

POVĚTROŇ

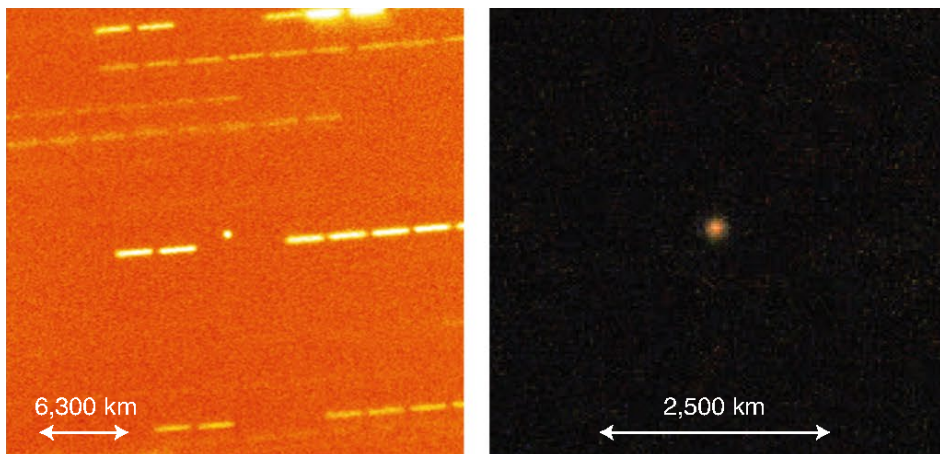
Královéhradecký astronomický časopis * ročník 27 * číslo 4/2019



Obsah

strana

Miroslav Brož: <i>11</i>	3
Miroslav Brož: <i>Dalekohled pro horizont událostí</i>	9
Miroslav Brož: <i>Nobelova cena za exoplanety</i>	16



Obr. 1 — Snímek II dalekohledem NOT (vlevo) a Gemini South (vpravo). Převzato z [1].

Titulní strana — Dalekohled o průměru 1,93 m na observatoři OHP. K článku na str. 16.

Povětroň 4/2019; Hradec Králové, 2019.

Vydala: **Astronomická společnost v Hradci Králové** (7. 12. 2019 na 345. setkání ASHK)

ve spolupráci s **Hvězdárnou a planetáriem v Hradci Králové**

vydání 1., 24 stran, náklad 100 ks; dvoměsíčník, MK ČR E 13366, ISSN 1213-659X

Redakce: Miroslav Brož, Miloš Boček, Martin Cholasta, Josef Kujal,

Martin Lehký, Lenka Trojanová a Miroslav Ouhrabka

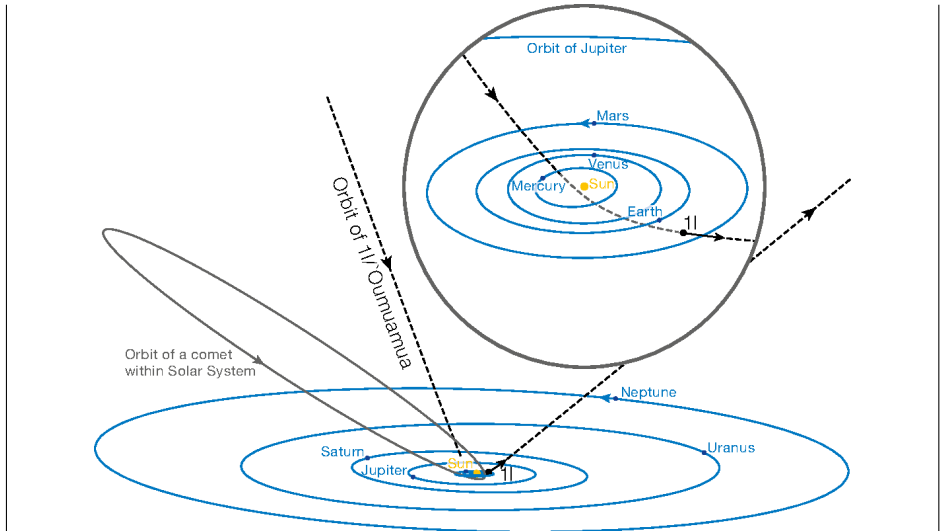
Předplatné tištěné verze: vyřizuje redakce, cena 35,- Kč za číslo (včetně poštovného)

Adresa: ASHK, Národních mučedníků 256, Hradec Králové 8, 500 08; IČO: 64810828

e-mail: <ashk@ashk.cz>, web: <<http://www.ashk.cz>>

První interstelární objekt byl objeven 19. října 2017. Píšeme o něm sice se zpožděním (skoro přesně 2 roky), avšak v letech 2018 a 2019 vyšlo vícero článků, zabývajících se interpretací tohoto naprosto zásadního objektu.

Připomeneme, že objekt objevili na observatoři Haelekala, dalekohledem Pan-STARRS1 o průměru 1,8 m (obr. 1). Obdržel předběžné označení jako kometa C/2017 U₁, pak jako asteroid A/2017 U₁, pak trvalé označení 1I a jméno **‘Oumuamua** (hav. poutník zdaleka přicházející jako první). Pozorován byl až po přiblížení k Zemi na $\Delta = 0,16$ au a po průletu perihéliem $q = 0,25$ au.



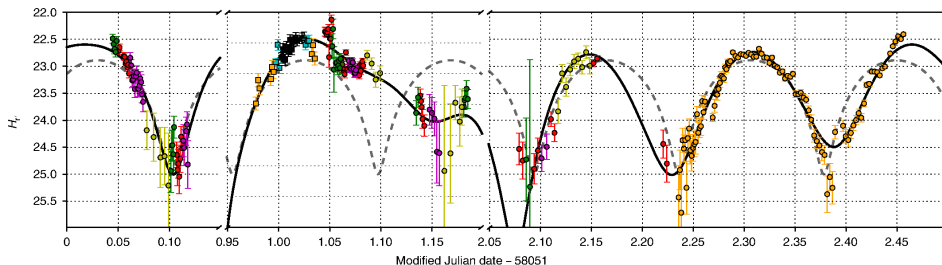
Obr. 2 — Dráha 1I vzhledem k dráhám planet sluneční soustavy. Převzato z [7].

Podle krátkého oblouku bylo možno spočítat dráhu s excentricitou $e > 1$ [2], což podle polární rovnice kuželosečky $r(\varphi) = p/(1 + e \cos \varphi)$ znamená **hyperbolu**, neboli přilet z mezihvězdného prostoru. Podle dlouhého oblouku vychází $e \doteq 1,20113 \pm 0,00002$. Objekt se přitom nepřiblížil k jiným planetám sluneční soustavy, takže ty nemohly nijak změnit jeho dráhu během přiletu (viz obr. 2).

Světelná křivka 1I byla velmi překvapivá svou velkou amplitudou asi 2,5 mag (obr. 3), což dle Pogsonovy rovnice:

$$m_1 - m_2 = -2,5 \log_{10} \frac{\Phi_1}{\Phi_2}$$

znamená poměr toků $\Phi_1/\Phi_2 = 10^{-1} = 1:10$. Kdyby byla křivka způsobena jen tvarem, znamenalo by to poměr ploch $\pi b^2/(\pi ab)$ a poměr poloos b/a , což je extrémní. Kdyby byla způsobena jen albedem, faktor 1:10 není nepředstavitelný, neboť známe objekty s $p_V = 0,05$, stejně jako 0,5. Ostřejší tvar křivky do „V“ však svědčí spíše pro tvar. Při zohlednění vlivu fázového úhlu, větší α vytváří větší amplitudu, je poměr $\leq 1:6$ [1]. Samozřejmě se může jednat o kombinaci obojího, kdy by oba konce protáhlého tělesa byly tmavší. Ekvivalentní průměr činí asi 100 m, průměrné albedo 0,1, ale obojí s velkou nejistotou.

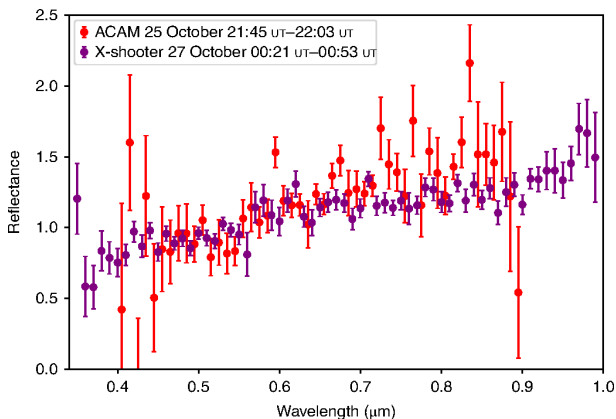


Obr. 3 — Světelná křivka 1I se dvěma patrnými periodami. Převzato z [6].

Rotační perioda navíc není jedna, ale dvě. Jedná se o případ **excitované rotace**, kdy objekt rotuje okolo dvou os zároveň [6], [4]. Perioda okolo nejkratší osy momentu setrvačnosti je $P_1 = 8,67 \pm 0,34$ h, okolo dlouhé osy asi $P_2 = 54,5$ h. Orientace pólu je neznámá. Pak ani tvar nelze odvodit inverzí křivky. Může se jednat o zmiňovaný protáhlý elipsoid, anebo též placatý ovál (jako MU₆₉), ale musel by mít dosti specifickou orientaci v prostoru. Tlumení může být tak pomalé, že rotace mohla být excitována už v mateřské soustavě, eventuálně při aktivitě (cf. níže), která ale nesmí být extrémní, aby nezpůsobila rozpad.

Spektrum 1I je červené ($I_{rel}(\lambda)$ stoupá; obr. 4), což je podobné jako pro komety, asteroidy taxonomického typu D, některé Trojany nebo TNO. Pozorování bylo při jasnosti 22,5 mag velmi obtížné. Respektive obtížné bylo stejně, ale poměr signál/šum byl mizerný. Nepodařilo se objevit ani spektrální pásy ani průkazné změny při rotaci.

Aktivita nebyla nalezena [8], [7]. Snímky s dlouhou expozicí (\simeq h) ve viditelném oboru jsou dost citlivé na μ m prach, který světlo účinně rozptyluje, ale ne mm prach (pro nějž by byl optimální obor rádiový). Pro plyn, respektive molekuly, existují pouze horní limity CN, CO, CO₂, H₂O, ale pro vodu jsou dosti vysoké ($Q = 5 \cdot 10^{25}$ m. s⁻¹ neboli $dm/dt = Q\mu m_u = 1,4$ kg s⁻¹). Nejvíce omezující je CN ($2 \cdot 10^{22}$ m. s⁻¹); je-li ovšem objekt ochuzen o CN (faktorem 15; tj. případ několika komet), může unikat vody dost.



Obr. 4 — Spektrum II dalekohledem WHT (červeně) a VLT (fialově). Převzato z [5].

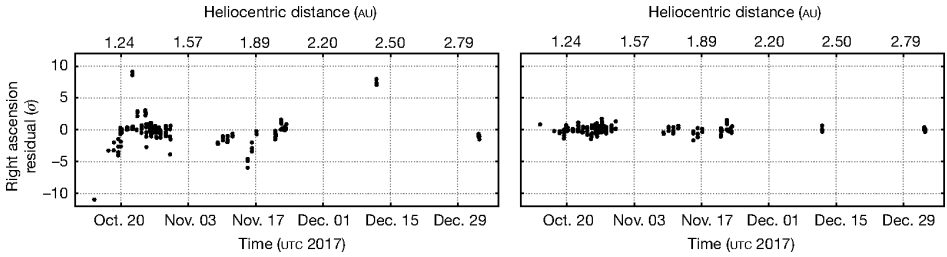
Astrometrie zahrnuje celkem 414 měření. Při výpočtu zahrnujícím pouze gravitační zrychlení (Slunce, 8 planet, Měsíc, Pluto, 16 asteroidů plus relativistické členy) vykazuje 10 měření odchylky na úrovni více než 5σ (obr. 5). Proto muselo být zahrnuto **negravitační zrychlení**, neboli člen $A_1 = (4,92 \pm 0,16) \text{ m s}^{-2}$, způsobující dodatečné $a = A_1(r/\text{au})^{-2}$ v radiálním směru \hat{r} [9]. Jiné úměry (r^{-1}) jsou také možné, ne však konstantní. Nejpravděpodobnějším vysvětlením je kometární aktivita, navzdory tomu, že nebyla prokázána přímo. Důvod je následující.

Druhý Newtonův zákon $\mathbf{F} = m\mathbf{a}$ lze přepsat (při $m \neq \text{konst.}$):

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{dm}{dt}\mathbf{v} + m\frac{d\mathbf{v}}{dt};$$

soustředíme se na první člen. Při rychlosti úniku plynu nebo prachu $v = 300 \text{ m s}^{-1}$, hustotě tělesa $\rho = 500 \text{ kg m}^{-3}$ a poloměru $R \simeq 50 \text{ m}$ (ekvivalentním) by muselo být $dm/dt = ma/v \simeq 10^0 \text{ kg s}^{-1}$, abychom dostali A_1 . Zřejmě by materiál musel unikat převážně v podobě mm prachu. Celkově by se mohlo jednat až o 10 % hmotnosti tělesa, což se zdá mnoho, ale pokud jde o první průlet, není to mnoho. Při průletu lze také očekávat určité tepelné zpoždění, je-li led podpovrchový (30 cm), tudíž aktivita před průletem q byla pravděpodobně menší. Případně by mohlo jít o aktivitu pouze v subsolárním bodu [10].

Jiná zrychlení byla vyloučena. (i) Pro přímý tlak slunečního záření by byla třeba extrémně nízká hustota $\rho \simeq 10^{-1} \text{ kg m}^{-3}$, což by byl jakýsi zcela odplyněný fraktální agregát částic. Rozplývající se kometární jádro by zase nedrželo při sobě, částice by musely vykazovat vzájemně nenulové rychlosti. (ii) Jarkovského jev, neboli anizotropická emise tepelného záření, je obdobně slabý. Také způsobuje



Obr. 5 — Rezidua astrometrie rektascenze α v závislosti na čase t , vzhledem k modelu gravitačnímu (vlevo) a gravitačnímu plus negravitačnímu (vpravo). Nejistoty pozorování odpovídají velikostem symbolů. Převzato z [9].

zrychlení ve směru \hat{v} , nikoliv pouze \hat{r} , což je v rozporu s pozorováním. (iii) Jakékoliv tření by mělo směřovat proti \hat{v} , tj. v rozporu.¹ Pro typické parametry slunečního větru, $n = 10 \text{ p. cm}^{-3}$, $v = 600 \text{ km s}^{-1}$, beztak vychází řádově $10^{-13} \text{ m s}^{-2}$, což je nedostatečné, i kdybychom předpokládali nějaké zhuštění. (iv) Jakýkoliv jednorázový impuls, jako je srážka s jiným tělesem, by musel způsobit $\Delta v \geq 5 \text{ m s}^{-1}$. Avšak zrychlení je patrné i v podmnožinách dat, neodpovídá tedy 1 události. (v) Binární objekt by mohl vytvářet pohyb primáru, avšak horní limit na velikost sekundáru je 100krát menší než II a takové těleso se jeví nedostatečné. (vi) Pohyby fotocentra by i při maximální úhlové vzdálenosti (tj. rozměru objektu) byly nedostatečné. (vii) Magnetické jevy, při poli, jako má asteroid (9969) Braille, a při parametrech slunečního větru na daném r , by způsobily řádově $10^{-11} \text{ m s}^{-2}$, což je opět nedostatečné. (viii) Byly zkontrolovány systematické chyby v astrometrických katalozích, které by mohly vytvářet zdánlivá zrychlení, ale i tato možnost byla vyloučena.

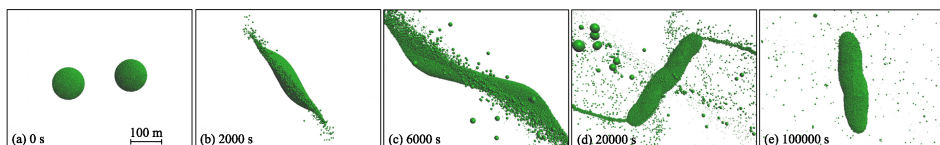
Jako interstelární objekty se předpokládaly komety podobné kometám z Oortova oblaku, které jsou velmi aktivní, „čerstvé“; namísto toho přiletěla **neaktivní kometa**. Představujeme si, že jde o planetesimálu vymrštěnou ze zárodečného disku okolo mladé hvězdy při formování planet („Jupiteru“), nestabilitách planet, opakovaných přiblíženích ke hvězdě, blízkých přiblíženích cizích hvězd, nebo došlo k uvolnění během vývoje hvězdy na červeného obra, při němž může klesat M_* . Při takových událostech může zároveň dojít k úniku těkavých látek. Domyšleno do konce, i v našem Oortově oblaku mohou být takové objekty.

Alternativou je původ v systému dvojhvězdy složené ze dvou červených trpaslíků [3]. Jde o poměrně husté hvězdy, s hlubokým potenciálem, jejichž slapové síly by mohly způsobit rozpad blízkých kamenných planet; množství fragmentů by se

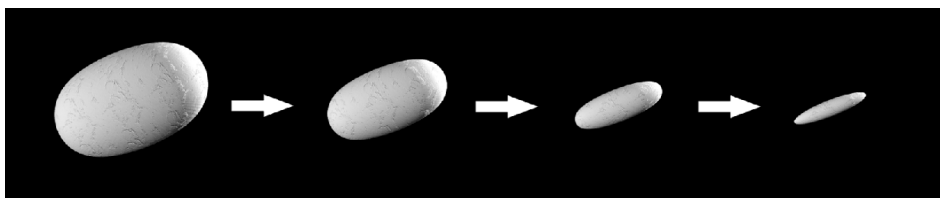
1. Pokud by se ovšem nejednalo o tření vůči podstatně rychlejšímu prostředí (slunečnímu větru), které proudí převážně ve směru \hat{r} .

pak při pohybu v hlubokém potenciálu dvojhvězdy mohlo vymrštit na hyperbolické (interstelární) dráhy.

Tvar, který je extrémně protáhlý, může pocházet ze srážek planetesimál s malou rychlostí a nenulovou pevností ([11]; obr. 6). Je otázka, zda v takovém „klidném“ prostředí může posléze dojít k výhozu tělesa vysokou rychlostí. Alternativou je eroze tvaru, která mohla být rovnoměrná a původní tvar obvyklý; při úbytku řádově 100 m ze všech stran mohl být třeba $300 \times 200 \times 200$ m ([12]; obr. 7).



Obr. 6 — Simulace srážky dvou planetesimál s malou rychlostí $v = 0,2 \text{ m s}^{-1}$, při které vznikne protáhlý tvar. Převzato z [11].



Obr. 7 — Simulace rovnoměrné eroze tvaru, při které také vznikne protáhlý tvar. Převzato z [12].

Objemovou **koncentrací objektů** v mezihvězdném prostoru je možno dle pozorované četnosti (1), trvání pozorování (asi 10 r.) a účinnosti (asi do 1 au) odhadnout na řádově $n = 0,1 \text{ o. au}^{-3}$. Bohužel je neznámé rozdělení velikostí, čili je neznámá celková hmotnost interstelárních objektů. Přípustné řešení by bylo následující: koncentrace hvězd $n_* = 0,2 * \text{pc}^{-3}$, všechny mají nějaké planety (dle mikroočkování), přičemž planety typu Jupiter se vyskytují okolo 1 až 10 % hvězd a jsou schopné vymrštit 1 až $100 M_{\oplus}$ materiálu². Pak by objemová hustota vycházela $\rho = 0,004$ až $3 M_{\oplus} \text{ pc}^{-3}$ a diferenciální rozdělení hmotností by bylo dosti strmé, $N(m) \propto m^{-1,2}$ pro $D < 10 \text{ km}$.

Rychlost vzhledem k místní klidové soustavě (LSR) činila pouze $v = 9 \text{ km s}^{-1}$, i když disperse rychlostí blízkých hvězd dosahuje až $\sigma = 50 \text{ km s}^{-1}$. Rychlost vzhledem ke Slunci v nekonečnu, $v_{\infty} = 26 \text{ km s}^{-1}$, je vyšší kvůli rychlosti Slunce vzhledem k LSR a posléze ještě vyšší kvůli gravitačnímu zrychlování. Malá v pravděpodobněji povedou k pozorovatelnému objektu kvůli gravitačnímu fokusování,

2. Pro planety typu Neptun jde o 10 až 50 % hvězd a 0,1 až $10 M_{\oplus}$.

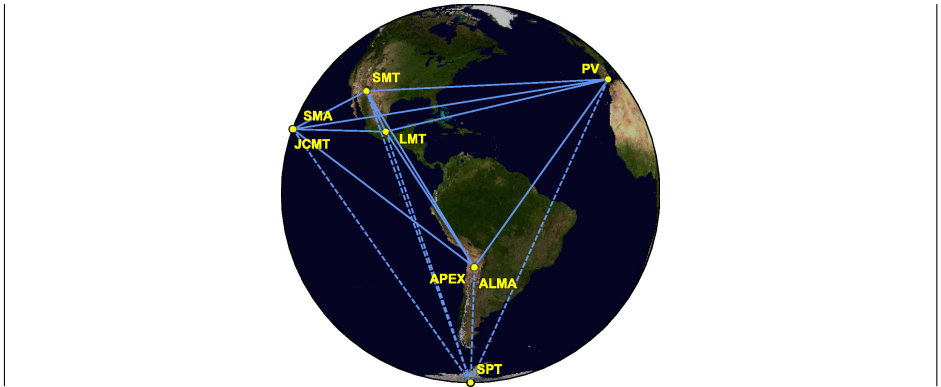
faktorem $f = 1 + (v_{\text{esc}}/v)^2$. Dráha 1I tedy není nijak neobvyklá. Rychlost hvězd vzhledem k jiným hvězdám se také poněkud zvětšuje s časem, což by pro 1I mohlo znamenat věk řádově 2 Gyr nebo méně.

Mateřskou soustavu je obtížné, ne-li nemožné, určit, i když by se použily nejnovější katalogy (Gaia DR2). Nelze totiž předepsat celkový čas, počet průletů okolo hvězd, negravitační jevy, aktivitu, atd. To už je schůdné, ne-li jednoduché, vyslat k interstelárnímu objektu **interstelární sondu**, která by ovšem musela po průletu okolo Jupiteru proletět okolo Slunce ve vzdálenosti asi $3 R_{\odot}$, což je minimální vzdálenost, kde se nevypaří tepelný štít, získat rychlost řádově $70 \text{ km s}^{-1} \simeq 15 \text{ au yr}^{-1}$, aby objekt dohnala a předehnala.

A vtom přiletěl 2I...

- [1] BANNISTER, M. T., BHANDARE, A., DYBCZYŃSKI, P. A., FITZSIMMONS, A., GUILBERT-LEPOUTRE, A., JEDICKE, R., KNIGHT, M. M. AJ. *The natural history of ‘Oumuamua*. Nat. Astron., **3**, s. 594–602, 2019.
- [2] *Comet C/2017 U1 (PANSTARRS)*. MPEC, 2017-U181, 2017.
- [3] ČUK, K. *1I/‘Oumuamua as a tidal disruption fragment from a binary star system*. Astrophys. J. Lett., **852**, 1, L15, 2018.
- [4] DRAHUS, M., GUZIK, P., WANIAK, W., HANDZLIK, B., KUROWSKI, S., XU, S. *Tumbling motion of 1I/‘Oumuamua and its implications for the body’s distant past*. Nat. Astron., **2**, s. 407–412, 2018.
- [5] FITZSIMMONS, A., SNODGRASS, C., ROZITIS, B., YANG, B., HYLAND, M., SECCULL, M., BANNISTER, M. T. AJ. *Spectroscopy and thermal modelling of the first interstellar object 1I/2017 U1 ‘Oumuamua*. Nat. Astron., **2**, s. 133–137, 2018.
- [6] FRASER, W. C., PRAVEC, P., FITZSIMMONS, A., LACERDA, P., BANNISTER, M. T., SNODGRASS, C., SMOLIĆ, I. *The tumbling rotational state of 1I/‘Oumuamua*. Nat. Astron., **2**, s. 383–386, 2018.
- [7] HAINAUT, O. R., MEECH, K. J., MICHELI, M., BELTON, M. S. J. *Rendezvous with ‘Oumuamua*. Messenger, **173**, s. 13–16, 2018.
- [8] JEWITT, D., LUU, J., RAJAGOPAL, J., KOTULLA, R., RIDGWAY, S., LIU, W., AUGUSTEIJN, T. *Interstellar interloper 1I/2017 U1: Observations from the NOT and WIYN Telescopes*. Astrophys. J. Lett., **850**, L36, 2017.
- [9] MICHELI, M., FARNOCCHIA, D., MEECH, K. J., BUIE, M. W., HAINAUT, O. R., PRIALNIK, D., SCHÖRGHOFER, N. AJ. *Non-gravitational acceleration in the trajectory of 1I/2017 U1 (‘Oumuamua)*. Nature, **559**, s. 223–226, 2018.
- [10] SELIGMAN, D., LAUGHLIN, G., BATYGIN, K. *On the anomalous acceleration of 1I/2017 U1 ‘Oumuamua*. Astrophys. J. Lett., **876**, L26, 2019.
- [11] SUGIURA, K., KOBAYASHI, H., INUTSUKA, S. *Collisional elongation: Possible origin of extremely elongated shape of 1I/‘Oumuamua*. Icarus, **328**, s. 14–22, 2019.
- [12] VAVILOV, D. E., MEDVEDEV, Y. D. *Dust bombardment can explain the extremely elongated shape of 1I/‘Oumuamua and the lack of interstellar objects*. Mon. Not. R. Astron. Soc., **484**, s. 75–78, 2019.

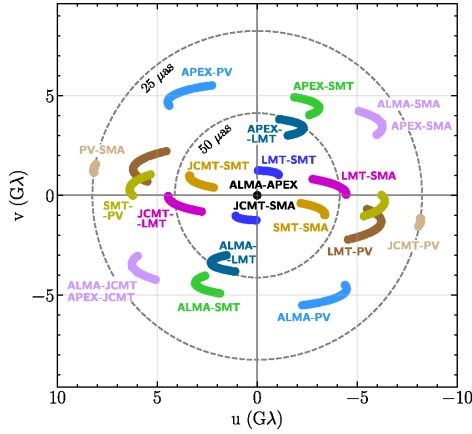
Největší objev letošního roku byl uskutečněn pomocí rádiového interferometru, přesněji interferometru s velmi dlouhými základnami (VLBI), který se sugestivně nazývá Dalekohled pro horizont událostí (angl. Event Horizon Telescope; EHT). Sestává z 8 observatoří: ALMA, APEX, LMT, IRAM, SMT, JCMT, SMA, SPT (s výhradou, že zde je M 87 v Panně pod obzorem), rozmístěných prakticky po celé Zeměkouli, respektive polokouli (obr. 8). Všechny pracují na vlnové délce $\lambda = 1,3 \text{ mm}$, tj. frekvenci $f = c/\lambda = 230 \text{ GHz} = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$, čili nebezpečně blízko sub-mm a terahertzům, což je extrémně náročný obor na přijímače i elektroniku.



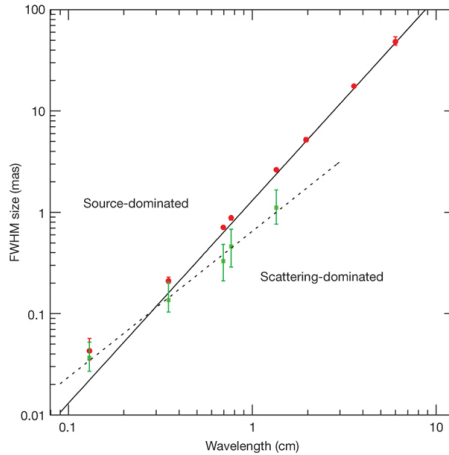
Obr. 8 — Zeměkoule s vyznačenými observatořemi a základnami.

Rozlišení přístroje určuje základna B mezi dvěma observatořemi, promítnutá do směru kolmého ke směru ke zdroji, respektive souřadnice $(u, v) \equiv \vec{B}/\lambda$, udávané v jednotkách „počet cyklů na základnu“. Rozlišujeme přitom dva směry na obloze (α, δ) . Nejdelší použitá základna byla $10\,700 \text{ km}$, tzn. $u \doteq 8,2 \cdot 10^9 \text{ c. na } z$. Pro získání (u, v) se využívá supersyntéza při otáčení Země, neboť zřejmě nelze pohybovat radioteleskopy. Použití různých λ zde není možné; na všech observatořích by vyžadovalo přijímače pro dané λ . Základny jsou ovšem potřeba všechny, dlouhé i krátké, aby bylo vůbec možné pomýšlet na rekonstrukci obrazu! Stávající pokrytí (u, v) je dosti mizerné (viz obr. 9), je tedy nutná interpolace chybějících dat mezi. Pokud možno se chceme vyhnout geometrickému nebo fyzikálnímu modelu, abychom do obrazu nevnášeli apriorní informace.

Překážkou při pozorování je rozptyl rádiových vln plazmatem, což je obdoba seeingu, kde index lomu $n \propto \lambda$. Způsobuje rozmazání obrazu. Je nutné se dostat až k $\lambda \simeq 10^0 \text{ mm}$, abychom rozlišili úhly $10^1 \mu\text{as}$. Už v roce 2008 byl takto rozlišen zdroj Sgr A, ale bez jakýchkoliv podrobností (obr. 10).



Obr. 9 — Pokrytí v rovině prostorových frekvencí $(u, v) \equiv \vec{B}/\lambda$ při pozorování pomocí EHT. Eliptické úseky vznikají při otáčení Země (supersyntéze). Jednotka má být „ 10^9 cyklů na základnu“, $[u] = 1$, nikoliv „ $G\lambda$ “. Převzato z Akiyama aj. (2018).

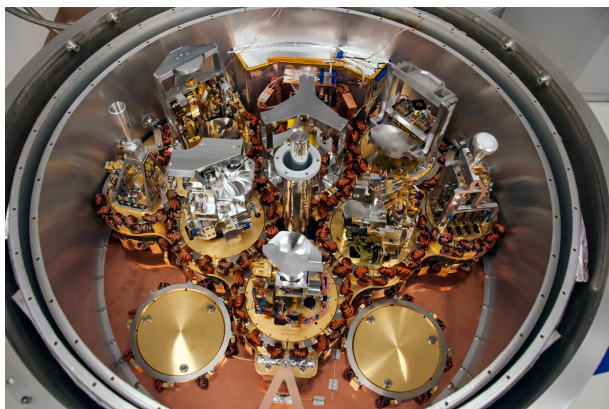


Obr. 10 — Úhlová velikost FWHM (angl. full width at half maximum) pro zdroj Sgr A v závislosti na vlnové délce λ . Pro $\lambda > 1,3$ mm je zdroj rozmazán rozptylem záření v plazmatu podél zorného paprsku. Teprve pro $\lambda \leq 1,3$ mm lze rozlišit zdroj samotný. Převzato z Doeleman aj. (2008).

Variabilita vodní páry v zemské atmosféře je další zdroj seeingu. Koherenci mezi observatořemi se daří udržet pod dobu $\tau \simeq 10$ s. Zároveň je nutné se vypořádat se zvýšenou opacitou atmosféry, a to zvýšením citlivosti (faktorem asi 30). I když by rádiová pozorování bylo možno provádět ve dne, vzhledem k atmosférickým podmínkám se provádějí v noci, kdy je nižší turbulence.

ALMA ani jiné observatoře neukládají přímo průběh vlny. Heterodynní přijímač s detektorem SIS (obr. 11) sice vytváří napěťový signál na frekvencích okolo 230 GHz, ten se ale ve směšovači násobí signálem lokálního oscilátoru (226,1 nebo 230,1 GHz), se šířkou pásma dvakrát 2 GHz. Dochází tak ke snížení frekvence nosné vlny na mezifrekvenci $f_{IF} = 2 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$. Teprve zde se signál digitalizuje, přičemž musíme splnit Nyquistovo kritérium, tzn. nejméně 2 vzorky na periodu. Data se posílají přímo on-line do korelátoru, jehož výstup („proužky“) bývá vzorčován s frekvencí podstatně nižší.

Tentokrát ale bylo třeba uložit mezifrekvenci, protože korelace se vzdálenými observatořemi se prováděla off-line. Vzorovací frekvence musí být alespoň $f_s = 4 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$; vidíme, že $f_{IF} < f_s \ll f$. Při A/D převodu se užívá 8 bitů, datový tok dosahuje 32 Gbps, ale před uložením se provede převzorčování na pouhé 2 bity (tzn. 4 úrovně signálu), protože další bity už příliš nezvyšují diskretizační šum, zato podstatně zvyšují cenu za uložení dat. Celkově je třeba kapacita 15 PB [petabajt]. Potřebná přesnost času je řádově 10^1 ns , což zajišťují atomové hodiny typu vodíkového maseru a vzájemná synchronizace pomocí GPS (pulzů 1 pps).



Obr. 11 — Kryostat jedné antény observatoře ALMA s řadou různých přijímačů. Přijímač pro pásmo 6 (okolo 230 GHz) je vlevo nahoře.

Citlivost observatoře ALMA je zcela zásadní. Její antény jsou sfázované; pracují jako 1 anténa. Nejprve se provádějí měření na základnách ALMA–ostatní, což umožňuje korekce ostatních–ostatních (v rámci τ). Jde o korekce poruch jednak ionosférických a jednak troposférických, načež je možné fitování proužků bez značného úbytku jejich amplitudy (obr. 12). Poměr signál/šum dosahuje až $S/N \simeq 100$; na základnách bez observatoře ALMA jen 10. Citlivost radioteleskopů je 1 mJy, respektive 10 mJy, s nejistotou 5 až 10 %. Jako kalibrační zdroj byl použit kvasar 3C 279 v Panně.

Abychom nahlédli, jak funguje rekonstrukce obrazu, připomeneme základní definice. Fourierova transformace je zobrazení, které funkci přiřazuje funkci:

$$F(u) = \mathcal{F}f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{i2\pi ux} dx$$

a zpětná Fourierova transformace:

$$f(x) = \mathcal{F}^{-1}F(u) = \int_{-\infty}^{\infty} F(u) e^{-i2\pi ux} du,$$

kde x označuje souřadnici (prostorovou, pak $[x] = m$), u frekvenci (dtto, $[u] = m^{-1}$), \mathcal{F} operátor FT, \mathcal{F}^{-1} dtto zpětně, $f(x)$ reálnou funkci, $F(u)$ komplexní funkci. Pokud by např. $f(x) = \cos x$, $F(1/(2\pi)) = \int \cos^2 x dx + i \int \cos x \sin x dx = \infty + 0i$; jinak $F = 0$, což odpovídá definici δ -funkce, $\delta(1/(2\pi))$.³ Slovně, kdybychom měli obraz, na němž je nakreslen kosinus, pomocí FT bychom zjistili jeho frekvenci; jde o idealizovaný případ, nekonečný interval, nekonečný integrál — i když integrál δ -funkce (přes u) zůstává normalizovaný, $\int \delta(u)du = 1$ — a také nemáme záporné barvy.

Reálný obraz (na obloze) reprezentuje konečný interval, přes nějž integrujeme, a konečný integrál; ve FT také nebude jen jeden $\cos x$ nebo $\sin x$, ale superpozice, a jejich amplitudy budou jistě rozmazanější než δ -funkce.

Interferometr nezobrazuje zdroj, ale nechává interferovat vlny od zdroje přijímané dvěma anténami, čím vznikají v ohniskové rovině proužky, které anténa zaznamenává jako oscilace napětí, popsané funkcí:

$$g(x') = I_0 \left\{ 1 + \Re \left[e^{i2\pi ux'} \frac{1}{I_0} \int f(x) e^{i2\pi ux} dx \right] \right\}.$$

Odvození viz [3]. Nás ovšem nezajímají proužky $g(x')$, nýbrž rozložení intenzity zdroje $f(x)$. Na pravé straně rozpoznáváme funkci $F(u)$ (s faktorem $1/I_0$; van Cittert 1934, Zernike 1938):

$$F(u) = \frac{1}{I_0} \int f(x) e^{i2\pi ux} dx$$

a na levé straně vidíme jak ji měřit (jako kontrast a posun proužků):

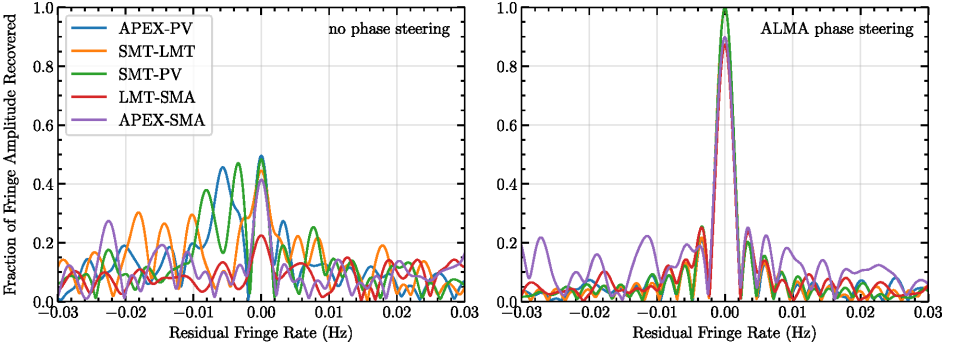
$$F(u) = \frac{g(x') - I_0}{I_0} e^{-i2\pi ux}.$$

3. Naopak $f(x) = \int \delta(1/(2\pi)) e^{-i2\pi ux} du = \cos(x) + 0i$.

To je ostatně důvod, proč se nazývá „viditelnost“. Kýženou f získáme zpětnou Fourierovou transformací:

$$f(x) = I_0 \int F(u) e^{-i2\pi ux} du.$$

Kromě viditelnosti se při pozorování EHT měří uzavírací fáze $\arg T_3$, kde $T_3 \equiv F_{12}F_{23}F_{13}$ označuje trojný součin pro trojúhelník tří observatoří; je dobrou mírou asymetrie obrazu a navíc není ovlivněna seeingem.



Obr. 12 — Proužky pozorované EHT před korekcí (vlevo) a po korekcí (vpravo) fázových rozdílů dle měření na základnách ALMA–ostatní. Grafy znázorňují odchylky od očekávané frekvence proužků (dané (u, v)) a očekávané amplitudy.

Zpracování není konec. Zpětnou FT totiž získáme špinavý obraz, do něhož jsou promítnuty postranní laloky antén i struktura pole antén. Funkce rozptylu $PSF(x, y)$ je natolik složitá, že je zcela nezbytné použít dekonvoluci. Jedním z užívaných algoritmů je CLEAN (Högbom 1974). Předpokládá se, že obraz je složen z diskretních zdrojů; spočte se syntetická PSF (špinavý svazek) dle pokrytí (u, v) ; nalezne se maximum; odečte se PSF na něj naškálovaná; postup se opakuje, čímž se postupně odečítají další a další PSF. Obraz se rekonstruuje opětovným sčítáním PSF, kterou však nahrazujeme hladkými gaussovskými funkcemi, ať si to opět nerozmazáváme.

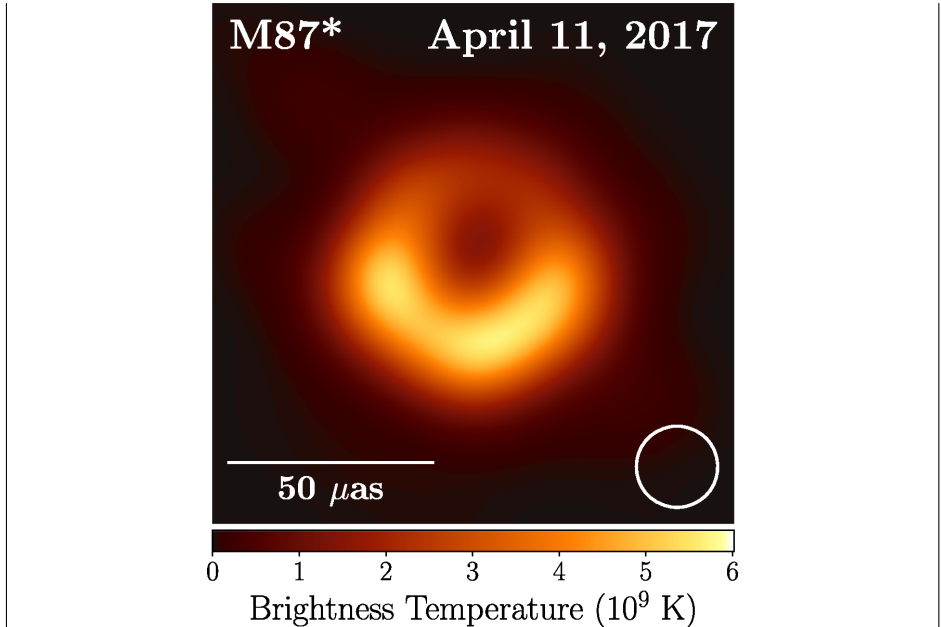
Pozorování M 87 probíhalo čtyři dny v dubnu 2017. Výsledný obraz je na obr. 13. Nejdůležitější na něm je bílý kroužek (velikost svazku, difrakční limit):

$$\phi_d = 1,02 \frac{\lambda}{D} \doteq 25 \mu\text{as},$$

se kterým musíme obraz důsledně porovnávat. Rozlišení nicméně může difrakční limit přesahovat při použití dekonvoluce. Pozorovaný prstenec má úhlový průměr:

$$\phi = (42 \pm 3) \mu\text{as},$$

kontrast mezi prstencem a středem je 10:1, vykazuje azimutální asymetrii, čili zjasnění na jihu (srpek), přičemž jeho poziční úhel není zcela stabilní.



Obr. 13 — Obraz černé díry v galaxii M87. Úhlový rozměr prstence je asi $42 \mu\text{as}$. Bílý kroužek znázorňuje rozmazání obrazu (velikost svazku). Barevná škála odpovídá jasové teplotě T_{B} , která je mírou intenzity B_{ν} dle Rayleighova–Jeansova zákona, $B_{\nu} = 2kT_{\text{B}}\nu^2/c^2$.

Posudme obraz v kontextu černé díry. Při hmotnosti $M = (6,5 \pm 0,7) \cdot 10^9 M_{\odot}$ je Schwarzschildův poloměr horizontu:

$$r_{\text{S}} = \frac{2GM}{c^2} \doteq 130 \text{ au};$$

obecnější Kerrův horizont (Kerr 1963) není sférický. Fotonový prsteneček je na poloměru:

$$r_{\gamma} = \frac{3\sqrt{3}}{2} r_{\text{S}} \doteq 330 \text{ au},$$

kde lze očekávat únik záření soustředěvaného na fotonových orbitách, které jsou nestabilní. Při vzdálenosti $d = (16,8 \pm 0,8) \text{ Mpc}$ to odpovídá úhlovému průměru právě $\phi_{\gamma} \doteq 40 \mu\text{as}$. Poslední stabilní orbita je pak:

$$r_{\text{last}} = 3 r_{\text{S}} \doteq 380 \text{ au}.$$

Obecně aktivní galaktická jádra s nízkou luminozitou vydávají záření rádiové až FIR, pocházející z blízkosti horizontu. Fotony jsou většinou synchrotronového původu, emitované při zrychleném pohybu elektronů v magnetickém poli. Určitá část emise patrně pochází z nejnvnitřnější části akrečního disku nebo z míst, kde je ukotven výtrysk. Vzhledem ke škále ($2\pi r_\gamma/c \simeq 12$ dní)⁴, je obraz během dne spíše stabilní; odchylky se interpretují spíše jako systematiky, avšak změny za více dní jako variabilita.

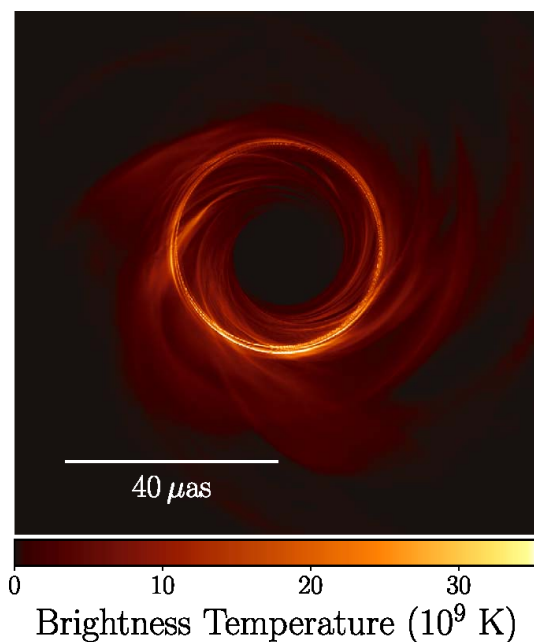
Další interpretace pomocí OTR umožňuje odvodit další parametry. Zejména bezrozměrný moment hybnosti: $a_* = Lc/(GM^2)$, kde L označuje moment hybnosti, přičemž znaménko L určuje prográdní nebo retrográdní pohyb. Dále bezrozměrný magnetický tok: $\phi = \Phi/\sqrt{\dot{M}r_S}$, kde Φ označuje magnetický tok a \dot{M} rychlost akrece. Pozorovatelný obraz ovlivňuje také hmotnost M , vzdálenost d , sklon i , poziční úhel ϕ_{PA} , emisní koeficient j_ν , absorpční koeficient κ_ν . Pro slabá magnetická pole přitom platí, že teplota iontů T_i je nižší než teplota elektronů T_e a příslušný parametr $R_{hi} \simeq T_i/T_e$ je malý; naopak je $T_i \simeq T_e$. Model potvrzuje, že vnitřní tmavá oblast je „stín“ černé díry.⁵ Asymetrie vzniká při silném gravitačním čočkování a relativistickém (dopplerovském) směřování. Nelze s jistotou určit hodnotu a_* , ale zřejmě $a_* \neq 0$; neboť jak známo z jádra M 87 míří výtrysk. Při použití známého sklonu výtrysku, $i = 17^\circ$, se hmota způsobující zjasnění na jihu pohybuje radiálně směrem k Zemi a tangenciálně ve směru hodinových ručiček; osa rotace černé díry míří od Země (obr. 14).

Pozorování zlepši přinejmenším osm věcí: zlepšení kalibrace; opětovné pozorování při jiné orientaci Země (s týmž instrumentem); dynamická rekonstrukce obrazu (nutná pro Sgr A); větší celkový signál S , čili S/N ; větší šířka pásma $\Delta\nu$; kratší vlnové délky λ (sub-mm; s novým instrumentem); větší počet menších antén s $D \geq 6$ m; kosmická interferometrie na základnách $B \gg 2R_\oplus$. Budoucnost je bezpochyby „černá“.

- [1] AKIYAMA, K. AJ., EHT COLL. *First M87 Event Horizon Telescope results. I. The shadow of the supermassive black hole*. *Astrophys. J. Lett.*, **875**, L1, 2019.
- [2] AKIYAMA, K. AJ., EHT COLL. *First M87 Event Horizon Telescope results. II. Array and instrumentation*. *Astrophys. J. Lett.*, **875**, L2, 2019.
- [3] BROŽ, M., WOLF, M. *Astronomická měření*. Praha: Matfyzpress, 2017.
- [4] BROŽ, M. *Optický interferometr*. *Povětroň*, **24**, 2, s. 3–10, 2016.
- [5] VAN CITTERT, P. H. *Die Wahrscheinliche Schwingungsverteilung in Einer von Einer Lichtquelle Direkt Oder Mittels Einer Linse Beleuchteten Ebene*. *Physica*, **1**, 1, s. 201–210, 1934.
- [6] DOELEMAN, S. S. AJ. *Event-horizon-scale structure in the supermassive black hole candidate at the Galactic Centre*. *Nature*, **455**, 7209, s. 78–80, 2008.

4. Sgr A má škálu asi 10 min, což činí pozorování obtížnější.

5. K tomuto jevu se vrátíme v některém z příštích čísel.



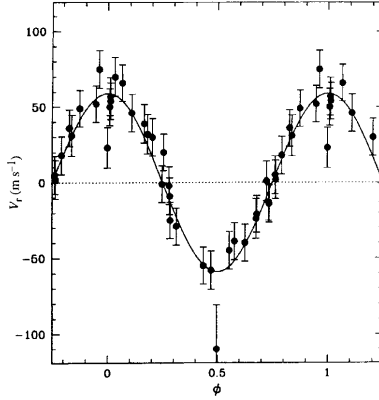
Obr. 14 — Obecně relativistická simulace akrečního toku v okolí Kerrovy černé díry. Barevná škála opět odpovídá jasové teplotě T_B , ale obraz není ničím rozmazaný. Jasný prstenec odpovídá poloměru $r_\gamma = 3\sqrt{3} GM/c^2$. Převzato z Akiyama aj. (2018).

- [7] HÖGBOM, J. A. *Aperture synthesis with a non-regular distribution of interferometer baselines*. *Astron. Astrophys. Suppl.*, **15**, s. 417–427, 1974.
- [8] KERR, R. *Gravitational field of a spinning mass as an example of algebraically special metrics*. *Phys. Rev. Lett.*, **11**, 5, s. 237–238, 1963.
- [9] ZERNIKE, F. *The concept of degree of coherence and its application to optical problems*. *Physica*, **5**, 8, s. 785–795, 1938.

Nobelova cena za exoplanety

Miroslav Brož

Osmého října obdrželi astronomové Michel Mayor a Didier Queloz Nobelovu cenu za fyziku, respektive její polovinu. Klidně mohli dostat celou! Vždyť se jedná o objevitele první planety (51 Peg b; Mayor a Queloz 1995) obíhající okolo hvězdy slunečního typu (srov. Wolszczan a Frail 1992). Nalezli ji měřením radiálních rychlostí hvězdy 51 Peg, které vykazovaly sinusoidální změny s krátkou periodou $P = 4,28$ dne a poloviční amplitudou $K_1 = 50 \text{ m s}^{-1}$ (viz obr. 15). Taková planeta se příznačně nazývá horký Jupiter.



Obr. 15 — Křivka radiálních rychlostí pro hvězdu 51 Peg. Převzato z Mayor a Queloz (1995).

Ze 3. Keplerova zákona:

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G(m_1 + m_2)}{4\pi^2}$$

plyne vzájemná oběžná rychlost:

$$v_k = \frac{2\pi a}{P} = [G(m_1 + m_2)]^{1/3} (2\pi)^{1/3} P^{-1/3}$$

a amplituda (pro *):

$$K_1 = v_k \frac{m_2}{m_1 + m_2} \sin i,$$

kde i označuje sklon, tj. úhel mezi kolmicí k oběžné rovině a směrem k pozorovateli.⁶ Kvůli jednodušší algebře umocníme, dosadíme:

$$K_1^3 = G(m_1 + m_2) 2\pi P^{-1} \frac{m_2^3}{(m_1 + m_2)^3} \sin^3 i$$

a nalevo sdružíme všechny neznámé:

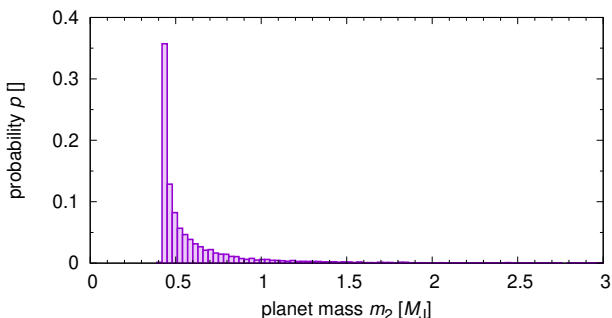
$$„f“ \equiv \frac{m_2^3}{(m_1 + m_2)^2} \sin^3 i = \frac{K_1^3 P}{2\pi G},$$

což zveze „funkce“, resp. vazba hmotnosti a sklonu. Pro $m_2 \ll m_1$ a $m_1 = 1,1 M_\odot$ máme zřejmě:

$$m_2 \doteq K_1 P^{1/3} m_1^{2/3} (2\pi G)^{-1/3} (\sin i)^{-1}.$$

I když neznáme i , lze předpokládat náhodné rozdělení kolmic v prostoru, což znamená rovnoměrné rozdělení $\cos i$, odkud plyne rozdělení m_2 (viz obr. 16). Přijmeme-li nejpravděpodobnější hodnotu $m_2 = 0,47 M_J$, pak je $a = 0,052$ au.

6. zatímco $K_2 = v_k \frac{m_1}{m_1 + m_2} \sin i > K_1$ jest nepozorovatelné



Obr. 16 — Rozdělení pravděpodobnosti hmotnosti planety m_2 za předpokladu známé hmotnosti hvězdy m_1 a náhodného rozdělení kolmic k dráze v prostoru.

Co jsem dělal v prosinci 1995, si už nepamatuji (byl jsem ve 2. ročníku na VŠ), ale dobře si pamatuji, co jsem dělal v dubnu letošního roku. Procházel jsem se brzy ráno po observatoři Observatoire d’Haute Provence (OHP), severně od Marseille, kde jsme měli jakési pracovní setkání, prohlížel si nezávazně kopule, zkoumal místní zařízení, obdivoval daleké výhledy, když vtom jsem narazil na **ceduli**. Bylo na ní psáno:

En 1995, sur le télescope de 193cm,
 équipé du spectrographe ELODIE,
 Michel Mayor et Didier Queloz
 découvraient la première planète
 extrasolaire 51 Pegb atour
 d’une étoile autre que le Soleil.

Ha! Říkal jsem si, že to snad není možné. Zase jsem se neinformoval a náhodou narazím na místo, kde byla objevena *ona*. Věděl jsem, že Mayor a Queloz byli z observatoře v Ženevě, avšak nevěděl jsem, že pozorování prováděli na observatoři OHP. Pojdme se společně podívat, jaký přístroj byl na to potřeba.

Dalekohled je typu Cassegrain, o průměru primárního zrcadla $D = 1,93$ m, světelnosti $f/15$, což odpovídá efektivní ohniskové vzdálenosti $f \doteq 29$ m (obr. na titulní straně). Pro pozorování se využívá sekundární ohnisko, kde obraz hvězdy na ose, při seeingu $\phi = 2''$, má průměr $d = f\phi = 280 \mu\text{m}$. Toto světlo je optickým vláknem vedeno do spektrografu, kterým tehdy byl ELODIE (obr. 17; Baranne aj. 1996).

Přitom byly uplatněny následující technické triky, bez nichž by žádná exoplaneta „neexistovala“. (i) Jde o spektrograf echelletový, sestávající jako obvykle ze štěrbin, kolimátoru, difrakční mřížky, jež rozmítá vlnové délky λ vodorovně. Kvůli dosažení vysokého spektrálního rozlišení, $R = \Delta\lambda/\lambda = 42\,000$, je mřížka na



Obr. 17 — Echelletový spektrograf ELODIE. Jednotlivé součásti, postupně dle chodu paprsků: 2 optická vlákna (vlevo), štěrbinina, kolimátor M1 (vpravo), difrakční mřížka (vlevo), sférické zrcadlo M2 (vpravo), malé rovinné zrcadlo M4 (uprostřed), sférické zrcadlo M3 (vpravo), hranol (uprostřed, skryt), čočkový objektiv kamery, CCD a chlazení.

odraz hodně šikmá, má tedy malé b mezi vrypy, a musí být blazeovaná (pilovitá), aby většinu světla odrážela šikmo, tzn. ve vysokých řádech m (násobcích dráhového rozdílu $\delta = m\lambda$). Příslušné svazky však nelze jen tak zobrazit, protože ve zvoleném směru by se překrývala spektra od různých m , s poposunutými λ . Proto je nutné zařadit hranol kolmo (krosdisperzer), jenž rozmítá λ svisle, a odděluje tak od sebe jednotlivé řády m . Zobrazení provádí objektiv kamery, v jehož ohniskové rovině je CCD 1024 krát 1024 pixelů, se škálou $0,004 \text{ nm pxl}^{-1}$; chlazené kapalným dusíkem. Celkový rozsah $\lambda = 390$ až 682 nm , v 67 řádech spektra. (ii) 2 optická vlákna nad sebou, umožňující kalibraci thoriovou–argonovou výbojkou současně s expozicí spektra hvězdy. (iii) Scrambling (čes. míchání), což jsou 2 optická vlákna za sebou a mezi nimi 2 mikročočky s $f \simeq 1 \text{ mm}$ vzdálené o f ; paprsky vystupující z jednoho vlákna a z jednoho místa šikmo vstupují do druhého vlákna na mnoha místech jeho průřezu a naopak, čímž se stabilizuje funkce rozptylu (PSF) na štěrbině, potažmo osvětlení mřížky. (iv) Tepelná stabilizace spektrografu na $\Delta T = 0,1 \text{ K}$, omezující fluktuace indexu lomu n a roztažnost konstrukce. (v) Současné měření řádově 10^3 spektrálních čar, a to metodou kroskorelace pozorovaného spektra s vhodným vzorem. Kroskorelační funkce je definována:

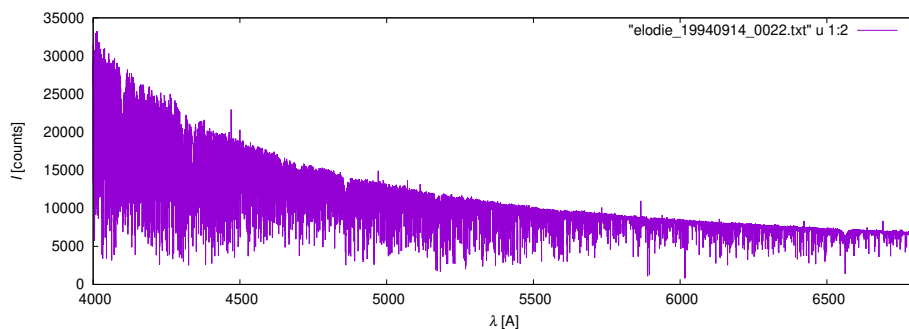
$$f(v_r) = \int_{\lambda} I_{\text{obs}}[\lambda] I_{\text{tmp}}[\lambda(1 - v_r/c)] d\lambda,$$

přičemž určujeme její minimum (protože měříme absorpci vůči kontinuu).

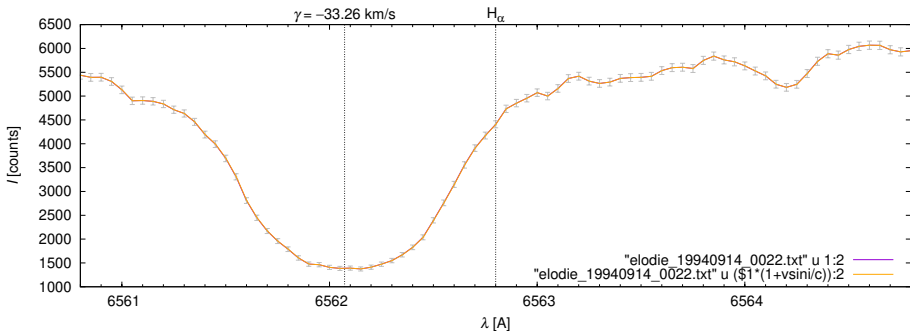
První spektrum 51 Peg z archivu ELODIE je na obr. 18, redukované spektrum pak na obr. 19. Na detailu čáry H_{α} 656,281 nm (obr. 20) je patrná rychlost $\gamma = -33\,260\text{ m s}^{-1}$ systému hvězda–planeta „poslepu“. Posun o $K_1 = 50\text{ m s}^{-1}$ je však na jediné čáře neviditelný. Minimum kroskorelační funkce pro soubor 5 000 čar je nicméně velmi úzké (obr. 21).



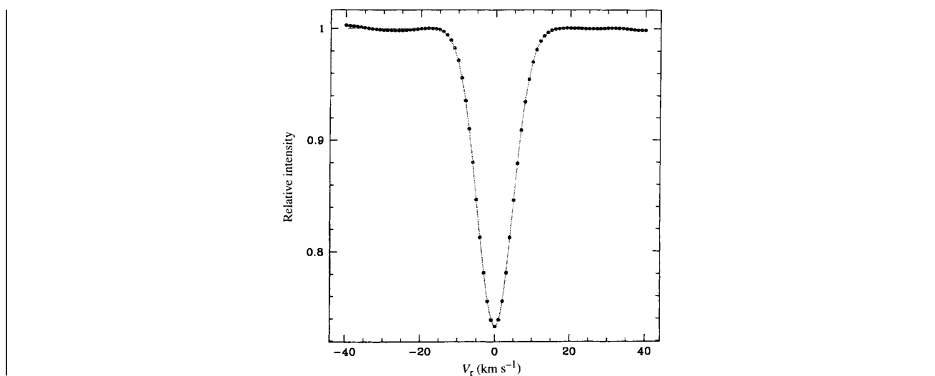
Obr. 18 — Echelletové spektrum 51 Peg. Vlnová délka λ roste postupně zleva doprava a po jednotlivých rádech spektra shora dolů. Pod absorpčním spektrem hvězdy je zaznamenáno emisní spektrum kalibrační výbojky Th–Ar.



Obr. 19 — Redukované spektrum 51 Peg.



Obr. 20 — Detail čáry H_{α} .

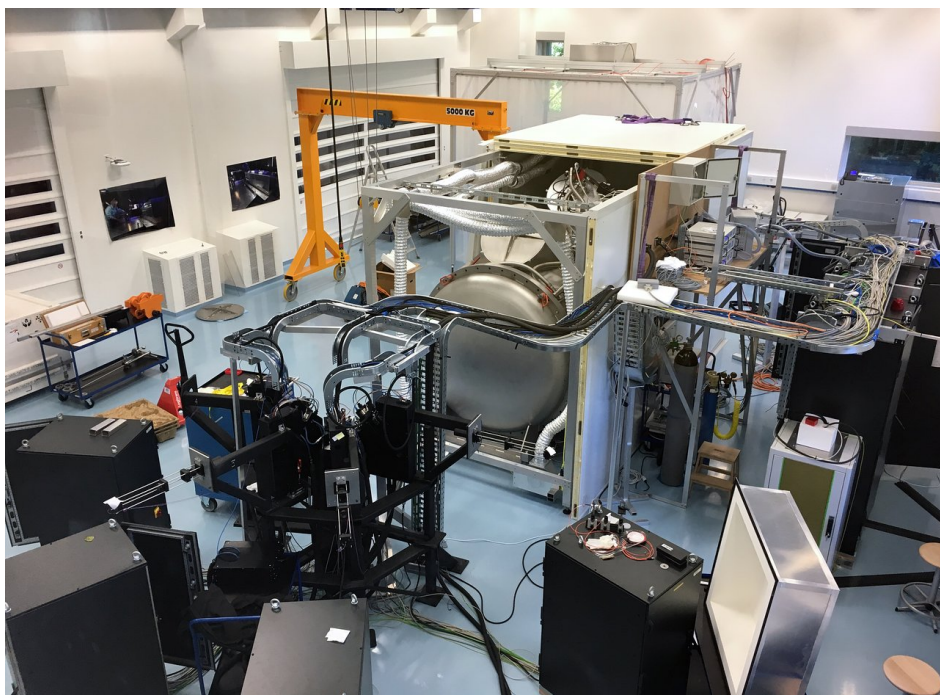


Obr. 21 — Kroskorelační funkce $f(v_r)$. Převzato z Mayor a Queloz (1995).

Náhodná nejistota σ_v dosahuje 10 m s^{-1} , ale nejistota jednoho měření není to, oč tu běží; důležitá je dlouhodobá stabilita, stabilita, stabilita, ..., neboli systematická nejistota. Drift nulového bodu byl monitorován dle 87 jiných hvězd a zdá se menší než 5 m s^{-1} . Zároveň byl zjištěn drift rychlosti γ až o 40 m s^{-1} , když se pozorování rozdělila do 4 epoch. To by mohlo odpovídat přítomnosti 3. tělesa, ale to se (bohužel) nepotvrdilo. Vysvětlení by snad mohlo spočívat v driftu nulového bodu, který byl větší pro hvězdy jednotlivé než pro soubor. V principu mohou radiální rychlosti ovlivnit pulzace povrchu hvězdy, vytvářející na profilech čar postupující vlnky, ale ani to se (naštěstí) nepotvrdilo. Těžko totiž vybudit jeden mód pulzace bez toho, aby se zároveň vybudily sousední, s odlišnou periodou.

Jaké další technické triky se podařilo uplatnit později? Demonstrujme to na spektrografu ESPRESSO, který se teprve nedávno instaloval na VLT (obr. 22). Jeho maximální rozlišení je mimochodem $R = 225\,000$ (Pepe aj. 2010). Skončili jsme u (v), takže pokračujeme. (vi) Vakuová komora, snižující tlak na $P = 1 \text{ Pa}$,

pro další potlačení fluktuací n . (vii) Kryostat kamery snižující fluktuace teploty na $\Delta T = 0,02$ K i roztažnost čipu. (viii) Kalibrace laserovou frekvenční dutinou, vytvářející emisní spektrum s 10^4 čarami, navíc rovnoměrně rozmístěnými (obr. 23). (ix) Cylindrická optika tvarující pupilu (angl. slicer), jež rozřízne obraz hvězdy napůl, otočí stranově, přeloží přes sebe, do štěrbinu pak vstupuje více světla, navíc s ostrými hranami. (x) Dichroické zrcadlo, rozdělující světlo na červenou a modrou oblast, pro něž jsou opticky optimalizované 2 kamery, s minimálními aberacemi. (xi) Nekoherentní skládání světla ze 4 dalekohledů VLT⁷, zvyšující signál 4krát, respektive dosah na 17 mag.

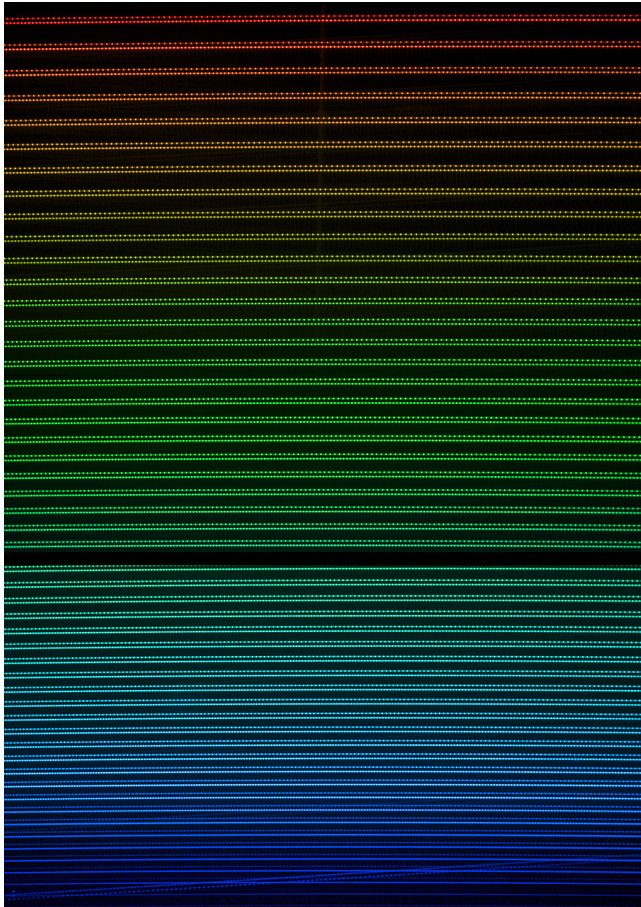


Obr. 22 — Spektrograf ESPRESSO. © ESO.

Projektovaná přesnost přístroje je až $\sigma_v = 0,1 \text{ m s}^{-1}$, což je třeba porovnat se Zemí, způsobující $K_1 = 0,09 \text{ m s}^{-1}$. Bylo by to poprvé, kdy by spektrografem bylo možné měřit „exozemi“; samozřejmě za zmiňovaného předpokladu stability, stability, stability, ...

7. nikoliv koherentní jako v interferometru VLTI

- [1] BARANNE, A., QUELOZ, D., MAYOR, M., ADRIANZYK, G., KNISPEL, G., KOHLER, D., LA-CROIX, D. A.J. *ELODIE: A spectrograph for accurate radial velocity measurements*. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **119**, s. 373–390, 1996.
- [2] MAYOR, M., CENAPELLI, D. *Exoplanets — the beginning of a new era in astrophysics?* *Eur. Phys. J.*, **43**, s. 1–41, 2018.
- [3] MAYOR, M., QUELOZ, D. *A Jupiter-mass companion to a solar-type star*. *Nature*, **378**, s. 355–359, 1995.
- [4] PEPE, F. A. A.J. *ESPRESSO: the Echelle spectrograph for rocky exoplanets and stable spectroscopic observations*. *Proc. SPIE*, **7735**, 2010.
- [5] WOLSCZAN, A., FRAIL, D. A. *A planetary system around the millisecond pulsar PSR 1257+12*. *Nature*, **355**, 145, 1992.



Obr. 23 — Spektrum laserové frekvenční dutiny. © ESO.



Obr. 24 — Celoblohový snímek pořízený 23. srpna 2019 mezi 21 h 9 min 57 s a 22 h 0 min 2 s UT na stanovišti v Bělečku. Použit byl objektiv Sigma 4,5 mm $f/2,8$ EX DC HSM Circular Fisheye a kamera Canon 250D, formátu APS-C, 6000 krát 4000 pixelů, umístěná na *nepohyblivém* stativu, expoziční doba 8 s, clonové číslo 2,8, citlivost ISO 3200. Jednotlivé snímky byly složeny programem Sequator tak, že výsledná expozice dosahuje 36 min. Úprava přenosové křivky programem Gimp, škálování programem Gmic. Odhadovaný počet rozlišených hvězd na snímku po provedení Richardsonovy–Lucyho dekonvoluce je 50 000. Poloha hvězdy 51 Pegasi (5,5 mag) je vyznačena šipkou.