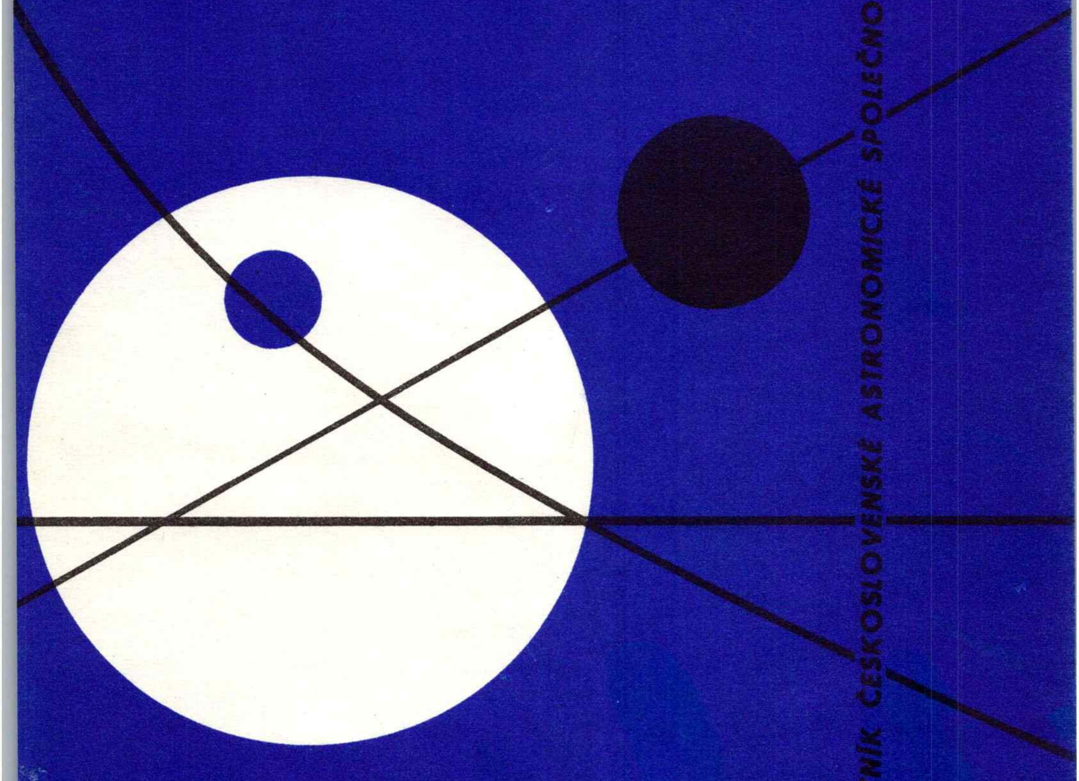


KOSMICKÉ ROZHLEDY

NEPERIODICKÝ VĚSTNÍK ČESKOSLOVENSKÉ ASTRONOMICKÉ SPOLEČNOSTI PŘI ČSAV

3/1981

KOSMICKÉ ROZHLEDY, neperiodický věstník
Československé astronomické společnosti
při Československé akademii věd

ročník 1981 číslo 3

Z. Stuchlík

Akreční disky kolem černých děr

Úvod

Současně se vznikem teorie i samotného pojmu černých děr se vynořil problém nalezení těchto objektů ve vesmíru. Jak plyne už z definice černé díry jako objektu, zpod jehož horizontu se nemůže dostat ven žádný signál, bezprostřední detekce černé díry vzdáleným pozorovatelem není možná. (Výjimkou může být pouze vypaření minidíry v důsledku Hawkingova kvantového efektu [9].) Na přítomnost černé díry tedy můžeme usuzovat jen z jejího vlivu na hmotu nacházející se v jejím okolí. Tento vliv budeme moci pozorovat především tam, kde je dostatečné množství hmoty, na niž může černá díra působit - tj. v binárních systémech (černá díra + normální hvězda) nebo v jádrech galaxií. Akrece mezihvězdného plynu na izolované černé díry bude účinná podstatně méně. Ukazuje se, že takové černé díry mohou emitovat $10^{22} - 10^{28}$ J/s a to převážně v optické části spektra [13].

Sféricky symetrická akrece plynu na nerotující (Schwarzschildovu) černou díru, určenou pouze hmotností M, byla diskutována Zeldovičem a Novikovem [20]. Je-li plyn na velkých vzdálenostech od díry v klidu, akrece bude transonická, neboť horizontem plyn prochází rychlostí světla. Rychlost plynu v bude rovna rychlosti zvuku a na tzv. sonickém bodu (sonickém poloměru) r_s. Pro adiabatickou (stavová rovnice plynu je $p = K\varrho^{\Gamma}$, kde Γ je konstantní adiabatický index), hydrodynamickou akreci platí, že

$$r_s = \frac{5 - 3\Gamma}{4}\frac{GM}{a_\infty^2} \quad , \quad a_s = v_s = a_\infty \left(\frac{2}{5 - 3\Gamma}\right)^{1/2} .$$

Akreční tok je pak dán vztahem

$$\dot{M}_0 \equiv \frac{dM_0}{dt} = 4\pi r_s^2\, v_s \varrho_\infty \left(\frac{a_s}{a_\infty}\right)^{2/\Gamma-1} .$$

Tento akreční tok je asi 10^9krát větší než v případě akrece neinteragujících částic.

Vliv rotace (plyn s nenulovým momentem hybnosti) na transonickou akreci studovali Abramowicz a Zurek [4]. Bylo zjištěno, že transonická akrece může probíhat ve dvou kvalitativně odlišných režimech: kvazisférickém pro malé hodnoty specifického momentu hybnosti Φ a diskovém pro dostatečně velká Φ. Při diskovém režimu probíhá akrece v disku podzvukovou rychlostí (disk je v mechanické rovnováze), protože sonický bod leží mezi horizontem (r_g) a vnitřním okrajem disku, jenž se nachází mezi mezní vázanou (r_{mb}) a mezní stabilní (r_{ms}) kruhovou geodetikou. Akreční tok se stává transonickým po průchodu potenciálovou tryskou se středem ve vrcholu efektivního potenciálu gravitačních a rotačních sil. S klesajícím Φ se potenciálová tryska rozšiřuje a sonický bod nespojitě přechází na $r_s \gg r_g$, přičemž geometricky si plyn udržuje diskový tvar. Při kvazisférickém režimu akrece je akreční tok diskem transonický - mechanická rovnováha se v něm neustanoví.

Tato rotací indukovaná bistabilita transonické akrece na černé díry (tj. nespojitá změna polohy sonického bodu při spojité změně akrečních parametrů) by měla mít pozorovatelné důsledky; ačkoliv byla zatím zjištěna za silně zjednodušujících předpokladů (adiabatický tok polytropického plynu na newtonovský model černé díry), je pravděpodobné, že jde o obecný efekt, adekvátní i pro realističtější modely transonické akrece.

V binárních systémech a jádrech galaxií má ovšem zachycovaný plyn velký specifický moment hybnosti, takže akrece nebude mít sférický ani kvazisférický charakter. Vytvoří se diskové konfigurace, v nichž plyn obíhá kolem černé díry; přitom rychlost radiálního poklesu elementů plynu je mnohem menší než jejich azimutální rychlost. V binárních systémech může akreční disk vzniknout tak, že plyn přetéká z povrchu normální hvězdy vnitřním Lagrangeovým bodem L 1 k černé díře a působením koriolisovských a gravitačních sil se dostává na přibližně kruhové orbity. Viskózní interakce mezi plynem v disku a plynem přicházejícím z hvězdy způsobí, že část přicházejícího plynu je pohlcena diskem a zbytek odčerpává moment hybnosti z disku a je vyhazován zpět na normální hvězdu nebo vnějším Lagrangeovým bodem L 2 do mezihvězdného prostoru. Kolem černé díry v jádře galaxie může akreční disk vzniknout díky tomu, že specifický moment hybnosti zachycovaného plynu je (stejně jako u samotné galaxie) mnohem větší než pro kruhové orbity poblíž horizontu.

Pro popis akrečních disků máme zatím dvě teorie: je to standardní teorie tenkých akrečních disků a teorie tlustých akrečních disků. Obě mají společné dva hlavní předpoklady: uvažují disky se zanedbatelnou vlastní gravitací (hmota disku menší než hmota černé díry), jejichž rovina symetrie leží v rovině rovníku stacionární, osově symetrické (Kerrovy) černé díry. V rámci Newtonovy teorie gravitace neexistuje žádný důvod, proč by disk nemohl být nachýlený. Z obecně relativistického vlečení inerciálních systémů však dostáváme Bardeenův-Pettersonův efekt: nachýlené disky jsou už na vzdálenostech 10^4M stahovány do roviny rovníku rotující černé díry, takže druhý předpoklad je adekvátní přinejmenším pro vnitřní oblasti akrečních disků.

Tenké akreční disky

Standardní model geometricky tenkých (tloušťka $2h \ll r$) a opticky tlustých akrečních disků předpokládá, že hmota se v nich pohybuje po přibližně kruhových geodetických orbitách, přičemž viskozní napětí postupně odebírají moment hybnosti elementům hmoty disku, přenášejí jej z vnitřních oblastí do vnějších a tam je přebírán a unášen pryč částí přitékající hmoty. Hmota v disku postupně a pomalu klesá k černé díře a z mezní stabilní orbity (vnitřního okraje disku) pak do ní rychle padá. Viskozní disipací vzniká v disku teplo (ohřev třením), které je vyzářeno ven.

Podrobný relativistický model tenkého disku korotujícího s Kerrovou černou dírou, který v ustáleném stavu funguje podle výše popsaného scénáře, byl vypracován Novikovem a Thornem [13]. Volnými parametry jsou v něm hmotnost M a moment hybnosti J černé díry a akreční tok $\dot{M}_0$. Tento model musí splnovat jisté podmínky, jež zabezpečují, aby vůbec mohl fungovat a aby bylo možné určit jeho radiální a vertikální strukturu. (Veličiny charakterizující tyto struktury musí být vhodným způsobem středovány).

Pohyb hmoty v disku bude probíhat po přibližně kruhových geodetikách jen tehdy, když radiální tlakové síly jsou zanedbatelné ve srovnání s gravitačním působením černé díry. Pro splnění této podmínky musí být vnitřní energie plynu padajícího do díry mnohem menší než vazbová gravitační energie, tj. zachycovaná hmota musí mít zanedbatelné specifické teplo.

Modely tenkých disků předpokládají lokální energetickou rovnováhu: energie vyzářená na libovolném r se musí rovnat energii generované viskozní disipací na tomto r. Jelikož je ale energie napětími v disku přenášena z jedné oblasti do druhé, není tok energie z disku lokálně roven změně gravitační vazbové energie. Ovšem celkový vyzářený tok energie se rovná celkové vytvořené gravitační vazbové energii, takže pouze gravitace je zdrojem energie vyzařované diskem. Projde-li tedy element hmoty celým diskem, generuje tepelnou energii rovnající se vazbové energii mezní stabilní orbity a luminozita disku je proto dána vztahem

$$L = (1 - E_{ms})\, \dot{M}_0\, c^2 .$$

E_{ms} je specifická energie elementu hmoty na mezní stabilní orbitě a $(1-E_{ms})$ je jeho specifická vazbová energie určující účinnost přeměny klidové hmoty na vyzařovanou energii. Tato účinnost je asi 5,7% pro nerotující černou díru a 42,3% pro extrémní Kerrovu černou díru. Na dostatečně velkých časových škálách se ovšem v důsledku akrece budou parametry M a J černé díry měnit. Padá-li z tenkých korotujících disků do díry pouze hmota s energií E_{ms} a specifickým momentem hybnosti Φ_{ms}, bude černá díra roztáčena až do extrémního kerrovského stavu, kdy $J/M^2 = 1$. Zde se vývoj zastaví, tj.

poměr $J/M^2 = 1$ už zůstane zachován: černá díra nemůže být přeměněna na nahou singularitu. Na roztočení nerotující díry ($J = 0$) s počáteční hmotností M_i do extrémního kerrovského stavu je nutná akrece klidové hmotnosti $\Delta M_0 = 1{,}8464 M_i$, přičemž se hmotnost černé díry změní o $\Delta M = 1{,}4495 M_i$.

(Pro ty, kdo věří na existenci Kerrových nahých singularit, poznamenejme, že akrece v tenkých korotujících discích má tendenci zpomalovat rotaci nahých singularit a přeměnit je na extrémní černé díry - klasická nestabilita nahých singularit. Přitom pro $J/M^2 \simeq 1$ dosahuje vazbová gravitační energie až 157% klidové energie, takže by docházelo k extrakci rotační energie z nahé singularity [5], [17] .)

Všechno záření emitované diskem se ovšem nedostane ke vzdáleným pozorovatelům. Část bude pohlcena černou dírou, část dopadne zpět na povrch disku, kde je buď absorbována nebo rozptýlena. Jelikož černá díra pohlcuje účinněji fotony se záporným momentem hybnosti, bude záření pohlcené dírou zpomalovat její rotaci. Vliv tohoto jevu na vývoj černé díry se však projeví až při $J/M^2 \sim 0{,}9$ a způsobí, že díra nemůže být rozrotována za limitní (kanonický) stav s $J/M^2 \approx 0{,}998$ [18]. Účinnost přeměny klidové hmoty na záření činí v kanonickém stavu asi 30%. Vliv záření pohlceného diskem je zanedbatelný pro tenké disky kolem nerotujících černých děr, ale projeví se podstatně na jejich struktuře v případě rotujících děr s $J/M^2 \approx 1$. Bude výrazný ve vnitřní části disku, neboť u vnitřního okraje disku bude silná gravitační fokusace emitovaného záření, takže tam pohlcené záření převýší lokálně generované záření. Vnitřní okraj disku pak musí být poněkud posunut nad mezní stabilní orbitu [8]. Jelikož se tenké disky ve vnějších oblastech rozšiřují, bude pro dostatečně velké vzdálenosti od černé díry ($r > 10^4 M$) ohřev těchto oblastí pohlceným zářením natolik intenzivní, že bude ovlivňovat jejich strukturu. Změny struktury disku ve vnitřních a vnějších oblastech se projeví na charakteru spektra záření.

Radiální struktura disku je určena pouze zákony zachování hmotnosti, momentu hybnosti a energie, bez jakékoliv závislosti na vlastnostech plynu v disku. Tyto zákony zachování dávají explicite závislost toku energie vyzářené z povrchu disku a integrovaných kroutících napětí v disku na radiální souřadnici nejenom pro strukturu ustálených akrečních disků, nýbrž i pro časově středovanou strukturu vysoce dynamických disků [14].

Naopak, vertikální struktura je určena fyzikálními vlastnostmi (stavovou rovnicí, povahou viskozních napětí a opacity, způsobem přenosu záření z vnitřku disku na povrch, atd.) zachycovaného plynu. Většina nejistot a problémů standardního modelu tenkých disků tedy souvisí s jeho vertikální strukturou, neboť o fyzikálních vlastnostech zachycovaného plynu máme zatím jen velmi omezené a nepřesné představy. Největší problém je spojen s popisem viskozity - ta vzniká v důsledku turbulencí a magnetických polí. V nejužívanějších tzv. α-modelech akrečních disků se předpokládá, že viskozní napětí jsou popsána zákonem

(1) $t_{\varphi r} = \alpha p \; ; \; p = p_R + p_G \; ,$

kde p_R je tlak záření a p_G je tlak plynu. Všechny nejistoty jsou zde tady zahrnuty v jediném bezrozměrném parametru α, o němž se ví jen to, že $\alpha \leqslant 1$. Je-li $\alpha \lesssim 1$, akreční disk bude mít na vzdálenostech řádu h složitou strukturu, zatímco pro $\alpha \ll 1$ bude jeho struktura na těchto škálách hladká.

V explicitních modelech tenkých disků se vyskytují tři oblasti: vnější oblast, v níž je $p_G > p_R$ a převládá tzv. volná opacita; střední oblast, kde je $p_G > p_R$, ale převládá opacita elektronového rozptylu; vnitřní oblast, v níž je $p_R > p_G$ a dominuje opacita elektronového rozptylu. Existence vnitřní a střední oblasti závisí na velikosti akrečního toku - při malých tocích tyto oblasti nevzniknou. Spektrum záření z akrečních disků bude složením tepelných spekter o různých teplotách. Spektrum záření absolutně černého tělesa může mít pouze záření z vnější oblasti disku. Ve střední a vnitřní oblasti elektronová opacita modifikuje charakter spektra. Pro disky v binárních systémech bude nejsilnější rentgenové záření na energiích 1 - 10 keV, zatímco pro disky v jádrech galaxií bude záření koncentrováno převážně u ultrafialové a optické části spektra.

Standardní α-model tenkých disků byl konfrontován především s pozorovanými údaji ze zdroje Cyg X-1 - zatím největšího kandidáta na binární systém obsahující černou díru. Zjištěná polarizace záření z Cyg X-1 svědčí o tom, že jde skutečně o akreční disk, jehož spektrum lze vysvětlit pomocí standardního modelu tenkých disků. Zářez ve spektru na 10 keV je možno interpretovat jako "podpis" záření zpětně pohlceného diskem [8]. V nejvnitřnějších oblastech však musí být disk opticky tenký, aby mohl vytvořit pozorovaný ocas spektra na vysokých energiích (až do 300 keV). (Problémem v modelech Cyg X-1 nadále zůstává vysvětlení časových závislostí na různých škálách.)

Jestliže se luminozita disku blíží kritické (tzv. Eddigtonově) limitě $L_{edd} \simeq 1{,}3 . 10^{31}$ $(M/M_\odot)$ J/s, standardní α-model tenkých disků přestává být použitelný, neboť vnitřní oblast disku (kde tlak záření dominuje nad tlakem plynu) se stává nestabilní. Při luminozitách $L \gtrsim 10^{-2} \, L_{edd}$ termální nestabilita, způsobená tím, že se disk v této oblasti stává opticky tenkým, může vnitřní oblast disku přeměnit na chaotický a geometricky tlustý mrak. Navíc ve standardních α-modelech (v nichž je viskozita určena vztahem (1)) bude vnitřní oblast vždy sekulárně nestabilní: koeficient difuze hmoty se tam stává záporným, takže v místech s větší hustotou hmoty hustota roste, v místech s menší hustotou klesá a vnitřní oblast disku se rozpadá na prstence o rozměrech $\Delta r \sim h$. Modifikací viskozního zákona (1) se však můžeme sekulární nestability modelu zbavit - podaří se to např. pro viskózní zákon

$$t_{\varphi r} = \beta p_G \; ,$$

který by mohl být adekvátní v případě viskozity generované především magnetickými poli.

Eddingtonovské luminozitě L_{edd} tenkého disku odpovídá při akreci na černou díru kritický akreční tok $\dot{M}_{krit} \simeq (10^{-8}\ M_\odot/rok)\ (M/M_\odot)$ - pro účinnost předpokládáme $(1-E_{ms}) \sim 0{,}1$. Luminozitu $L \approx 10^{30}$ J/s typickou pro galaktické zdroje rentgenového záření pak mohou vytvářet podkritické akreční toky $\dot{M}_0 \approx 10^{-9}\ M_\odot/rok \approx 10^{14}$ kg/s. Při nadkritické akreci dochází k destrukci vnitřní oblasti disku: na kritickém poloměru, kde se tlak záření stává kritickým, vznikají větry, v nichž je odnášena přebytečná hmota. Podrobná teorie větrů při nadkritické akreci byla v rámci teorie tenkých disků rozpracována Meierem [12]. Větry mají v tomto případě sférický charakter (přebytečná hmota je rozptylována do všech směrů) a je v nich obsažena podstatná část zachycované hmoty. Do černé díry se dostává pouze malá část této hmoty a celková luminozita zůstává podkritická. Dochází zde tedy k samoregulované akreci, kdy silný výtok hmoty ve větrech je přímo způsoben nadkritickým akrečním tokem.

Tlusté akreční disky

Jelikož ve standardních modelech tenkých disků je maximální hodnota poměru tloušťky disku k jeho poloměru přibližně rovna poměru akrečního toku ke kritickému toku, je jasné, že pro velké akreční toky budou disky tloustnout. O tloustnutí disků ve vnitřních oblastech svědčí i nestability, které se tam objevují při akrečních tocích blízkých kritickému. V takových discích budou hrát významnou roli tlakové gradienty, takže hmota se v nich nebude pohybovat po kvazigeodetických kruhových orbitách s tzv. keplerovským rozložením specifického momentu hybnosti $\Phi_k(r)$.

Základem pro vybudování teorie geometricky tlustých disků jsou elegantní práce Abramowicze a jeho spolupracovníků [1], [11], kteří v rámci obecné relativity zkoumali strukturu testovacích konfigurací dokonalé kapaliny, rotující v rovnovážném stavu na stacionárním a osově symetrickém pozadí (speciálně v poli Kerrovy černé díry). Ve standardních souřadnicích je takové pozadí dáno metrikou

$$ds^2 = g_{tt}\,dt^2 + 2g_{t\varphi}\,dt\,d\varphi + g_{\varphi\varphi}\,d\varphi^2 + g_{rr}\,dr^2 + g_{\theta\theta}\,d\theta^2 ,$$

kde metrické koeficienty nezávisí na časové a azimutální souřadnici t, φ. Čtyřrychlost konfigurace dokonalé kapaliny rotující ve φ - směru bude $u^i = (u^t, u^\varphi, 0, 0)$ a její tenzor energie-hybnosti bude dán vztahem (p je tlak, ϱ je hustota energie)

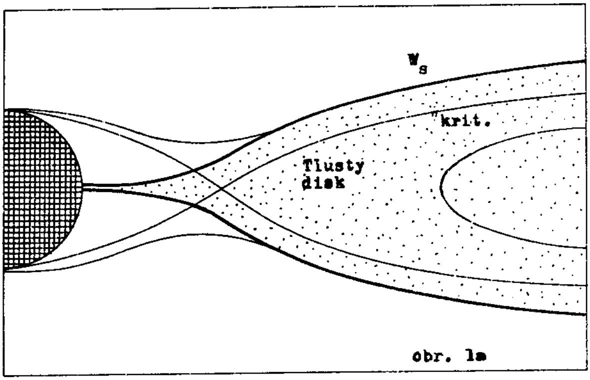
$$(2) \qquad T^i_k = (p+\varrho)\,u^i u_k - \delta^i_k\, p$$

(Jelikož jde pouze o nalezení obecně relativistických charakteristik rovnovážných konfigurací dokonalé kapaliny, budeme zde používat geometrické jednotky s $c=G=1$.) Rotace kapaliny bude charakterizována úhlovou rychlostí $\Omega = u^\varphi/u^t$ a hustotou specifického momentu hybnosti $\ell = -u_\varphi/u_t$. Pro energii elementu rotující kapaliny pak platí

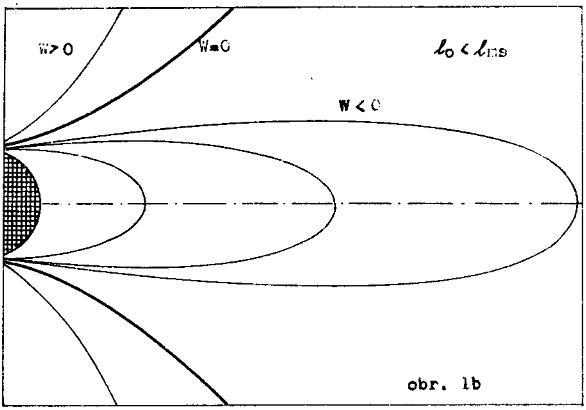
$$u_t^2 = - \frac{g_{t\varphi}^2 - g_{tt}g_{\varphi\varphi}}{g_{\varphi\varphi} + 2g_{\varphi t}\ell + g_{tt}\ell^2} .$$

Chování dokonalé kapaliny je určeno relativistickou Eulerovou rovnicí

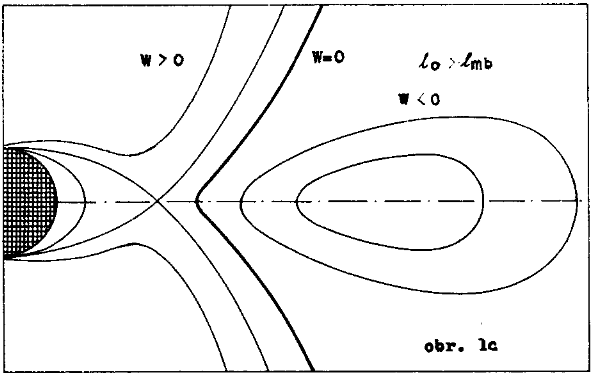
$$(3) \qquad \frac{\nabla_i p}{p+\varrho} = -\nabla_i \ln u_t + \frac{\Omega\,\nabla_i \ell}{1-\Omega\ell}$$



obr. 1a



obr. 1b



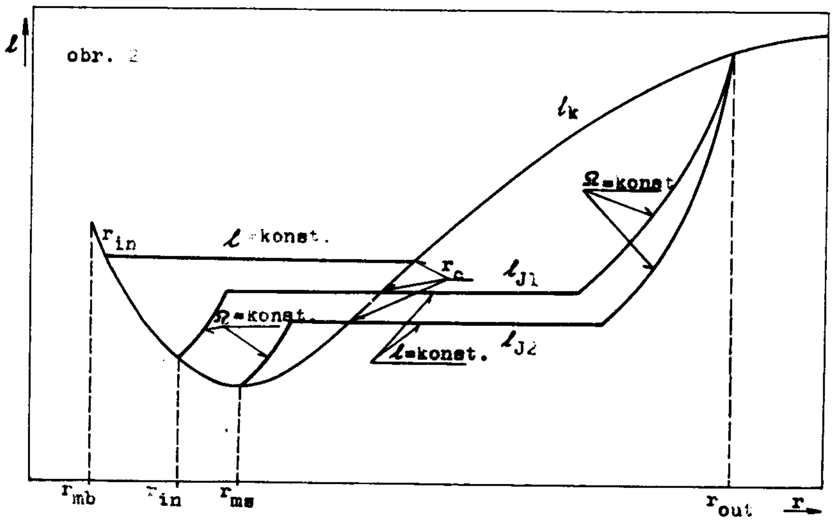
obr. 1c

Pro barytropická tělesa (se stavovou rovnicí $p=p(\varrho)$) z rovnice (3) plyne, že rotace tělesa je plně charakterizována von Zeipelovou relací $\ell=\ell(\Omega)$; plochy $\ell=$ konst. a $\Omega=$ konst. koincidují. Integrací dostáváme z (3) Boyerovu podmínku

$$(4)\qquad \int_0^p \frac{dp}{p+\varrho} = W_{in} - W = -\ln\frac{u_t}{(u_t)_{in}} + \int_{\ell_{in}}^{\ell} \frac{\Omega\, d\ell}{1-\Omega\ell}\ ,$$

která nám pro dané gravitační pole a danou von Zeipelovu relaci přímo určuje ekvipotenciální plochy $W(r,\theta)=$konst., na nichž je $p=$konst. (Index in odpovídá vnitřnímu okraji disku.) V newtonovské limitě představuje veličina $W=W(p)$ celkový potenciál gravitačních a odstředivých sil. Pro marginálně stabilní konfigurace ($\ell=$konst.) je $W(r,\theta) = \ln u_t$. Chování ekvipotenciálních ploch v tomto nejjednodušším případě je znázorněno na obr. 1 pro $|\ell_{ms}|<|\ell|<|\ell_{mb}|$ (1a), $|\ell|<|\ell_{ms}|$ (1b) a $|\ell|>|\ell_{mb}|$ (1c), kde ℓ_{ms}, ℓ_{mb} jsou keplerovské hustoty momentu hybnosti pro mezní stabilní a mezní vázané kruhové geodetiky. Tyto obrázky jsou kvalitativně stejné pro nerotující i kerrovské černé díry.

Hmota nacházející se v mechanické rovnováze může vyplňovat všechny uzavřené ekvipotenciální plochy, tj. plochy $W(r,\theta)=$konst <0. Je ihned vidět, že pro $|\ell|<|\ell_{ms}|$ a $|\ell|>|\ell_{mb}|$ vznik akrečních disků není možný. Ovšem pro každé $|\ell|\in(|\ell_{ms}|, |\ell_{mb}|)$ existuje právě jedna uzavřená ekvipotenciální plocha W_{in} s vrcholem ležícím v rovině rovníku, v němž protíná sebe sama. Lze snadno ukázat, že tyto vrcholy určující vnitřní okraj diskových konfigurací musí ležet mezi mezní vázanou (r_{mb}) a mezní stabilní (r_{ms}) kruhovou geodetikou [11]. Existence takových vrcholů (připomínajících vnitřní Lagrangeův bod binárních systémů) umožňuje vznik akrečních disků a je typická pro všechna stabilní rozložení hustoty momentu hybnosti (viz obr. 2).



Tato stabilní rozložení jsou dána podmínkami

$$(5) \qquad \frac{d|\ell|}{dr} \geqslant 0, \quad |\ell_{ms}| \leqslant |\ell(r_{in})| \leqslant |\ell_{mb}| .$$

Přitom na vnitřním okraji a v centru disku vymizí tlakové gradienty, takže tam musí být $\ell(r_{in}) = \ell_K(r_{in})$, $\ell(r_c) = \ell_K(r_c)$ - kapalina se v těchto bodech pohybuje po kruhových geodetikách. Akrece do černé díry je v okolí vnitřního okraje tlustých disků způsobena tím, že povrch disku poněkud překročí kritickou ekvipotenciální plochu s vrcholem ($W=W_{in}$), tj. malým narušením mechanické rovnováhy (Paczynského mechanismus - viz obr. 1a). Viskozitu při tomto mechanismu nemusíme uvažovat, neboť působení hmoty nacházející se na $r < r_{in}$ na hmotu v akrečním disku ($r > r_{in}$) bude zanedbatelné [4].

Výsledky Abramowicze a spol. inspirovaly Camenzinda při konstrukci jeho zónového modelu akrečních disků [7]. Vnitřní oblast standardních modelů tenkých disků je v něm nahrazena toroidálním diskem (tzv. gravitačním Tokamakem), v němž je akumulována hmota s dostatečně velkým momentem hybnosti ($\ell > \ell_{ms}$). Tento toroidální disk je krmen vnějším tenkým diskem. Akrece z Tokamaku do černé díry nemusí být stacionární; při malých akrečních tocích může být regulována nestabilitami způsobenými ztrátami momentu hybnosti - Paczynského mechanismus akrece bude fungovat při nadkritických tocích. Při velkých akrečních tocích se na povrchu Tokamaku vytvoří horká korona - zdroj tvrdého rentgenového záření. Teplota samotného prstence přitom může zůstat nízká, což by vysvětlovalo měkkou část spektra Cyg X-1.

Úplná obecně relativistická teorie geometricky tlustých akrečních disků tvořených dokonalou kapalinou nacházející se v mechanické rovnováze byla vytvořena Jaroszynskim, Abramowiczem a Paczynskim [10]. (Předpoklad barytropické stavové rovnice v ní není nutný, ale podstatně usnadňuje výpočty.) Podobně jako v případě standardních tenkých disků jde o fenomenologickou teorii: všechny nejistoty v určení mikrofyzikálních (především viskozních) procesů jsou zahrnuty ve dvou funkcích $\ell(r)$ a $f(r)$, které popisují rozložení hustoty momentu hybnosti na povrchu disku a rozložení vyzařovaného toku energie v jednotkách kritického toku energie. Jsou-li strukturní funkce $\ell(r)$, $f(r)$ zadány, je možno pouze ze zákonů zachování určit charakteristiky disku (celkovou luminozitu L, akreční tok $\dot{M}_0$, tvar disku $h(r)$, atd.) bez znalostí mikrofyziky, tj. zákona viskozity, mechanismu přenosu záření, stavové rovnice, apod. Teorie tlustých disků je tedy méně závislá na nejistotách v popisu mikrofyziky akrečních disků než standardní teorie tenkých disků, a je také obecnější, neboť pro keplerovské rozložení hustoty momentu hybnosti dává tenké disky s $h(r) \ll r$. Podmínka lokální energetické rovnováhy ze standardní teorie je zde nahrazena podmínkou globální energetické rovnováhy: záření emitované celým povrchem disku je rovno celkové energii generované v disku. Difuze záření diskem je tedy připouštěna ve všech směrech.

Strukturní funkce $\ell(r)$, $f(r)$ ovšem nemohou být zadány zcela libovolně. Aby modely tlustých akrečních disků mohly fungovat, musí být rozložení hustoty momentu hybnosti stabilní (tj. musí splňovat podmínku (5)) a musí umožnovat akreci směrem dovnitř k černé díře, tj.

$$\frac{d\Omega}{dr} \leqslant 0$$

(v newtonovské limitě je $\Omega = \ell/r^2$). Na velkých vzdálenostech od díry se disk stává tenkým s keplerovským rozložením momentu hybnosti. Aby byla splněna podmínka mechanické rovnováhy, musí být $0 \leqslant f(r) \leqslant 1$ - lokálně musí být tok zářivé energie buď menší nebo roven kritickému toku

(6) $\quad F_{krit} = -\frac{c}{\varkappa} g_{ef}$ ($\varkappa$ je opacita akreující hmoty).

V kritickém případě je tlak záření právě vyrovnáván efektivním zrychlením g_{ef} (gravitačním + rotačním). Jestliže bude viskozita popsána α-teorií (vztahem (1)), pak v tlustém disku bude radiální rychlost akrece podstatně menší než rychlost zvuku jen pro malé viskozity ($\alpha \ll 1$). Podmínka $\alpha \ll 1$ je tedy implicite obsažena v teorii tlustých disků nacházejících se v mechanické rovnováze. (Fenomenologická teorie tlustých disků nezávisí na tvaru zákona viskozity, ale ta musí být malá.) Pro akreci polytropického plynu pak lze ukázat, že sonický bod akrečního toku musí ležet pod vrcholem kritické ekvipotenciální plochy (pod vnitřním okrajem disku), takže přinejmenším v tomto případě je teorie tlustých disků v mechanické rovnováze a s Paczynského mechanismem vnitřní akrece zcela korektní [4]. Disky popsané touto teorií jsou tenké na vnitřním (r_{in}) i vnějším (r_{out}) okraji a ze zákonů zachování plyne, že jejich celková luminozita je dána vztahem

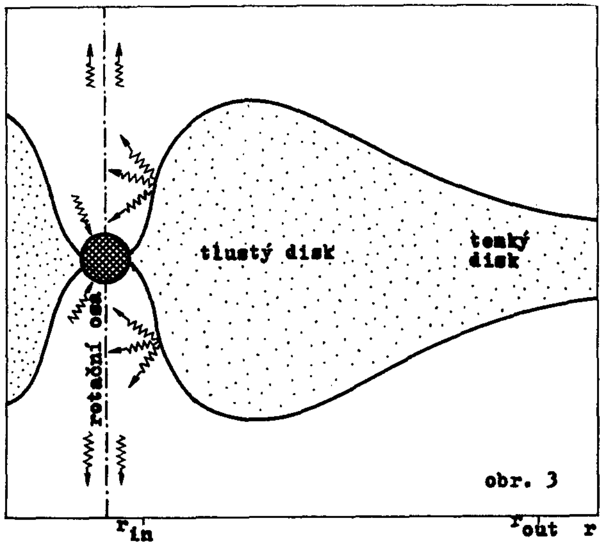
(7) $\quad L = (1-E_{in})\dot{M}_0 c^2$.

Elementy plynu tedy se specifickou energií kruhové geodetiky na r_{in} (a zanedbatelnou vnitřní energií) volně padají do černé díry z okolí vnitřního okraje disku.

Vlastnosti tlustých akrečních disků

Pro podkritické akreční toky má rozložení momentu hybnosti v disku keplerovský charakter, takže disk je tenký, má vnitřní okraj na mezní stabilní orbitě (maximální možnou účinnost přeměny akreující hmoty na záření) a celkovou luminozitu menší než eddigtonovská luminozita.

Při kritických a nadkritických akrečních tocích se projevují tlakové gradienty, rozložení momentu hybnosti v disku ztrácí keplerovský charakter a disk se stává geometricky tlustým. S rostoucími toky se vnitřní okraj disku posouvá směrem k mezní vázané orbitě ($r_{in} \to r_{mb}$) a vrchol kritické ekvipotenciální plochy se rozevírá, takže stěny velkých akrečních disků budou ve vnitřních oblastech velmi vysoké a strmé (viz obr. 3). Účinnost přeměny akreující hmoty na záření přitom sice klesá (pro $r_{in} \to r_{mb}$ je $1-E_{in} \to 0$), ale celková luminozita pomalu roste a může



o několik řádů převýšit L_{edd}.

Ačkoliv lokálně je záření tlustých disků nacházejících se v mechanické rovnováze podkritické, celková luminozita těchto disků překračuje kritickou luminozitu L_{edd} (stanovenou pro sférické hvězdy) prostě proto, že disk není sférický objekt. Tyto supereddigtonovské luminozity vznikají pouze v důsledku rotace disku s nekeplerovským rozložením momentu hybnosti (nejde o obecně relativistický efekt), což lze demonstrovat velmi jednoduchým způsobem [2]. Ze vztahu (6) plyne, že pro maximální luminozitu disku v mechanické rovnováze platí

(8) $$L_{max} = -\frac{c}{\varkappa}\int_{\Sigma} g_{ef}\cdot d\Sigma \quad ,$$

kde se integruje přes povrch disku Σ. Jelikož pro rotující objekty je

(9) $$\nabla\cdot g_{ef} = -4\pi G\varrho - 2\sigma^2 + 2\omega^2 \quad ,$$

lze (8) převést na integrál přes vnitřek disku (tj. objem ohraničený plochou Σ):

(10) $$L_{max} = \frac{c}{\varkappa}\int_{(V)}(4\pi G\varrho + 2\sigma^2 - 2\omega^2)dV \quad .$$

Hmotový příspěvek (první člen na pravé straně (10)) dává právě eddingtonovskou limitu

(11) $$L_{edd} = \frac{4\pi Gc}{\varkappa} M \quad .$$

(Je-li Thomsonův rozptyl hlavním zdrojem opacity a je-li látka plně ionizována. je

$$L_{edd} = \frac{4\pi G c m_p}{\delta_T} M \doteq 1{,}3 \times 10^{31} \frac{M}{M_\odot} \; J/s ,$$

kde m_p je hmotnost protonu a δ_T je thomsonovský účinný průřez.) Ze vztahu (10) je vidět, že pro objekty s velkou příčnou deformací σ, malou vorticitou ω (tj. téměř konstantním rozložením momentu hybnosti) a malou hustotou ϱ bude příspěvek rotace k luminozitě podstatný a celková luminozita výrazně překročí L_{edd}.

Poznamenejme, že pro vznik supereddingtonovských luminozit je klíčovým předpokladem nekeplerovský charakter rozložení momentu hybnosti v disku. Akreční tok nemusí být nadkritický - $L > L_{edd}$ můžeme dostat i při kritických tocích pro vhodné rozložení momentu hybnosti [16] (viz křivku ℓ_{J2} na obr. 2); takové rozložení však není příliš reálné, neboť poblíž r_{ms} musí být spíše ℓ = konst, než Ω = konst [11].

Pro vysoce nadkritické akreční toky vzniknou velmi tlusté disky s $h_{max} \gg r(h_{max})$, jejichž povrch bude ve vnitřních oblastech tvořit kolem osy rotace velmi vysoký a strmý dvojitý komín. Většina energie vyzářené diskem je emitována právě do tohoto komína a mnohonásobným rozptylem na jeho stěnách je směrována podél rotační osy (obr. 3). Výsledkem je extrémně silný tok záření ve směru osy rotace, který může urychlovat na relativistické rychlosti svazky částic, jež se do komína dostanou poblíž vnitřního okraje disku v důsledku malého narušení mechanické rovnováhy disku, nutného při Paczynského mechanismu vnitřní akrece. Tento tryskový efekt dělá spolu se supereddigtonovskými luminozitami z tlustých akrečních disků ideálního kandidáta na zdroj energie ve kvasarech a aktivních jádrech galaxií. Detailní studie tento názor potvrzují [2], [3] . Jelikož globální vlastnosti tlustých akrečních disků je možno s dostatečnou přesností získat v rámci newtonovské fyziky, byl vytvořen newtonovský model tlustých disků [2], který umožňuje analytické určení tvaru disku a jeho luminozity i podmínek na konzistenci modelu. Obecně relativistické efekty se projevují především ve vnitřních oblastech disku a nemají podstatný vliv na jeho globální strukturu. Nejvýznamnějším takovým efektem je Paczynského mechanismus akrece vrcholem kritické ekvipotenciální plochy, který sice nemá analogon v Newtonově mechanice, ale může být modelován (přinejmenším pro nerotující černé díry) modifikovaným newtonovským potenciálem

$$\phi_P(r,z) = \frac{-\,G\,M}{(r^2+z^2)^{1/2} - r_g} .$$

Newtonovský model předpokládá disk s $r_{in} \gg r_g$, nacházející se v mechanické rovnováze, bez vlastní gravitace a gravitačních nestabilit ($\varrho \ll M/r^3$), bez napětí působících na povrchu disku, a se zanedbatelnou vnitřní energií akreující hmoty na r_{in}. Nejtlustší disky s maximální možnou luminozitou vzniknou pro tzv. Jaroszynského rozložení momentu hybnosti (viz obr. 2), kdy oblast s ℓ = konst je z obou stran obalena oblastí, kde je Ω = konst. Pro disky tenké na vnitřním i