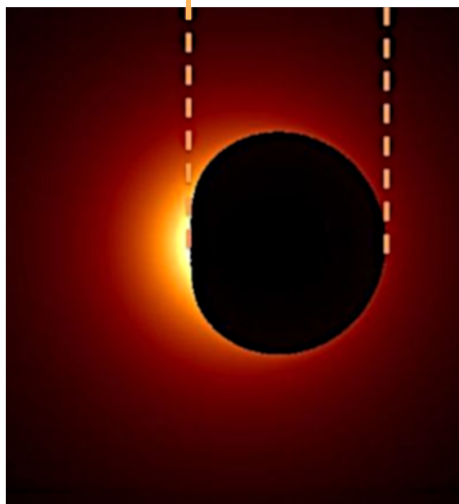
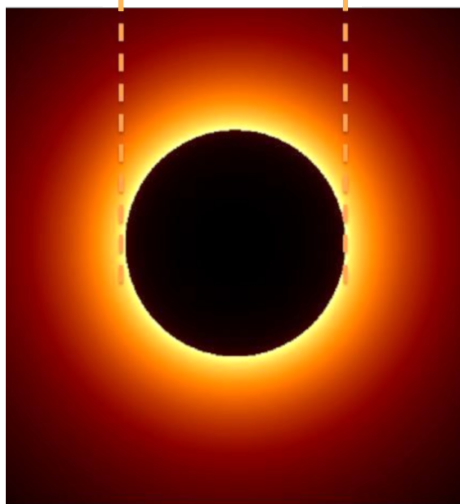
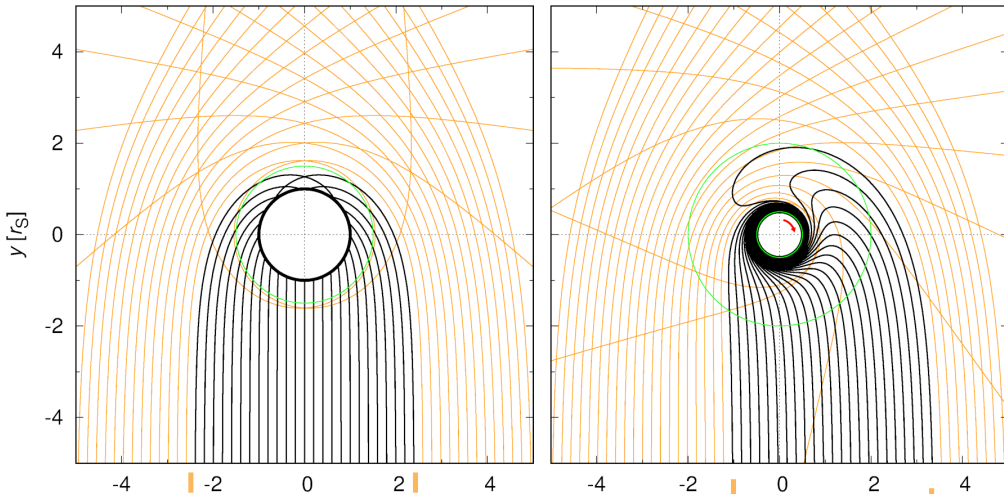


POVĚTROŇ

Královéhradecký astronomický časopis * ročník 28 * číslo 2/2020

Schwarzschild

Kerr



Miloš Boček: <i>Silueta černé díry a snímek EHT (1)</i>	3
Michal Brixí: <i>Vzduchozář</i>	26

Titulní strana — Porovnání siluety Schwarzschildovy (vlevo) a extrémně rychle rotující Kerrovy černé díry (vpravo); nahoře pohled na světlupodobné geodetiky (které leží v rovníkové rovině) od pólu, dole pohled pro pozorovatele instalovaného v rovníkové rovině černé díry. Zeleně jsou značeny fotonové kruhové orbity. Červená šipka ukazuje směr rotace. U rotující černé díry se pro prográdní světlupodobné geodetiky velikost kritického srážkového parametru, resp. poloměru záchytu fotonů, zmenšuje, to je však zčásti kompenzováno vzrůstem velikosti tohoto parametru (poloměru) pro retrográdní světlupodobné geodetiky. Rozdíl v poloměrech záchytu fotonů mezi prográdními a retrográdními fotony vytváří na jedné straně siluety důlek nebo promáčknutí, jehož velikost záleží na míře rotace černé díry. Dolní obrázky převzaty z (<https://odysseyedu.wordpress.com/black-hole-shadow/>); horní spočteny (dle Povětroně 5/2010, str. 3). K článku na str. 3.

Povětroně 2/2020; Hradec Králové, 2020.

Vydala: **Astronomická společnost v Hradci Králové** (7. 3. 2020 na 348. setkání ASHK)
ve spolupráci s **Hvězdárnou a planetáriem v Hradci Králové**
vydání 1., 28 stran, náklad 100 ks; dvoměsíčník, MK ČR E 13366, ISSN 1213–659X
Redakce: Miroslav Brož, Miloš Boček, Martin Cholasta, Josef Kujal, Martin Lehký
Předplatné tištěné verze: vyřizuje redakce, cena 35,– Kč za číslo (včetně poštovního)
Adresa: ASHK, Národních mučedníků 256, Hradec Králové 8, 500 08; IČO: 64810828
e-mail: ashk@ashk.cz, web: <http://www.ashk.cz>

V loňských článcích pojednávajících o působivém prvním snímku bezprostředního okolí superobří černé díry v jádře galaxie M 87, pořízeném přístrojem EHT (Event Horizon Telescope, Dalekohled pro horizont události), se můžeme dočíst, že je na něm patrný tzv. „stín“ černé díry. Co přesně si však pod tím představit a jak vlastně tento „stín“ vzniká? Jednoduchému populárnímu vysvětlení (namnoze bez odvozování příslušných vzorců) se budeme věnovat v následujícím textu. Nejprve objasníme obecné podmínky objevení se tohoto optického jevu, který je způsoben silným gravitačním polem černé díry, a uvedeme mnohé důležité nebo jen zajímavé souvztažnosti. V další části s použitím různých interpretací seznámíme čtenáře s tím, co konkrétně můžeme na prvním snímku EHT vidět. Nakonec v jednom z dodatků v krátkosti zkusíme odhadnout, jak se od něj bude kvantitativně i kvalitativně lišit budoucí snímek centrální černé díry v naší vlastní Galaxii.

Slovo „stín“ úmyslně píšeme v uvozovkách, jelikož v žádném případě nejde o stín v běžném slova smyslu. Hned v úvodu totiž musíme bez okolků důrazně varovat, že černá díra z principu nemůže vrhat stín! To vysvětluje už ze samotné definice tohoto slova a samozřejmě z vlastností černé díry.

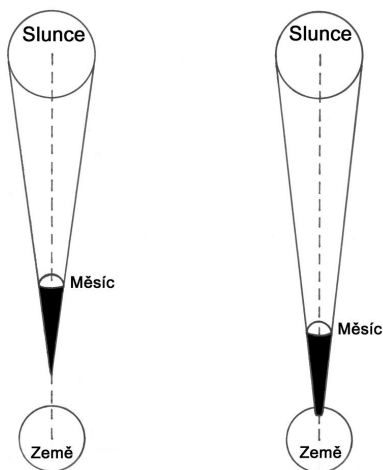
Jako **stín** označujeme tmavou oblast v prostoru za neprůhledným tělesem, kam nedopadá žádné světlo (obecněji elektromagnetické záření) vyslané ze zdroje, který je umístěn v jisté vzdálenosti na opačné straně od tělesa, než kam se tato oblast promítá. Podle přiblížení geometrické optiky tak vlivem přímočarého šíření světla vzniká tmavý kužel, kterým nemohou procházet světelné paprsky ze zmíněného zdroje. Jako známý příklad z astronomie připomeňme zákryt (nespr. zatmění) slunečního disku Měsícem pozorovaný ze Země (viz obr. 1).

Obrázek však platí pouze přibližně. I podle newtonovské teorie gravitace se totiž fotony (ovšem jako hmotné částice) pohybuující se okolo Slunce poněkud odchýlí od přímé dráhy,¹ takže při zákrytu Slunce dochází k tomu, že stín je o něco menší — jeho kužel svírá při vrcholu větší úhel — než je tomu ve výše uvedeném prvním případě. Je to nicméně odchylka zcela nepatrná, u okraje Slunce činí jen $0,87''$.²

Vezmeme-li dále v potaz obecnou teorii relativity, stává se situace ještě o něco složitější. Dříve popsany úhlový odklon vyplývá podle této teorie už z principu ekvivalence mezi gravitační a setrvačnou hmotností (tzn. i v nezakřiveném Euklidově prostoru). Podle dalšího postulátu obecné teorie relativity se však každá

1. Viz např. VON SOLDNER, J. G. *On the deflection of a light ray from its rectilinear motion, by the attraction of a celestial body at which it nearly passes by.* Berliner Astron. Jahrbuch, s. 161–172, 1804.

2. Celou dobu předpokládáme šíření světla v homogenním prostředí (ve vakuu), tedy bez započítání vlivu refrakce.

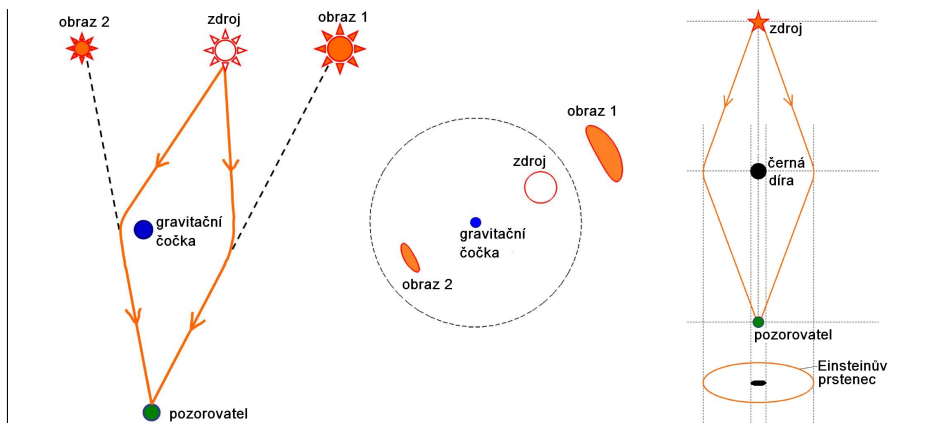


Obr. 1 — Sbíhavý stín vymezený vnějšími tečnami Slunce a Měsíce (od sebe relativně nepříliš vzdálených) při a) prstencovém zakrytí Slunce (vrchol kužele stínu nedosahuje k zemskému povrchu); b) úplném zakrytí Slunce (vrchol kužele stínu dopadá až na zemský povrch). Polostín nás v dané souvislosti nezajímá.

částice (včetně fotonu) při průchodu časoprostorem zakřiveným hmotným tělesem pohybuje po nerovné geodetice (geodetické křivce) a tím se z pohledu vnějšího pozorovatele mění její směr ještě více. U světelných paprsků procházejících těsně okolo povrchu sluneční koule tudíž dojde k dodatečnému ohybu, takže úhrnný ohyb je větší než jen na základě newtonovské mechaniky samotné. U Slunce vykazuje pouze oněch známých $1,75''$, ovšem v případě nepoměrně silnějších gravitačních polí nabývá tento efekt na výraznosti.

Bude užitečné, když se u gravitačního ohybu světla (resp. elektromagnetického záření), zvaného také **gravitační čočkování**, na chvíli zastavíme (viz obr. 2). Fotony se mezi zdrojem a pozorovatelem pohybují v časoprostoru po nejkratších křivkách neboli světlupodobných (nulových) geodetikách. V silně zakřiveném časoprostoru okolo hmotného tělesa se jeví výrazně zakřivené. Pokud se dostatečně hmotné těleso jako zdroj gravitačního pole (tím může být např. černá díra, galaxie, galaktická kupa) nachází zhruba na spojnici mezi vzdálenějším zdrojem světla (např. hvězdou, jinou galaxií, kvasarem) a pozorovatelem, zakříví toto těleso dráhy fotonů vyslaných ze zdroje tak, že pozorovatel uvidí zdroj světla na obloze v poněkud jiné poloze, resp. uvidí jeho dva obrazy, případně (v závislosti např. na průhlednosti mezilehlého tělesa, jeho tvaru a náklonu k optické ose) i vícečetné obrazy, mnohdy různě deformované. Ve vzácnějším případě, kdy leží hmotné těleso přesně v zorném směru mezi zdrojem a pozorovatelem, bude tento zdroj na nebeské sféře vyhlížet jako prsteneček, nazývaný Einsteinův, se středem

na spojnici pozorovatel–zdroj (obr. 2b); nebo při složitější geometrii čočkujícího tělesa jako čtyřnásobný obraz — Einsteinův kříž. Prsteneček je tím pravidelnější, čím je gravitující těleso sféricky, resp. osově symetričtější, a jeho tloušťka závisí na úhlové velikosti zdroje světla. Mezilehlé těleso tu vlastně funguje jako gravitační dokonale achromatická „spojná čočka“. Efekt gravitačního čočkování tedy způsobuje, že objekty ve sféricky symetrickém gravitačním poli, když jsou pozorovány z velké vzdálenosti, vypadají větší a jasnější.

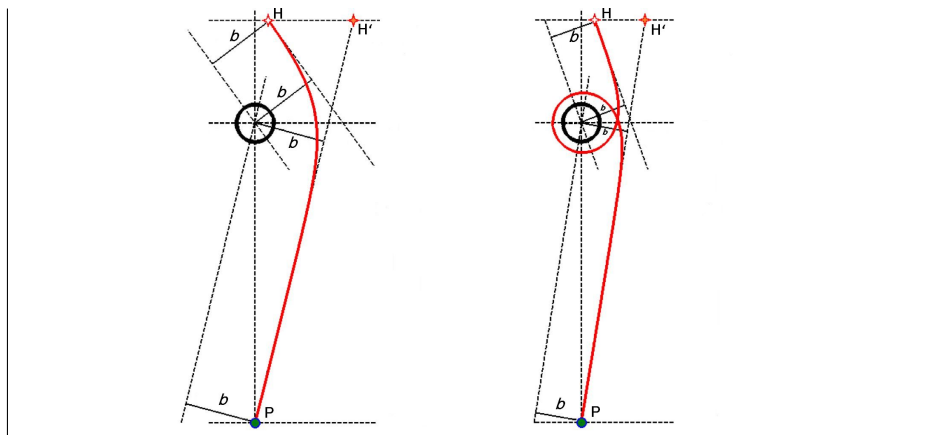


Obr. 2 — Vznik gravitační čočky. a) V tomto uspořádání samotný zdroj světla na obloze nezaznamenáme, vidíme jen jeho dva zdánlivé obrazy. Vpravo je vzhled těchto obrazů na pozorovatelské obloze, přičemž čárkovaná kružnice naznačuje hypotetickou polohu Einsteinova prstenečku. b) Při dokonalém seřazení hvězdy, gravitační čočky a pozorovatele splynou dva snímky zdroje v jeden Einsteinův prsteneček. Trajektorie fotonů jsou přitom ve vakuu nezávislé na jejich frekvenci, resp. vlnové délce, a tudíž gravitační čočka nemá chromatickou aberaci. Upraveno podle [5].

Jak mnoho se fotony v gravitačním poli centrálního čočkujícího tělesa odchýlí, závisí kromě hmotnosti tělesa na veličině zvané **srážkový parametr** (značí se b). Ten definujeme jako kolmou vzdálenost od středu centrálního čočkujícího objektu k takové původní dráze fotonu, jakou by si tato částice zachovala, kdyby nebyla gravitačním polem centrálního objektu nijak odchýlena. Je to tudíž vzdálenost fotonu od přímky, která prochází silovým centrem a je rovnoběžná s jeho přímoú dráhou.

Na obr. 3 jsou nakresleny dvě dráhy fotonu, prolétávajícího okolo černé díry s různými srážkovými parametry. V blízkosti černé díry je světelný paprsek silně ohýbán (obr. 3a). Pro srážkový parametr na obr. 3b se již dráha fotonu zakříví o více než 360° , takže ten při tom černou díru před tím, než odletí pryč, celou obkrouží. Pro ještě menší srážkový parametr by už foton neprolétl, ale dopadl by někam do černé díry. Nikde za černou dírou proto neexistuje oblast, která by při

jejím osvětlení z jedné strany nebyla zaplněna světelnými paprsky, nemůže tedy za ní být ani žádný stín. Z toho důvodu budeme ve zbytku textu pro úkaz zvaný „stín“ černé díry používat přiléhavější termín **silueta** černé díry.



Obr. 3 — Srážkový parametr b fotonu v gravitačně silovém poli velmi kompaktního hmotného objektu — černé díry, vyslaného ze zdroje H (hvězdy) k pozorovateli P , je nejbližší vzdálenost k černé díře, kterou by foton dosáhl, pokud by se pohyboval po přímé dráze určené jeho počátečním směrem velmi daleko od černé díry. Paprsky jsou gravitací ohýbány tím víc, čím má srážkový parametr menší hodnotu. Ohybový úhel je tedy malý, pokud je srážkový parametr fotonu mnohem větší než velikost gravitační čočky. Na obrázku jsou též zakresleny zdánlivé polohy H' hvězd na obloze pozorovatele. Zjednodušeno podle [5].

Silueta relativistické Schwarzschildovy černé díry

*

Silueta černé díry jakožto důsledek silného gravitačního čočkování je jev předpověděný obecnou teorií relativity a její nesporné pozorování je pokládáno za přímý důkaz existence černé díry. Přestože obří černá díra v galaxii M 87, jejíž siluetu budeme později diskutovat, bezpochyby rotuje, nejprve představíme vznik a charakteristiku siluety nerotující černé díry, kterou popisuje sféricky symetrická Schwarzschildova metrika v asymptoticky plochém časoprostoru bez látky. Schwarzschildova černá díra je totiž pro naše účely dostačující aproximací rotující Kerroy černé díry. Jak později shledáme, její geometrie dává dobrou představu o tom, co může být skutečně pozorováno okolo vzdálené, pomalu nebo nanejvýš středně rychle rotující černé díry.

Statická sféricky symetrická černá díra, již dokumentuje obr. 4, má z matematického hlediska ve svém středu nekonečně hustou bodovou singularitu a její hranici tvoří souřadnicová singularita (pseudosingularita) zvaná **horizont událostí**.

*

Ten představuje sféru o dobře známém **Schwarzschildově poloměru** (radiální souřadnici):

$$r_S = \frac{2GM}{c^2},$$

kde M označuje hmotnost černé díry, c rychlost světla a G Newtonovu gravitační konstantu. Na Schwarzschildově sféře je časoprostor uzavřen, takže žádné částice včetně fotonů nemohou po jejím překročení směrem dovnitř uniknout z oblasti mezi ní a singularitou zpět směrem ven. Horizont události je (alespoň v klasickém pojetí) neviditelný v důsledku nekonečně velkého gravitačního rudého posuvu fotonů, které jsou na něm případně vyzářeny směrem k pozorovateli. Seznáváme tedy, že je to jakási množina „bodů bez návratu“, kde dochází ke kauzálnímu přerušení znemožňujícímu komunikaci vnějšího pozorovatele s nitrem černé díry. Schwarzschildova černá díra je plně popsána jen jedním atributem, svojí hmotností M (nerotuje, čili má nulový vlastní moment hybnosti).

Určující význam pro pochopení vzniku siluety černé díry má rozbor pohybu testovacích částic³ po geodetikách v silném gravitačním poli v blízkém okolí černé díry. Tento pohyb má na vzdálenosti několika r_S podstatně jiný charakter než pohyb podle newtonovské fyziky. Zajímají nás především následující dvě významné kruhové orbity částic okolo Schwarzschildovy černé díry.

Nejvnitřnější stabilní kruhová orbita. Nejvnitřnější stabilní kruhová orbita okolo středu Schwarzschildovy černé díry (nebo také nejvnitřnější časupodobná kruhová geodetika částic s nenulovou klidovou hmotností) leží na vzdálenosti (radiální souřadnici):

$$r_{\text{nsko}} = 3 r_S;$$

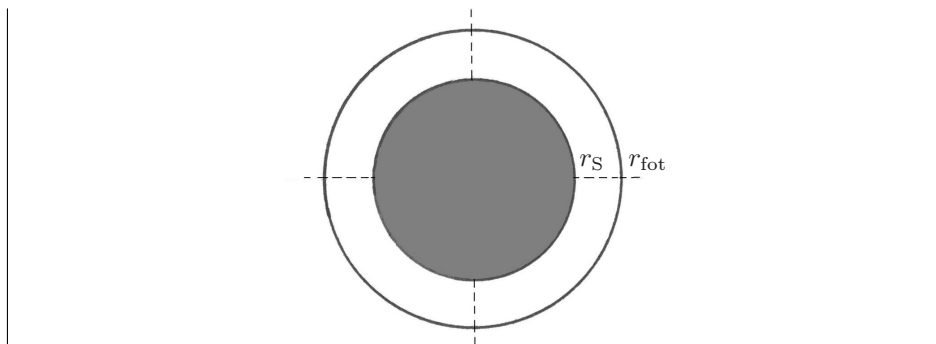
na obr. 4 není znázorněna. Při jistém množství energie obíhající částice je tato oběžná dráha pro onu částici stabilní vůči vnějším perturbacím. Všechny možné kruhové pohyby hmotných částic blíž k černé díře jsou však nestabilní. To znamená, že již při velmi malé změně energie tyto částice z příslušných kritických kruhových orbit vypadnou a buď odlétnou do nekonečna, nebo zamíří směrem do černé díry. Poloměr r_{nsko} je na obloze pro vzdáleného pozorovatele gravitačním čokkováním zvětšen na zdánlivou velikost $r'_{\text{nsko}} \doteq 3,7 r_S$.

Význam nejvnitřnější stabilní kruhové orbity vynikne v případě, kdy je černá díra v rovníkové rovině obklopena **akrečním diskem** z částic ionizovaného plynu a prachu — pak totiž vyznačuje jeho vnitřní hranici.⁴ Látka obíhající v akrečním disku se kvůli poklesu mechanické energie jeho částic díky viskóznímu tření mezi

3. jejichž vlastní velikost a hmotnost je zanedbatelná, takže samy prakticky nemají vliv na zakřivení časoprostoru ve svém okolí

4. Akreční tok ovšem pokračuje dál až k horizontu události, takže je to spíš jen konvenční hranice akrečního disku.

nimi postupně blíží k této kruhové orbitě. Na ní již obíhá značným tempem, přibližně polovinou rychlosti světla. Odtud se však vlivem další ztráty energie dostane na nižší nestabilní orbity a nakonec ještě rychleji padá nejprve po spirále a pak téměř volně do černé díry.⁵



Obr. 4 — Schéma Schwarzschildovy statické (nerotující) černé díry s fotonovou kruhovou orbitou r_{fot} , jejíž poloměr určuje poloměr fotonové sféry. Pro Schwarzschildův časoprostor je tento poloměr roven $1,5 r_S$. Světelná geodetika, která začíná na fotonové sféře vůči ní tangenciálně, zůstává dočasně (teoreticky navždy) na jedné z jejích kruhových drah. (Detailněji v textu.)

Fotonové kruhové orbity a fotonová sféra. Ultrarelativistická částice s nulovou klidovou hmotností, jako je foton, může obíhat po kruhové dráze poměrně blízko černé díry. Fotonová kruhová orbita pro Schwarzschildovu černou díru má poloměr (radiální souřadnici):

$$r_{\text{fot}} = \frac{3}{2} r_S ;$$

znovu pohledme na obr. 4. Její význačnou vlastností je, že je *nestabilní*. V této vzdálenosti od středu černé díry už je gravitace natolik silná, že fotony, pokud se na takové oběžné dráhy dostanou, jsou nuceny na nich setrvávat, ovšem jen do té doby, dokud nakonec případně po vícenásobném oběhu nespíralují dovnitř černé díry nebo směrem ven. To připisujeme tomu, že i nejslabší poruchy (nejen z jiné okolní látky, ale třeba i z gravitačních vln) je z těchto drah vychýlí.⁶ Sada všech možných fotonových kruhových orbit okolo Schwarzschildovy černé díry, jejichž roviny vždy procházejí jejím středem, tvoří **fotonovou sféru**. Také uvnitř této sféry

5. U rotující černé díry (budeme o ní psát později) ovšem částice může být ještě před dopadem na horizont událostí nasměrována jejím magnetickým polem do polárního výtrysku.
 6. Pokud by fotonové kruhové orbity byly stabilní, fotony by na nich v principu konaly nekonečný počet oběhů okolo černé díry. Protože by fotonovou sféru neopustily, vlastně bychom je nemohli nikdy spatřit.

jsou všechny fotonové orbity (kruhové zde již neexistují) nestabilní — fotony se na nich pohybují okolo černé díry dočasně, dokud buď nespádnou dovnitř, nebo neodlétnou pryč.

Fotonový prstenec na poloměru záchytu fotonů. Pro pozorovatele v nekonečnu,⁷ který sleduje černou díru před zářícím pozadím, vytvoří na obloze projekce kruhových fotonových orbit (resp. projekce fotonové sféry podél nulových geodetik do roviny obrazu snímku) **emisní fotonový prstenec** kruhového tvaru. Tento extrémní případ gravitačního čočkování sestává z paprsků přicházejících z nekonečna, které obkružují černou díru na fotonové sféře a poblíž ní vícekrát na takřka stejném poloměru, postupně poté pomalu zvětšují po spirále svoji vzdálenost od černé díry a nakonec unikají dál do nekonečna (obr. 5a).⁸ Jasnost a viditelnost fotonového prstence, resp. jeho jednotlivých vrstev (viz níže), závisí mimo jiné na rozložení, intenzitě a vzdálenosti zdroje elektromagnetického záření od černé díry a na vlastnostech daného prostředí, kterým fotony procházejí.⁹ O tom se ještě blíže zmíníme později.

Vnitřní poloměr fotonového prstence neboli **poloměr záchytu fotonů** je pro Schwarzschildův časoprostor roven kritickému srážkovému parametru:

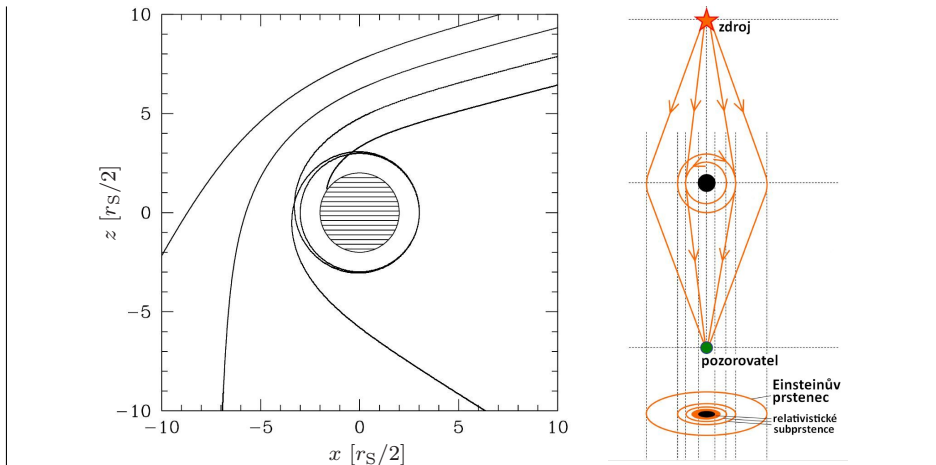
$$r_z = b_{\text{krit}} = \frac{3\sqrt{3}}{2} r_S \doteq 2,598 r_S .$$

Souhrn parabolických orbit fotonů s kritickými srážkovými parametry tak pro nevázané fotonové trajektorie odděluje pádové a únikové orbity. Vznikají tedy tři odlišné typy světlupodobných geodetik: **záchytové** (fotony jdoucí z nekonečna padají k horizontu událostí a noří se do černé díry), **rozptylové** (fotony přilétající z nekonečna dosahují minimální vzdálenosti od černé díry a poté jdou opět do nekonečna) a **kritické** (odpovídající nestabilním orbitám začínajícím na poloměru fotonové sféry). To lze dobře vidět na obr. 5a.

7. Nekonečnem zde rozumíme oblast asymptoticky plochého časoprostoru, která je daleko od černé díry. S plochostí časoprostoru můžeme počítat už na vzdálenosti několika málo desítek r_S .

8. Fotony, které později začnou kroužit mírně uvnitř fotonové sféry, přirozeně spadnou do černé díry.

9. Jednou ze základních podmínek viditelnosti fotonového prstence je, že látka okolo gravitačně čočkujícího tělesa (pokud neuvažujeme o vakuu) musí být průhledná na vlnových délkách, jaké vysílá zdroj záření. Jinak by fotony byly absorbovány ještě před tím, než by dokončily své oběhy poblíž fotonové sféry a vydaly se směrem k pozorovateli, a tudíž by k němu nedospěly. Fotonový prstenec by se tak vzdálenému pozorovateli vůbec neukázal ani při dostatečně intenzivní emisi záření blízko vázaných fotonových orbit.



Obr. 5 — a) Zobrazení trajektorií světelných paprsků objasňujících objevení se emisního fotonového prstence. Paprsky dopadají z nekonečna k černé díře s různými srážkovými parametry: fotony s $b < b_{\text{krit}}$ jsou zachyceny černou dírou, s $b > b_{\text{krit}}$ se při přiblížení jen ohnou a poté odletnou do nekonečna, s $b = b_{\text{krit}}$ asymptoticky spirálují v téměř tangenciálním směru k fotonové sféře, kterou obíhají několikrát a po úniku z této oblasti vytvářejí na obloze gravitačně zčočkovaný fotonový prstenec. Převzato z [40] a mírně upraveno. b) Rozšíření obr. 2b: pro paprsky blížící se tečně k fotonové sféře vzniká uvnitř Einsteinova prstence při gravitačním čočkování nekonečná série tenkých relativistických fotonových subprstenců, které se ovšem téměř slévají v jeden. Upraveno podle [5].

Jak se fotony přibližují k černé díře se srážkovými parametry blížícími se kritické hodnotě, prodělávají, jak už bylo řečeno, před odletem do nekonečna nejprve jeden a postupně víc a víc oběhů. Ve skutečnosti tak na snímku okolí černé díry vznikne nekonečná sekvence sobě podobných koncentrických, tzv. relativistických prstenců nebo **subprstenců** vyššího řádu, různých poloměrů a různých jasností. Nazývají se někdy také světelná echa nebo mnohonásobné obrazy. Celý fotonový prstenec tak má určitou tloušťku, a poloměr v jeho střední části je proto o málo větší než $3\sqrt{3}/2 r_S$.

Na silně zjednodušeném obr. 5b dole vidíme dva z těchto subprstenců, jejichž světlo pochází z jednoho zdroje. V subprstencích se akumuluje elektromagnetické záření nejen z blízké jasné látky, která eventuálně černou díru obklopuje, ale i slabší záření ze vzdálené části akrečního disku a vlastně do jisté míry ze všech zářících objektů celé nebeské sféry. V podstatě lze říci, že subprstence v sobě pojímají obrazové kopie celého viditelného vesmíru. Jednotlivé subprstence však na snímku prakticky nejsou od sebe odlišitelné, neboť jsou takřka položeny přes sebe. Proto je spatřujeme jen jako jednoduší prstenec, jehož celková jasnost je

rovna součtu částečných příspěvků jasností subprstenců. Směrem k poloměru zachytu fotonů se s počtem oběhů fotonů jednotlivé subprstence stávají velmi rychle užší a užší a slabší a slabší.

Shrňme: Suma všech nestabilních fotonových kruhových orbit okolo Schwarzschildovy černé díry vyplňuje fotonovou sféru s poloměrem $1,5 r_S$. Fotony, které ji opouštějí, se na obloze díky gravitačnímu čočkování jeví jako dvojrozměrný fotonový prstenec se středním poloměrem o něco větším než $2,6 r_S$. Fotonovou sféru tedy na obloze nebo v rovině fotografického snímku vidíme jako projekci v podobě fotonového prstence. Vysvětlením podstaty vzniku fotonového prstence jsme se ocitli už jen krůček od pochopení vzniku siluety černé díry.

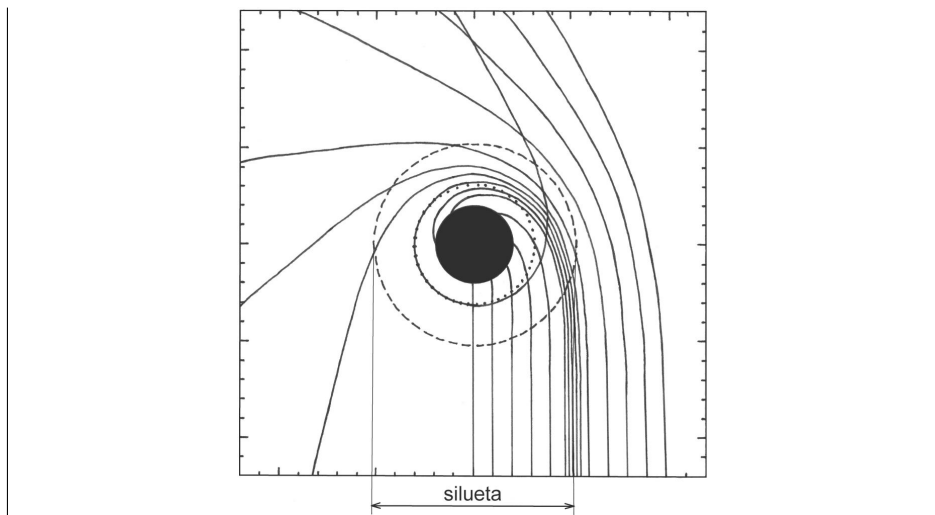
Vznik siluety. Stručně řečeno, vnitřní okraj fotonového prstence tvoří hranici siluety černé díry, zvanou také **kritická křivka**. Za předpokladu, že je černá díra obklopena dostatečně jasnými zdroji světla, které jsou úhlově větší než černá díra a jsou rozloženy všude okolo ní *vyjma mezi pozorovatelem a jí samotnou*, měl by ji tento pozorovatel na nebeské sféře vidět (z jakékoli strany) jako zcela tmavou skvrnu o průměru přibližně $5,2 r_S$ na (rovnoměrně) osvětleném pozadí. Nejen že černá díra sama žádné světelné paprsky nevyzařuje, ona zároveň ohýbá paprsky, jež by v případě slabého gravitačního pole docestovaly od svých zdrojů až k pozorovateli, takže k němu nedospějí, a proto je neuvidí. Příslušná množina směrů na obloze tedy pro něj zůstane tmná.

Pro lepší názornost a matematický popis vzniku siluety se osvědčilo použít metodu **zpětného sledování paprsků**,¹⁰ ilustrovanou na obr. 6. Uvažujme svazek světelných paprsků vyslaných od vzdáleného statického pozorovatele rovnoběžně směrem k černé díře, jakoby zpětně v čase.¹¹ Každý z paprsků (řekněme „obrácených světočar“ fotonů) vyslaných od oka pozorovatele a orientovaných do minulosti koresponduje s jedním bodem na obloze pozorovatele nebo pixelem na jeho fotografickém snímku. Pokud paprsek končí na horizontu událostí, přiřadíme takovému bodu „temno“, pokud nikoli, přiřadíme bodu „světlo“. Poměrně ostrá hranice výsledné dvojrozměrné tmavé oblasti na obloze je tudíž určena paprsky na hraniční čáře mezi oběma množinami bodů, tj. paprsky, které asymptoticky spirálují k jedné z nestabilních kruhových orbit fotonové sféry. Uzavřená křivka na obloze tvořící hranici siluety pak rozděluje oblast, kde světlupodobné geodetiky protínají horizont událostí, od oblasti, kde ho míjejí. Silueta je tedy tvořena všemi

10. Je to také výpočetně jednodušší. V principu by sice bylo možné uvažovat všechny počáteční podmínky (polohy a směry) v okolí černé díry a sledovat jejich vývoj na základě rovnic geodetiky, abychom zjistili, které světelné paprsky a z kterého směru doletí k pozorovateli. V praxi je však stopování všech světelných paprsků vyslaných ze zdroje jen stěží realizovatelné.

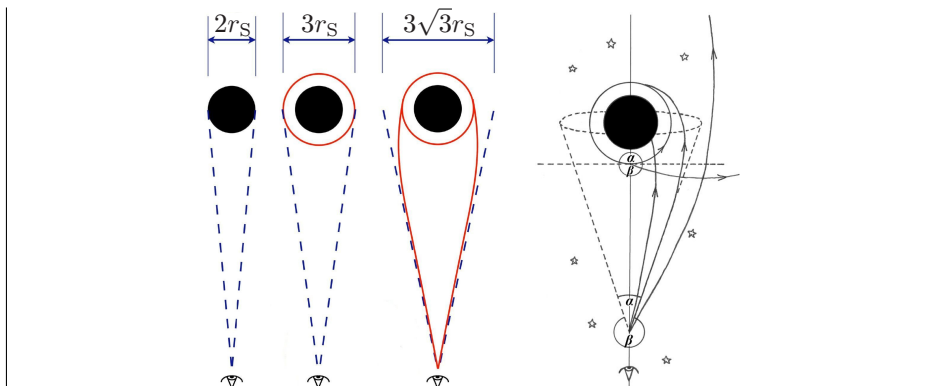
11. neboť světelné paprsky můžeme považovat za reverzibilní

nulovými geodetikami, jež padají do černé díry a končí na horizontu událostí. Jsou to ty, které odpovídají srážkovým parametrům $b \lesssim 2,6 r_S$.



Obr. 6 — Pro popis vzniku siluety Schwarzschildovy černé díry využijeme techniku zpětného sledování paprsků, v níž jsou trajektorie fotonů integrovány zpětně v čase a ve směru od roviny pozorovatele kolmé na zorný směr. Pozorovatel ve statické souřadnicové soustavě v nekonečnu (prakticky ve velmi velké vzdálenosti) „střelí“ myšlené fotony směrem k černé díře, dokud nedosáhnou buď horizontu událostí, nebo neodletí daleko. Interval mezi srážkovými parametry na obrázku je $0,5 r_S$ a poblíž kritického parametru od $2,4$ do $2,8 r_S$ je zmenšen na $0,1 r_S$. Paprsek se srážkovým parametrem $\doteq 2,6 r_S$ se právě dotýká fotonové sféry (tečkovaná kružnice) a může ji oběhnout mnohokrát, než spiráluje dovnitř nebo ven, případně směrem k pozorovateli, zatímco všechny ostatní načrtnuté paprsky s menšími srážkovými parametry, včetně toho s parametrem rovným poloměru fotonové sféry a s parametrem rovným r_S , jsou zachyceny a nutně končí v černé díře. Na obloze se tudíž objeví tmavá oblast (silueta) sestávající ze všech zorných směrů končících na horizontu událostí, jejíž vnější hranice představuje příčný řez fotonovou sférou zvětšenou gravitačním čočkováním světelných paprsků, čili příčný řez oblastí vymezenou poloměrem záchytu fotonů. Koncentraci světelných paprsků, jež se vynořují z fotonové sféry, pozorujeme jako relativně úzký fotonový prstenec tvořící hranici siluety (čárkovaná kružnice). Jeho průměr je tedy pro Schwarzschildovu černou díru $\doteq 5,2 r_S$.

Na obr. 7a, b, c je pro rekapitulaci shrnut pomocí jednoduchých schémat rozdíl mezi úhlovým průměrem horizontu událostí, fotonové sféry a siluety. Jak je patrné, naivní předpoklad o úhlové velikosti siluety, který by vycházel z Euklidovy geometrie, v obecné teorii relativity neplatí. Na těchto obrázcích nahlédneme pro změnu na celou situaci z pohledu pozorovatele přemístěného blíž k černé díře než na předchozím obr. 6. Na obr. 7d je navíc zakreslen úhel, pod nímž siluetu na obloze pozorujeme. Doplněk úhlu siluety do 360° vyznačuje **únikový kužel světla**,



Obr. 7 — a) Silueta černé díry není „euklidovský“ snímek oblasti uvnitř horizontu událostí; b) silueta není ani „euklidovský“ snímek oblasti uvnitř fotonové sféry; c) silueta představuje snímek oblasti uvnitř fotonové sféry zvětšené gravitačním ohybem světla. Upraveno podle [5]. d) α označuje úhel siluety černé díry na obloze; v případě zdrojů záření rozmístěných všude kromě v prostoru mezi černou dírou a pozorovatelem zůstává kužel omezený paprsky světla, spirálujícími k fotonové sféře, prázdný; β označuje únikový kužel světla jakožto doplněk siluety černé díry do 360° . Pro pozorovatele právě na fotonové sféře je úhel siluety i únikového kužele světla $\alpha = \beta = \pi/2 \hat{=} 180^\circ$, tj. přesně polovina oblohy se mu jeví tmavá.

kteří vypovídá o tom, jaká část elektromagnetického záření emitovaná zdrojem (pozorovatelem) může uniknout do nekonečna a zároveň být pro pozorovatele v dotyčně lokální vztažné soustavě viditelná. Čím víc se pozorovatel blíží k černé díře, tím užším se kužel směřů, kam mohou fotony uniknout z její rostoucí gravitace, stává. Pro pozorovatele na fotonové sféře má únikový kužel rozsah 180° , na horizontu událostí se kužel redukuje (degeneruje) na vertikální směr, tj. linii kolmou k povrchu černé díry (uniknout tam v daném místě může pouze jediný paprsek vyslaný radiálním směrem).

Tvar siluety na obloze je pro Schwarzschildovu černou díru dokonale kruhový disk. Ve tvaru kružnice je pak pochopitelně i odpovídající fotonový prsteneček. Samotná poloha hranice siluety, resp. fotonového prstenečku je zcela nezávislá například na vnitřním poloměru, kde popřípadě plazma akrečního disku obklopujícího černou díru přestává vyzařovat, čili velikost a tvar siluety nejsou nijak ovlivnitelné detaily akrece na černou díru. Jsou to čistě **geometrické vlastnosti časoprostoru**, které z jistého pohledu „smazávají“ vlastnosti akrečního toku na takto malé vzdálenosti od černé díry. Silueta je tak jedinečná tím, že odráží mnohé znaky časoprostoru v okolí černé díry. Například úhlový průměr siluety nerotující černé díry je dán pouze její hmotností a samozřejmě i její vzdáleností od pozorovatele. Měření úhlové velikosti siluety za podmínky známé vzdálenosti černé díry proto umožňuje určit **hmotnost černé díry**.

Viditelnost siluety vzdálené černé díry je zvýrazněna především **kontrastem** s emisním prstencem ležícím těsně mimo její okraj. Pokud fotony obíhající okolo černé díry několikrát procházejí oblastí zvýšené emisivity z okolní látky, přidává to fotonovému prstenci na jasnosti. Aby však byl emisní prstenec dostatečně jasný, musí být černá díra přiměřeně intenzivně ozářena a zdroj záření by měl být kvůli efektivnějšímu gravitačnímu čočkování blízko černé díry. V reálných podmínkách to v podstatě zajišťují zejména částice emitované z vnitřní části akrečního disku (kde je plazma nejžhavější, takže zde má maximum jasnosti) a z akrečního toku látky nořící se pod nejnižší stabilní kruhovou orbitu. Jak už bylo výše nastíněno, plazma akrečního toku (disku) musí nadto být dostatečně transparentní v oboru elektromagnetického spektra, v němž hodláme fotonový prsteneц pozorovat.

Je zřejmé, že pokud černou díru **akreční tok** obklopuje v její rovníkové rovině ze všech stran dokola, část záření, jehož fotony můžou uniknout směrem k pozorovateli přímo nebo se okolo černé díry ohnou jen tak, že nevykonají ani jeden celý oběh (tj. nejsou ohnuty zpět k černé díře nebo na fotonovou sféru), pochází také z látky, která je blíž k černé díře, než je poloměr zachytu fotonů, nebo je kdekoli mezi pozorovatelem a černou dírou,¹² tedy z oblastí uvnitř siluety. Zejména, když rovina akrečního toku leží v rovině zorného směru pozorovatele nebo poblíž něj. Silueta okolo skutečných černých děr proto *nebývá úplně černá*; může být zčásti překryta přímým elektromagnetickým zářením z akrečního toku před ní.

Za jistých podmínek (v případě geometricky tlustého akrečního disku, viz dále) je zde však výrazný deficit přímého záření z téměř celého akrečního disku, jenž se projeví i tehdy, když černou díru pozorujeme v rovníkové rovině disku; záleží totiž na vlastnostech akrečního toku. Příčina možného nedostatku toku fotonů unikajících z akrečního toku z *bezprostřední* blízkosti horizontu událostí tkví zejména v tom, že tyto fotony prodělávají silný **gravitační rudý posuv**. Specificky nás zajímají paprsky směřující téměř bez gravitačního ohybu přímo k pozorovateli. Oproti koncentrovanému světlu z fotonového prstence mají také výrazně kratší celkovou dráhu letu. Největší příspěvek k toku přímého záření (geometricky tlustého) disku by měl být z oblasti poblíž r_{nsko} . K diskuzi o tomto fenoménu se ještě vrátíme.

Silueta relativistické Kerrovy černé díry

*

Rotující osově symetrická stacionární černá díra v asymptoticky plochém časoprostoru bez látky je popsána Kerrovou metrikou, která je charakterizována dvěma stupni volnosti: kromě hmotnosti M též **momentem hybnosti** J . Kerrovo

12. Tím ovšem není splněn požadavek kladený na vznik naprosto tmavé siluety, týkající se rozmístění zdrojů záření, který je zmíněný v úvodu u definice siluety.

řešení rovnic obecné teorie relativity podává realistický a známý časoprostor, jenž dobře vystihuje všechny známé černé díry vyskytující se ve vesmíru.

Míru rotace černé díry popisuje bezrozměrný **Kerrův parametr** a (též specifický moment hybnosti), přičemž platí:

$$0 \leq a = \frac{J}{GM^2/c} \leq 1,$$

kde J označuje vnitřní moment hybnosti a zbývající veličiny jsou stejné jako u vzorce pro výpočet Schwarzschildova poloměru. Pokud se $a = 1$, jde o objekt s maximálně možnou rychlostí rotace při dané hmotnosti, čili **extrémní Kerrovu černou díru**. Za podmínky $a = 0$ ovšem Kerrův časoprostor splývá se Schwarzschildovým.

Na obr. 8 není Kerrova černá díra znázorněna ve standardních sférických, ale ve sferoidálních Boyerových–Lindquistových souřadnicích, které jsou pro její popis mnohdy vhodnější. Singularita uvnitř Kerrovy černé díry není v těchto souřadnicích bodová, ale kružnicová (nespr. prstencová). Takováto černá díra má dva horizonty — vnější **horizont událostí** s poloměrem:

$$r_{\text{hu}} = \frac{r_S}{2} \left(1 + \sqrt{1 - a^2} \right)$$

a vnitřní **Cauchyho horizont** (který pravděpodobně není fyzikálně významný) s poloměrem:

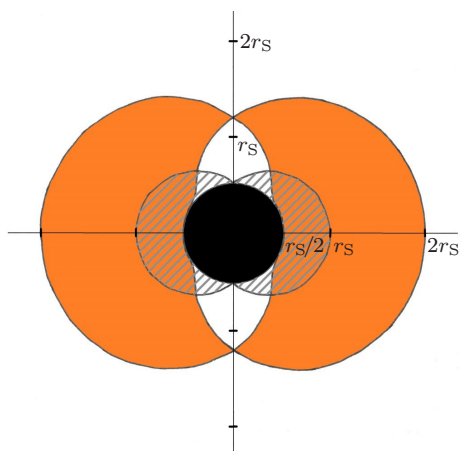
$$r_C = \frac{r_S}{2} \left(1 - \sqrt{1 - a^2} \right).$$

Vzorce ukazují, že jak rychlost rotace černé díry vzrůstá, poloměr horizontu událostí se zmenšuje, zatímco poloměr Cauchyho horizontu se zvětšuje, takže se k sobě přibližují. U maximálně rychle rotující černé díry se oba horizonty sesouhlasí na nejmenším poloměru $r_S/2$ (stává se z nich dvojnásobný horizont).

Okolo rotující černé díry dále vzniká charakteristická oblast s povrchem obvykle tvaru zploštělého elipsoidu, který se jmenuje *statická mez* nebo *ergoplocha*; na této ploše mají radiálně unikající fotony nekonečně velký gravitační rudý posuv. Časoprostor mezi statickou mezí a horizontem událostí nazýváme **ergosféra** nebo lépe **ergoregion**; ten je tím větší, čím hmotnější černá díra je a čím rychleji rotuje. Poloměr ergoregionu pro různé body na jeho ergoploše se vypočítá ze vzorce:

$$r_{\text{erg}} = \frac{r_S}{2} \left(1 + \sqrt{1 - a^2 \cos^2 \theta} \right).$$

Přítom při úhlu odklonu bodu od osy černé díry $\theta = 90^\circ$ nebo 270° (na rovníku) platí $r_{\text{erg}} = r_S$, vzhledem k tomu, že $\cos \theta = 0$. Naopak při $\theta = 0^\circ$ nebo 180° (na pólech) platí $r_{\text{erg}} = r_{\text{hu}}$, neboť $\cos \theta = 1$. Vnější hranice ergoregionu (ergoplocha)



Obr. 8 — Náčrt profilu maximálně rychle rotující, tj. extrémní Kerrovy černé díry (černý disk) s parametrem $a = 1$ a jejího blízkého okolí, z pohledu v rovině rovníku. Její hranice, horizont událostí, se už v tomto případě shoduje s vnitřním Cauchyho horizontem. Ve zploštělých elipsoidálních Boyerových–Lindquistových souřadnicích je horizont událostí sféra¹³ a rotuje jako pevné těleso (všechny body na něm se pohybují stejnou úhlovou rychlostí); v limitu extrémní černé díry by body na horizontu rotovaly rychlostí světla. Zobrazen je dále ergoregion (šedě šrafovaný) a fotonová slupka (oranžová). Jejich vnější povrch (u ergoregionu zvaný ergoplocha nebo statická mez) má i v Boyerových–Lindquistových souřadnicích zpravidla tvar zploštělého elipsoidu. Jenom pro velkou hodnotu Kerrova parametru $a \gtrsim 0,8$ se tvar začne měnit na jakýsi „jablkovitý“. Fotonová slupka i ergoregion v osovém řezu vyhlížejí jako dva spojené symetrické srpky: na rovníku mají tloušťku největší, kdežto na pólech nulovou. Z obrázku je zřetelné, že fotonová slupka protíná ergoregion. K tomu ovšem opět dochází teprve pro Kerrův parametr $a \gtrsim 0,75$ až $0,8$; pro pomaleji rotující černou díru je mezi vnitřní hranicí fotonové slupky a statickou mezi i na rovníku mezera.

sahá tedy nejdál od horizontu událostí, tj. až ke Schwarzschildovu poloměru, na rovníku Kerrovy černé díry, zatímco na její rotační ose se k horizontu událostí tečně přimyká.

Projevem ergosféry je velmi důležitá vlastnost rotující černé díry: **strhávání** okolního časoprostoru, resp. lokálních inerciálních vztažných soustav. Jedná se o **Lenseův–Thirringův jev**. V ergosféře žádné částice s kladnou mechanickou energií nemůžou vzhledem k vnějšímu vzdálenému pozorovateli zůstat v klidu, ale všechny jsou strhávány do nezastavitelné stejnosměrné rotace okolo černé díry a při tom se jejich trajektorie navíjejí okolo horizontu událostí. Nejsilněji se strhávání projevuje na rovníku rotující černé díry, zatímco dál od něj směrem k pólům

13. V běžných sférických souřadnicích má však tvar rotačního elipsoidu, takže kdyby bylo možné jej vidět jako projekci na pozadí oblohy, podobal by se elipse.

slábne. Lenseův–Thirringův jev působí zajisté i vně ergosféry, ale s rostoucí vzdáleností se stává méně výrazným. Důsledky tohoto efektu jsou dalekosáhlé, neboť má podstatný dopad na některé vlastnosti vnitřní oblasti akrečního disku i na radiální souřadnice významných kruhových orbit částic, které se na orbitách pohybují.

Předně je třeba uvést, že v blízkosti černé díry bude díky tomuto jevu vnitřní část akrečního disku i plazmatu padajícího směrem dovnitř pod nejnvnitřnější stabilní kruhovou orbitu vždy rotovat či spirálovat ve stejném směru jako černá díra (to ale nevyklučuje možnost, že ve větší vzdálenosti, tj. pro vnější část disku, už tomu tak být nemusí). Následkem strhávání časoprostoru se bude přinejmenším ve vnitřní oblasti rovina disku krýt s rovníkovou rovinou černé díry; kruhový pohyb hmotných částic je možný jen v její v rovníkové rovině. Zároveň má v tomto případě s rostoucí rychlostí rotace černé díry nejnvnitřnější stabilní kruhová orbita pro hmotné částice rotující ve stejném směru jako černá díra poněkud menší poloměr r_{nsko} , takže vnitřní okraj akrečního disku může dosahovat podstatně blíže k černé díře než u nerotující díry. Pro částice obíhající v opačném směru, než v jakém černá díra rotuje, by se poloměr nejnvnitřnější stabilní kruhové orbity naopak zvětšoval. U extrémní černé díry by v Boyerových–Lindquistových souřadnicích nejnvnitřnější orbita souhlasně rotujících částic, mohli bychom říci, v podstatě splynula s horizontem událostí na $r_{\text{nsko}} = r_S/2$, naproti tomu pro částice rotující v protisměru by dosáhla až $r_{\text{nsko}} = 4,5 r_S$.

Obdobně je tomu u pohybu fotonů. Jelikož rotující černá díra stahuje časoprostor s sebou, obsahuje v rovníkové rovině dvě fotonové kruhové orbity: na té bližší k černé díře se mohou pohybovat fotony obíhající stejnosměrně, zatímco na vzdálenější fotony obíhající protisměrně. S rostoucí úhlovou rychlostí rotace se pochopitelně i zde zvětšuje jejich vzdálenost. Pokud by se však fotony dostaly na polární dráhy (v Boyerových–Lindquistových souřadnicích by byly kruhové), tvořily by pak tyto orbity jakoby jedinou fotonovou sféru o stejném poloměru.

Kerrova černá díra je tak vlastně „obalena“ namísto dvojrozměrné plochy fotonové sféry **třírozměrnou fotonovou slupkou** (jak můžeme vyčíst z obr. 8), která kromě kruhových fotonových orbit v rovníkové rovině zahrnuje speciální „sférické“, nerovinné vázané fotonové orbity. Vnitřní hranice fotonového prstence rotující černé díry, analogicky jako u Schwarzschildovy černé díry, v tomto případě koresponduje s paprsky, které asymptoticky spirálují každý k jedné z nestabilních kruhových nebo sférických orbit fotonové slupky.

Fotonová slupka tedy protíná rovníkovou rovinu Kerrovy černé díry ve dvou zmíněných kružnicích. Poloměry těchto fotonových kruhových orbit se vypočítají podle vzorce:

$$r_{\text{fot}\mp} = r_S \left\{ 1 + \cos \left[\frac{2}{3} \arccos(\mp a) \right] \right\},$$

příčměž znaménka odpovídají stejnosměrné (–) a protisměrné (+) rotaci. V extrémním Kerrově časoprostoru jsou v Boyerových–Lindquistových souřadnicích příslušné orbity na poloměrech $r_{\text{fot}-} = r_S/2$ (zjednodušeně řečeno, koincidují s poloměrem horizontu událostí, resp. obou horizontů) a $r_{\text{fot}+} = 2r_S$. Možné rozpětí poloměrů obou fotonových kruhových orbit je tudíž $r_S/2 \leq r_{\text{fot}-} \leq 3/2 r_S \leq r_{\text{fot}+} \leq 2r_S$.

Při pohledu z pólu rotující černé díry pozorovatel uvidí dokonale kruhový fotonový prstenec odpovídající jedinému poloměru fotonové slupky, takže viditelná část slupky je pro něj fotonová sféra. To ale znamená, že pozorovatel jsoucí právě v rovině rotační osy nemůže na základě vzhledu fotonového prstence rozlišit Schwarzschildovu od Kerrovu černé díry. Pokud se však dívá na černou díru z jiného směru než z pólu, může vidět i fotony pocházející z jiné části fotonové slupky. Pouze pozorovatel v rovníkové rovině ale může zaznamenat fotony z celého rozsahu vázaných fotonových orbit, tj. záření ze všech poloměrů fotonové slupky. V obou posledních případech však fotonový prstenec již není kruhový, jak snadno zjistíme za chvíli, při popisu tvaru siluety.

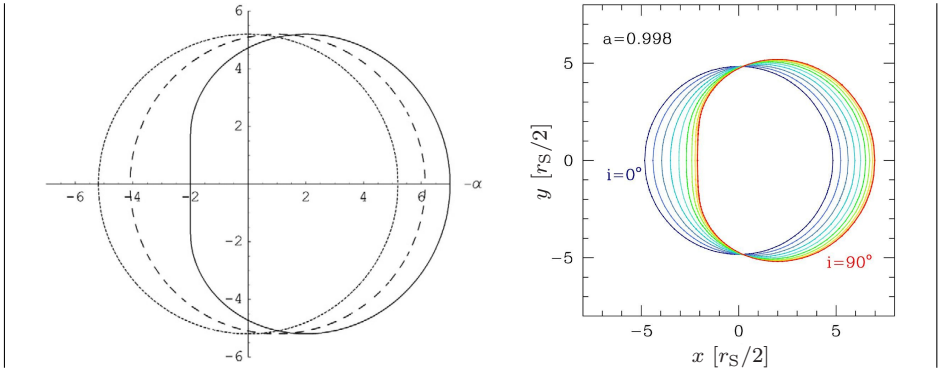
Jaký má Lenseův–Thirringův jev dopad na celkový vzhled, tj. na velikost, polohu a tvar siluety Kerrovu černé díry? Obecně lze říci, že běžně se siluety v případě Kerrovu a Schwarzschildovy geometrie od sebe kvantitativně liší poměrně málo. Společným znakem je, že u jejich velikosti hraje prim hmotnost černé díry. Podoba siluety rotující černé díry při dané hmotnosti však závisí na dalších dvou vlastnostech. V první řadě na Kerrově parametru a , což není nijak překvapivé. Velmi zajímavá je dále korelace mezi vzezřením siluety a relativní pozicí vzdáleného pozorovatele vůči černé díře, kterou vyjadřuje **sklon** i , tj. úhel mezi zorným směrem pozorovatele a směrem rotační osy (vektorem momentu hybnosti) černé díry. Oba faktory se však na vzhledu siluety začínají zřetelněji podepisovat až pro vyšší hodnoty parametru a a pro velké sklony i .

Pro pozorovatele umístěného na rotační ose, v rovině pólů, je tvar siluety přesně kruhový a silueta je středově symetrická se zřetelem ke gravitačnímu centru černé díry, a to při jakkoli velké rychlosti rotace černé díry. Se zvětšováním Kerrova parametru pak vlivem zmenšování horizontu událostí pouze mírně klesá průměr siluety.

Zhodnoťme však nyní situaci, kdy se pozorovatel nachází mimo osu rotace černé díry. Jakmile s přechodem k rovníkové rovině roste sklon i , symetrie siluety je narušena a **deformace tvaru** se zvětšuje. V rovníkové rovině a blízko ní se silueta s rostoucím momentem hybnosti stává pro pozorovatele víc a víc nesymetrická vzhledem k vertikální ose (dochází ke stlačování siluety z jedné strany ve směru kolmém na osu rotace), zatímco ve vztahu k horizontální ose zůstává symetrická (čili její vertikální průměr je stejný). Nejvíce se však rychlost rotace a Lenseův–Thirringův jev projevuje **odsunutím středu** siluety od gravitačního centra černé

díry. Jelikož je poloměr záchytu fotonů různý pro korotující a protirotaující částice, tzn. je větší, pokud foton obíhá v protisměru vzhledem k rotaci černé díry, a menší v opačném případě, hranice siluety je na jedné straně jakoby promáčknutá. Tato deformace je samozřejmě nejvýraznější pro pozorovatele přesně v rovníkové rovině při sklonu $i = 90^\circ$ a zcela vymizí, když je sklon $i = 0^\circ$ nebo 180° (viz výše).

Pro extrémní Kerrůvu černou díru ($a = 1$) vychází v případě prohrádního (pří-
mého) oběhu fotonů poloměr záchytu fotonů v rovníkové rovině jen $r_z = 1 r_S$
a v případě retrográdního (zpětného) oběhu fotonů až bezmála $3,6 r_S$. Celkový
horizontální průměr siluety se tudíž i při maximálně rychlé rotaci zmenší ve sro-
vnání s průměrem u nerotující černé díry o poměrně málo, zhruba na $4,6 r_S$ (oproti
 $5,2 r_S$ při $a = 0$). Střed siluety je ovšem vzhledem ke geometrickému středu ča-
soprostoru černé díry posunutý už podstatně, téměř o $1,3 r_S$. Náznorné vysvětlení
původu deformace siluety podávají obr. titulní a 9. Pro úplnost dodejme, že fo-
tonový prstenec okolo siluety Kerrůvy černé díry pochopitelně podstupuje změnu
tvaru a horizontální posun podobné velikosti jako silueta.



Obr. 9 — Deformace a posun siluety Kerrůvy černé díry oproti symetrickému vzhledu siluety Schwarzschildovy černé díry v závislosti na rychlosti rotace nebo sklonu zorného směru vzdáleného pozorovatele k rotační ose. a) Tvary siluety v rovníkové rovině pro Kerrův parametry $a = 0$ (tečkovaná kružnice), $a = 0,5$ (čárkovaná uzavřená křivka), $a = 1$ (plná uzavřená křivka). Pokud černá díra rotuje, poloměr souhlasné fotonové kruhové orbity klesá, a tak se levý koncový bod siluety pohybuje doprava. Poloměr nesouhlasné fotonové kruhové orbity ovšem vzrůstá, a proto se zároveň pravý koncový bod suně rovněž doprava. Se vzrůstem rychlosti rotace nicméně poloměr souhlasné orbity klesá rychleji. Díky tomu je silueta deformována hlavně na levé straně a tím vznikne v tomto místě zploštění — silueta tak dostává tvar písmene „D“. Vidíme však, že účinek momentu hybnosti černé díry na průměr siluety je poměrně slabý, do parametru $a = 0,5$ je i její horizontální průměr téměř konstantní (jako tomu je také u stejně velkého horizontálního a vertikálního průměru siluety viděného v rovině rotační osy). Převzato z [64], text doplněn. b) Tvary siluety pro jediný Kerrův parametr $a = 0,998$ a pro různé sklony pozorovatele $i = 0^\circ$ až 90° . Protože obecně poloměr (průměr) horizontu události se vzrůstem Kerrůva parametru mírně

klesá, klesá tím rovněž lehce poloměr (průměr) siluety, obzvlášť pokud ji pozorujeme poblíž rotační osy ($i = 0^\circ$). Jestliže však siluetu pozorujeme blízko rovníkové roviny ($i = 90^\circ$), její střední průměr je na Kerrově parametru ještě méně závislý, zatímco se díky Lenseovu–Thirringovu jevu poloměr nesouhlasně fotonové kruhové orbity zvětšuje a souhlasně zmenšuje. Výraznost jednostranného promáčknutí na siluetě roste se zvětšováním jak úhlu sklonu pozorovatele, tak Kerrova parametru. Převzato z [39], mírně upraveno.

Protože stejně jako u statické černé díry je také vzezření siluety rotující černé díry určeno pouze metrikou pozadí okolo ní a ne třeba vlastnostmi akrečního toku plazmatu v okolním disku nebo energií fotonů tvořících fotonový prstenec, můžeme z něj odvodit významné informace o uvedených parametrech černé díry. V tomto případě silueta podává svědectví především o momentu hybnosti a dále o směru osy rotace v prostoru. Pro tento účel je mnohem důležitější než zjistit velikost siluety poznat její tvar, neboť velikost siluety závisí také na vzdálenosti černé díry od pozorovatele a ta může být v mnoha situacích nejistá.

Vliv plazmatu v okolí černé díry

*

Dosud jsme o světelných paprscích uvažovali jako o světlupodobných světočarách časoprostorové metriky, kde můžeme vliv látkového prostředí, jímž se šíří, zcela zanedbat. Tak tomu ovšem nemusí být za situace, kdy je černá díra bezprostředně obklopena disperzním plazmatem tvořícím akreční disk. Pro jednoduchost zůstaneme u popisu vlivu na siluetu Schwarzschildovy černé díry.

Při čochování se ve skutečnosti uplatňuje jak zakřivení časoprostoru, tak právě případný výskyt plazmatu v daném prostředí. Rozložení hustého plazmatu mění vzhled fotonového prstence a siluety černé díry pro vzdáleného pozorovatele, přičemž gravitační ohyb světla se liší od vakuového případu v přítomnosti jak homogenního, tak nehomogenního plazmatu.

V **homogenním plazmatu** se úhel ohybu zvětšuje a tím i úhlová velikost fotonového prstence a siluety ve srovnání s vakuovým stavem. Index lomu plazmatu je totiž odlišný od 1 a závislý na frekvenci (vlnové délce) fotonu; pak paprsky sledují časupodobné geodetiky. Důsledkem je, že čochování je chromatické: fotony s menší frekvencí jsou ohýbány pod větším úhlem. Pro optické frekvence je efekt plazmatu zcela zanedbatelný, ale pro fotony nižších frekvencí jeho účinek narůstá. Dá se ovšem říct, že vliv plazmatu má nemalý význam jen pro dlouhé vlnové délky, fakticky až pro rádiové vlny dlouhé aspoň několik cm (např. ještě pro sub-milimetrové vlny je zmíněný vliv docela malý).¹⁴ Je však nutné upozornit, že i v tomto případě dává obvyklý vakuový gravitační ohyb hlavní příspěvek k celkovému ohybu, kdežto jevy spojené s plazmatem jsou podstatně menší.

14. Mimochodem, to nás může částečně zajímat, protože snímek EHT byl pořízen v oblasti spektra na hranici rádiového oboru (viz dále).

V astrofyzikálně realističtějším **nehomogenním plazmatu** se kromě barevného ohybu navíc objevuje barevný lom (podobně jako u klasických refrakčních čoček), jenž na gravitaci vůbec nezávisí. Refrakce může být kladná i záporná, takže může nastat zvětšení i zmenšení fotonového prstence a siluety, a to v závislosti na hustotním profilu plazmatu a na poloze pozorovatele těchto jevů. Obvykle hustota plazmatu klesá s poloměrem akrečního disku, tj. se vzdáleností od černé díry, takže refrakce většinou působí opačně než gravitační ohyb; siluetu tedy zmenšuje. Poblíž černé díry ale mají navrch obecně-relativistické efekty gravitačního ohybu, takže pro pozorovatele blízko ní se silueta stává na pohled větší. Teprve pro pozorovatele daleko od černé díry převládnu důsledky refrakce a silueta se pro něj zmenšuje.

Vliv kosmologické expanze vesmíru

*

Pro černé díry v centrech blízkých galaxií je účinek kosmologického rozpínání na úhlovou velikost siluety černé díry vcelku nicotný, na větších vzdálenostech však může být významný. Všeobecně má kosmická expanze zvětšující vliv na úhlový průměr siluety. To je v souladu s faktem, že snímek daného objektu je zvětšen aberací, pokud se pozorovatel pohybuje směrem od něj.

Za jistých předpokladů se dá pro výpočet velikosti vzdálené siluety využít například známý jev růstu úhlové velikosti objektu pozorovaného souhybným pozorovatelem (jenž se zúčastňuje všeobecného Hubbleova toku) v expandujícím vesmíru na větších kosmologických škálách, čili vztah *úhlový průměr — rudý posuv*, kdy pro daný model vesmíru je **vzdálenost z úhlového průměru** d_a ¹⁵ funkcí kosmologického rudého posuvu z . Fyzická a z ní plynoucí úhlová velikost siluety na obloze tak může za splnění podmínky, že nezávisle určíme hmotnost obří černé díry, sloužit jako *standardní kosmologické pravidlo* pro určování vzdáleností.¹⁶ Pro velké rudé posuvy, kde už d_a klesá a tím jsou objekty rozpínáním vesmíru úhlově zvětšeny, může být naopak změřená úhlová velikost siluety užita k odhadu hmotnosti černé díry za předpokladu známého kosmologického modelu vesmíru, nebo

15. Tj. veličina udávající vzdálenost objektu v době, kdy tento objekt k fundamentálnímu (kosmologickému) pozorovateli *vyslal* signál šířící se rychlostí světla (na rozdíl od souhybné vzdálenosti, která vypovídá o vzdálenosti objektu v době, kdy k pozorovateli takovýto signál *dorazil*). Vypočítá se jako poměr známého (předpokládaného) fyzického lineárního průměru ku pozorovanému (měřenému) úhlovému průměru objektu. V našem téměř plochém, zrychleně expandujícím vesmíru Λ CDM s převahou skryté energie a chladné skryté látky tato vzdálenost pro velké kosmologické rudé posuvy ($z \gtrsim 1,6$) klesá, takže objekty na velkých rudých posuvech se jeví úhlově větší než objekty na středních rudých posuvech.

16. Metoda však v současnosti je a také v blízké budoucnosti zřejmě bude v praktických podmínkách velmi omezeně použitelná. Důvod spočívá jednoduše v tom, že jak pozorování siluet černých děr, tak určování hmotností černých děr prozatím není ani na středních a menších kosmologických vzdálenostech dostatečně přesné.

umožní studovat některé kosmologické parametry nezávislým měřením z a d_a , případně obecněji zkoumat historii rozpínání vesmíru.

Vystopovat závislost úhlové velikosti siluety na kosmologické vzdálenosti pro daného pozorovatele však není triviální záležitost. Nejen že velikost siluety je podmíněna použitým modelem vesmíru, ale složitost je dána i tím, že v některých případech (např. zrovna při výpočtech užívajících vztah $d_a(z)$) je také třeba počítat s gravitačním působením černé díry na šíření světelných paprsků v její blízkosti, nebo naopak s možným vlivem rozpínání vesmíru na pohyb částic blízko černé díry, s ohledem na umístění pozorovatele.

Přesné analytické řešení výpočtu úhlové velikosti siluety bylo prozatím nalezeno [54] jen pro nejjednodušší případ černé díry viděné souhybným pozorovatelem v rozpínajícím se vesmíru, jímž je **Kottlerův časoprostor** (též Schwarzschildův–de Sitterův). Ten popisuje nerotující černou díru (s bodovou hmotností) bez elektrického náboje vnořenou do prázdného de Sitterova vesmíru bez látky, v němž je expanze poháněna pouze kosmologickou konstantou Λ (skrytou energií vakua) způsobující zrychlování expanze vesmíru.¹⁷ Z tohoto řešení vychází najevo, že vzdálený souhybný pozorovatel na cestě k nekonečnu směrem od horizontu událostí černé díry bude svědkem, jak se velikost její siluety monotónně zmenšuje na konečnou hodnotu, jíž dosáhne, až sám dospěje k nekonečnu. Například pro černou díru o hmotnosti řádově $10^{10} M_\odot$ to bude přibližně $0,1 \mu\text{as}$ (mikrovteřin), při časově nezávislé Hubbleově konstantě $H = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

Čistá kosmologická konstanta tedy úhlovou velikost siluety poněkud snižuje, protože sama o sobě zvětšuje d_a . Podle jiného modelu [24], jenž používá odlišnou formu Kottlerovy metriky, se však pro souhybného pozorovatele pohybujícího se směrem od černé díry úhlová velikost siluety na kosmologickém horizontu událostí¹⁸ zmenší na nulovou hodnotu.

17. Kottlerova metrika je definována jako jedinečné sféricky symetrické řešení Einsteinových vakuových rovnic gravitačního pole s Λ za přítomnosti Schwarzschildovy černé díry. de Sitterův vesmír je plochý, prázdný, exponenciálně a zrychleně se rozpínající vesmír s Λ bez časového počátku a konce, který se v kosmologii používá především pro popis inflační fáze vesmíru. Náš vesmír ΛCDM je v současnosti jakousi kombinací de Sitterova a Einsteinova–de Sitterova vesmíru (plochého vesmíru s převládající látkou, bez Λ a se zpomalující se expanzí) a patrně limitně spěje do de-sitterovského stadia expanze (pokud se v něm hustota skryté energie časem nesníží). Je tedy jasné, že jako model je de Sitterův vesmír vhodný jen pro pozdější vývojové etapy našeho vesmíru.

18. Kosmologický horizont událostí se nalézá na maximální souhybné vzdálenosti, odkud může signál šířit se rychlostí světla, vyslaný daným objektem v současnosti a informující souhybného pozorovatele o tamní současné události, k tomuto pozorovateli někdy v budoucnosti dolétnout. Jinak vyjádřeno je to plocha v časoprostoru, která uzavírá všechny události, jež kdy mohou být zjištěny souhybným pozorovatelem v nekonečné budoucnosti; zároveň má světlo vyslané z této vzdálenosti pro pozorovatele nekonečně velký kosmologický rudý posuv. Kosmologický horizont událostí má každý vesmír, který se rozpíná nějakým způsobem zrychleně (nemají ho tedy Friedmannovy vesmíry se zpomalující se expanzí, včetně Einsteinova–

Pro obecný případ libovolně expandujícího vesmíru s mnoha energetickými složkami (různým poměrem látky, elektromagnetického záření a skryté energie) byla stanovena jen přibližná metoda kalkulace úhlové velikosti siluety [6]. Vzorec byl spočítán pro souhybného pozorovatele ve značně velké vzdálenosti od černé díry ve vesmíru, který se v blízkosti černé díry rozpíná pomalu, a to s použitím zmiňovaného vztahu $d_a(z)$. Plyne z něj, že na rozdíl od situace v Kottlerově časoprostoru přítomnost látkové komponenty ve vesmíru vede k růstu úhlové velikosti siluety pro velký kosmologický rudý posuv. Například v Einsteinově–de Sitterově vesmíru s převládající látkou (s hustotním parametrem látky $\Omega_m = 1$ a skryté energie $\Omega_\Lambda = 0$) vzrůstá úhlová velikost siluety (podobně jako u jiných objektů v takovém vesmíru) s nárůstem rudého posuvu z záření z okolí černé díry na kosmologických vzdálenostech neomezeně.

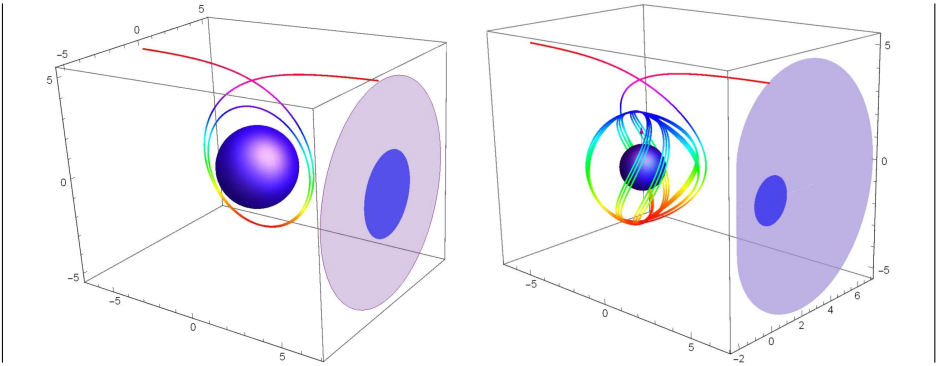
Podobné je to v reálném vesmíru Λ CDM (s hustotním parametrem látky $\Omega_m \doteq 0,3$ a skryté energie $\Omega_\Lambda \doteq 0,7$), kde je zvětšování siluety jen pomalejší. Příkladně pro černou díru s hmotností srovnatelnou s tou v galaxii M 87 ($M = 10^9 M_\odot$, $z \doteq 0,004$) vychází pro kosmologické rudé posuvy do $z \simeq 0,1$ úhlová velikost siluety $1 \mu\text{as}$ nebo větší, zatímco v kosmologické vzdálenosti na $z \simeq 10$ by měla mít (po předchozím zmenšování do $z \simeq 1,6$) již opět průměr $0,6 \mu\text{as}$, tedy jen asi o řád menší, než má silueta v M 87 ($40 \mu\text{as}$). Pro dostatečně velké kosmologické vzdálenosti na ještě větších z už dokonce může úhlová velikost siluety dosáhnout hodnot srovnatelných s naší pozorovanou velikostí siluety černé díry v M 87!

O krok blíž: snímek horizontu událostí

*

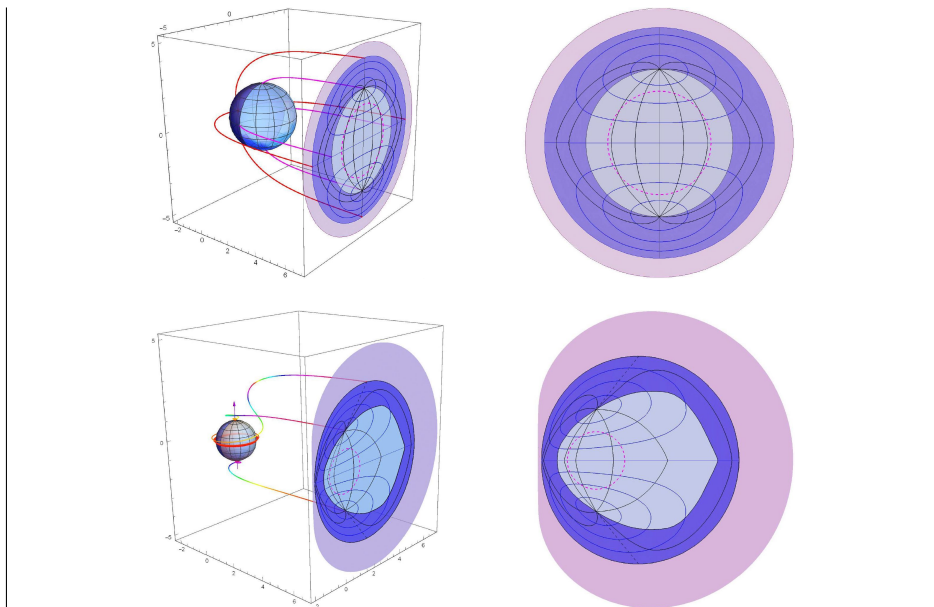
Všeobecně se má za to, že jediné, co z černé díry můžeme spatřit, je její silueta, a že horizont událostí je pro nás neviditelný. Gravitační čočkování zářící látky, která se noří do černé díry, však ve skutečnosti poskytuje principiální možnost určitého vizuálního znázornění samotného horizontu událostí, i když jde samozřejmě jen o jeho nepřímé pozorování. Vzdálený pozorovatel totiž může odhalit horizont detekováním fotonů s extrémně velkým gravitačním rudým posuvem (tj. fotonů na dlouhých rádiových vlnách) emitovaných kompaktními objekty, jež jsou v tu chvíli velmi blízko horizontu. Výsledný obraz je pak vlastně gravitačně čočkováná projekce na nebeské sféře celého povrchu horizontu uvnitř plochy siluety černé díry.

–de Sitterova vesmíru). V de Sitterově vesmíru je totožný s Hubbleovým poloměrem vesmíru (souhybnou vzdáleností k povrchu sféry, která odděluje dvě oblasti, v nichž se objekty od pozorovatele momentálně vzdalují nadsvětelnou a na druhé straně podsvětelnou rychlostí) a má konstantní velikost.



Obr. 10 — a) Znáznornění siluety Schwarzschildovy černé díry (parametr $a = 0$): největší (růžovo-fialový) disk je silueta s poloměrem $r_z = b_{\text{krit}} = 3\sqrt{3}/2 r_S \doteq 2,5981 r_S$, modrý disk v centru siluety je pouze fiktivní projekce horizontu událostí (modrá sféra) s poloměrem r_S v imaginárním třírozměrném Euklidově prostoru (tj. v prostoru bez působení gravitace). Dráha fotonu se srážkovým parametrem $b = (3\sqrt{3} + 10^{-3}) r_S/2 \doteq 2,5986 r_S$ začíná na vzdáleném pozadí, ovíjí se okolo černé díry poblíž poloměru fotonové sféry $1,5 r_S$ a dosahuje vzdáleného pozorovatele blízko hranice siluety (u jejího „severního pólu“). b) Podobně znázornění siluety extrémní Kerrové černé díry ($a = 1$): jako příklad je zde v Boyerových–Lindquistových souřadnicích načrtnuta třírozměrná trajektorie fotonu se srážkovým parametrem $b = [(11 + 8\sqrt{2})^{1/2} + 10^{-3}] r_S/2 \doteq 2,3624 r_S$, která se omotává okolo černé díry na poloměru fotonové slupky $(1 + \sqrt{2}) r_S/2$ a dosahuje vzdáleného pozorovatele téměř na hranici siluety blízko průsečíku na obloze promítnuté rotační osy s hranicí siluety. Fiktivní snímek horizontu událostí v imaginárním třírozměrném Euklidově prostoru má poloměr $r_S/2$, poloměr siluety je $(11 + 8\sqrt{2})^{1/2} r_S/2 \doteq 2,3619 r_S$, takže menší než u Schwarzschildovy díry. Malá vertikální šipka ukazuje rotační osu černé díry. Převzato z [14].

Vycházejme z předpokladu, že poblíž horizontu událostí jsou kromě zářící látky v pozadí, která je vzhledem k černé díře stacionární (tj. případ akrečního disku, ale i vzdálených jasných hvězd), přítomny také **nestacionární zářící objekty**, např. neutronové hvězdy nebo husté oblaky plynu, jež právě padají do černé díry. Provedme myšlenkový experiment, v němž vrhneme takovéto zářící „sondy“ ze všech směrů na černou díru. Vzdálený pozorovatel uvidí postupně zeslabované snímky každé z padajících sond blížící se k horizontu událostí, s postupně narůstajícím rudým posuvem emitovaných fotonů. Pro poslední foton, který sonda vyšle těsně před tím, než zmizí za horizontem událostí, vzrůstá jeho rudý posuv do nekonečna. Gravitačně zčookovaná poloha na nebeské sféře tohoto posledního fotonu, určená zpětným sledováním sondy, bude tedy mapovat jednotlivý bod na horizontu. Množina těchto bodů daných různými oddělenými sondami bude pak představovat promítnutí celé sféry horizontu událostí do jejího zčookovaného snímku. Obr. 10 a 11 ukazují umístění *přední a zadní strany* horizontu v rámci siluety černé díry. (Na obr. 11 nejsou brány v úvahu opakované obrazy horizontu na zbývající ploše siluety, viz dále.)



Obr. 11 — Gravitačním čočkováním vytvořený obraz horizontu událostí, resp. bližší hemisféry (světle modrý disk) a vzdálenější hemisféry (tmavě modrý disk) na ploše siluety černé díry (růžovo-fialový disk) s trajektoriemi několika fotonů, jež ho tvoří a které začínají těsně nad sférou horizontu: a) pro Schwarzschildovu černou díru; zobrazeny jsou čtyři (červené) trajektorie fotonů vycházející od nejvzdálenějšího bodu sféry horizontu a čtyři (fialové) trajektorie vycházející od různých bodů východo-západního poledníku. Na sféře horizontu a odpovídajícím promítnutém snímku (modrá oblast) jsou vyznačeny některé rovnoběžky a poledníky. Průmět bližší hemisféry má poloměr $\doteq 1,424 r_S$, vzdálenější hemisféry $\doteq 2,229 r_S$. (Čárkovaná fialová kružnice je jen fiktivní vnější hranice horizontu v imaginárním třírozměrném Euklidově prostoru.) Vpravo je detailní pohled na projekci zepředu. b) Obdobně pro extrémní Kerrovu černou díru: zobrazeny jsou tři trajektorie fotonů vycházející od severního a jižního pólu sféry horizontu (se srážkovým parametrem $0,885 r_S$) a od rovníku sféry horizontu (se srážkovým parametrem $1,815 r_S$). Projekce má v tomto případě výrazně komplikovanější podobu. Vpravo je detailní pohled zepředu. Proces registrace snímků postupně slábnoucích sond emitujících elektromagnetické záření ve výsledku umožňuje mapování horizontu událostí do jeho teoreticky pozorovatelného obrazu, jenž znázorňuje kompletní promítnutí celé sféry horizontu. Jakýkoli vzdálený vnější pozorovatel tak může vidět černou díru naráz ze všech stran. Převzato rovněž z [14].

Vraťme se ještě k obr. 6 a sledujme dráhy některých světelných paprsků. Pomocí prvních třech paprsků máme popsáním způsobem možnost vidět přední stranu horizontu událostí, pomocí čtvrtého paprsku rozhraní mezi přední a zadní stranou, dalších dvou už jeho zadní stranu, ještě dál s využitím sedmého paprsku opět předěl mezi oběma stranami a následující paprsky s o něco většími srážkovými parametry (na obr. 6 nezakreslené) by už znovu mapovaly přední stranu horizontu. . .

Takto to již po malých intervalech pokračuje dál a dál, dokud osmý paprsek, ten s kritickým srážkovým parametrem, nedocílí k fotonové kruhové orbitě.

Skutečný snímek černé díry potom fakticky není celá její silueta, ale spíše kompaktnější, gravitačním čočkováním zvětšený obraz přední strany horizontu událostí. Zároveň ovšem lze pozorovat i jeho zadní stranu, což černé díry činí jedinečnými!

Je však třeba poukázat na to, že obr. 11 demonstruje značně idealizovaný pohled na věc. Snímek horizontu událostí může být totiž získán jen za poměrně specifických astrofyzikálních podmínek: vyžaduje to přítomnost pouze kompaktních zářících a řídce četných objektů padajících do černé díry odděleně. Nadto by měla jakákoli další stacionární zářící látka v pozadí nebo popředi černé díry chybět, neboli stacionární akreční tok v okolí černé díry by měl být velmi nízký. Reálná vizualizace snímku horizontu událostí je krajně komplikovaný problém už proto, že fotony vysílané blízko horizontu událostí mají v době, kdy dosáhnou vzdáleného pozorovatele, příliš velký gravitační rudý posuv. Jejich registrace vyžaduje také velkou citlivost detektoru.

Jaká je tedy šance uvidět někdy v budoucnu snímek horizontu událostí alespoň obří černé díry v galaxii M 87 nebo snad v naší Galaxii? Zdá se, že by to vyžadovalo interferometr s úhlovým rozlišením mnohem vyšším, než má v současnosti sestava EHT, snad v řádu nanovteřin (nas), nicméně podle některých názorů to není nezbytné. K této otázce se podrobněji vrátíme ke konci celé stati.

POKRAČOVÁNÍ

Vzduchozář

Michal Brixí

V Hradci Králové i v celé střední Evropě se touto dobou potýkáme se světelným znečištěním, které nás astronomy velmi omezuje při pozorování. V některých případech je znečištění tak obrovské, že jsou jím astronomové „vyhnáni“ do nejzapadlejších koutů naší planety, kde v okruhu alespoň 300 kilometrů není žádné nechtěné světlo. V naší republice to možné není, protože vzdálenost krajských měst bývá okolo 100 kilometrů, v některých případech i méně.

Petr Horálek je jeden z profesionálů, který své fotky často vytváří v okolí Sečské přehrady. Tam však dochází ke světelnému znečištění z relativně blízkých Pardubic (na vzdálenost 20 km). Pro fotky, na nichž lze spatřit úkazy způsobené slabým zářením oblohy, musíme daleko. Až na Evropskou jižní observatoř v Chile. Tam lze pořídit záběry, které vyrazejí dech.

Na obr. 12 si můžeme povšimnout jednak „masivní“ Mléčné dráhy, která se táhne od obzoru k obzoru, na rozdíl od meziměstské oblohy v Čechách, kde Mléčnou dráhu stěží rozeznáme od zbytku oblohy. Pro nás je ale zajímavé, že obloha kolem Mléčné dráhy není úplně tmavá. Je zde jakási část, která je načervenalá, v jiných místech jde do zelena. Nejedná se o žádnou chybu při zpracování snímku.



Obr. 12 — Vzduchozář na observatoři La Silla. Foto Petr Horálek.

Jde o jev pozorovatelný i shora, z Mezinárodní kosmické stanice (obr. 13). Nazývá se *vzduchozář* (angl. airglow).

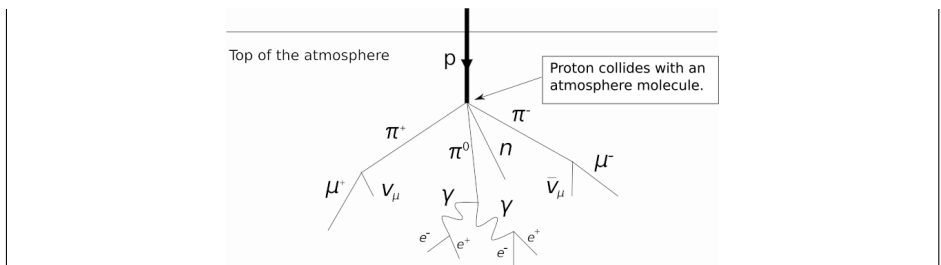
Pokud chceme osvětlit vznik takového jevu, musíme začít ve vesmíru, který nás obklopuje. Slunce i hvězdy, které vidáme ve dne i v noci, nezáří pouze viditelným světlem, ale částečně i v ultrafialové a rentgenové oblasti elektromagnetického spektra. Atmosféra naší planety nás před pronikavou radiací chrání, ale to znamená, že musí být ve vzduchu pohlcována a ze vzduchu vyzařována, ovšem v jiném oboru. Dále se ve vesmíru vyskytují supernovy, kde dochází k uvolňování energie, včetně tvrdého elektromagnetického záření.



Obr. 13 — Vzduchozář z ISS. © NASA.

Potom tu máme kosmické záření. Vezmeme si například rychle letící proton (obr. 14). Při interakci protonu s molekulami vzduchu se mohou tvořit tři mezony π (+, -, 0) a neutron. Neutrony postupně narážejí do dalších molekul, přičemž rozbíjejí jádra na další nukleony. Nestabilní neutrální piony se mohou přímo rychle rozpadat na dva fotony gama, zatímco nabité piony na miony (antimiony) a jejich neutrino (antineutrino).

Excitované a ionizované molekuly a atomy se zbavují nadbytečné energie tak, že vyzáří jeden foton, ať už ve viditelné, nebo v UV oblasti. Z chemických reakcí nastávají disociace molekul na volné radikály, které spolu snadno opět reagují a vytvářejí molekulovou vazbu za vzniku fotonů. Všechny vidíme jako vzduchozář.



Obr. 14 — Příklad interakce protonu kosmického záření s atmosférou. Převzato z Wikipedie.

Jiným úkazem je zvířetníkové světlo. To na rozdíl od vzduchozáře nemá původ v zemské atmosféře, ale jedná se o rozptýl slunečního záření na prachových částicích, které se nacházejí poblíž roviny ekliptiky. Jsou zde od samotného počátku sluneční soustavy, i když neustále zanikají (působením záření spirálují) a vznikají nové — při kometární aktivitě nebo při vzájemných srážkách planetek.