

0.1 Hydrodynamika protoplanetárního disku

Majíc určitou představu, že ve vesmíru existují hvězdy a okolo nich plynoprachové disky, zkonstruujeme zde poměrně úplný fyzikální model tohoto disku. Budeme přitom postupovat „opačně než kolega Komenský“, a to od složitějšího k jednoduššímu. Sepíšeme nejprve všechny relevantní rovnice, abychom je viděli v celé kráse, a teprve poté budeme diskutovat jednoduché situace.

Disk si budeme představovat jako *spojité prostředí*, což je velmi významné, nicméně obvyklé zjednodušení plynu, respektive plazmatu (obsahujícího ionty, elektrony i neutrální atomy a molekuly). Umožní nám to pro fyzikální veličiny používat diferencovatelné spojité funkce.

0.1.1 Magnetohydrodynamika s přenosem záření, Eulerův popis

Pro popis zvolíme Eulerův formalismus, tzn. statického pozorovatele, který sleduje proudění plynu okolo. Fyzikální zákony, které nám popisují vývoj hustoty ρ disku, rychlosti \mathbf{v} atd. od nějakého — zatím neznámého — počátečního stavu, je následující. Rovnice kontinuity (neboli zákon zachování hmoty, např. v jednotkách $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$):¹

$$\underbrace{\frac{\partial \rho}{\partial t}}_{\text{derivace } f(\mathbf{r}, t)} + \underbrace{\mathbf{v} \cdot \nabla \rho}_{\text{zředění}} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v}, \quad (1)$$

Navierova–Stokesova rovnice pro tekutiny (též pohybová, $\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$):

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \underbrace{\nabla \Phi}_{\text{gravitace}} + \frac{1}{\rho} \underbrace{\frac{1}{\mu_{\text{vac}}} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}_{\text{Lorentz}} + \frac{1}{\rho} \underbrace{[\nabla \cdot \mu_1 \nabla \mathbf{v} + \nabla (\mu_2 + \frac{1}{3} \mu_1) \nabla \cdot \mathbf{v}]}_{\text{viskozita}}, \quad (2)$$

rovnice tepelné rovnováhy (1. věta termodynamická, $\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$):

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \underbrace{\mathbf{v} \cdot \nabla U}_{\text{konvekce}} = -\underbrace{U \nabla \cdot \mathbf{v}}_{\text{zředění}} - \underbrace{P \nabla \cdot \mathbf{v}}_{\text{práce}} - \underbrace{\kappa_{\text{P}} \rho \frac{\sigma}{4} T^4}_{\text{emise}} + \underbrace{\kappa_{\text{P}} \rho c E_{\text{rad}}}_{\text{absorpce}} - \underbrace{\nabla \cdot F_{\star} \hat{r}}_{\text{ozáření}} + \underbrace{\nabla \cdot K \nabla T}_{\text{vedení}}, \quad (3)$$

¹ pro připomenutí, operátor gradientu jest $\nabla \equiv \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$, divergence $\nabla \cdot$ (tj. skalární součin), rotace $\nabla \times$ (vektorový součin); mějme na paměti jejich české významy: stoupání, rozbíhavost a stáčení, jež mohou pochopení rovnic napomoci

rovnice přenosu záření ($\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$):²

$$\frac{\partial E_{\text{rad}}}{\partial t} = \overbrace{\nabla \cdot \frac{c\lambda_{\text{lim}}}{\kappa_{\text{R}}\rho} \nabla E_{\text{rad}}}^{\text{difuze}} + \overbrace{\kappa_{\text{P}}\rho \frac{\sigma}{4} T^4}^{\text{emise}} - \overbrace{\kappa_{\text{P}}\rho c E_{\text{rad}}}^{\text{absorpce}}, \quad (4)$$

indukční rovnice ($\text{T} \cdot \text{s}^{-1}$):³

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \overbrace{\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})}^{\text{advekce}} + \overbrace{\nabla \cdot \eta_{\text{mag}} \nabla \mathbf{B}}^{\text{difuze}}, \quad (5)$$

Poissonova rovnice ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$):

$$\nabla^2 \Phi_{\text{disk}} = 4\pi G\rho, \quad \Phi = -\frac{GM_{\star}}{r} + \Phi_{\text{planet}} + \Phi_{\text{disk}}, \quad (6)$$

stavová rovnice pro ideální plyn (Pa):

$$P = (\Gamma - 1)U = \frac{\rho}{\mu m_{\text{H}}} kT, \quad (7)$$

rovnice pro tok záření od hvězdy (včetně zeslabování opacitou prachu a plynu; $\text{J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$):

$$F_{\star} = \int_{\omega} \int_{\nu} B_{\nu}(T_{\star}) \left(\frac{R_{\star}}{r} \right)^2 e^{-\tau_{\nu}} d\nu d\omega, \quad \tau_{\nu} = \int_{R_{\star}}^r \kappa_{\nu} \rho dr. \quad (8)$$

Značení veličin je standardní: t čas, \mathbf{r} polohový vektor, ρ hustota, \mathbf{v} rychlost, U vnitřní energie plynu (na jednotku objemu), E_{rad} hustota energie záření, \mathbf{B} magnetické pole, Φ gravitační potenciál, P tlak, T termodynamická teplota, F_{\star} zářivý tok (od hvězdy), μ_1 dynamická (první) viskozita, μ_2 dynamická objemová viskozita, κ_{P} Planckova opacita, κ_{R} Rosselandova opacita, σ Stefanova–Boltzmannova konstanta, c rychlost světla, K tepelná vodivost, λ_{lim} limiter toku, η_{mag} magnetická difuzivita (nepřímo úměrná vodivosti σ' a magnetické permeabilitě μ_{vac}), G gravitační konstanta, Γ adiabatický index, μ střední molekulová hmotnost plynu, m_{H} hmotnost atomu vodíku, k Boltzmannova konstanta, B_{ν} Planckova funkce (pro intenzitu), ν frekvence, ω prostorový úhel, T_{\star} efektivní teplota hvězdy, R_{\star} její poloměr, τ_{ν} optická tloušťka.

² v difuzní aproximaci omezené tokem záření

³ zahrnující Maxwellovy rovnice a Ohmův zákon pro kvazineutrální plazma

Jedná se o soustavu 10 nelineárních parciálních diferenciálních rovnic druhého řádu (plus 3 algebraických), jež obsahují 13 neznámých funkcí (skalárních): $\rho(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$, $U(\mathbf{r}, t)$, $E_{\text{rad}}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$, $\Phi(\mathbf{r}, t)$, $P(\mathbf{r}, t)$, $T(\mathbf{r}, t)$, $F_*(\mathbf{r}, t)$; které jsou závislé na 4 nezávislých veličinách: \mathbf{r} , t . Dále zde máme volné parametry: M_* , R_* , T_* , M_{planet} , μ_1 , μ_2 , η_{mag} , μ , Γ ; a dané funkce (složité, ale dané): $\kappa_{\text{P}}(\rho, T)$, $\kappa_{\text{R}}(\rho, T)$, $\kappa_{\nu}(\rho, T)$, $\lambda_{\text{lim}}(E_{\text{rad}}, \nabla E_{\text{rad}})$, $\tau_{\nu}(\mathbf{r}, \kappa_{\nu}, \rho)$.

K jednotlivým rovnicím si dovolíme několik „praktických“ poznámek. Rovnici (1) je možno rozumět intuitivně: mějme vlevo hustotu velkou a vpravo nulovou. Pokud vektory rychlosti směřují zleva doprava, budeme mít za chvíli vpravo nějakou látku (a vlevo nic, respektive to, co bylo vlevo od leva). Kladná rozbíhavost rychlostí $\nabla \cdot \mathbf{v}$ by přitom odpovídala růstu (elementárního) objemu dV , čili zředění a poklesu hustoty ρ .

V rovnici (2) vystupuje na pravé straně zejména gradient tlaku ∇P , neboli makroskopický projev elektromagnetických sil mezi mikroskopickými částicemi plynu. Představme si například, že vlevo máme vyšší tlak, vpravo nižší, tudíž na ploše rozhraní jsou dvě různě velké tlakové síly opačného směru, které způsobují zrychlení $-\frac{1}{\rho}\nabla P$.

Lorentzův člen odpovídá klasickému vztahu $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$, kde ovšem obecně $\mathbf{v} = \mathbf{v}_{\text{nábojů}} \neq \mathbf{v}_{\text{plynu}}$! V plazmatu je makroskopické elektrické pole $\mathbf{E} = \mathbf{0}$ a hustotu proudu $\mathbf{j} = q\mathbf{v}$ lze vyjádřit z Ampérova zákona $\mu_{\text{vac}}\mathbf{j} \doteq \nabla \times \mathbf{B}$.

Viskózní člen se zde objevuje proto, že mezi vrstvami tekutiny proudícími různými rychlostmi vznikají třecí síly; síla na jednotku plochy se označuje jako *napětí* (s jednotkou Pascal). Pro obvyklé (newtonovské) tekutiny je přitom tření úměrné rozdílu rychlostí, čili $\mu_1 \nabla \mathbf{v}$. Napětí odlišná místo od místa pak vedou ke zrychlení $\frac{1}{\rho} \nabla \cdot \mu_1 \nabla \mathbf{v}$.⁴

Rovnice (3) jest obdobou (1), jen zde namísto hustoty hmoty ρ vystupuje hustota energie U . Pak jsme museli dle 1. věty termodynamické ($dU = -dW + dQ$) připsat mechanickou práci vykonanou plynem ($-PdV$) a všechny zdroje tepla.

Skutečnost, že při emisi záření hraje roli opacita, se může zdát podezřelá, ale to je způsobeno skutečností, že emisní koeficient je za předpokladu lokální termodynamické rovnováhy dán Kirchhoffovým zákonem, $j_{\nu} = \kappa_{\nu} B_{\nu}$.

Tok tepla je podle Fourierova zákona úměrný gradientu teploty, respektive $\mathbf{F}_{\text{heat}} = -K \nabla T$, neboť teplo teče z místa s vyšší teplotou do místa s nižší teplotou. Pokud se tok navíc rozbíhá ($\nabla \cdot \mathbf{F}_{\text{heat}}$ je kladná), děje se tak na úkor vnitřní

⁴ Tato molekulární viskozita sice bývá v protoplanetárním disku zanedbatelná, ale jak uvidíme dále, magneto-rotační nestabilita dává vzniknout vírům. Pokud s těmito víry nechceme detailně počítat, lze je zohlednit jako zvýšenou (makroskopickou) viskozitu, která vůbec zanedbatelná není.

energie U , proto je výsledné znaménko $+$. Toto platí obecněji pro difuzi čehokoliv, nejen tepla, ale též záření, částic, magnetického pole.

Kdybychom chtěli, lze ze (3) odvodit klasickou rovnici vedení tepla. Pro statickou pevnou látku by totiž bylo $\mathbf{v} = \mathbf{0}$, $\rho = \text{konst.}$ (jde pak o parametr), též $V = \text{konst.}$ Stačilo by psát $\frac{\partial U}{\partial t} = K \nabla^2 T$ a použít jinou stavovou rovnici, $U = \rho c_V T$.

V rovnici (4) není advekce, protože difuze záření (rychlostí c) probíhá mnohem rychleji. Emise a absorpce jsou zde pochopitelně s opačným znaménkem než v rovnici (3), která se týká plynu.

Gravitační potenciál v rovnici (6) je zaveden tak, že zrychlení $\mathbf{a} = -\nabla\Phi$.

Uvědomme si, že výše uvedené rovnice jsou *velmi obecné!* S výjimkou kvantovky a relativity v sobě zahrnují (téměř) celou klasickou fyziku, popisující většinu jevů v našem okolí i ve vesmíru. Nicméně i tak musíme být obezřetní, protože některé členy jsou platné pouze ve stavu (lokální) termodynamické rovnováhy.

0.1.2 Vliv částic a dalších fyzikálních jevů

Při numerickém řešení rovnic máme vždy omezené rozlišení, což si obvykle vynucuje odlišení „malých“ pevných částic (prachu, balvanů, planetesimál, planet) od plynu (tzn. spojitého prostředí).

Někdy musíme přidat další rovnice, respektive členy v rovnicích, abychom postihli „méně důležité“ fyzikální jevy, které však mohou být v dané situaci (pro vysvětlení určitého pozorování) zcela zásadní, například:

0. neinerciální členy, pokud bychom pracovali nějaké v neinerciální souřadnicové soustavě, například rotující úhlovou rychlostí $\vec{\Omega}$:

$$\mathbf{a}_{\text{neinerciální}} = \underbrace{-\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \mathbf{r})}_{\text{odstředivé}} - \underbrace{2\vec{\Omega} \times \mathbf{v}}_{\text{Coriolis}}, \quad (9)$$

kde první člen je opravdu $-\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \mathbf{r}) = \vec{\Omega} \times (\mathbf{r} \times \vec{\Omega}) = \mathbf{r}\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega} - \vec{\Omega}\vec{\Omega} \cdot \mathbf{r} = \Omega^2 \mathbf{r}_\perp$ podle vektorové identity „bác mínus cáb“;

1. pohyb částic, jejich vzájemná gravitace:

$$\mathbf{a}_j = \sum_{i \neq j} -\frac{GM_i}{r_{ij}^3} \mathbf{r}_{ij}, \quad (10)$$

pro řešení je dobré používat symplektický integrátor;

2. vazba částice \leftrightarrow plyn, skrzevá gravitaci $\mathbf{a}_{\text{částice}} \doteq \int_{\text{disk}} -\frac{GdM}{r^3}\mathbf{r}$, a aerodynamické tření dle Epsteinova nebo Stokesova zákona:

$$\mathbf{a}_{\text{Epstein}} = -S\rho v_T(\mathbf{u} - \mathbf{v}) \quad \text{pro } D \ll \ell, \quad (11)$$

$$\mathbf{a}_{\text{Stokes}} = -\frac{1}{2}CS\rho|\mathbf{u} - \mathbf{v}|(\mathbf{u} - \mathbf{v}) \quad \text{pro } D \gg \ell, \quad (12)$$

kde S označuje průřez částice, D průměr, C koeficient odporu, v_T termální rychlost (plynu), \mathbf{u} rychlost částice, \mathbf{v} rychlost plynu a ℓ střední volnou dráhu molekul (plynu);

3. vzájemné srážky částic, fragmentace nebo akrece, popsané relacemi $\frac{dM}{dt}(M)$, $\frac{d\mathbf{v}}{dt}(M)$, používají se simulace Monte-Carlo nebo samostatná hydrodynamika;
4. tlak záření $P_{\text{rad}} = \frac{1}{3}aT^4$, $P = P_{\text{gas}} + P_{\text{rad}}$;
5. radiační zrychlení, $\mathbf{a}_{\text{rad}} \doteq \frac{\kappa_{\text{R}}}{c}\mathbf{F}_{\text{rad}}$, přičemž tok už známe, $\mathbf{F}_{\text{rad}} = \frac{c\lambda_{\text{lim}}}{\kappa_{\text{R}}\rho}\nabla E_{\text{rad}}$;
6. viskózní ohřev, čili $\mathbf{S} \cdot \frac{1}{2}[\nabla\mathbf{v} + (\nabla\mathbf{v})^T]$, kde tenzor napětí \mathbf{S} je týž jako ve viskóznímu členu $\frac{1}{\rho}\nabla \cdot \mathbf{S}$;
7. rezistivní ohřev, $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \doteq \frac{1}{\sigma}\mathbf{j} \cdot \mathbf{j} \doteq \frac{\mu_{\text{vac}}^2}{\sigma}(\nabla \times \mathbf{B})^2$, dle Ohmova a Ampérova zákona, kde \mathbf{j} označuje hustotu proudu a \mathbf{E} elektrické pole;
8. anizotropní vedení tepla a jeho saturace, $\nabla \cdot \mathbf{F}_{\text{heat}}$; $\mathbf{F}_{\text{heat}} = \frac{F_{\text{sat}}}{F_{\text{sat}} + |\mathbf{F}|}\mathbf{F}$, $\mathbf{F} = K_{\parallel}\mathbf{b}(\mathbf{b} \cdot \nabla T) + K_{\perp}[\nabla T - \mathbf{b}(\mathbf{b} \cdot \nabla T)]$, $F_{\text{sat}} = 5\phi\rho c_s^3$, kde $\mathbf{b} \equiv \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|}$, $c_s = \sqrt{\Gamma\frac{\partial P}{\partial\rho}}$ označuje rychlost zvuku a $\phi < 1$ je volný parametr;
9. radiativní rozpad, $\rho\epsilon_{\text{decay}}(X, Y, Z)$, se změnami abundancí $\frac{\partial Z}{\partial t} = \sum_k \frac{\epsilon_k}{\alpha_k}$;
10. částicová difuze, $\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla \cdot D\nabla n$, $D = \frac{1}{3}\ell v_T$, kde n označuje koncentraci, D difuzní koeficient, ℓ střední volnou dráhu, v_T termální rychlost;
11. fázové přeměny, depozice plynu a sublimace pevných částic;
12. chemické reakce, případně jejich katalyzace zářením nebo povrchy;
13. Hallův jev, čili člen $-\nabla \times (\frac{1}{en_e}\mathbf{j} \times \mathbf{B})$ v indukční rovnici (5) (Armitage 2010);
14. ambipolární difuze, $+\nabla \times (\frac{1}{\gamma\rho_i\rho}(\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B})$ tamtéž, v řidším prostředí, tj. při nižší frekvenci srážek, se neutrální částice mohou pohybovat systematicky jinak než ionty, což se projeví jako tření, skrze koeficient $\gamma \equiv \langle\sigma v_i\rangle/(m_i + m_n)$.
15. změny ionizace a rekombinace, popsané rovnovážnou Sahovou rovnicí:

$$\frac{X_i^2}{1 - X_i} n_e = \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\chi}{kT}}, \quad (13)$$

kde X_i označuje stupeň ionizace, a χ ionizační energii atomu. Nepřímo je ovlivněna i stavová rovnice prostřednictvím $\mu(\rho, T, X, Y, Z)$ a tamtéž bychom měli správně zohlednit *degeneraci* elektronového plynu faktorem $\lambda_{\text{deg}}(\rho, T)$;

16. termonukleární reakce včetně ztrát energie neutrinu, $\rho\epsilon_{\text{nukl}}(\rho, T, X, Y, Z) - \rho\epsilon_\nu$, a odpovídající rovnice pro změny chemického složení (abundancí X vodíku, Y helia a Z těžších prvků, resp. jednotlivých izotopů):⁵

$$\frac{\partial X}{\partial t} = \sum_i \frac{\epsilon_i}{\alpha_i}, \quad \frac{\partial Y}{\partial t} = \sum_j \frac{\epsilon_j}{\alpha_j}, \quad \frac{\partial Z}{\partial t} = \sum_k \frac{\epsilon_k}{\alpha_k}. \quad (14)$$

Čtenář se přečtením tohoto řádku vzdává jakéhokoliv nároku na úplnost výčtu...

0.1.3 Vztah Eulerova a Lagrangeova formalismu

Alternativně bychom mohli použít Lagrangeův formalismus, tzn. souhybného pozorovatele, který se líně nechává unášet proudící tekutinou. Neznámé jsou pak *trajektorie* (nekonečného množství) bodů kontinua $\mathbf{r}(\mathbf{r}_0, t)$, respektive $\rho(\mathbf{r}_0, t)$, $\mathbf{v}(\mathbf{r}_0, t)$, apod. pro další veličiny, všechny závislé na čase t a „indexované“ například počátečními polohami \mathbf{r}_0 (v čase $t = 0$).

Namísto parciálních derivací $\frac{\partial}{\partial t}$ a vlastně celých levých stran bychom užili totálních $\frac{d}{dt}$, jejichž vztah plyne z derivace funkce $\phi(\mathbf{r}, t)$ dvou proměnných:

$$\underbrace{\frac{d\phi}{dt}}_{\text{Lagrange}} = \frac{\partial\phi}{\partial t} + \frac{\partial\phi}{\partial x_i} \underbrace{\frac{\partial x_i}{\partial t}}_{v_i} = \underbrace{\frac{\partial\phi}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\phi}_{\text{Euler}}.$$

Polohy \mathbf{r} lze posléze spočítat z \mathbf{v} jako:

$$\mathbf{r}(\mathbf{r}_0, t) = \mathbf{r}_0 + \int_{t_0}^t \mathbf{v}(\mathbf{r}_0, t) dt$$

V dalším zůstaneme u našeho Eulerova, nicméně je dobré tušit, že existují kódy využívající Lagrange.⁶ Výhodou Lagrangeova popisu mj. je, že nemusíme předem konstruovat (zbytečně rozlehlou) fixní síť bodů, zvlášť když předem nevíme, kam se body kontinua dostanou. Opačně řečeno, výhodou Eulerova popisu je, pokud

⁵ Po zahrnutí posledně jmenovaných jeví již můžeme počítat *celý* vývoj hvězd, včetně jedno- rozměrné hydrostatické aproximace, konvekce, hvězdného větru, trojrozměrné struktury, rotace, magnetického dynama, případných vnějších vlivů ($\Phi_{\text{dvoj*}}$, $F_{\text{dvoj*}}$). Na druhou stranu je nutné připustit, že některé jevy, například erupce, rekonexe, výboje, resp. pohyb svazků částic, jsou natolik *nerovnovážné*, že předpoklad LTE bychom museli opustit a mj. bychom nesměli vůbec používat teplotu T , nýbrž distribuční funkce jednotlivých veličin.

⁶ Aby se Euler a Lagrange nepletli, je potřeba se podívat na jejich podobizny. Lagrange se zdá hubenější a asketičtější, nebude mu tedy dělat problém jít sledovat trajektorie. Naopak Euler je na první pohled „tlustší a línější“, ten se za žádnou cenu nikam se nepohne.

nás eminentně zajímá jen omezená oblast prostoru, nepočítáme zbytečně trajektorie, které stejně skončí mimo ni.

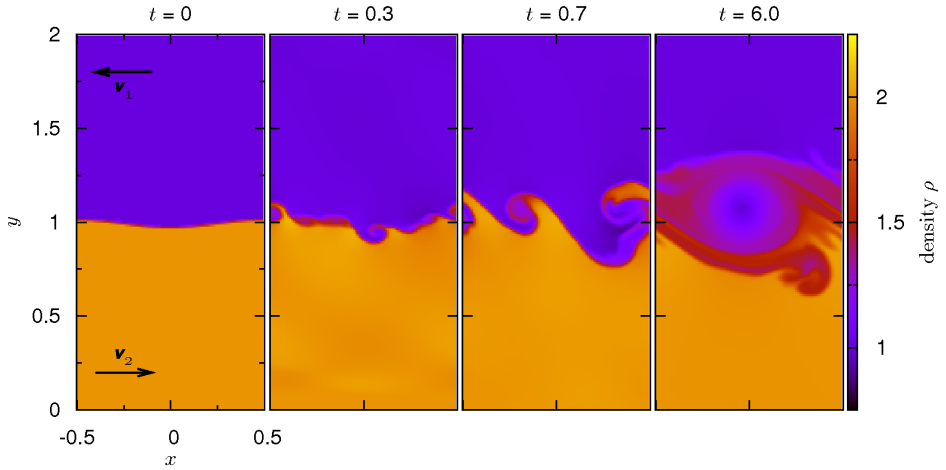
0.1.4 Kelvinova–Helmholtzova nestabilita

Řešení hydrodynamických rovnic vykazují několik zásadních nestabilit, z nichž nejzákladnější je Kelvinova–Helmholtzova. Vzniká již ve velmi jednoduché situaci⁷: dvě vrstvy nestlačitelné kapaliny, jedna proudící tam a druhá zpět, bez gravitace. Z celé soustavy (1) až (6) nám zůstanou jen dvě „očesané“ rovnice:

$$0 = \nabla \cdot \mathbf{v},$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P.$$

Jak vidíme z numerického řešení (obr. 1), jedná se o (významný) zdroj turbulence neboli vírů. Není možno nevědět, že vlny na moři jsou způsobené právě tímto jevem.



Obr. 1 — Vývoj Kelvinovy–Helmholtzovy nestability z počáteční malé perturbace rozhraní. Počáteční podmínky (v bezrozměrných jednotkách): $\rho_1 = 1$, $\rho_2 = 2$, $P_1 = P_2 = 10$, $\mathbf{v}_1 = (-1, 0)$, $\mathbf{v}_2 = (+1, 0)$. Okrajové podmínky: vlevo a vpravo periodické, nahoře a dole $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$, $\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \mathbf{0}$, $\frac{\partial P}{\partial t} = 0$. Stavová rovnice v tomto případě odpovídala ideálnímu plynu. Výpočet byl proveden programem Pluto (Mignone aj. 2007) ve dvou rozměrech, v síti 100×200 bodů.

⁷ Pozor na implikaci! Neznamená to, že nevzniká ve složitějších situacích.

0.1.5 Rayleighova–Taylorova nestabilita

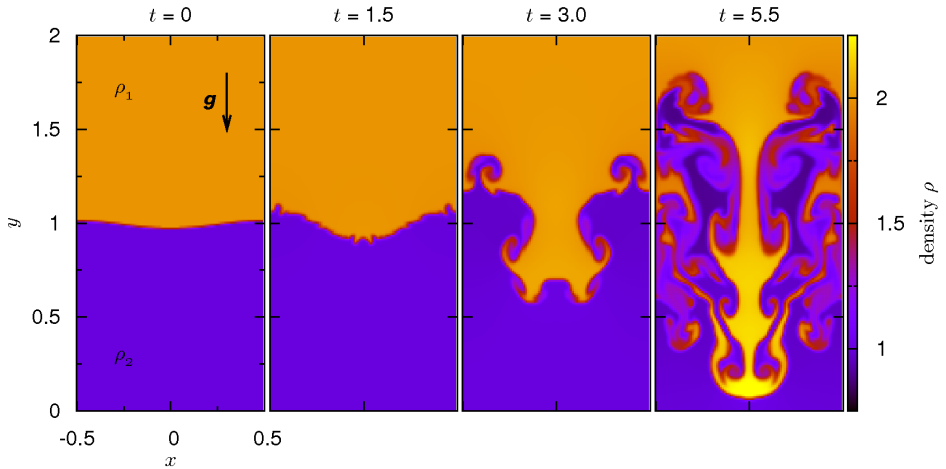
Pro vznik druhé, Rayleighovy–Taylorovy nestability je třeba: hustší nestlačitelná kapalina nahoře, řidší dole, v gravitačním poli. Příslušné rovnice jsou:

$$0 = \nabla \cdot \mathbf{v},$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \Phi.$$

Vývoji (obr. 2) je možno rozumět následovně: jde o stav s vyšší energií, který samovolně přejde do stavu s nižší energií a vyšší neuspořádaností (entropií). S ohledem na Archimédův zákon se tato nestabilita nazývá též *vztlaková*. Pokud bychom řešili zároveň tepelnou rovnováhu (3) a viděli bychom transport vnitřní energie, hovořili bychom o *konvekci*.

Při vývoji nestability RT vždy dochází ke vzájemným pohybům tekutin, čili se nevyhnutelně objeví i nestabilita KH. Obě nestability (kouřící komín) běžně kreslí děti v mateřské školce, rodiče jim pouze zatajili, oč se jedná.



Obr. 2 — Vývoj Rayleighovy–Taylorovy nestability z počáteční malé perturbace rozhraní. Protože dochází ke vzájemným pohybům tekutiny, nevyhnutelně se objeví i nestability Kelvinovy–Helmholtzovy. Počáteční podmínky: $\rho_1 = 2$, $\rho_2 = 1$, $\Phi = y$, resp. $\mathbf{g} = -\nabla\Phi = (0, -1)$, $P(y)$ odpovídá hydrostatické rovnováze, $\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_2 = (0, 0)$. Okrajové podmínky: vlevo a vpravo periodické, nahoře a dole $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$, $\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \mathbf{0}$, $\frac{\partial P}{\partial t} = 0$. Stavová rovnice odpovídá ideálnímu plynu. Výpočet programem Pluto ve dvou rozměrech, v síti 100×200 bodů.

0.1.6 Magneto–rotační nestabilita

Třetí nestabilita, magneto–rotační (Balbus a Hawley 1991, angl. MRI) vyžaduje přinejmenším toto nastavení: nestlačitelná kapalina, axiálně symetrický disk, bez vlastní gravitace, diferenciální rotace, vertikální magnetické pole, bez difuze. Čili:

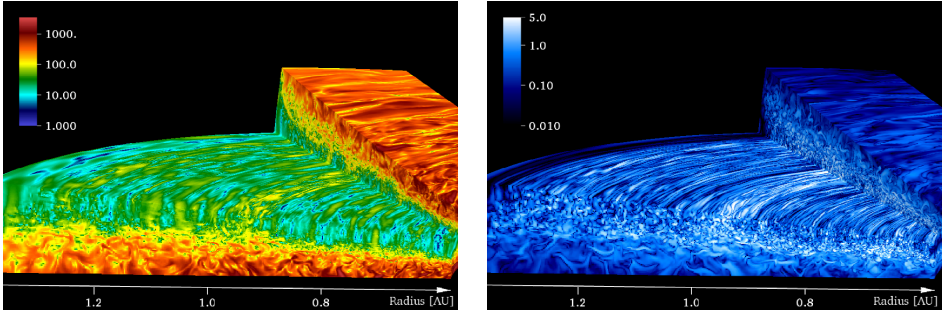
$$0 = \nabla \cdot \mathbf{v},$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \Phi_* + \frac{1}{\rho \mu_{\text{vac}}} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B},$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}).$$

Disk s rozvinutou nestabilitou je znázorněn na obr. 3. Podotkněme, že předpoklad „bez difuze“ nutně znamená nemalý stupeň ionizace látky, jinak by Lorentzův člen byl irelevantní.

Dostatečný stupeň ionizace je v blízkosti Slunce, daleko od Slunce (i díky kosmickému záření), též na povrchu disku ozařovaného UV, ale není jisté, zda uprostřed. Tam může existovat *mrtvá zóna*, v níž MRI nefunguje a disk není (tak) turbulentní.



Obr. 3 — Magneto–rotační nestabilita v protoplanetárním disku, projevující se jako turbulence rychlosti $|\mathbf{v}|$ (v jednotkách m/s, vlevo) a složitá struktura magnetického pole $|\mathbf{B}|$ (v jednotkách Gauss = 10^{-5} T, vpravo). Převzato z Flock aj. (2013).

0.1.7 Nestabilita dvou proudění

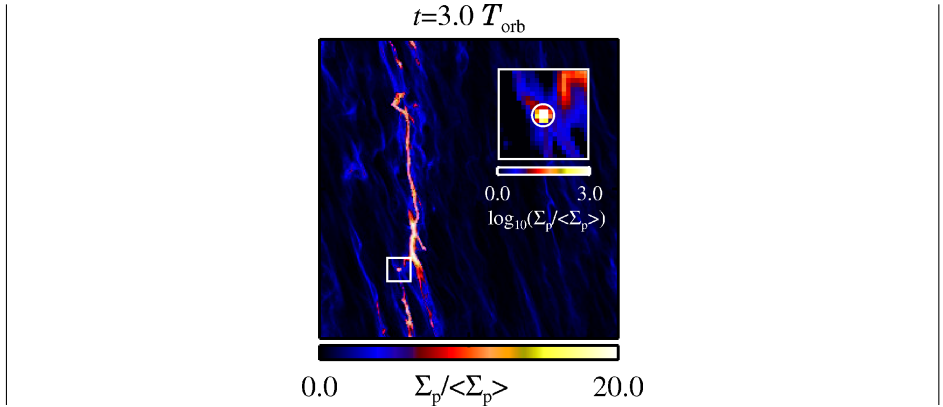
Pozoruhodná nestabilita vzniká pro dvě proudění s určitou vazbou (Youdin a Johansen 2007, angl. streaming instability). V našem kontextu jde o plyn a prach a vazbou jest aerodynamické tření, to vše pod vlivem gravitace centra.

Příslušná nestabilita se nazývá též „dvoutekutinová“, popisujeme-li prach jako tekutinu (s hustotou ρ_S a rychlostí \mathbf{u}).⁸ Plyn nemusí být nutně stlačitelný, ale prach ano, což zní podezřele, ale nejedná se samozřejmě o stlačování zrn, nýbrž o jejich soustřeďování v prostoru:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho_S}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_S &= -\rho_S \nabla \cdot \mathbf{u}, \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} &= -\nabla \Phi_* - S \rho v_T (\mathbf{u} - \mathbf{v}), \\ 0 &= \nabla \cdot \mathbf{v}, \\ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} &= -\frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \Phi_* + S \rho_S v_T (\mathbf{u} - \mathbf{v}).\end{aligned}$$

V Navierově–Stokesově rovnici pro prach jsme použili Epsteinův zákon a v rovnici pro plyn totéž s faktorem $-\frac{\rho_S}{\rho}$, kvůli zachování hybnosti. Často se namísto globálních simulací provádějí lokální, v korotujícím systému, s diferenciální rotací.

Oscilace ρ_S (i ρ) vytvářejí tak vysoká lokální maxima, že v nich gravitační nestabilita (kolaps) prachu nebo balvanů může vést ke vzniku planetesimál nebo rovnou planetárních embryí (viz obr. 4).



Obr. 4 — Nestabilita dvou proudění (plynu a prachu). Znázorněna je plošná hustota σ části disku Převzato z Johansen aj. (2007).

⁸ Nestabilita ovšem přetrvává i případě, když prach popíšeme jako částice.

0.1.8 Gravitační nestabilita

Pro kolaps jsou třeba dvě věci: stlačitelný plyn, vlastní gravitace. Dále potřebujeme rovnice:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho &= -\rho \nabla \cdot \mathbf{v}, \\ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} &= -\frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \Phi, \\ \nabla^2 \Phi &= 4\pi G \rho,\end{aligned}$$

ze kterých je možné odvodit ještě jednu (podstatnou) podmínku, neboli *Toomreho kritérium* pro nestabilitu (Toomre 1964):

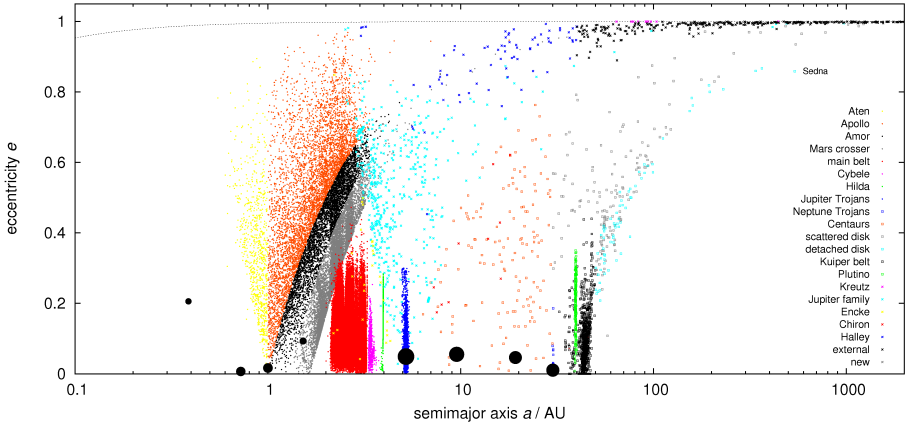
$$Q \equiv \frac{c_s \omega_{\text{kepl}}}{\pi G \sigma_0} < 1, \quad (15)$$

kde c_s označuje rychlost zvuku, $\omega_{\text{kepl}} = \sqrt{GM_*/r^3}$ střední pohyb na daném polo-měru, σ_0 počáteční plošnou hustotu disku (odvození viz Armitage 2010, str. 135).

0.1.9 Počáteční a okrajové podmínky

Výše uvedené rovnice však neobsahují jednu veledůležitou věc: počáteční podmínky! Navíc čelíme třem takřka neřešitelným problémům: (i) rovnice *nelze* integrovat zpět v čase kvůli termodynamicky nevratným dějům (například difuzi, srážkám, unikajícímu infračervenému záření) a deterministickému chaosu, čili nemůžeme volit čas $t_0 = \text{dnes}$, kdy by bylo možné něco měřit; (ii) sluneční soustava vznikla v apriori neznámém čase $t_?$; (iii) v čase $t_?$ dávno minulém beztak nelze měřit nic.

Naštěstí je možno využít skutečnosti, že: (i) chemické složení Slunce, planet a meteoritů je totožné, až na těkavé prvky (zejména H, He); (ii) radiometrické stáří primitivních meteoritů je okolo $t = -(4,56 \pm 0,01)$ Gyr; (iii) minimální počáteční plošnou hustotu disku lze odhadnout podle pozorovaných planet, rozprostřených podél jejich drah a doplněných o zmiňované těkavé prvky. Pak již lze rozumně volit počáteční podmínky v čase $t_0 = -4,56$ Gyr, integrovat rovnice dopředu (dodnes) a nakonec posoudit model dle souladu s pozorovanou sluneční soustavou (obr. 5).



Obř. 5 — Pozorovaný stav sluneční soustavy znázorněný na grafu velká poloosa a , excentricita e . Symboly a barvami jsou rozlišeny planety a jednotlivé populace malých těles: asteroidy jsou označeny kroužky, transneptunické objekty čtverečky a komety křížky. Tečkovaná linie (nahore) odpovídá perihelové vzdálenosti rovné poloměru Slunce.

Poznámka na okraj: vnitřní okraj disku (ve sférických souřadnicích) obvykle volíme $r_1 \simeq 0,1$ AU kvůli působení magnetického pole rotující hvězdy, které pod korotační orbitou skutečně vytváří mezeru v disku. Vnější okraj $r_2 \simeq 40$ AU musí být dostatečně daleko, aby (příliš) neovlivňoval pohyb ve studované oblasti. Ve sférických souřadnicích by okrajové podmínky mohly být voleny takto:

1. $r = r_1$ (vnitřní okraj): $v_r = v_\vartheta = 0$, $v_\phi = \sqrt{GM_\star/r_1}$, tj. keplerovská rychlost;
2. $r = r_2$ (vnější okraj): $v_r = v_\vartheta = 0$, $v_\phi = \sqrt{GM_\star/r_2}$;
3. $\vartheta = 0^\circ$ (u pólu)⁹ zrcadlové podmínky, tzn. skaláry zůstávají totožné, normálové složky vektorů mění znaménko: $\rho \rightarrow \rho$, $v_n \rightarrow -v_n$, $B_n \rightarrow -B_n$, $v_t \rightarrow v_t$, $B_t \rightarrow B_t$;
4. $\vartheta = 90^\circ$ (na rovníku) symetrické podle roviny: $\rho \rightarrow \rho$, $v_n \rightarrow -v_n$, $B_n \rightarrow B_n$, $v_t \rightarrow v_t$, $B_t \rightarrow -B_t$;
5. $\varphi = 0^\circ = 360^\circ$ periodické.

0.1.10 Formalismus v programu Pluto

Pro výpočetní účely se rovnice optimalizují následovně (Mignone aj. 2007). Maximum členů vyjádříme pomocí divergence, abychom se vyhnuli výpočtům rotace, které jsou náročné a při kterých hrozí větší zaokrouhlovací chyby. Pro přehlednost

⁹ pro plochý disk je zřejmě možno volit větší hodnotu, např. $\vartheta = 85^\circ$

zde také předpokládáme $\mu_1 = \mu_2 = 0$, $F_\star = 0$ (tj. bez přenosu záření), $K = 0$, $\eta_{\text{mag}} = 0$, $\Phi_{\text{disk}} = 0$ (beztak převažuje Φ_\star):¹⁰

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \rho \\ \mathbf{p} \\ E + \rho\Phi \\ \mathbf{B} \end{pmatrix} + \nabla \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{p} \\ \rho\mathbf{v} - \mathbf{B}\mathbf{B} + I\mathbf{P} \\ (E + \rho\Phi + P)\mathbf{v} - \mathbf{B}\mathbf{v} \cdot \mathbf{B} \\ \mathbf{v}\mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{v} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\rho\nabla\Phi \\ 0 \\ \mathbf{0} \end{pmatrix}, \quad (16)$$

kde $\mathbf{p} = \rho\mathbf{v}$ označuje hustotu hybnosti, $E = U + \frac{1}{2}\rho\mathbf{v}^2 + \frac{1}{2\mu_{\text{vac}}}\mathbf{B}^2$ hustotu energie a $P = P_{\text{gas}} + \frac{1}{2\mu_{\text{vac}}}\mathbf{B}^2$ celkový tlak.

Identita (16) s (1) je zřejmá:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho\mathbf{v} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\rho + \rho\nabla \cdot \mathbf{v} = 0.$$

Druhý řádek odpovídá rovnici (2) (bez μ_{vac} , které je zahrnuto v \mathbf{B}):

$$\begin{aligned} & \frac{\partial\rho\mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho\mathbf{v}\mathbf{v} - \mathbf{B}\mathbf{B} + I\mathbf{P}_{\text{gas}} + I\frac{1}{2}\mathbf{B}^2 \right) = \\ & = \mathbf{v} \frac{\partial\rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} + \dot{\nabla} \cdot \rho\mathbf{v}\mathbf{v} + \dot{\nabla} \cdot \rho\mathbf{v}\mathbf{v} + \dot{\nabla} \cdot \rho\mathbf{v}\mathbf{v} - \dot{\nabla} \cdot \mathbf{B}\mathbf{B} - \dot{\nabla} \cdot \mathbf{B}\mathbf{B} + \nabla P_{\text{gas}} + \frac{1}{2}\mathbf{B} \cdot \nabla\mathbf{B} = \\ & \mathbf{v} \text{ krát (1)} \\ & = \underbrace{\mathbf{v} \frac{\partial\rho}{\partial t}} + \rho \frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} + \underbrace{\mathbf{v}\mathbf{v} \cdot \nabla\rho}_{=0} + \underbrace{\rho\mathbf{v} \cdot \nabla\mathbf{v}}_{\text{bác}} + \rho\mathbf{v} \cdot \nabla\mathbf{v} - \underbrace{\mathbf{B} \cdot \nabla\mathbf{B}}_{=0} - \underbrace{\mathbf{B} \cdot \nabla\mathbf{B}}_{\text{bác}} + \nabla P_{\text{gas}} + \underbrace{\mathbf{B} \cdot \nabla\mathbf{B}}_{\text{cáb}} = \\ & = \rho \left(\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\mathbf{v} \right) + \nabla P_{\text{gas}} - (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = -\rho\nabla\Phi \quad \text{c.b.d.} \end{aligned}$$

Vezmeme nyní raději 4. řádek a rovnici (5):

$$\begin{aligned} & \frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v}\mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{v}) = \frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} + \dot{\nabla} \cdot \mathbf{v}\mathbf{B} + \dot{\nabla} \cdot \mathbf{v}\mathbf{B} - \dot{\nabla} \cdot \mathbf{B}\mathbf{v} - \dot{\nabla} \cdot \mathbf{B}\mathbf{v} = \\ & = \frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} + \mathbf{B}\nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \nabla\mathbf{B} - \mathbf{v}\nabla \cdot \mathbf{B} - \mathbf{B} \cdot \nabla\mathbf{v} = \\ & = \frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} - \dot{\nabla} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \dot{\nabla} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad \text{c.b.d.} \end{aligned}$$

Nakonec rychle porovnáme 3. řádek a rovnici (3):

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(U + \frac{1}{2}\rho\mathbf{v}^2 + \frac{1}{2}\mathbf{B}^2 + \rho\Phi \right) + \nabla \cdot \left(U\mathbf{v} + \frac{1}{2}\rho\mathbf{v}^2\mathbf{v} + \frac{1}{2}\mathbf{B}^2\mathbf{v} + \rho\Phi\mathbf{v} + P_{\text{gas}}\mathbf{v} + \frac{1}{2}\mathbf{B}^2\mathbf{v} - \mathbf{B}\mathbf{v} \cdot \mathbf{B} \right) = \\ & = \frac{\partial U}{\partial t} \nabla \cdot U\mathbf{v} + P_{\text{gas}}\nabla \cdot \mathbf{v} + \rho\mathbf{v} \cdot \text{Navier-Stokes} + \mathbf{B} \cdot \text{indukční rce} + \Phi \text{ krát rce kontinuity} = 0, \end{aligned}$$

¹⁰ Symboly typu $\mathbf{v}\mathbf{B}$ (nebo $\mathbf{B}\mathbf{v}$, $\mathbf{B}\mathbf{B}$) jsou diády, čili tenzory druhého řádu (matice 3×3) se složkami $v_i B_j$. Někdy bývají označovány $\mathbf{v} \otimes \mathbf{B}$.

což bylo dokázati.

0.1.11 Metoda konečných objemů (FVM)

Jednou z metod používaných pro numerické řešení hydrodynamických rovnic je metoda konečných objemů (FVM, angl. finite volume method). Budeme ji zde demonstrovat na rovnici kontinuity, ale samozřejmě ji lze použít na celou soustavu rovnic (16):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{p} = 0.$$

Provedeme integraci přes nějaký objem V :

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_V \nabla \cdot \mathbf{p} dV = \int_V 0 dV,$$

a použijeme Gaussovu větu:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{1}{V} \int_S \mathbf{p} \cdot d\mathbf{S} = \bar{0},$$

kde na levé straně jsme napsali průměrnou hodnotu hustoty $\bar{\rho}$ v onom V a na pravé straně jsme z výukových důvodů ponechali „průměrnou nulu“.

Diskretizace v prostoru spočívá ve vyjádření integrálu přes hranici V , resp. sumy přes příslušné plošky S :

$$\begin{aligned} \frac{1}{V} \int_S \mathbf{p} \cdot d\mathbf{S} &\doteq \frac{S_{i+1/2,j,k}}{V_{i,j,k}} p_{i+1/2,j,k} - \frac{S_{i-1/2,j,k}}{V_{i,j,k}} p_{i-1/2,j,k} \\ &+ \frac{S_{i,j+1/2,k}}{V_{i,j,k}} p_{i,j+1/2,k} - \frac{S_{i,j-1/2,k}}{V_{i,j,k}} p_{i,j-1/2,k} \\ &+ \frac{S_{i,j,k+1/2}}{V_{i,j,k}} p_{i,j,k+1/2} - \frac{S_{i,j,k-1/2}}{V_{i,j,k}} p_{i,j,k-1/2}, \end{aligned} \quad (17)$$

kde indexy i, j, k příslušejí jednotlivým kartézským souřadnicím a mění se od 0 do počtu bodů sítě. Hodnoty $p_{i,j,k}$ v polovinách prostorového kroku (na hranicích mezi sousedními objemy) určíme interpolací.

Diskretizace v čase je v nejjednodušším případě:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} \doteq \frac{\rho^{n+1} - \rho^n}{\Delta t}.$$

Schéma explicitní vznikne tak, že v (17) použijeme staré $\rho_{i,j,k}^n$ a $p_{i,j,k}^n$ (tj. z minulého časového kroku). Explicitní se jmenuje proto, že můžeme obratem vyjádřit nové $\rho_{i,j,k}^{n+1}$.

Ve schématu implicitním bychom všude použili nové (avšak neznámé!) $p_{i,j,k}^{n+1}$. Rovnice proto spolu s ostatními tvoří soustavu rovnic, kterou je třeba vyřešit. Z matematického hlediska tedy musíme provést inverzi (velké) matice. Výhodou je ovšem větší stabilita a možnost použití většího Δt .

V programu PLUTO jsou implementovány metody přesně nebo přibližně řešící Riemannův problém, který spočívá v nalezení časového vývoje nespojitosti hustoty a rychlosti pro linearizované rovnice (1) a (2). Vybírat můžeme z vícero postupů (např. Roe, HLLE, HLLC).

Škálované jednotky. Abychom částečně předešli numerickým problémům a zakrouhlovacím chybám je dobré používat vhodně škálované jednotky. Například pro simulace protoplanetárního disku je můžeme volit následovně: $[r] = a_J$, $[\rho] = M_\odot/a_J^3$, $[v] = \sqrt{GM_\star/a_J}/(2\pi)$, odkud plyne $[m] = M_\odot$, $[t] = 2\pi/\sqrt{GM_\star/a_J^3}$, $[P] = M_\odot GM_\star/a_J^4/(4\pi^2)$.

0.1.12 Migrace planet v plynném disku

Je třeba především rozlišovat, zda se jedná o migraci v disku tvořeném plynem nebo planetesimálami; obojí se pochopitelně chová jinak. Zde se budeme soustředit pouze na plyn a v něm vnořenou planetu. Pak lze rozlišovat tři základní typy ustálené migrace: I, II a III — tzn. bez mezery, s mezerou a s částečnou mezerou.

Asi nejsnadněji lze popsat typ II. Značná část plynu v okolí dráhy již spadla na planetu, čímž se vytvořila mezera. Zároveň vznikla spirální ramena, která jsou vlastně přímou gravitační vazbou mezi planetou a diskem. Třecí neboli viskózní síly mezi rameny a zbytkem disku mají transversální složku, která způsobuje spirálování planety dle první Gaussovy rovnice:

$$\frac{da}{dt} = -\frac{2\mathcal{T}}{n} + \mathcal{O}(e), \quad (18)$$

kde a označuje velkou poloosu planety, \mathcal{T} transversální složku zrychlení (tj. v rovině dráhy, kolmo k radiusvektoru), $n = \sqrt{GM_\odot}a^{-3/2}$ střední keplerovský pohyb neboli úhlovou rychlost, přičemž předpokládáme kruhovou dráhu ($e = 0$). Transverzální složka je vytvářena viskózním členem v rovnici (2):

$$\mathcal{T} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} \mu_1 \frac{\partial}{\partial r} v_{\text{kepl}} = \frac{\mu_1}{\rho} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \sqrt{GM_\odot} r^{-1/2} = \frac{\mu_1}{\rho} \sqrt{GM_\odot} \frac{3}{4} r^{-5/2},$$

což po dosazení (a obvyklé náhradě $r \rightarrow a$) dává:

$$\left(\frac{da}{dt} \right)_{\text{II}} = -\frac{3\nu}{2a}, \quad (19)$$

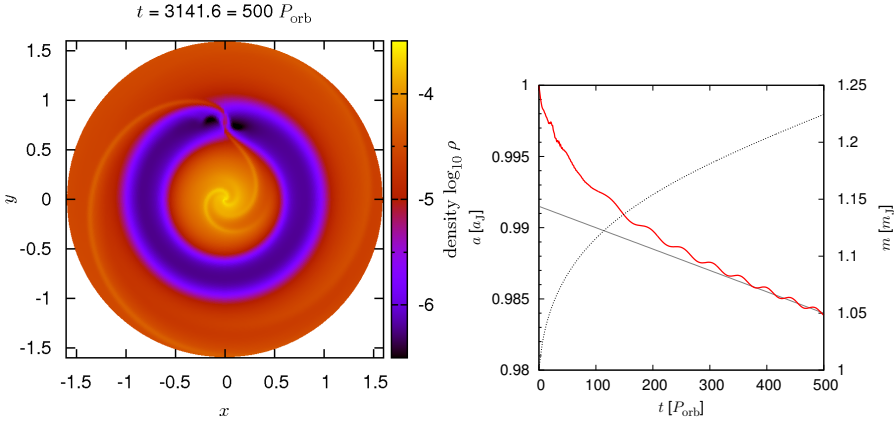
kde $\nu \equiv \mu_1/\rho$ je kinematická viskozita. Znaménko je zde záporné, neboť k planetě je blíže vnější spirální rameno, disk tam obíhá (keplerovsky) pomaleji, čili dochází k brzdění.

Situaci pro jednu planetu ukazuje obr. 6, spočtený programem Fargo (Masset 2000). Po vytvoření mezery se vývoj ustálí a změna velké poloosy odpovídá vztahu (19). Pro dvě interagující planety (obr. 7) je situace obecně složitější. Pokud se vytvoří dvě mezery a překryjí se, vnější spirální rameno je od vnitřní planety mnohem dál, takže převažuje vliv vnitřního, kde ale disk obíhá rychleji, a zmiňovaná planeta se tedy nutně také urychluje a vzdaluje od Slunce.

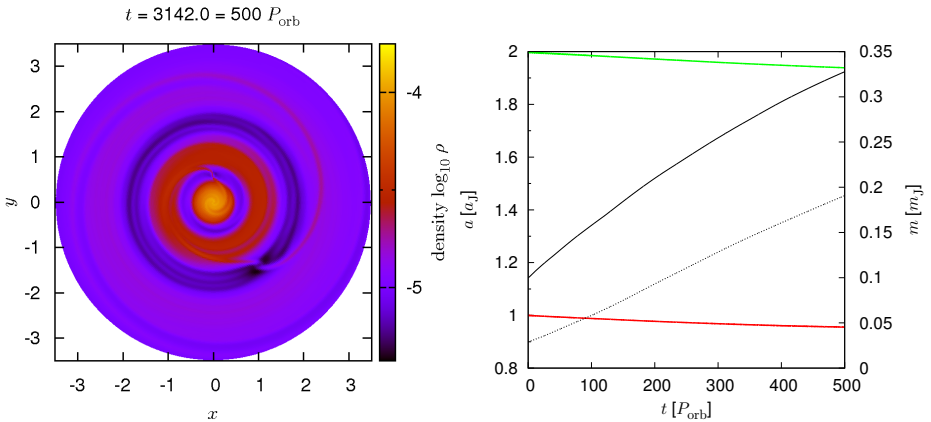
Turbulentní viskozita. Otázkou je, jaká je *hodnota* viskozity? Obvyklá molekulární viskozita řídkého plynu se zdá nepatrná a planety by vlastně nemigrovaly vůbec. Turbulence ovšem efektivně způsobuje viskozitu také; i když bychom ji nebyli schopni detailně rozlišit v numerickém modelu, mohli bychom ji zahrnout jako zvýšenou hodnotu ν . Vzhledem k tomu, jaké má ν jednotky ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$), je logické ji vztáhnout k nějaké rychlosti a nějakému rozměru. Je podruhé logické zvolit buď rychlost obíhání v_{kepl} , nebo zvuku c_s , a jako rozměr výšku H disku, neboť tato omezuje maximální velikost vírů. Shakura a Sunyaev (1973) navrhli parametrizaci vztahem:

$$\nu = \alpha c_s H, \quad (20)$$

kde α je bezrozměrný parametr, nabývající hodnot od 0 do řádově 1. Ze stacionárního modelu disku můžeme případně dosadit za $H \simeq c_s/n_{\text{kepl}}$. Nejdůležitějším zdrojem turbulence, a tudíž zvýšené makroskopické viskozity, je magneto–rotační nestabilita (kap. 0.0), která se rozvíjí i při slabých počátečních magnetických polích. Je to ostatně tentýž proces, který ve vesmíru vytváří akreční disky.



Obr. 6 — Plynný disk a jedna vnořená planeta, vlevo plošná hustota disku $\sigma(x, y)$, vpravo časový vývoj velké poloosy $a(t)$ (znázorněn červeně) a hmotnosti $m(t)$ planety (tečkované). Pro porovnání je znázorněn i pokles a dle rovnice (19), která platí poté, co se v disku vytvoří mezer. Parametry simulace byly voleny takto: hmotnost centra $M = 1$, poměr $H/r = 0,05$, plošná hustota $\sigma = 6,37 \cdot 10^{-5} r^{-1,5}$, kinematická viskozita $\nu = 10^{-5}$, planeta s počáteční velkou poloosou $a = 1$, orbitální periodou $P_{\text{orb}} = 2\pi$ a hmotností $m = 0,001$. Rozsah poloměrů byl $r \in (0,4; 1,6)$, dvourozměrnou síť (r, ϕ) tvořilo 128 krát 384 bodů a časový krok $dt \doteq 0,31416$. Simulace programem Fargo (Masset 2000).



Obr. 7 — Disk a dvě planety. Obdobné nastavení parametrů jako u obr. 6, s výjimkou $r \in (0,4; 3,5)$, 1-rozměrná síť sahající do $r' = 20$, planety $a_1 = 1$, $m_1 = 10^{-4}$, $a_2 = 2$, $m_2 = 2,9 \cdot 10^{-5}$. Simulace programem Fargo.

-
- [1] ARMITAGE, P. J. *Astrophysics of planet formation*. New York: Cambridge University Press, 2010. ISBN 9780511691362.
- [2] BALBUS, S. A., HAWLEY, J. F. *A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis. II - Nonlinear evolution*. *Astrophys. J.*, **376**, 214–233, 1991.
- [3] BROŽ, M., ŠOLC, M. *Fyzika sluneční soustavy*. Praha: MatfyzPress, 2013. ISBN 97880-73782368. (http://sirrah.troja.mff.cuni.cz/~mira/fyzika_malych_teles/).
- [4] FLOCK, M., FROMANG, S., GONZÁLES, M., COMMERÇON, B. *Radiation hydrodynamics in global simulations of protoplanetary discs* *Astron. Astrophys.*, **560**, A43, 2013.
- [5] JOHANSEN, A., OISHI, J. S., MAC LOW, M.-M., KLAHR, H., HENNING, T., YOUNDIN, A. *Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar discs*. *Nature*, **448**, 1022–1025, 2007.
- [6] MASSET, F. *FARGO: A fast eulerian transport algorithm for differentially rotating disks*. *Astron. Astrophys. Suppl. S.*, **141**, 165–173, 2000.
- [7] MIGNONE, A., BODO, G., MASSAGLIA, S. AJ. *PLUTO: A numerical code for computational astrophysics* *Astron. J. Suppl. S.*, **170**, 228, 2007.
- [8] SHAKURA, N. I., SUNYAEV, R. A. *Black holes in binary systems. Observational appearance*. *Astron. Astrophys.*, **24**, 337–355, 1973.
- [9] SHORE, S. N. *Astrophysical hydrodynamics*. Weinheim: Wiley-Vch, 2007. ISBN 97835-27406692.
- [10] TOOMRE, A. *On the gravitational stability of a disk of stars*. *Astrophys. J.*, **139**, 1217–1238, 1964.
- [11] *Wikipedia*. *Accretion disc* [online]. [cit. 2015-03-10]. (http://en.wikipedia.org/wiki/Accretion_disc)
- [12] YOUNDIN, A., JOHANSEN, A. *Protoplanetary disk turbulence driven by the streaming instability: linear evolution and numerical methods*. *Astrophys. J.*, **662**, 613–626, 2007.

Literatura

Učebnice

Reference