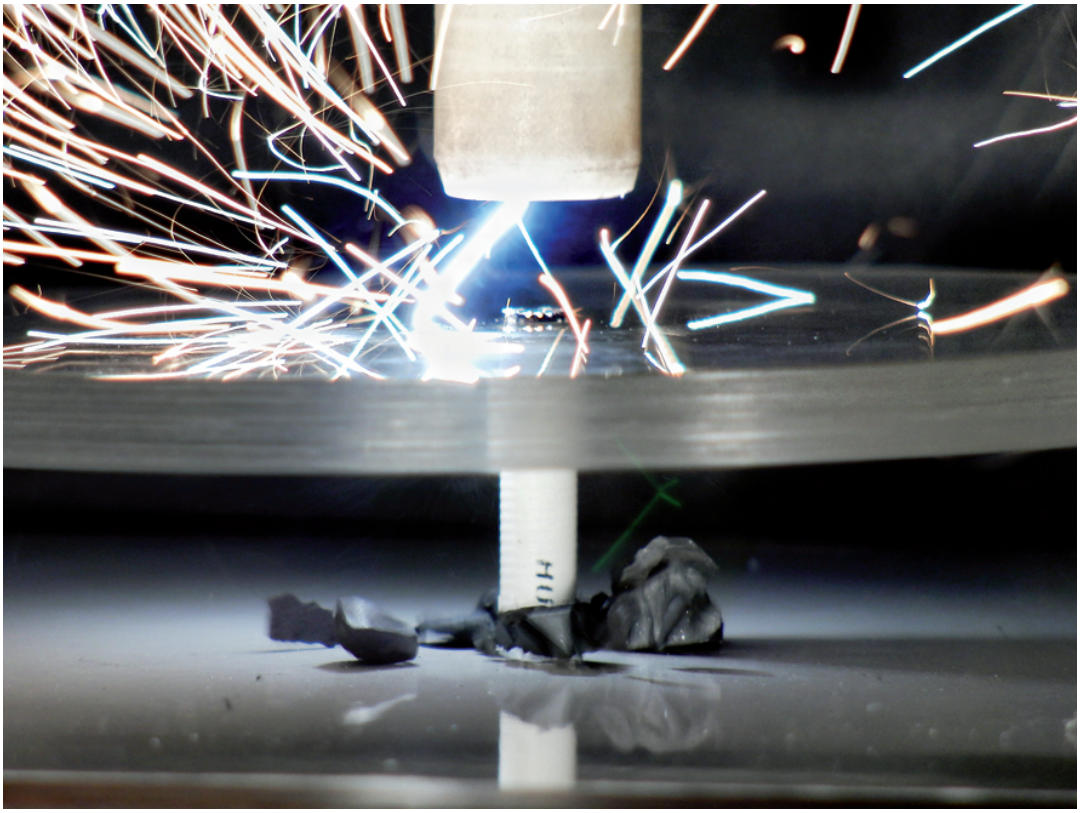


Obr. 8.20. Ukážka rozfázovanej sekvencie z pokusu – obrázok po obrázku.

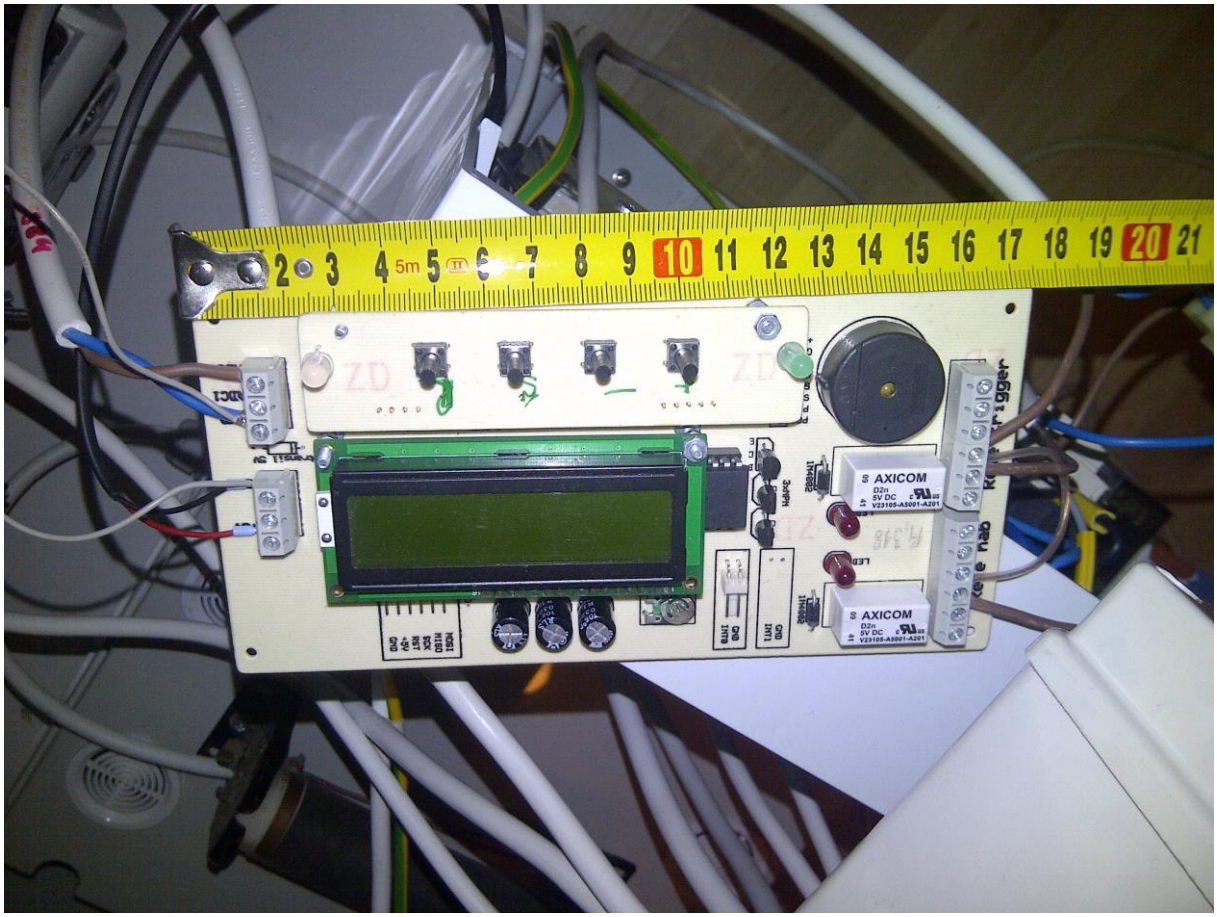
LABORATÓRNE TESTY

Súbor laboratórnych testov pozostával z meraní a následných analýz vzoriek:

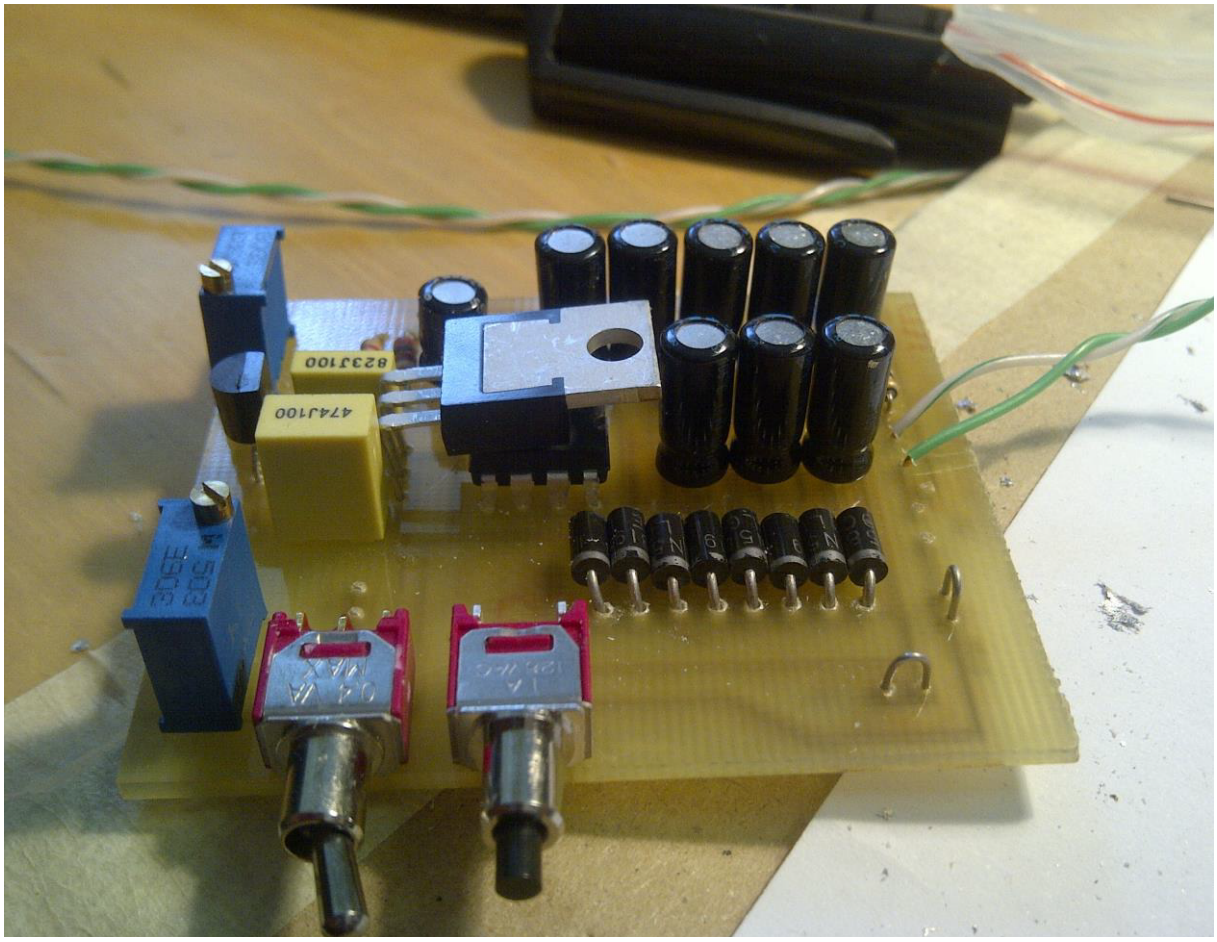
A. Meranie a analýza vzoriek meranie anizotropie magnetickej susceptibility
B. Meranie magnetickej polarizácie vzoriek
C. Spektroskopické a rádiometrické analýzy prirodzených horninových aj umelých vzoriek
D. Mechanochemické a termomagnetické analýzy hornín namagnetovaných atmosférickým bleskom
E. Fotomikroskopia vzoriek a po nameraní statického náboja vzoriek vo vákuovej komore



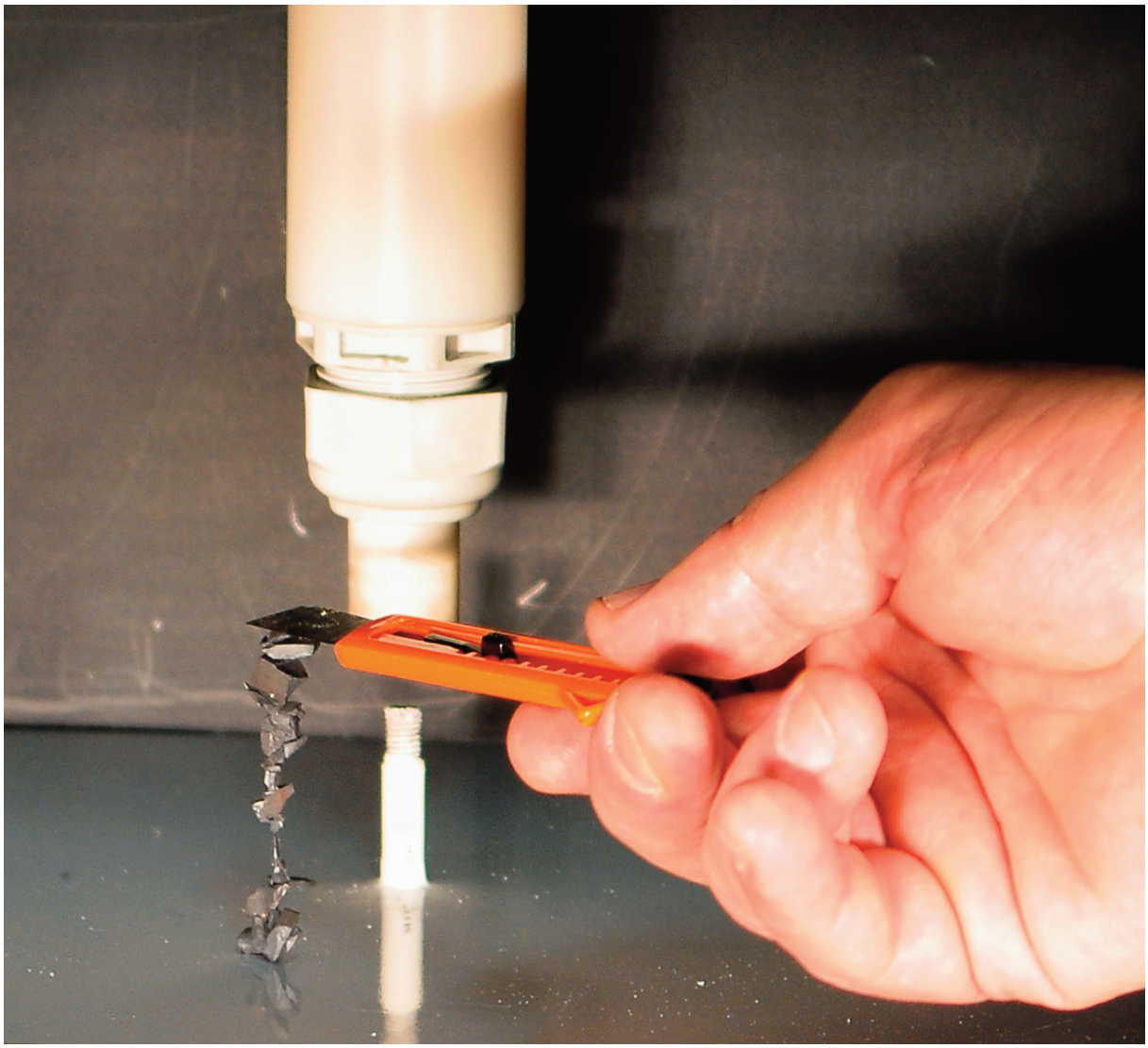
Obr. 8.21. Výboj zachytený rýchlobežnou kamerou.



Obr. 8.22. Mikroprocesorový riadiaci systém generátora IMP verzia 3.



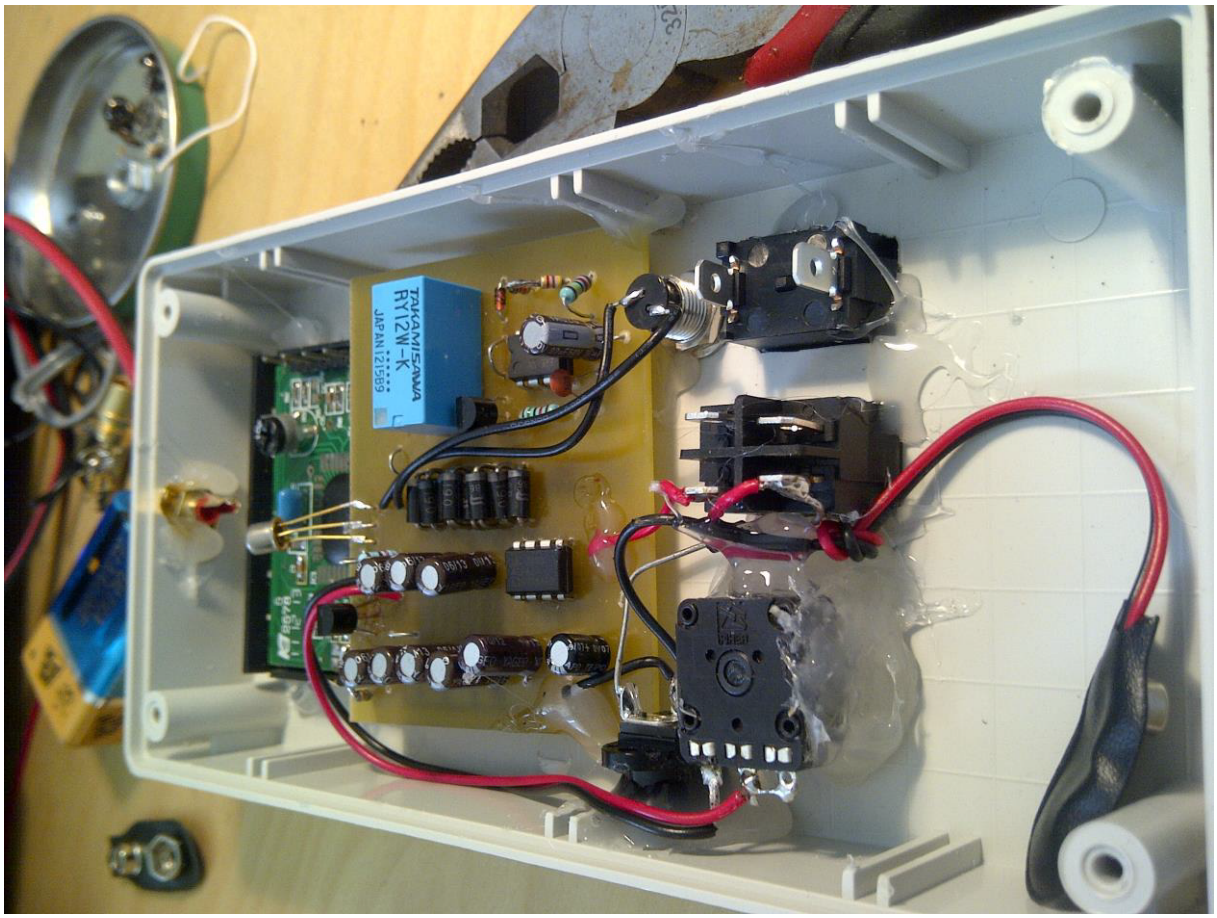
Obr. 8.23. Riadiaca elektronika generátora IMP.



Obr. 8.24. Ukážka nasýtenia feromagnetického materiálu po pokuse na generátore impulzného magnetického pola verzia 1.



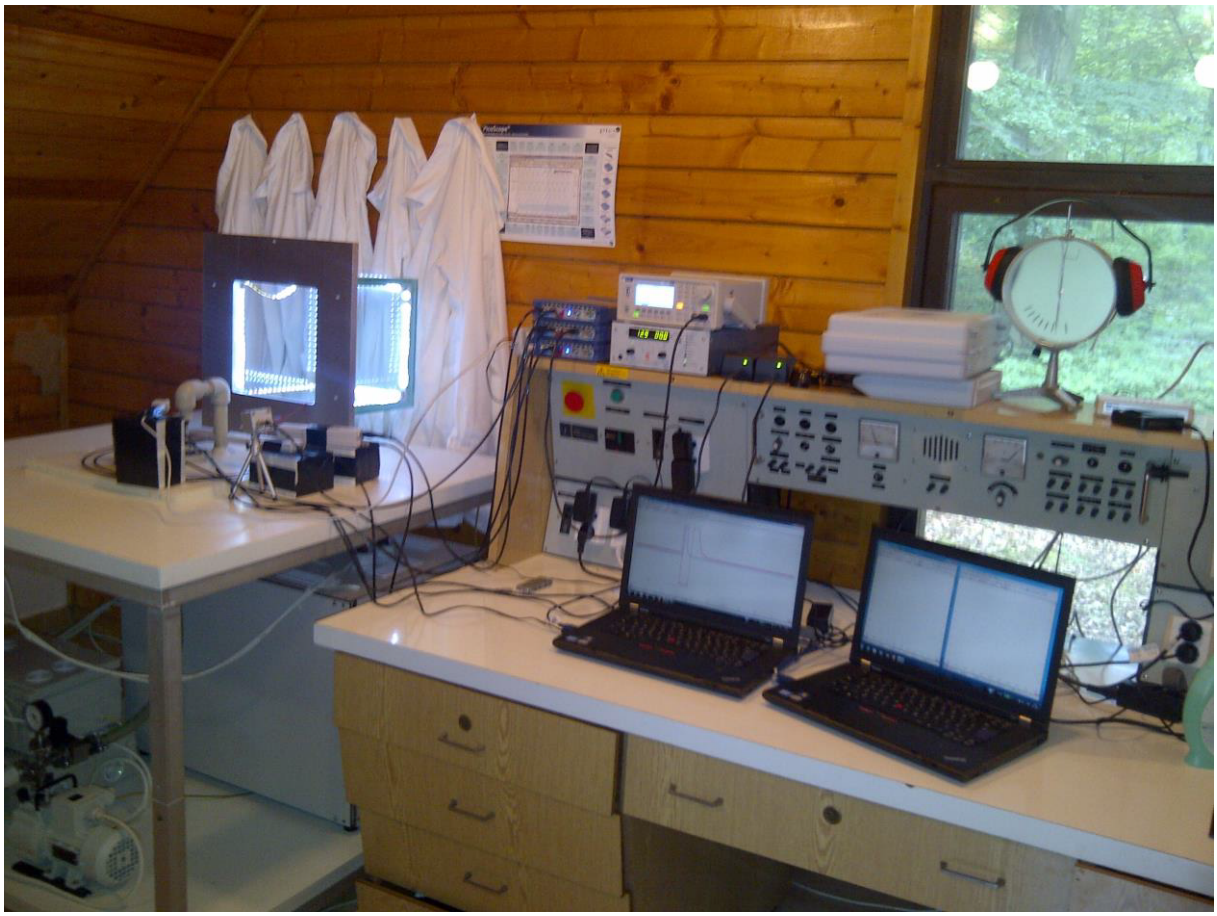
Obr. 8.25. Posledná etapa rekonštrukcie generátora IMP na verziu 3.



Obr. 8.26. a Riadiaca elektronika generátora IMP.



Obr. 8.26. b Pôvodne iskrište na generátore IMP verzia 1.



Obr. 8.27. Zapájenie a testovanie aparatúr zaznamenávajúcich vizuálne efekty a fyzikálne parametre experimentálnych aktivít.



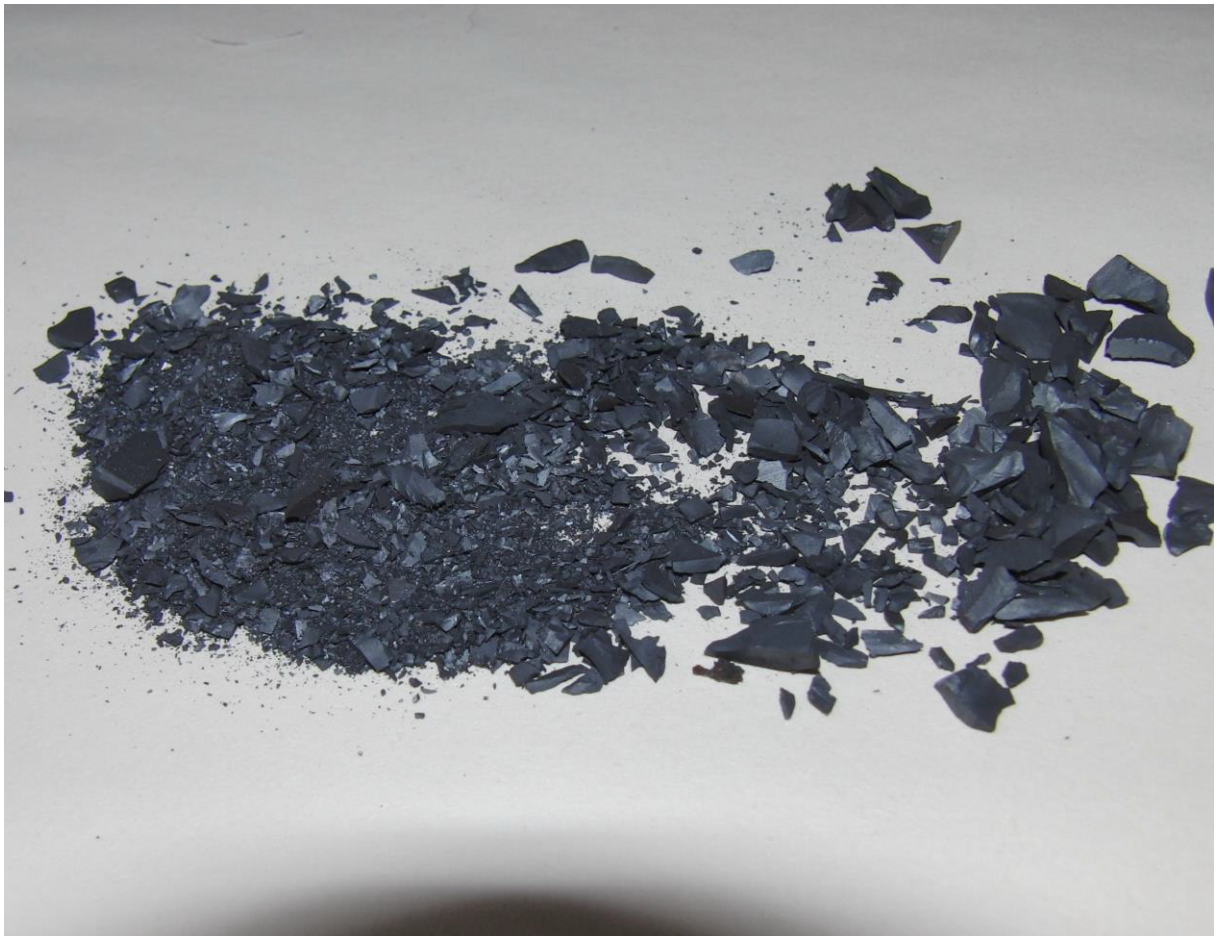
Obr. 8.28. Z prípravy vzoriek rôzneho zloženia a rôznej zrnitosti.



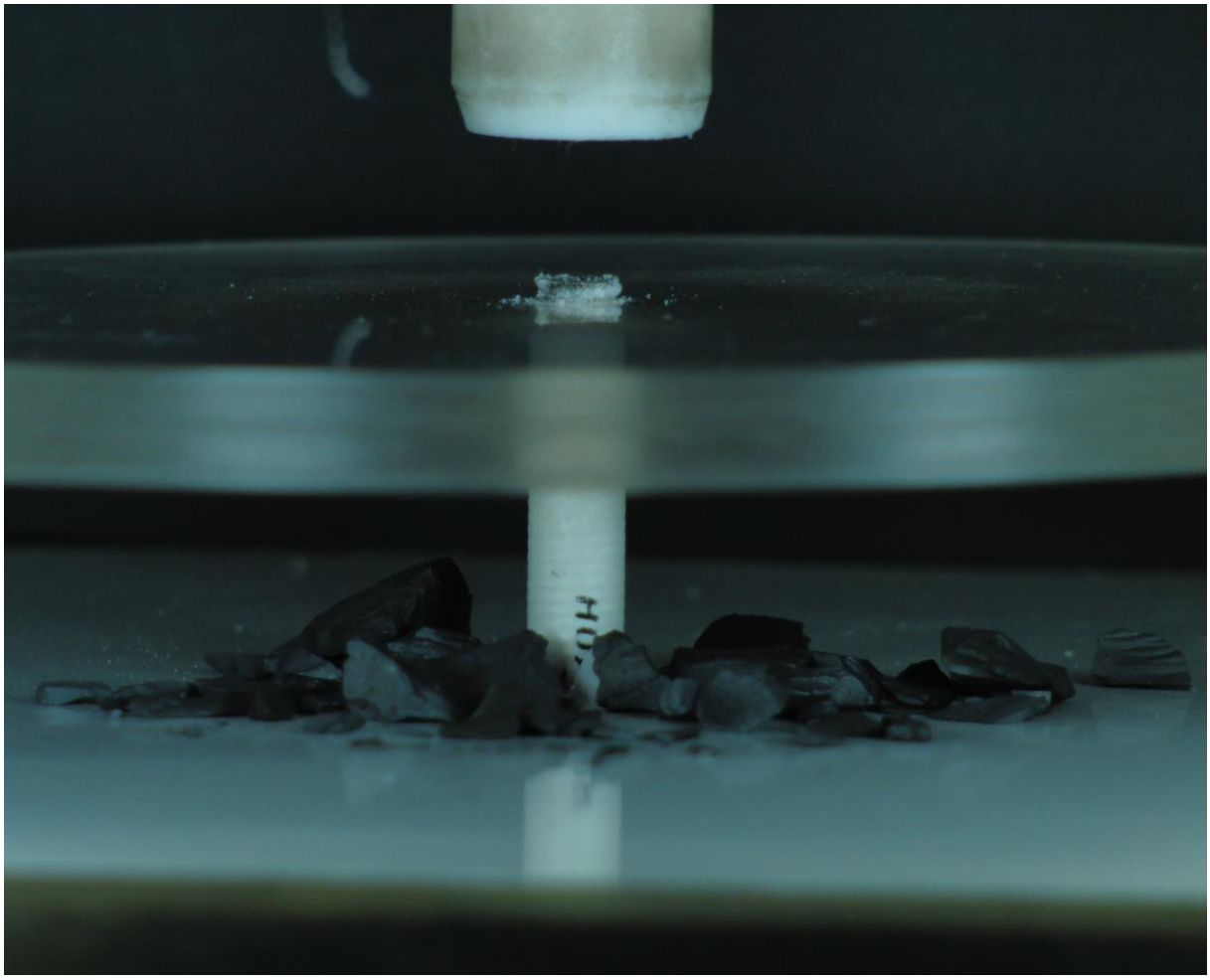
Obr. 8.29. Jemnozrnné vzorky pripravené na experimentálne aktivity.



Obr. 8.30. Hrubozrnné vzorky po pokuse na generátore impulzných magnetických polí. Na vzorkách je vidieť ich zoskupovanie vplyvom magnetizácie.



Obr. 8.31. Selekcia vzoriek rôznej zrnitosti.



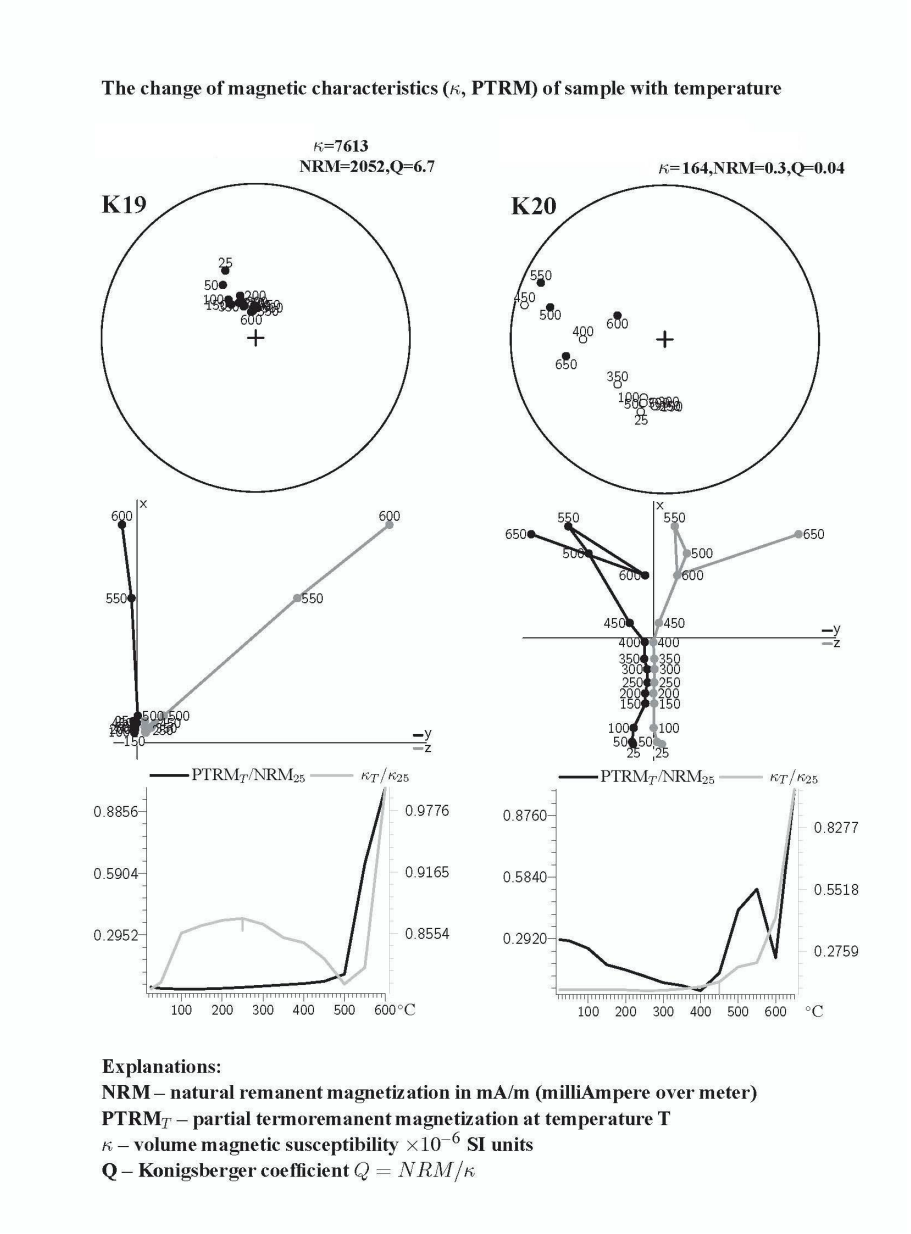
Obr. 8.32. Hrubozrnné vzorky vložené do výbojovej komory generátora impulzných magnetických polí.



Obr. 8.33. Prosté testovanie magnetických vlastností materiálu bezprostredne po experimente na generátore impulzných magnetických polí.



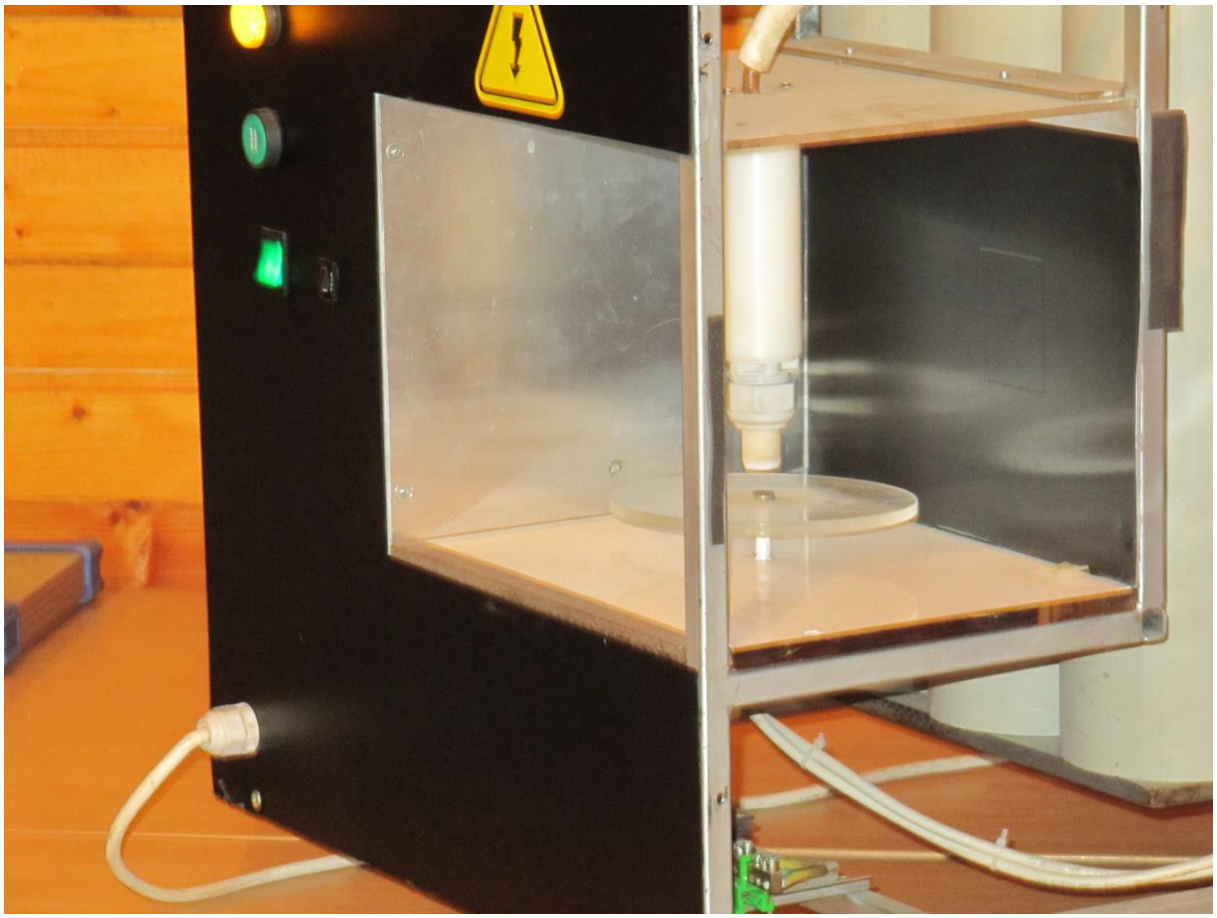
Obr. 8.34. Ukážka spečenia testovaného materiálu na povrchu pokusnej vaničky vplyvom vysoko energetického pulzu generátora IMP.



Obr. 8.35. Z analýz vzoriek experimentálnych materiálov.



Obr. 8.36. Generátor impulzných magnetických polí – prvá verzia.
Nastavovanie parametrov a testovanie prístrojových súčastí.



Obr. 8.37. Generátor impulzných magnetických polí – prvá verzia.
Detail konštruovanej výbojovej komory počas testov súčastí prístroja.



Obr. 8.38. Generátor impulzných magnetických polí – prvá verzia.
Príprava kontrolných meraní.



Obr. 8.39. Laboratórium - pripojenie a nastavenie registračných zariadení.



Obr. 8.40. Výklad vedúceho projektu dr. I. Túnyiho k experimentálnym aktivitám v Laboratóriu impulzných magnetických polí.



Obr. 8.41. RNDr. Igor Túnyi, DrSc. a Ing. Ladislav Emanuel Roth, M.Sc., Dr.h.c. pri čiastkovom hodnotení výsledkov z experimentov.

In memoriam – Igor Túnyi



Dňa 9. decembra 2014, po dlhej a ťažkej chorobe navždy odišiel náš vzácny kolega a drahý priateľ RNDr. Igor Túnyi, DrSc. vo veku 65 rokov. Opustil nás vynikajúci človek, ktorý po celý život iba rozdával. Rozdával nádej a optimizmus, rozdával vedomosti, v ťažších chvíľach bol oporou a radcom pre svojich kolegov. Odišiel milovaný manžel a otec.

Igor Túnyi sa narodil 13.11.1949 v Kokave nad Rimavicou. Vysokoškolské štúdium ukončil na Matematicko-fyzikálnej fakulte Karlovej univerzity v Prahe v roku 1973. Od augusta 1973 až do svojho úmrtia pracoval v rôznych pozíciách a funkciách na Geofyzikálnom ústave SAV, pričom od roku 1997 do roku 2005 bol jeho riaditeľom. Výnimku tvorilo len krátke obdobie v rokoch 1980 - 84, kedy ako vedúci odborný referent pre geofyziku a prieskum nafty a zemného plynu pracoval na Slovenskom geologickom úrade v Bratislave. V rokoch 2005 - 2011 bol členom Predsedníctva SAV.

Vo svojej vedeckej práci sa zameral na výskum magnetického poľa Zeme, paleomagnetický výskum Západných Karpát, výskum magnetických vlastností meteoritov, archeomagnetický výskum archeologických artefaktov, archivomagnetický výskum na základe historických banských máp. Zúčastňoval sa na terénnych magnetických a magnetotelurických meraniach, magnetických meraniach pre armádne a civilné letectvo. Zaoberal sa štúdiom prekurzorov pohybov zemskej kôry a modelovaním impulzného magnetického poľa. Bol autorom a spoluautorom viacerých monografií a viac ako 140 vedeckých článkov, na ktoré je dokladovaných množstvo ohlasov. Pracoval v redakčných radách dvoch vedeckých časopisov.

RNDr. Igor Túnyi, DrSc. bol zodpovedným riešiteľom projektu „Vytvorenie a potvrdenie teórie vzniku Zeme akréciou v spolupráci s medzinárodne uznávanými expertmi“, pri riešení ktorého vznikla aj táto kniha.

V krátkosti si dovolím načrtnúť, ako vznikla idea riešiť problém vzniku Zeme akréciou pomocou impulzných magnetických polí. Najvýstižnejšie to popísal vynikajúci americký vedec slovenského pôvodu prof. Ladislav Emanuel Roth: *Už dlhší čas medzi planetárnymi fyzikmi panuje zhoda o mechanizme tvorby planét. Stručne: prachové častice protoplanetárneho oblaku sa gravitačne lepili na seba, až kým nevytvorili veľké objekty - protoplanetoidy. Následkom ďalších kolízií vznikli planéty. Všetko je jasné, až na jeden detail. Rádioaktívne datovanie hovorí, že najstaršie horniny sú ~4,6 miliardy rokov staré, kým najstaršie meteority sú ~4,5 miliardy rokov staré. Z toho vyplýva, že primárna akrécia musela prebehnúť za ~100 miliónov rokov. Žiadny realistický model akrécie nedokázal vytvoriť planéty za tak krátky čas. Raz v Nitre, po nejakej prednáške ma na chodbe zastavil mladý muž. Predstavil sa, že je z Geofyzikálneho ústavu SAV, a popísal mi svoj nápad - mechanizmus primárnej akrécie pomocou pulznej elektrostatickej magnetizácie. Bol to Igor Túnyi. Počúval som ho a čoskoro mi bolo jasné, že Igor o teórii vzniku planét informovaný nebol a že na svoj nápad prišiel v izolácii od literatúry. Fantastické!!! Igorov mechanizmus mohol ľahko preklenúť medzeru 100 miliónov rokov. Jedinečnosť nápadu spočívala aj v tom, že mechanizmus akrécie bolo možné experimentálne overiť. Miesto počítačových modelov, skutočná laboratórna akrécia.*

Vďaka finančnej podpore zo Štrukturálnych fondov EÚ sa mohlo uskutočniť laboratórne overovanie akrécie pomocou pulznej elektrostatickej magnetizácie. Výsledky podporeného projektu umožnili napísanie tejto knihy. RNDr. Igor Túnyi, DrSc. po celý čas trvania projektu viedol kolektív riešiteľov a má hlavný podiel na vzniku tohto diela. Bohužiaľ, krátko potom, čo bol rukopis odovzdaný do tlače, Igor zomrel.

Igor Túnyi bol vynikajúci pedagóg, ktorý počas svojho života vybudoval paleomagnetické laboratórium a vytvoril tak vhodné podmienky pre vedecký rast viacerých mladých talentovaných kolegov.

RNDr. Igora Túnyiho, DrSc. si budeme pamätať ako čestného, priateľského a veľmi humánneho kolegu, vynikajúceho muža a najlepšieho priateľa. Tým, ktorí ho poznali, bude veľmi chýbať.

Ladislav Brimich

© 2014 Geofyzikálny ústav Slovenskej akadémie vied, Dúbravská cesta 9, 845 28 Bratislava
ISBN 978-80-85754-32-2