Filip Křížek; Michal Křížek; Jakub Šolc
Jakou hmotnost má černá díra uprostřed naší Galaxie?

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 49 (2004), No. 2, 104--113

Persistent URL: `http://dml.cz/dmlcz/141218`

Jakou hmotnost má černá díra uprostřed naší Galaxie?

Věnováno doc. RNDr. Martinu Šolcovi, CSc., k jeho 55. narozeninám.

Filip Křížek, Michal Křížek a Jakub Šolc, Praha

Kosmolog nikdy nepochybuje,
ale často se mýlí.
LEV D. LANDAU

1. Úvod

V roce 1974 objevili radioastronomové v souhvězdí Střelce podivuhodný objekt, kolem něhož rotuje celá naše Galaxie. Tento intenzivní zdroj rádiového i rentgenového záření, který je označován jako Sgr A*, nelze ztotožnit s žádným známým optickým zdrojem. Jde pravděpodobně o obří černou díru (viz [13], [21]), což je zhroucený kosmický objekt s hmotou natolik stlačenou, že jeho úniková rychlost značně převyšuje rychlost světla. Gravitační pole je zde tak silné, že nedovolí elektromagnetickému záření opustit oblast pod tzv. Schwarzschildovým poloměrem.[1]) Záření, které pozorujeme, vzniká mimo tuto oblast při pádu mezihvězdné hmoty do černé díry.

Vzdálenost Sgr A* od Země je přibližně 26 000 světelných let.[2]) Již více než 10 let astronomové bedlivě pozorují nejbližší okolí tohoto kuriózního objektu. Objevili zde množství hvězd označovaných S1, S2, S3, ... (viz např. [3], [5], [16]), které velice rychle obíhají kolem Sgr A*. Animaci jejich pohybu lze najít na webových stránkách [22]. V poslední době vzbudila pozornost zejména hvězda S2 (viz obr. 1), která se pohybuje po protáhlé eliptické dráze s excentricitou $e = 0{,}875$ a s oběžnou dobou 15,56 let. Dráha této hvězdy, jak ji vidíme na nebeské sféře (viz obr. 1), je pouhou projekcí skutečné dráhy. Proto také zdroj Sgr A* není v ohnisku elipsy nakreslené na obr. 1

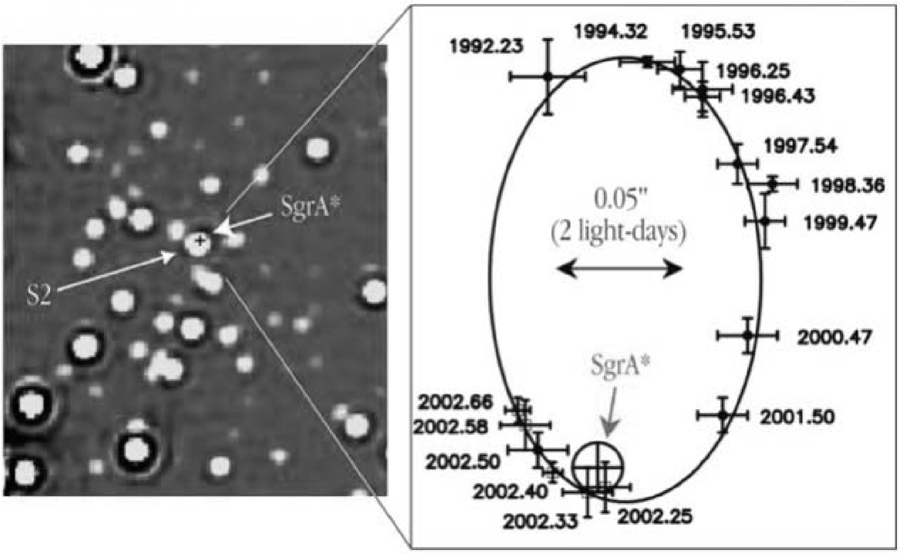
[1]) Označíme-li hmotnost černé díry $M_\bullet$, pak Schwarzschildův poloměr je roven $2GM_\bullet/c^2$, kde G je gravitační konstanta a c je rychlost světla ve vakuu.

[2]) Podle posledních měření (viz [4]) je střed Galaxie od nás vzdálen $8{,}0 \pm 0{,}4$ kpc, přičemž 1 pc $\doteq$ 3,26 světelného roku.

Mgr. FILIP KŘÍŽEK (1981), Ústav jaderné fyziky Akademie věd ČR, 250 68 Řež, e-mail: filipkrizek@volny.cz

Prof. RNDr. MICHAL KŘÍŽEK, DrSc. (1952), Matematický ústav Akademie věd ČR, Žitná 25, 115 67 Praha 1, e-mail: krizek@math.cas.cz

Mgr. Ing. JAKUB ŠOLC (1974), katedra matematiky, Stavební fakulta ČVUT, Thákurova 7, 166 29 Praha 6, e-mail: solc@math.cas.cz



Obr. 1. Blízké okolí středu naší Galaxie (převzato z [21]). V dolní části pravého obrázku je křížkem v kolečku označen zdroj Sgr A*.

(srov. [18, str. 149]). Průmět hlavní osy skutečné eliptické dráhy ale prochází bodem Sgr A* a středem elipsy z obr. 1, čehož využijeme v následující kapitole ke stanovení skutečné excentricity. Elipsa z obr. 1 byla podle [16] získána pomocí kovarianční maticové analýzy (viz [4] pro novější data), což je metoda podobná vyrovnávacímu počtu (srov. [7]).

V okolí středu Galaxie je velké množství mezihvězdného prachu, který brání pozorování hvězdy S2 ve viditelném světle. Proto se sleduje trajektorie hvězdy v infračerveném a rádiovém oboru. V roce 1995 byla poloha S2 monitorována desetimetrovým Keckovým dalekohledem z Havajských ostrovů. Během roku 2002 nabrala hvězda neuvěřitelnou rychlost[3]) výrazně přesahující 5000 km/s. Tehdy byla sledována i z Jižní evropské observatoře speciální infračervenou kamerou spojenou s adaptivní optikou dalekohledu Yepun. To je poslední ze čtyř dalekohledů tvořících soustavu VLT (Very Large Telescope) s průměry zrcadel 8,2 m. V první třetině roku 2002 se hvězda S2 nacházela v pericentru[4]) a dosahovala zde rychlosti[5]) kolem 7000 km/s. Zatím astronomové pozorovali již tři čtvrtiny její eliptické dráhy. Hvězda obíhající kolem neviditelného centra velkou rychlostí je jedním z několika nepřímých důkazů existence supermasivního objektu — obří černé díry — uprostřed naší Galaxie.

V tomto článku se pokusíme na základě zjištěných dat určit hmotnost černé díry Sgr A* pomocí zákonů klasické mechaniky. Pro jednoduchost tedy nebudeme uvažovat

[3]) Pro srovnání poznamenejme, že Země obíhá kolem Slunce přibližně rychlostí 30 km/s a oběžná rychlost Slunce kolem středu Galaxie je 230 km/s.

[4]) Pericentrum, resp. apocentrum je nejbližší, resp. nejvzdálenější bod od těžiště soustavy dvou volně se pohybujících těles, která na sebe gravitačně působí.

[5]) Radiální složka rychlosti se určuje pomocí Dopplerova jevu a tangenciální složka z úhlových měření (viz [4]).

žádné relativistické efekty, jako je např. dilatace času či stáčení pericentra v silném gravitačním poli. Rovněž budeme zanedbávat gravitační působení okolních hvězd (srov. [2, str. 150]). Naměřené hodnoty jsou samozřejmě zatíženy velkou chybou, která ovšem nemá vliv na matematické odvození výsledných vztahů.

2. Některé důsledky druhého Keplerova zákona

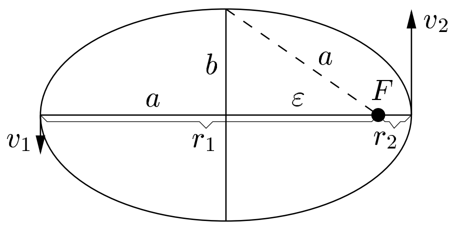
Předpokládejme, že skutečná dráha hvězdy S2 je elipsa o poloosách a, b a délkové (tj. lineární) excentricitě ε. Označme r_1, resp. r_2 vzdálenost hvězdy v apocentru, resp. pericentru od ohniska F, kde se nalézá supermasivní objekt s neznámou hmotností $M_\bullet$. Je tedy $r_1 = a + \varepsilon$ a $r_2 = a - \varepsilon$ (viz obr. 2). Nechť v_1, resp. v_2 je odpovídající velikost rychlosti hvězdy v apocentru, resp. pericentru. Hmotnost hvězdy S2 (zhruba 15krát větší než hmotnost Slunce) je zanedbatelná vzhledem k $M_\bullet$ (podobně jako je hmotnost Země zanedbatelná vzhledem k hmotnosti Slunce).

Pomocí známých vztahů $2a = r_1 + r_2$, $2\varepsilon = r_1 - r_2$ a $b = \sqrt{a^2 - \varepsilon^2}$ vidíme, že velikost hlavní poloosy a je rovna aritmetickému průměru vzdáleností r_1 a r_2, tj.

$$a = \frac{r_1 + r_2}{2}, \tag{1}$$

zatímco velikost vedlejší poloosy b je rovna jejich geometrickému průměru, tj.

$$b = \sqrt{r_1 r_2}\,. \tag{2}$$



Obr. 2. Předpokládaná keplerovská dráha S2.

Ze zákona zachování momentu hybnosti plyne, že

$$r_1 v_1 = r_2 v_2. \tag{3}$$

Z výše uvedených rovností dostaneme

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{r_1}{r_2} = \frac{a + \varepsilon}{a - \varepsilon} = \frac{1 + e}{1 - e}, \tag{4}$$

kde $e = \varepsilon / a$ je (*číselná*, tj. *numerická*) *excentricita*. Pro pevné e je tedy poměr v_2/v_1 konstantní, ať je elipsa jakkoliv velká.[6]) Navíc podle (4) a (3) platí

$$e = \frac{v_2 - v_1}{v_2 + v_1} = \frac{r_1 - r_2}{r_1 + r_2}\,.$$

[6]) Pro $e = 0{,}875$ je poměr $v_2/v_1 = 15{,}666$, srov. [16, str. 695].

Je zajímavé, že hodnotu e lze také přímo určit z pozorované eliptické dráhy, tj. z elipsy na obr. 1, která vznikne průmětem skutečné eliptické dráhy na nebeskou sféru. Pro jednoduchost označme F' bod odpovídající zdroji Sgr A*, jenž je průmětem ohniska F skutečné dráhy. Uvažujme polopřímku $S'F'$ vycházející ze středu S' pozorované eliptické dráhy a nechť A' je průsečík polopřímky $S'F'$ s touto dráhou. Hlavní poloosa a obsahující ohnisko F se pak promítá na úsečku $A'S'$. Proto platí (srov. zvýrazněný trojúhelník na obr. 4)

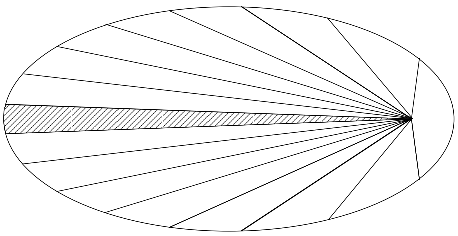
$$e = \frac{\varepsilon}{a} = \frac{|F'S'|}{|A'S'|}, \tag{5}$$

kde $|\cdot|$ označuje délku úsečky, $\varepsilon = |FS'|$ a zlomek na pravé straně (5) umíme vyčíslit. Speciálně je $e = 0{,}875$ pro situaci z obr. 1.

Vztah (3) úzce souvisí s matematickou formulací druhého Keplerova zákona[7]), podle něhož průvodiče opisují za stejné časové intervaly stejně velké plochy (viz obr. 3). Tzv. plošná rychlost průvodiče je tedy konstantní, což vede k rovnosti

$$\frac{1}{2}\, r_1 v_1 \cdot T = \pi ab, \tag{6}$$

kde výraz na pravé straně je roven obsahu elipsy a T je doba oběhu hvězdy. Vztah (6) lze odvodit pomocí infinitezimálního počtu. Zde si jeho odvození pouze naznačíme.



Obr. 3. Schematické znázornění druhého Keplerova zákona.

Rozdělme dobu oběhu T na n stejně dlouhých časových intervalů $\Delta t = T/n$. Pokud se velikost časového intervalu Δt blíží k nule (tj. n se blíží k nekonečnu), pak se jednotlivé segmenty na obr. 3 zužují a jejich zakřivená strana se „napřimuje“. Podobají se čím dále tím více trojúhelníkům, které mají všechny stejný obsah. Ten je roven obsahu $\frac{1}{2} r_1 v_1 \Delta t$ vyšrafovaného trojúhelníka z obrázku 3 s výškou r_1 a základnou $v_1 \Delta t$. Součet všech ploch je pak roven $\frac{1}{2} r_1 v_1 T$, což je hodnota levé strany vztahu (6).

Z rovností (1), (2) a (6) plyne

$$\frac{1}{2}\, r_1 v_1 \cdot T = \pi\, \frac{r_1 + r_2}{2}\, \sqrt{r_1 r_2}\,.$$

Dosadíme-li nyní za r_2 ze zákona (3), pak

$$r_1 v_1 \cdot T = \pi r_1^2\, \frac{v_1 + v_2}{v_2}\, \sqrt{\frac{v_1}{v_2}}\,.$$

[7]) Johannes Kepler jej objevil během svého pražského pobytu. Okolnosti vedoucí k tomuto významnému objevu jsou popsány např. v [17], [19].

Pro r_1 (a podobně i pro r_2) tedy dostáváme

$$r_1 = \frac{T}{\pi}\,\frac{v_2}{v_1+v_2}\,\sqrt{v_1v_2}\,, \qquad r_2 = \frac{T}{\pi}\,\frac{v_1}{v_1+v_2}\,\sqrt{v_1v_2}\,, \tag{7}$$

což podle (1) a (2) dává

$$a = \frac{T\sqrt{v_1v_2}}{2\pi}, \qquad b = \frac{Tv_1v_2}{\pi(v_1+v_2)}\,. \tag{8}$$

3. Tři metody určení hmotnosti objektu Sgr A*

V této kapitole si popíšeme tři metody, kterými může být odhadnuta hmotnost objektu Sgr A*. První metoda vychází z měření rychlosti hvězdy S2 v pericentru a excentricity, druhá z výpočtu hlavní poloosy skutečné dráhy S2 a třetí metoda se opírá o vyrovnávací počet. Zatímco první dvě metody jsou elementární, třetí metoda se neobejde bez výpočetní techniky, neboť je zapotřebí provést velké množství aritmetických operací. Ve všech třech případech budeme předpokládat, že hvězda S2 obíhá podle zákonů nerušeného keplerovského pohybu (viz [8]).

Metoda 1. Ze zákona zachování energie plyne, že

$$\frac{1}{2}\,v_1^2 - \frac{GM_\bullet}{r_1} = \frac{1}{2}\,v_2^2 - \frac{GM_\bullet}{r_2}\,,$$

kde $G = 6{,}673 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{m^3\,s^{-2}\,kg^{-1}}$ je gravitační (Newtonova-Cavendishova) konstanta. Tudíž

$$v_2^2 - v_1^2 = 2GM_\bullet\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right).$$

Odtud a z (3) již můžeme vyjádřit neznámou hmotnost $M_\bullet$:

$$M_\bullet = \frac{1}{2G}\,(v_2^2 - v_1^2)\,\frac{r_1r_2}{r_1-r_2} = \frac{1}{2G}\,(v_2^2 - v_1^2)\,\frac{r_1^2v_1/v_2}{r_1(1-v_1/v_2)} = \frac{1}{2G}\,r_1v_1(v_1+v_2).$$

Dosadíme-li do tohoto vztahu r_1 z (7), dostaneme[8])

$$M_\bullet = \frac{T}{2\pi G}\,(v_1v_2)^{3/2}. \tag{9}$$

Vztah (4) nám umožňuje získat velikost rychlosti v_1 hvězdy S2 v apocentru ze znalosti $v_2 = 7 \cdot 10^6$ m/s (v pericentru) a excentricity $e = 0{,}875$ (pro experimentální stanovení hodnoty v_1 nebyla v období 1994/95 k dispozici měření radiální složky rychlosti).

---

[8]) Pro střední rychlost Země $v = 29{,}79$ km/s, kterou obíhá kolem Slunce, vztah (9) pro $v = v_1 = v_2$ dává přibližnou hmotnost Slunce $M_\odot = 1{,}99 \cdot 10^{30}$ kg, jež je v souladu s běžně udávanou hodnotou. Ke stejnému výsledku lze též dospět zcela jiným způsobem (viz [11, str. 71]), který se opírá o úhlová měření slunečního disku.

Dosadíme-li nyní tyto hodnoty a naměřenou oběžnou dobu $T = 4{,}8 \cdot 10^8\,\mathrm{s} = 15{,}56\,\mathrm{let}$ hvězdy S2 do (9), dostaneme přibližnou hodnotu hmotnosti centrální černé díry

$$M_\bullet \doteq 6{,}91 \cdot 10^{36}\,\mathrm{kg} = 3{,}47 \cdot 10^6\, M_\odot\,. \tag{10}$$

Získaná hmotnost samozřejmě závisí na přesnosti určení výchozích dat T, v_2 a e. Ze vztahu (7) lze dále určit, že vzdálenost pericentra hvězdy S2 od Sgr A* je rovna asi trojnásobné vzdálenosti planety Neptuna od Slunce.

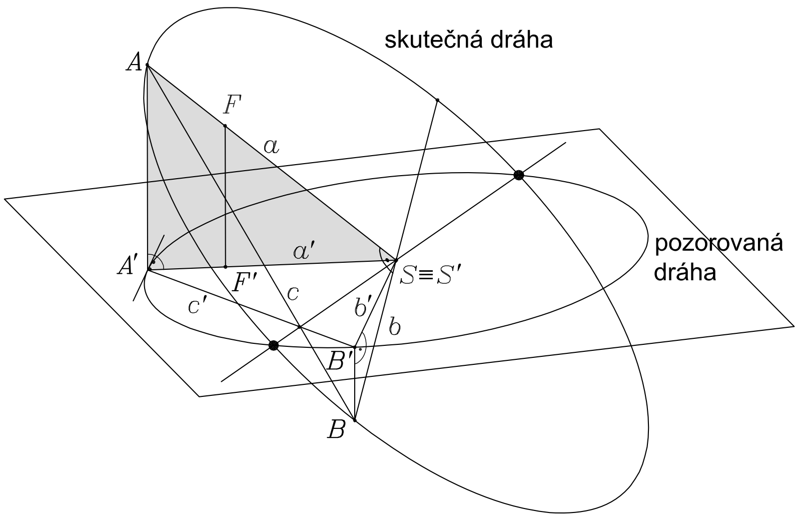
Metoda 2. Hodnotu $M_\bullet$ lze také vypočítat ze znalosti oběžné doby T a velikosti hlavní poloosy a. Podle (9) a (8) totiž platí

$$M_\bullet = \frac{4\pi^2}{GT^2}\left(\frac{T\sqrt{v_1 v_2}}{2\pi}\right)^3 = \frac{4\pi^2 a^3}{GT^2}\,. \tag{11}$$

Tak jsme vlastně odvodili třetí Keplerův zákon, podle kterého je a^3/T^2 konstantní (viz např. [12, str. 127], [18, str. 150]). Velikost hlavní poloosy a skutečné eliptické dráhy lze jednoznačně určit pouze ze znalosti parametrů pozorované elipsy a polohy zdroje Sgr A* (podobně jako jsme v (5) určili skutečnou excentricitu). Na elipse odpovídající pozorované dráze sestrojme bod B' tak, aby přímka $B'S'$ byla rovnoběžná s tečnou v bodě A' a úhel $A'S'B'$ nebyl tupý. Pak lze několikanásobným použitím Pythagorovy věty (pro pravoúhlé trojúhelníky $AA'S$, $BB'S$ a ABS z obr. 4) odvodit, že

$$c'^2 + \left(\sqrt{a^2 - a'^2} + \sqrt{b^2 - b'^2}\right)^2 = a^2 + b^2, \tag{12}$$

kde $a' = |A'S'|$, $b' = |B'S'|$ a $c' = |A'B'|$. Dosadíme-li do vztahu (12) za $b^2 = (1 - e^2)a^2$, dostaneme po úpravě kvadratickou rovnici o jedné neznámé a^2. Pro



Obr. 4. Skutečná a pozorovaná dráha S2. Úsečky o délkách a, b a $c = \sqrt{a^2 + b^2}$ se promítají na úsečky o délkách a', b' a c'.

situaci z obrázku 1 vychází, že $a' = 3{,}9$, $b' = 2{,}6$, $c' = 4$ a $a = 5{,}6$ (vše ve světelných dnech). Dosadíme-li a do (11), dostaneme

$$M_\bullet \doteq 3{,}74 \cdot 10^6\, M_\odot\,. \tag{13}$$

Protože a se v (11) vyskytuje ve třetí mocnině, je výsledná hmotnost velice citlivá na přesné určení velikosti hlavní poloosy a, jak je patrno z binomické věty.

Inklinaci (sklon dráhy, tj. úhel mezi skutečnou rovinou oběhu ABS a pozorovanou rovinou $A'B'S'$) lze určit[9]) jednoznačně až na znaménko ze znalosti a, a', b, b' a c'. Pro situaci odpovídající zrcadlovému obrazu podle roviny $A'B'S'$ z obr. 4 totiž platí také rovnice (12). Naštěstí se dá správné znaménko inklinačního úhlu určit z Dopplerova jevu. Pro S2 je inklinace přibližně rovna $i = -47{,}9°$.

Metoda 3. Polohu hvězdy v rovině dráhy v čase t lze vyjádřit jako

$$\begin{pmatrix} \xi(t) \\ \eta(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a\cos E(t) \\ a\sqrt{1-e^2}\sin E(t) \end{pmatrix}, \tag{14}$$

kde excentrická anomálie $E(t)$ je určena řešením Keplerovy rovnice

$$E(t) - e\sin E(t) = \frac{2\pi}{T}\,(t - t_{\mathrm{peri}}),$$

ve které dále vystupují oběžná doba T a čas průchodu hvězdy pericentrem t_{peri}. Souřadnice hvězdy v prostoru získáme otočením souřadné soustavy

$$\begin{pmatrix} x(t) \\ y(t) \\ z(t) \end{pmatrix} = \boldsymbol{Z}(-\Omega)\boldsymbol{X}(-i)\boldsymbol{Z}(-\omega) \begin{pmatrix} \xi(t) \\ \eta(t) \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{15}$$

kde matice $\boldsymbol{X}(\alpha)$, resp. $\boldsymbol{Z}(\alpha)$ jsou matice rotace souřadné soustavy kolem osy x, resp. z o úhel α. Parametry Ω, i, ω určují orientaci roviny dráhy v prostoru vzhledem k rovině xy kolmé na směr od Země k Sgr A*.

Poloha hvězdy na obloze $\big(x(t), y(t)\big)^\top$ v čase t je tedy určena vektorovou funkcí f, jejíž předpis získáme dosazením (14) do (15) a vynecháním z-ové souřadnice, kterou neměříme[10]), tj.

$$\begin{pmatrix} x(t) \\ y(t) \end{pmatrix} = f(a, e, i, \Omega, \omega, t_{\mathrm{peri}}, t, T).$$

Nechť jsou změřeny pozice hvězdy $(x_k, y_k)^\top$ v časových okamžicích t_k, $k = 1, \ldots, K$. Potom pro tyto okamžiky můžeme spočítat i předpokládanou polohu $\big(x(t_k), y(t_k)\big)^\top$, která ovšem závisí na zatím neznámých parametrech funkce f. Jak dobře model popisuje realitu, lze hodnotit podle rozdílů měřených a předpokládaných poloh

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{x,k} \\ \varepsilon_{y,k} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_k \\ y_k \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} x(t_k) \\ y(t_k) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_k \\ y_k \end{pmatrix} - f(a, e, i, \Omega, \omega, t_{\mathrm{peri}}, t_k, T).$$

[9]) Průsečnice rovin ABS a $A'B'S'$ se nazývá *uzlová přímka.*

[10]) Radiální složku lze počítat integrací radiální rychlosti měřené pomocí Dopplerova jevu.

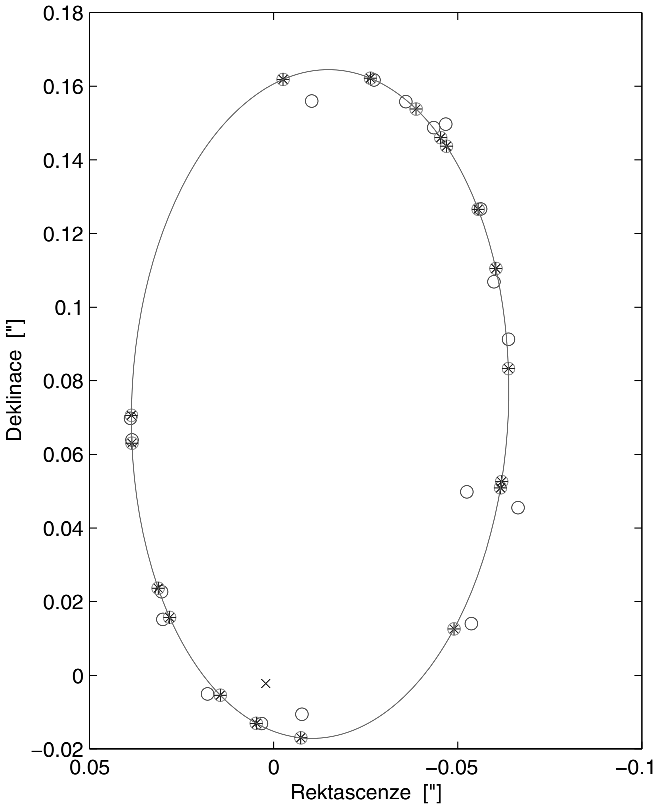
Budeme tedy hledat parametry, pro které je vektor složený ze všech $(\varepsilon_{x,k}, \varepsilon_{y,k})^\top$ v jistém smyslu nejmenší. Pokud jako vstupní data použijeme údaje z článku [4] (viz obr. 5) a parametry hledáme standardní metodou nejmenších čtverců (viz např. [1]), výsledné elementy dráhy jsou

$$a = 0{,}1190'' \pm 0{,}0037'', \quad e = 0{,}8730 \pm 0{,}0145, \quad i = -47{,}6^\circ \pm 0{,}9^\circ,$$
$$\Omega = -43{,}7^\circ \pm 3{,}8^\circ, \quad \omega = 64{,}6^\circ \pm 3{,}0^\circ, \quad t_{\mathrm{peri}} = 2002{,}327 \pm 0{,}017$$

a oběžná perioda $T = 15{,}40 \pm 0{,}17$ let. Dosadíme-li za a (převedené na metry) a T do (11), pak hmotnost černé díry vychází

$$M_\bullet = (3{,}63 \pm 0{,}51) \cdot 10^6 \, M_\odot. \tag{16}$$

Poznamenejme ještě, že zatím není možné přesněji stanovit pozice jednotlivých měření dráhy v důsledku pixelové struktury snímků. Výhodou tohoto postupu ale je, že dokáže plně využít veškerá dostupná data a že kromě určení příslušných veličin poskytuje i jejich přesnosti (viz [7]).



Obr. 5. Měřená data jsou označena kroužky, předpokládané polohy S2 hvězdičkami a projekce ohniska křížkem.

V dostupné literatuře se setkáváme s podobnými hodnotami jako v (10), (13) a (16), např. podle [16] je $M_\bullet = (3,7 \pm 1{,}5) \cdot 10^6\, M_\odot$, článek [4] zase uvádí hodnotu $M_\bullet = (3{,}65 \pm 0{,}25) \cdot 10^6\, M_\odot$.

Existují ještě další metody umožňující přibližně odhadnout hmotnost $M_\bullet$. Například podle celkového rozložení hmoty v okolí centra naší Galaxie lze extrapolací dospět k hodnotě $M_\bullet = (2{,}6 \pm 0{,}2) \cdot 10^6\, M_\odot$ (viz [16, str. 696]).

4. Závěrečné poznámky

Při dalším průletu hvězdy S2 pericentrem[11]) budeme mít mnohem přesnější data k určení skutečné hodnoty $M_\bullet$. Budeme moci stanovit také hodnotu stáčení pericentra a ověřit tak Einsteinovu obecnou teorii relativity ve velice silném gravitačním poli obří černé díry. Zdroj Sgr A* tak představuje obrovskou kosmologickou laboratoř, kde je možno testovat předpovědi Einsteinovy teorie. Astronomové navíc objevili, že záření vycházející z velice blízkého okolí Sgr A* vykazuje periodu 17 minut, což pravděpodobně souvisí s rotací černé díry nebo s oběhem nějakého tělesa v její těsné blízkosti. Spočítali také, že kdyby objekt Sgr A* nebyl supermasivní černou dírou, ale systémem menších černých děr a neutronových hvězd o stejné úhrnné hmotnosti, pak by takový systém zkolaboval do jedné obří černé díry zhruba během 100 000 let.

Připomeňme ještě, že existenci černých děr předpověděl britský astronom John Michell již v roce 1783. V dopise Královské společnosti píše, že kdybychom uvažovali objekt, který má stejnou hustotu jako Slunce, ale poloměr 500krát větší, pak by světlo emitované jeho povrchem bylo zpětně přitaženo v důsledku silné gravitace (doslovné znění je uvedeno v [6, str. 311] a [14, str. 50]). O třináct let později vyslovil stejnou myšlenku Pierre Simon Laplace ve svém díle *Le Système du Monde* (1796), aniž by se na Michella odkazoval. Termín „black hole“ zavedl americký teoretický fyzik John Archibald Wheeler v roce 1967, spoluautor známé učebnice MTW (viz [15]).

První rentgenový zdroj, objevený v roce 1964, u něhož vzniklo podezření, že jde o černou díru, nese označení Cygnus X-1. Nachází se v těsné blízkosti modré hvězdy HDE 226 868 (viz [9, str. 481]), se kterou obíhá kolem společného těžiště jednou za 5,6 dne. Detailní analýzou získaných dat bylo zjištěno, že zdroj Cygnus X-1 má hmotnost alespoň $7\, M_\odot$, a nemůže být tedy ani bílým trpaslíkem, ani neutronovou hvězdou.[12]) Kdyby šlo o obyčejnou hvězdu této hmotnosti, musel by být Cygnus X-1 srovnatelně jasný jako jeho modrý průvodce. Žádné detekovatelné záření v optickém oboru ale Cygnus X-1 nevydává (viz [20, str. 314]).

V roce 1971 astronomové pozorovali velice aktivní jádra některých galaxií[13]) a na základě jejich energetických projevů vyslovili domněnku, že se v jejich centrech pravděpodobně nacházejí černé díry o hmotnostech miliard Sluncí. Dnes již téměř se stopro-

---

[11]) Další průlet pericentrem nastane koncem roku 2017.

[12]) Maximální hmotnost bílého trpaslíka, resp. neutronové hvězdy je přibližně $1{,}4\, M_\odot$, resp. $4\, M_\odot$.

[13]) Název „galaxie“ pochází z řeckého slova $\gamma\alpha\lambda\alpha$ označující mléko.

centní jistotou víme, že se černé díry nalézají ve středech galaxií a kulových hvězdokup, v blasarech, v kvasarech i mikrokvasarech (viz [10]). Podle dat získaných z Hubblova kosmického dalekohledu má černá díra uprostřed Velké galaxie v Andromedě (M 31) hmotnost 30 až 70 milionů $M_\odot$ (viz [6, str. 284]). Na počátku roku 2004 astronomové zaregistrovali pád hvězdy do černé díry v centru galaxie RXJ1242-11 vzdálené od nás 700 milionů světelných let.

Poděkování. Na závěr nám dovolte poděkovat doc. RNDr. Leoši Dvořákovi, CSc., RNDr. Jiřímu Grygarovi, CSc., Mgr. Heleně Holovské a Mgr. Vojtěchu Pravdovi, Ph. D., za cenné diskuse a připomínky. Práce byla podpořena granty A 1019201 GA AV ČR a G1 1961 FRVŠ.

L i t e r a t u r a

[1] Abdulle, A., Wanner, G.: *200 let metody nejmenších čtverců.* PMFA *48* (2003), 89–104.
[2] Andrle, P.: *Nebeská mechanika.* Academia, Praha 1987.
[3] Eckart, A., Genzel, R., Ott, T., Schödel, R.: *Stellar orbits near Sagittarius A^*.* Accepted by MNRAS in 2002, 1–49.
[4] Eisenhauer, F., Schödel, R., Genzel, R., Ott, T. et al.: *A geometric determination of the distance to the galactic center.* Astrophys. J. *597* (2003), L121–L124.
[5] Ghez, A. M., Morris, M., Becklin, E. E., Tanner, A., Kremenek, T.: *The accelerations of stars orbiting the Milky Way's central black hole.* Nature *407* (2000), 349–351.
[6] Gondhalekar, P.: *The grip of gravity.* Cambridge Univ. Press, Cambridge 2001.
[7] Hampacher, M., Radouch, V.: *Teorie chyb a vyrovnávací počet.* ČVUT, Praha 1997.
[8] Kabeláč, J., Kostelecký, J.: *Geodetická astronomie.* ČVUT, Praha 1998.
[9] Kopal, Z.: *Dynamics of Close Binary Systems.* D. Reidel, Dordrecht, Boston 1978.
[10] Křížek, M.: *Proč ve vesmíru pozorujeme zdánlivé nadsvětelné rychlosti?* PMFA *44* (1999), 218–226.
[11] Křížek, M.: *Matematika a sluneční soustava.* Učitel matematiky *9* (2001), 65–73.
[12] Kvasnica, J. a kol.: *Mechanika.* Academia, Praha 1988.
[13] Melia, F.: *The black hole at the center of our galaxy.* Princeton Univ. Press, Princeton 2003.
[14] Michell, J.: *On the means of discovering the distance, magnitude, &c. of the fixed stars, in consequence of the diminution of the velocity of their light, in case such a diminution should be found to take place in any of them, and such other data should be produced from observations, as would be farther necessary for that purpose.* Phil. Trans. Royal Soc. London *74* (1784), 35–57.
[15] Misner, C. W., Thorne, K. S., Wheeler, J. A.: *Gravitation.* V. H. Freeman Comp., San Francisco 1973; the 20th edition 1997.
[16] Schödel, R., Ott, T., Genzel, R. et al.: *A star in a 15.2-year orbit around the supermassive black hole at the centre of the Milky Way.* Nature *419* (2002), 694–696.
[17] Stephenson, B.: *Kepler's physical astronomy.* Springer-Verlag, New York 1987.
[18] Šolc, M. a kol.: *Fyzika hvězd a vesmíru.* SPN, Praha 1983.
[19] Šolcová, A.: *Johannes Kepler — zakladatel nebeské mechaniky.* Prometheus, Praha 2004.
[20] Thorne, K. S.: *Černé díry a zborcený čas.* Mladá fronta, Praha 2004.
[21] `http://www.obspm.fr/actual/nouvelle/oct02/galcent.fr.shtml`
[22] `http://www.hq.eso.org/outreach/press-rel/pr-2002/pr-17-02.html`