Ewolucja czasowa dysków akrecyjnych, stacjonarność, stabilność

1. Przykład rozwiązania stacjonarnego – dysk zdominowany przez P_{rad}

Do wielu celów wystarczy znajomość struktury dysku wertykalnie uśrednionej, zamiast szczegółowej struktury wertykalnej. Jeśli na dodatek mamy analityczny przepis na nieprzezroczystości, oraz prosty przepis na ciśnienie (albo dominacja ciśnienia promieniowania nad ciśnieniem gazu, albo odwrotnie, i tylko jeden z tych składników ciśnienia jest ważny) , to rozwiązania na wartości uśrednione, ciśnienia, gęstości i temperatury, bądź dobrze reprezentujące uśrednioną strukturę, jak gęstość powierzchniowa i grubość dysku,

$$\bar{P}, \quad \bar{\rho}, \quad \Sigma = \bar{\rho} \times H, \quad H, \quad \bar{T}$$

będące tylko funkcjami promienia r, dają się wyrazić prostymi wzorami.
Rozważymy konkretny przykład. Założenia:

- dysk keplerowski, optycznie gruby, mechanizm lepkości αP_{tot}
- dominacja ciśnienia promieniowania $P = P_{rad}$
- znaczna jonizacja materii, czyli dominacja rozpraszania na swobodnych elektronach, $\kappa = \kappa_{es}$

Potem sprawdzimy zakres słuszności wzorów. Równania określające strukturę wertykalną dają

$$\frac{P}{\rho H} = \frac{GMH}{R^3} \qquad \textit{rownowaga hydrostatyczna}$$

$$\frac{F}{H} = \frac{3}{2}\alpha P \Omega_K \qquad \textit{generacja energii}$$

$$\frac{T}{H} = \frac{3\kappa_{es}\rho F}{4\sigma T^3} \qquad \textit{transport energii przez promieniowanie}$$

A dodatkowo mamy wzory uzupełniające:

$$F = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R^3}\left(1 - \sqrt{\frac{R_{inner}}{R}}\right), \qquad P = \frac{1}{3}aT^4$$

1. Przykład rozwiązania stacjonarnego – dysk zdominowany przez P_{rad} c.d.

Przekształcając te wzory otrzymujemy:

grubość dysku

$$H = \frac{3\kappa_{es}\dot{M}}{8\pi c}\left(1-\sqrt{\frac{R_{inner}}{R}}\right)$$

H = const poza bezpośrednią okolicą Rin

$$\frac{H}{R_{Schw}} = \frac{3}{4}\frac{1}{\eta}\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{Edd}}(\ldots)$$

dysk robi się gruby dla dużego tempa akrecji

gęstość powierzchniowa

$$\Sigma = \rho H = \frac{16\pi c R^{3/2}}{9\alpha\kappa_{es}^2\sqrt{GM}\,\dot{M}\left(1-\sqrt{\frac{R_{inner}}{R}}\right)}$$

malejąca funkcja tempa akrecji

Dla R $\longrightarrow$ R_{inner} z powyższego wzoru $\Sigma \to \infty$. Problem ten nie występuje w przypadku uwzględnienia także ciśnienia gazu, ponieważ w bezpośredniej okolicy R_{inner} właśnie ciśnienie gazu dominuje.

optyczna grubość

$$\tau = \Sigma\kappa_{es} = \frac{8\sqrt{2}\eta}{9\alpha}\frac{\dot{M}_{Edd}}{\dot{M}}\left(\frac{R}{R_{Schw}}\right)^{3/2}$$

dysk robi się optycznie niezbyt gruby w wewnętrznej części dla dużego tempa akrecji

ciśnienie

$$P = \frac{2\sqrt{GM}}{3\alpha\kappa_{es}R^{3/2}}$$

stosunek ciśnienia gazu do ciśnienia promieniowania

$$\frac{P_{gas}}{P_{rad}} = \frac{\frac{k}{\mu m_p}\rho T}{\frac{1}{3}aT^4} \propto \rho P^{1/4}P^{-1} \propto M^{-1/4}\left(\frac{R}{R_{Schw}}\right)^{21/8}\left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{Edd}}\right)^{-2}$$

Przybliżenie dominacji przez ciśnienie promieniowania dobre, gdy
duże tempo akrecji
duże R
duże M -
czyli stosunkowo częściej dla AGN

2. Analiza stabilności dysku zdominowanego przez ciśnienie promieniowania

Dobre rozwiązanie stacjonarne powinno być zarazem stabilne, czyli małe zaburzenia wokół położenia równowagi powinno powodować powrót do równowagi. Czy tak jest tutaj?

(a) skale czasowe

Ruch orbitalny w dysku akrecyjnym odbywa się w **skali dynamicznej**, która jest określona w geometrycznie cienkim dysku akrecyjnym przez częstość keplerowską

$$t_d = \frac{1}{\Omega_K} \qquad liczbowo: 10^{-5} \left(\frac{R}{R_{Schw}} \right)^{3/2} \frac{M}{M_s} \; [s]$$

W tej samej skali czasowej następują oscylacje dynamiczne dysku w kierunku wertykalnym, związane z odejściem dysku od równowagi hydrostatycznej.
Zmiana gęstości powierzchniowej dysku wiąże się z ruchem radialnym, a zatem charakterystyczna skala czasowa zmiany gęstości powierzchniowej, czyli **skala lepka**, jest równa

$$t_v = \frac{R}{v_R} = \frac{R^2}{\alpha c_s H} \propto \frac{1}{\alpha \Omega_K} \left(\frac{R}{H} \right)^2 \propto \frac{1}{\alpha} \left(\frac{R}{H} \right)^2 t_d$$

Zmiana temperatury, gęstości i grubości dysku następuje w **skali termicznej**, określającej grzanie i chłodzenie dysku

$$t_{th} = \frac{E}{F} \propto \frac{P H}{\alpha P H \Omega_K} \propto \frac{1}{\alpha} t_d$$

Zatem dla geometrycznie cienkiego dysku najkrótsza jest skala dynamiczna, dłuższa jest skala termiczna, ale jeszcze znacznie dłuższa jest z kolei skala lepka:

$$\boldsymbol{t_v \gg t_{th} \gg t_d}$$

Zbadamy teraz stabilność termiczną dysku. Oznacza to, że możemy założyć równowagę hydrostatyczną, a także stałą gęstość powierzchnową

$$\Sigma(t) = \rho(t) H(t) = const$$

2. Analiza stabilności dysku zdominowanego przez ciśnienie promieniowania c.d.

(b) równania dla dysku nie w równowadze termicznej

Nadal zakładamy równowagę hydrostatyczną, ale nie równość grzania i chłodzenia. Wielkości P, ρ, H i T są teraz funkcjami czasu.

$$\frac{P}{\rho H} = \frac{G M H}{R^3} \quad \textit{rownowaga hydrostatyczna ;} \qquad P = \frac{1}{2} a T^4 \quad \textit{dominacja cisnienia gazu}$$

$$Q^+ = \frac{3}{2} \alpha P \Omega_K H \qquad \textit{generacja energii}$$

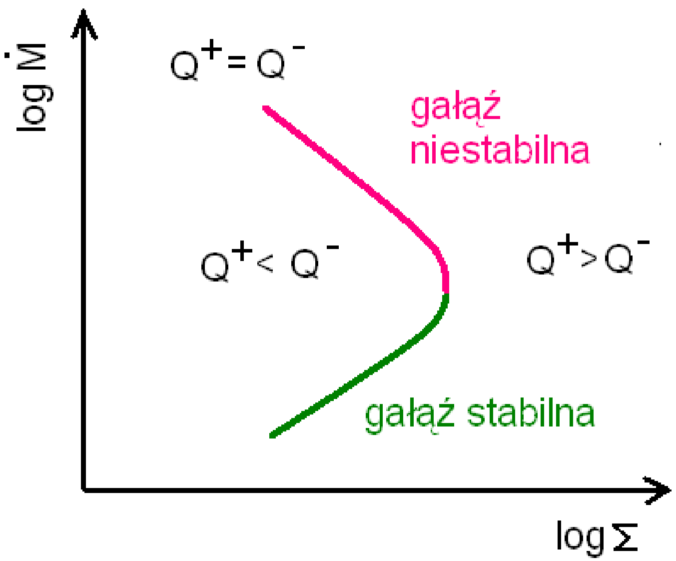
$$Q^- = \frac{4 \sigma T^4}{3 \kappa_{es} \rho H} \qquad \textit{wyswiecanie energii}$$

Zakładając teraz, że $\Sigma = \rho H$ = const, możemy wszystko wyrazić w funkcji zmiennej T:

$$Q^+ \propto T^8 \quad \textit{czyli} \quad \frac{d\ln Q^+}{d\ln T} = 8$$

$$Q^- \propto T^4 \quad \textit{czyli} \quad \frac{d\ln Q^-}{d\ln T} = 4$$

$$\longrightarrow \quad \frac{d\ln Q^+}{d\ln T} > \frac{d\ln Q^-}{d\ln T}$$



Zatem zaburzenie narasta, ponieważ wzrost grzania nie jest dostatecznie zrównoważony przez wzrost chłodzenia, gdy T jest większa niż odpowiadałoby to sytuacji równowagowej.
Na rysunku zamiast Q^+ można umieścić wielkość do niej proporcjonalną, czyli tempo akrecji (lub temperaturę efektywną).
Zasadniczo stabilność należy badać wypisując pełne równania w postaci zależnej od czasu, a następnie linearyzując wokół rozwiązania stacjonarnego. Jednak dokładne badanie potwierdza prosty przepis rysunkowy: rozwiązanie jest niestabilne, jeśli nachylenie krzywej równowagowej na wykresie Mdot – Σ jest ujemne. **Gałąź dolna stabilna – dominacja ciśnienia gazu.**

2. Analiza stabilności dysku zdominowanego przez ciśnienie promieniowania c.d.

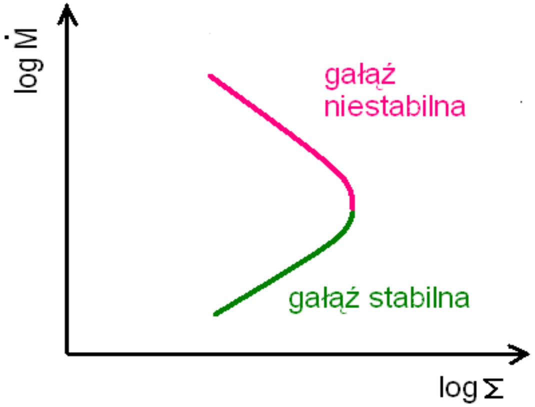
(c) zaburzenia w skali lepkiej dla dysku w równowadze termicznej

Historycznie pierwszą praca na temat niestabilności klasycznych dysków w obszarze dominacji ciśnienia promieniowania dotyczyła tego właśnie problemu (Lightman & Eardley 1973). W tym wypadku zakładamy, że dysk jest w równowadze termicznej, tzn. $Q^+ = Q^-$, oraz oczywiście w równowadze hydrostatycznej. Zaburzamy teraz gęstość powierzchniową. O stabilności znów decyduje charakter zależności Mdot – . Σ

Argument jakościowy: ponieważ dla dysków α P w zakresie dominacji przez ciśnienie promieniowania

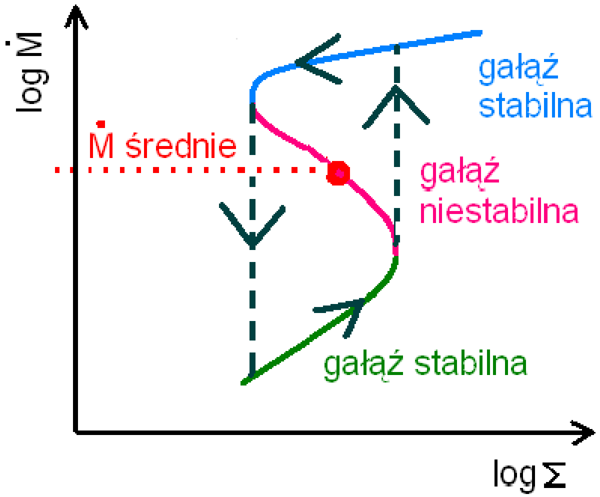
$$\Sigma \propto \frac{1}{\dot{M}}$$

zatem zwiększenie gęstości powierzchniowej powoduje spadek tempa wypływu z danego pierścienia i dalszą akumulację materii, czyli dalszy wzrost Σ. Zatem znów o stabilności decyduje znak pochodnej



$$\frac{d\ln \dot{M}}{d\ln \Sigma} :$$

Dodatnie – rozwiązanie stabilne
ujemne – rozwiązanie niestabilne



Obszar niestabilności lepkiej i termicznej pokrywają się, obie niestabilności działają wspólnie. Niestabilnośc termiczna jest w pewnym sensie wiodąca, ponieważ działa w krótszej skali czasowej, bardziej gwałtownie, ale w dłuższej skali uzupełniają się wzajemnie, a w ewolucji dysku występują naprzemiennie okresy ewolucji szybkiej (przy Σ = const) i ewolucji wolniejszej (wzdłuż krzywej równowagi termicznej). Warunkiem jest istnienie **dwóch** galęzi stabilnych: górnej i dolnej.

3. Górna gałąź rozwiązań dyskowych – adwekcja w dysku optycznie grubym

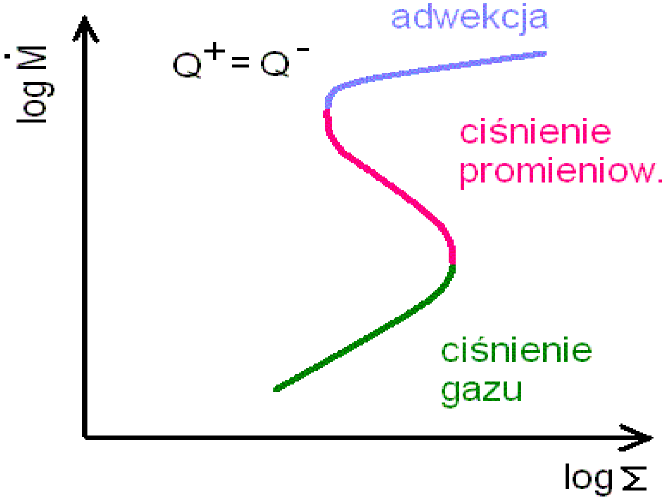
Nie zawsze słusznym jest przybliżenie, że energia dysypująca się na danym promieniu jest na tymże promieniu wyświecana. Materia przepływając transportuje też energię wewnętrzną. W przypadku, gdy chłodniejsza materia wpływa do obszaru gorętszego i musi pobrać energię, aby się do otoczenia dostosować, mamy do czynienia z chłodzeniem, a gdy jest odwrotnie, mamy do czynienia z grzaniem. Taki przepływ energii wewnętrznej to **adwekcja.** W równaniu energii jest to człon rzędu

$$F_{adv} \approx \rho v_r v_s^2 H \qquad \frac{F_{adv}}{F} \approx \left(\frac{H}{R}\right)^2 \frac{1}{1-\sqrt{R_{ms}/R}}$$

W przypadku skorzystania z opisu struktury dysku poprzez model wertykalnie uśredniony, człon ten można zapisać Widać, że gdy tempo akrecji jest bardzo duże, człon ten zaczyna być istotny w całym dysku, nie tylko w pobliżu orbity marginalnie stabilnej. Prawo rotacji dysku też wtedy zaczyna przejawiać odstępstwa od rotacji keplerowskiej, ponieważ zarazem gradient ciśnienia zaczyna być ważny.

Gdy efekt adwekcji zaczyna dominować nad chłodzeniem, dla jasności znacznie powyżej jasności Eddingtona, energia jest tylko w niewielkim stopniu emitowana lokalnie.Najistotniejsze efekty:

- jasność saturuje się pomimo zwiększania tempa akrecji
- efektywność akrecji spada
- dysk zdominowany przez ciśnienie promieniowania staje się stabilny



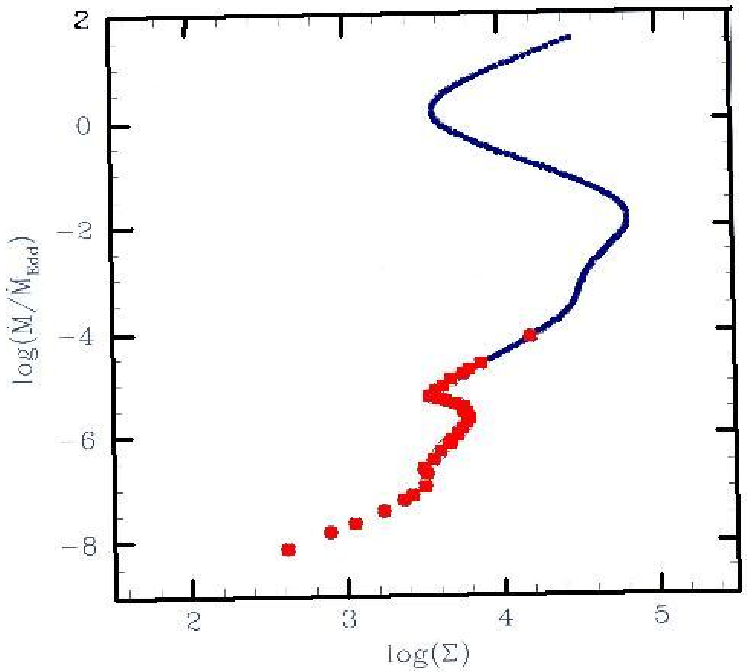
To ostatnie ma miejsce dlatego, że przy analizie Q^+ i Q^- w funkcji T mamy teraz dodatkowy człon w Q^-, którego zależność od T jest silniejsza niż w Q^+

$$Q^- \propto T^{12}$$

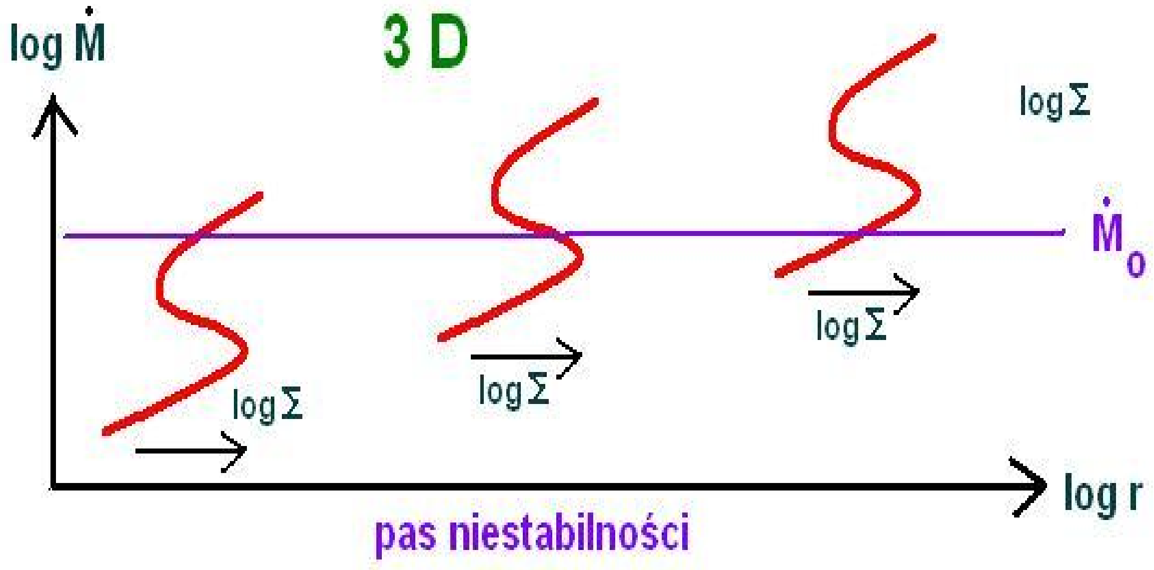
Z powodów oczywistych wykres ten jest często nazywany krzywą S.

4. Niestabilność jonizacyjna i kompletna krzywa stabilności

Gdy dominuje cośnienie gazu, też nie zawsze dysk jest stabilny. Problem tkwi w skomplikowanej zależności nieprzezroczystości od temperatury. W obszarze częściowej jonizacji wodoru i helu nieprzezroczystość – i tempo chłodzenia – zmienia się z temperaturą bardzo gwałtownie. Ta niestabilność znów jest widoczna jako zmiana znaku pochodnej na wykresie Mdot - Σ . Występuje ona dla stosunkowo małych wartości tempa akrecji. Rysunek obok przedstawia kompletną krzywą dla galaktyki NGC 4151, dla promienia R = 10 R_{Schw}. Ten wykres już nie ma postaci S, dlatego raczej należy go określić mianem krzywej stabilności.



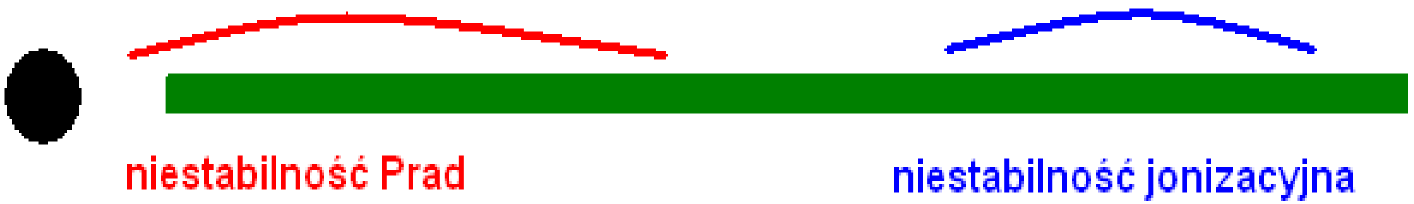
5. Zależność radialna krzywej stabilności



Sporządzona krzywa stabilności, czyli wykres Mdot - Σ zależy w sposób istotny od promienia, na którym została policzona. Orientacyjnie można powiedzieć, że im większy promień, tym krzywa przesuwa się w górę, a charakterystyczne punkty przegięcia pojawiają się dla coraz większych wartości tempa akrecji.

5. Zależność radialna krzywej stabilności cd.

Dlatego, jeśli przyjąć pewne zewnętrzne tempo akrecji i popatrzeć, czy dysk jest stabilny czy nie, to okaże się, że bardzo często będziemy mieli do czynienia z radialnie ułożonymi pasami niestabilności. Na przykład, dysk wokół galaktycznej czarnej dziury o tempie akrecji 0.5 wartości Eddingtona będzie niestabilny w wewnętrznych częściach ze względu na dominację ciśnienia promieniowania, ale daleko będzie też pas niestabilności związany z częściową jonizacją.



Ponieważ ewolucyjna skala czasowa to skala lepka w danym miejscu dysku, a skala czasowa rośnie szybko z odległością, to skale czasowe odpowiadające tym niestabilnościom będą dramatycznie różne. Dla niestabilności Prad będzie to kilkaset – kilka tysięcy sekund, dla niestabilności jonizacyjnej będą to lata. Skale czasowe wydłużają się też proporcjonalnie do masy czarnej dziury i dla AGN te same skale czasowe to odpowiednio lata i miliony lat.

Nietabilności będą się sprzęgać w tym sensie, że zachowanie dysku w zewnętrznych częściach, a przede wszystkim tempo akrecji w funkcji czasu będzie stanowiło zewnętrzny watrunek brzegowy dla wewnętrznych obszarów dysku. Obszary niestabilności mogą (i raczej to robią) zachodzić na siebie i zasadniczo oba efekty trzeba by badać łącznie.

NIESTABILNOSC GRAWITACYJNA: W zewnętrznych częściach dysku w przypadku aktywnych jąder galaktyk może też działać niestabilność grawitacyjna. Kryterium jest bardzo podobne do kryterium na rozerwanie gwiazdy przez czarną dziurę. Niestabilnośc grawitacyjna rozwinie się, jeśli

$$\rho > \frac{GM}{r^3}$$

gdzie ρ jest gęstością średnią dysku w odległości r od czarnej dziury, a M jest masą czarnej dziury.

6. Ewolucja czasowa dysku akrecyjnego

Ewolucja czasowa występuje wtedy, gdy:

- mamy do czynienia ze zmiennym dopływem masy w okolice czarnej dziury, np. w początkowej fazie akrecji orzed ustaleniem się stanu rstacjonarnego
- stan stacjonarny nie ustala się ze względu na istniejące niestabilności i sytuacja jest funkcją czasu

Rozważymy znów sytuację dysku w równowadze hydrostatycznej, rotującego keplerowsko, ale podlegającego ewolucji w skali termicznej i lepkiej. Na wykładzie (5) wyprowadzone były wzory

$$4\pi R \frac{\partial \Sigma}{\partial t} - \frac{\partial \dot{M}}{\partial R} = 0$$

$$\dot{M} \frac{d l_K}{dr} = \frac{\partial G}{\partial r}$$

Te dwa wzory można przekształcić, otrzymując równanie na ewolucję czasową gęstości powierzchniowej

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{4\pi R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{dl_k / dR} \frac{\partial G}{\partial R} \right]$$

Rówanie można prosto rozwiązać tylko w bardzo szczególnym , niefizycznym przypadku, Jeżeli zamiast parametryzacji Shakury-Sunyaeva α użyć parametryzacji przez ***współczynnik lepkości kinematycznej*** ν, pomiędzy którymi istnieje zależność

$$\nu = \frac{\alpha P}{-R \frac{\partial \Omega_K}{\partial R} \rho}$$

a następnie założyć, że ν = const, to równanie na ewolucję Σ zapisuje się następująco

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \Sigma R^{1/2}) \right]$$

I daje się rozwiązać analitycznie, gdy początkowy rozkład materii ma charakter nieskończenie cienkiego pierścienia. To znaczy, gdy początkowo

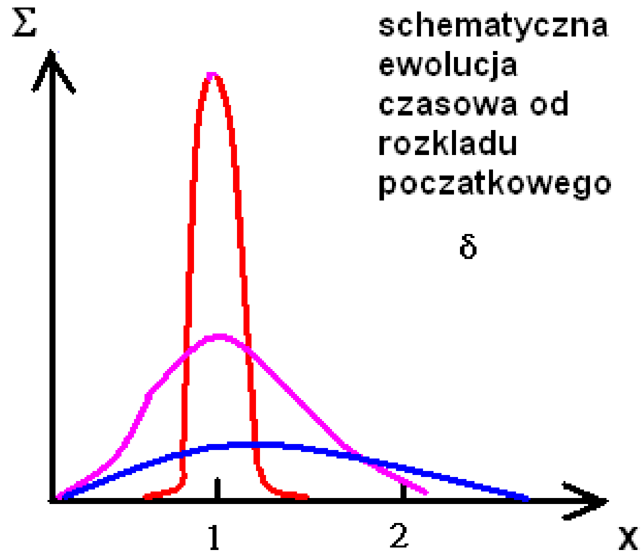
$$\Sigma(R, t=0) = \frac{m}{2\pi R_o} \delta(R - R_o) \qquad \textit{delta Diraca}$$

to dalsza ewolucja jest opisana wzorem

$$\Sigma(x,\tau) = \frac{m}{\pi R_o^2} \tau^{-1} x^{-1/4} \exp\left(-\frac{1+x^2}{\tau}\right) I_{1/4}(2x/\tau)$$

$$\textit{gdzie} \quad x = R/R_o; \quad \tau = 12 \nu t R_o^{-2}$$

Wynik wygląda jak typowe rozwiązanie **równania dyfuzji.**



7. Ewolucja dysku alpha_P z dominacją ciśnienia prom. w skali lepkiej

Nie ma globalnego rozwiązania analitycznego. Co więcej, w zakresie swojej niestabilności dysk naprzemiennie ewoluuje w termicznej albo w lepkiej skali czasowej i trzeba zasadniczo rozwiązywać ewolucję w obu skalach. Jeśli jednak nas intersuje potwierdzenie wprowadzonego wcześniej kryterium stabilności dysku na zaburzenia w skali lepkiej, to możemy założyć, że dysk jest w równowadze termicznej (oraz oczywiście hydrostatycznej) i rozważyć małe zaburzenia dysku zdominowanego przez ciśnienie promieniowania względem stanu stacjonarnego.

$G = 4\pi R^2 \alpha P H$ Odtwarzamy teraz zależność od gęstości powierzchniowej. Z równań na początku wykładu mamy

$$P \propto 1 \quad nie\ \ zalezy \qquad H \propto \frac{1}{\Sigma}$$

$$G \propto \frac{1}{\Sigma} \qquad \frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{4\pi R}\frac{\partial}{\partial R}\left[\frac{1}{dl_k/dR}\frac{\partial}{\partial R}(.....\frac{1}{\Sigma})\right]$$

Teraz zależność od Σ w nawiasie jest odwrotna, niż była w przedstawionym poprzednio rozwiązaniu dyfuzyjnym. To natychmiast rzutuje na wynik badania stabilności. Jeżeli rozwiązanie Σ_0 jest stanem stacjonarnym, to $\Sigma(t)$ rozkładamy na część stacjonarną i małe zaburzenie

$$\Sigma(R,t) = \Sigma_0(R) + \delta\Sigma(R,t)$$

Przy linearyzacji równań mamy; i pojawia się znak minus przed ostatnim wyrażeniem.

$$\frac{1}{\Sigma(R,t)} = \frac{1}{\Sigma_0(R)+\delta\Sigma(R,t)} = \frac{1}{\Sigma_0(R)}\frac{1}{1+\frac{\delta\Sigma(R,t)}{\Sigma_0(R)}} = \frac{1}{\Sigma_0(R)}\left(1-\delta\Sigma\frac{(R,t)}{\Sigma_0(R)}\right)$$

Odrzucamy kompensujące się człony opisujące stan stacjonarny, a następnie zakładamy rozwiązanie w postaci fali płaskiej

$$\delta\Sigma(R,t) = \Sigma_1 \exp(i\omega t - ikR) \qquad kR \gg 1$$

Człony wiodące w równaniu to wyrazy powstające z różniczkowania:
i powstający związek dyspersyjny, pomijając współczynniki, ma charakter

$$\frac{\partial}{\partial t} = i\omega \qquad \frac{\partial}{\partial R} = -ik$$

$$i\omega(...) = -(-ik)^2(...) \Rightarrow i\omega = (...)$$

i omega jest rzeczywiste, dodatnie!

Zaburzenie narasta:

$$\delta\Sigma(t) = \Sigma_1 \exp(at) \qquad a > 0$$

8. Czy te niestabilności rzeczywiście występują?

Mamy zatem sporą listę niestabilności, jakie mogą istnieć w dyskach akrecyjnych:

- niestabilność Prad
- niestabilność jonizacyjna
- niestabilność grawitacyjna.

Dotyczą one chłodnego, optycznie grubego dysku, a nie gorącej plazmy emitującej promieniowanie rentgenowskie.

Warunki teoretyczne ich występowania:

niestabilność	Prad	jonizacyjna	grawitacyjna
założona lepkość	α(Pgas +Prad)	α(Pgas +Prad), αPgaz	α(Pgas +Prad), αPgas
tempo akrecji	duże	każde	każde
obszar dysku	wewnętrzny	zewnętrzny	zewnętrzny
masa czarnej dziury	każda	każda	duża (AGN)

Niestabilność jonizacyjna i grawitacyjna występuje w zakresie, w którym zarazem dominuje ciśnienie gazu, i nie odróżniają pomiędzy tymi dwoma przepisami na lepkość. Występowanie przewidywanych niestabilności może stanowić test naszego podejścia do opisu lepkości. Co więc mamy w obserwacjach?

Niestabilność jonizacyjna

Istnienie niestabilności jonizacyjnej jest potwierdzone w szeregu obiektów:

(a) **dyski w zmiennych kataklizmicznych.** Nowe karłowate to układy podwójne gwiazd (biały karzeł + towarzysz), w których następują okresowo gwałtowne pojaśnienia. Wytłumaczenie tych wybuchów właśnie jako efekt niestabilności jonizacyjnej podali niezależnie Meyer & Meyer-Hoffmeister (1981) i Smak (1982). Co kilka miesięcy następują pojaśnienia trwające kilka dni, co odpowiada naprzemienie akumulacji materii i powolnej ewolucji wzdłuż dolnej galęzi krzywej S, szybkiemu pojaśnieniu i wzrostowi tempa akrecji (w skali termicznej), a następnie dość szybkiemu spływowi nagromadzonej materii (górna gałąź) na białego karła. Układy podwójne o zbyt małym rozmiarze dysku/zbyt dużym tempie akrecji wybuchów nie wykazują, ponieważ nie mają pasa niestabilności.

8. Czy te niestabilności rzeczywiście występują? c.d.

(b) **dyski w układach rentgenowskich.** Także w tym wypadku obserwowane wybuchy (okresy silnej aktywności w skali ok. 100 dni co kilkanaście-kilkadziesiąt lat) w wielu tzw. Żródłach przejściowych (transient sources) dobrze tłumaczy się jako wynik działania niesatbilności jonizacyjnej.

(c) **dyski protogwiazdowe.** Także tu działa ten sam mechanizm, odpowiadając np. Za pojaśnienia FU Orionis, w skali roku

(d) **dyski w AGN.** Przewidywane skale czasowe dla tej niestabilności to setki tysięcy, miliony lat. Nie wiadomo, czy występuje. Być może tak, i wyjaśnia, czemy tylko niewielka część galaktyk w danej chwili wykazuje aktywność, a pozostałe są uśpione, ale to tylko hipoteza.

W sumie powszechne występowanie niestabilności jonizacyjnej stanowi doskonałe potwierdzenie stosowanej parametryzacji lepkości w zakresie dominacji przez ciśnienie gazu. Ten wniosek wydają się potwierdzać symulacje numeryczne, które wiążą powstawanie lepkości z niestabilnościami magnetohydrodynamicznymi, które w zjonizowanym, rotującym dysku saturują się na poziomie mikro (a raczej makro) turbulencji.

Niestabilność grawitacyjna

Jej istnienie jest przewidywane tylko w AGN i na razie nie ma żadnych dowodów potwierdzających jej występowanie, ale też nie ma dowodów, że nie występuje. Brak danych ze względu na trudności w obserwacji zewn ętrznych części dysku oraz niejasności, do czego rozwój tej niestabilności prowadzi (powstawanie gwiazd ?)

Niestabilność Prad

Ta niestabilność powinna występować w jasnych żródłach rentgenowskich (L/LEdd > 0.2) dając w efekcie rozbłyski występujące w skali tysiąca sekund. Niemal dokładnie takie jak trzeba regularne rozbłyski występują w mikrokwazarze GRS 1915+105 (Janiuk et al.2000). Inne żródła jednak takiego zachowania nie wykazują. W nowych karłowatych taki obszar nie występuje, ponieważ biały karzeł jest geometrycznie za duży. W aktywnych jądrach galaktyk, w zakresie optycznym obserwujemy zmienność praktycznie wszystkich żródeł, ale nie ma jeszcze jasności, że jej przyczyną jest właśnie niestabilność związana z ciśnieniem promieniowania. Nie ma odpowiednich rachunków modelowych, a obserwacje pokrywają zaledwie kilkadziesiąt lat (a powinny kilkaset).

W sumie nie ma jeszcze jasności, czy poprawne skalowanie to alpha_Ptot czy alpha_Pgas.

9. Stabilność gorącej optycznie cienkiej plazmy

Modele gorącej plazmy są z reguły nie dostatecznie specyficzne, aby badać ich stabilność. Wyjątkiem są dwa modele opisujące akrecję gorącej, optycznie cienkiem materii na czarną dziurę. Od akrecji Bondiego różnią się tym, że materia posiada pewien moment pędu. Są dwie rodziny takich rozwiązań, oba oparte o istnienie dwu-temperaturowej plazmy (jony mają temperaturę praktycznie wirialną, znacznie wyższą niż elektrony), dominację ciśnienia gazu oraz lepkość alpha_Pgas. W wyniki akrecji grzeją się bezpośrednio jony, a elektrony zyskują energię w wyniku oddziaływania kulombowskiego z jonami.

(a) model SLE (Shapiro, Lightman, Eardley)

w modelu tym istnieją zewnętrzne, miękkie fotony, które powodują wydajne chłodzenie elektronów w wyniku komptonizacji. Energia dysypowana jest w całości wyświecana, jak w przypadku cienkiego dysku (przepływ radiacyjnie wydajny)

(b) model ADAF (advection-dominated accretion flow)

w tym modelu nie ma zewnętrznego źródła fotonów (są nieliczne, głównie z emisji synchrotronowej samej plazmy), chłodzenie jest niewydajne i przepływ przypomina bardzo akrecję Bondiego. Wiekszość energii jest transportowana wraz z materią pod horyzont czarnej dziury. Jest oczywisty kłopot ze stosowaniem tego rozwiązania do akreujących gwiazd neutronowych.

Analiza stabilności tych dwóch rozwiązań wykazała, że model ADAF jest w pełni stabilny, natomiast model SLE wykazuje niestabilność przy analizie grzania/chłodzenia jonów. Czy to dyskwalifikuje SLE? A priori nie jest oczywiste, ponieważ obserwowana emisja rentgenowska ze wszystkich akreujących obiektów jest, na ogół nawet bardzo, zmienna i ta zmienność też musi znaleźć uzasadnienie. **Na razie jej brak.**