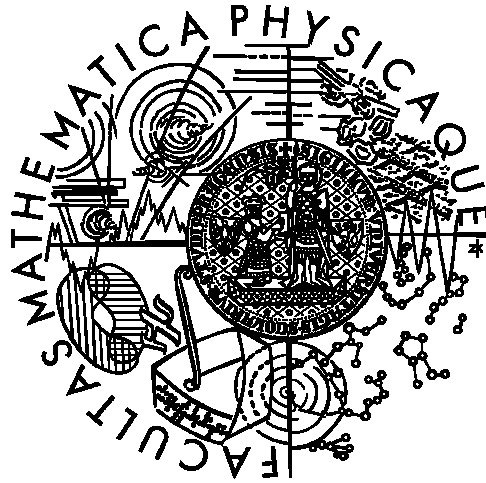


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta
Astronomický ústav UK

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Planetky v excitovaném stavu rotace

Vlastimil Vojáček

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Josef Ďurech, Ph.D.
Studijní program: Všeobecná fyzika

2007

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci napsal samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce.

V Praze dne

Vlastimil Vojáček

Chtěl bych tímto poděkovat vedoucímu práce Mgr. Josefu Ďurechovi, Ph.D. za věcné připomínky a ochotu při konzultacích a také mým rodičům za velkou podporu v mém studiu.

Obsah

Úvod	7
1. Excitovaný stav rotace	9
1.1 Rotace tuhého tělesa	9
1.2 Co tedy přesně znamená excitovaný stav rotace?	10
1.3 Tlumení excitovaného stavu rotace	11
2. Vznik excitovaného stavu rotace	12
2.1. YORP efekt	13
3. Vnitřní struktura planetek	16
3.1 Rubble-pile	16
3.2. Monolit	18
4. Světelné křivky planetek	20
4.1 Analýza světelné křivky	20
4.1.1 Dvoudimenzionální Fourierova řada a její použití na světelné křivky	20
4.2 Fyzikální modelování planetek v excitovaném stavu rotace	22
5. Nejznámější planetky v excitovaném stavu rotace	24
5.1. PAR codes	24
5.2. (4179) Toutatis	25
5.3. 2002 TD ₆₀	26
5.4. 2000 WL ₁₀₇	28
5.5. (54789) 2001 MZ ₇	28
5.6. P/Halley	28

6. Zpracování světelné křivky planety (4179) Toutatis	30
6.1. Lombův periodogram.....	30
6.2. Vlastní zpracování.....	32
6.2.1 Lombův periodogram.....	32
6.2.2 Fitování pomocí Fourierových řad.....	37
7. Závěr	41
Literatura	43

Název práce: Planetky v excitovaném stavu rotace

Autor: Vlastimil Vojáček

Katedra (ústav): Astronomický ústav UK

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Josef Ďurech, Ph.D.

e-mail vedoucího práce: josef.durech@mff.cuni.cz

Abstrakt: Cílem práce je shrnutí dosavadních poznatků o planetkách v excitovaném stavu rotace, diskuze možného vzniku a vývoje tohoto rotačního stavu. Další částí práce je postup při zpracování světelných křivek těchto planetek a jeho aplikace na světelnou křivku planetky (4179) Toutatis.

Klíčová slova: excitovaný stav rotace, tumbling, (4179) Toutatis

Title: Tumblyg asteroids

Author: Vlastimil Vojáček

Department: Astronomical Institute of Charles University

Supervisor: Mgr. Josef Ďurech, Ph.D

Supervisor's e-mail address: josef.durech@mff.cuni.cz

Abstract: The goal of the presented thesis is synthesis of today's pieces of knowledge of tumbling asteroids and discussion about rise and evolution of this rotational state. The second part of the thesis deals with methods of lightcurve analysis of tumbling asteroids and using this methods on asteroid (4179) Toutatis lightcurve.

Keywords: tumbling asteroids, (4179) Toutatis

Úvod

Každý z nás jistě zná dětskou hračku káču. Když ji s trochou šikovnosti roztočíme, začne se otáčet nejen kolem osy, kterou jsme jí určili vlastním roztočením, ale může vykonávat ještě jeden otáčivý pohyb. Sama rotační osa se začne vlivem gravitace otáčet kolem druhé osy ve směru momentu hybnosti v případě, že tato osa není totožná s osou momentu hybnosti. Takovýto precesní pohyb vykonává i naše Země s periodou 25 725 let (tzv. Platónský rok). Planetky v excitovaném stavu rotace rotují také kolem dvou os. Rozdíl je ovšem v tom, že v případě dětské káči resp. Země se jedná o tzv. těžké setrvačnický, kdy je precesní pohyb způsoben dvojicí sil a to gravitační silou a reakcí podložky v případě káči resp. gravitační silou Slunce a Měsíce (lunisolární precese) a v případě Země, u planetek v excitovaném stavu rotace mluvíme o tzv. setrvačnických volných, kdy na planetku žádná dvojice sil nepůsobí.

Pro planetky v excitovaném stavu rotace se vžil výstižný anglický termín „tumbling asteroids“, tedy „převalující se planetky“. Skutečně, rotaci těchto planetek si můžeme také představit jakoby se převalovaly v prostoru. A právě takovými planetkami a možnými způsoby vzniku tohoto specifického způsobu rotace se chci v mé bakalářské práci zabývat.

Výběr tohoto tématu byl pro mne snadný. Jelikož známe tento typ planetek přibližně dvacet let, jedná se o stále se dynamicky rozvíjející podobor astronomie meziplanetární hmoty, v němž před námi stojí ještě spousta neznámého. Tato práce si neklade za cíl objasňovat nezodpovězené otázky o planetkách v excitovaném stavu rotace, mou snahou bylo spíše podat rešerši o současném stavu našeho poznání. Velmi rád jsem se však s tímto typem planetek obeznámil a získal tak spousta cenných znalostí a v neposlední řadě si více ujasnil mé další směřování ve studiu astronomie.

V první kapitole vysvětluji, co znamená excitovaný stav rotace pro planetky. Jak může taková rotace vzniknout je psáno v kapitole druhé. Rotaci planetek ovlivňuje jejich vnitřní struktura o níž se zmiňuji ve třetí kapitole. O světelných křivkách planetek v excitovaném stavu rotace píší ve čtvrté kapitole. Výčet několika nejznámějších planetek v tomto rotačním stavu uvádím v kapitole páté. A nakonec v šesté kapitole jsem se pokusil o zpracování světelné křivky planetky (4179) Toutatis.

Kapitola 1

Excitovaný stav rotace

1.1 Rotace tuhého tělesa

Pokud na těleso v bodě \vec{r} začneme působit silou \vec{F} vznikne moment sil definovaný vztahem

$$\vec{M} = \vec{r} \times \vec{F} \quad (1)$$

Moment síly \vec{F} vyjadřuje tzv. otáčivý účinek této síly. Rotaci tuhého tělesa můžeme popsat pomocí rovnice

$$\vec{L} = \vec{I} \vec{\omega} \quad (2)$$

kde \vec{L} je moment hybnosti, \vec{I} tenzor setrvačnosti, $\vec{\omega}$ úhlová rychlost. Mezi momentem síly \vec{M} a momentem hybnosti \vec{L} platí známý vztah tzv. druhá impulsová věta

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} \quad (3)$$

Pokud na těleso nepůsobí vnější síly je $\vec{M} = 0$ a z rovnice (3) pak plyne, že $\vec{L} = \text{konst.}$ Platí zákon zachování momentu hybnosti. Právě planetky jsou příkladem izolovaného tělesa bez vnějších sil (působí sice na ně gravitací Slunce a planety, ale ty můžeme v našich prvotních úvahách o rotaci planetek zanedbat) a platí pro ně zákon zachování momentu hybnosti.

Tenzor setrvačnosti je z definice symetrický a z toho plyne, že vhodnou volbou souřadnic jej můžeme diagonalizovat

s komponentami $I_1 \leq I_2 \leq I_3$ na diagonále, což jsou vlastní čísla tenzoru setrvačnosti \vec{I} . Tyto komponenty pak nazýváme hlavními momenty setrvačnosti, jsou to momenty setrvačnosti vzhledem k souřadným osám 1, 2, 3.

Rotační kinetická energie daná rovnicí

$$T = \frac{1}{2} \vec{\omega}^T \vec{I} \vec{\omega} \quad (4)$$

přechází pro diagonální tenzor setrvačnosti do tvaru

$$T = \frac{1}{2} (I_1 \omega_1^2 + I_2 \omega_2^2 + I_3 \omega_3^2) \quad (5)$$

1.2 Co tedy přesně znamená excitovaný stav rotace?

Pro daný moment hybnosti \vec{L} je rotační kinetická energie T nejmenší, jestliže asteroid rotuje kolem hlavní osy ve směru největšího momentu setrvačnosti I_3

$$T_{\min} = \frac{1}{2} (I_3 \omega_3^2) = \frac{1}{2} \frac{L^2}{I_3} \quad (6)$$

Pokud se pro daný asteroid nerovnájí hlavní momenty setrvačnosti ($I_1 \neq I_2 \neq I_3$), může se nacházet v tzv. excitovaném stavu rotace s energií T

$$T_{\min} < T \leq \frac{1}{2} \frac{L^2}{I_1} \quad (7)$$

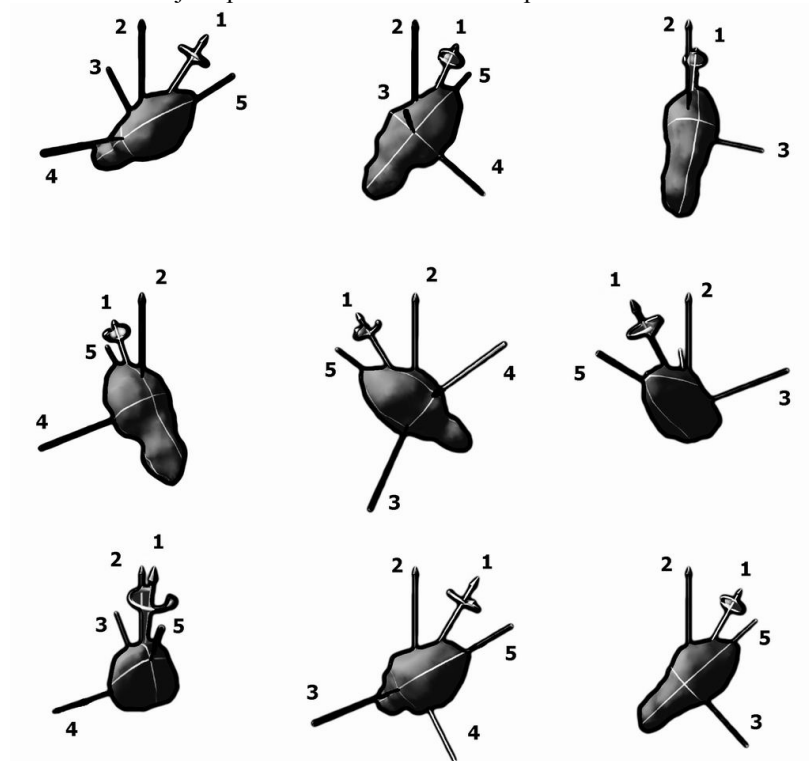
Takový stav rotace anglicky nazýváme „non-principal axis rotation“, zkráceně NPA rotace. Naopak základní stav rotace nazýváme „principal axis rotation“, zkráceně PA rotace.

Rotace s energií $T = \frac{1}{2} \frac{L^2}{I_1}$ odpovídá rotaci kolem osy ve směru

nejmenšího momentu setrvačnosti I_1 .

Těleso v excitovaném stavu rotace tedy vykonává rotační pohyb kolem jedné z jeho hlavních os a ještě k tomu precesní pohyb kolem osy ve směru momentu hybnosti \vec{L} . Tento druh rotace je znázorněn na obrázku 1. Jako příklad je použita rotace asteroidu (4179) Toutatis. Planetka rotuje kolem osy 1, ta vykonává rotační pohyb kolem osy 2 ve směru momentu hybnosti, jež je konstantní v prostoru.

Obr. 1: NPA rotace asteroidu (4179) Toutatis. Interval mezi obrázky je jeden den
Zdroj: <http://www.solarviews.com/cap/ast/toutat9.htm>



1.3. Tlumení excitovaného stavu rotace

V málo pevných planetkách způsobuje NPA rotace vnitřní deformace. Přebytečná energie je pak disipována uvnitř tělesa a rotace je pak tlumena do nižších energií. Přibližné vyjádření pro dobu tlumení z excitovaného stavu rotace τ odvodili Burns a Safronov (1973)

$$\tau \sim \frac{\mu Q}{\rho K_3^2 R^2 \omega^3} \quad (8)$$

kde μ je pevnost materiálu tělesa, Q je kvalitativní faktor (poměr energie obsažené v rotaci k energii disipované během jednoho cyklu), ρ je hustota tělesa, K_3^2 je bezrozměrný faktor charakterizující tvar tělesa s hodnotou od ~ 0.01 , pro tělesa takřka sférická, po ~ 0.1 , pro nepravidelná tělesa, R je poloměr, ω úhlová rychlost.

Harris (1993) odhadl parametry v rovnici (8) a vyjádřil dobu tlumení v miliardách let jako

$$\tau = \frac{P^3}{C^3 D^3} \quad (9)$$

kde $P = 2\pi/\omega$ je perioda rotace v hodinách, D je největší průměr asteroidu v kilometrech, C je konstanta o velikosti přibližně 17 s chybou 2,5. Harris (1993) přišel také na to, že většina planetek má dobu tlumení τ kratší, než je jejich vlastní stáří. Některé pomalu rotující planetky však mohou stále vykazovat NPA rotaci.

Kapitola 2

Vznik excitovaného stavu rotace

Některé z planetek v excitovaném stavu rotace rotují příliš pomalu na to, abychom získali dostatek dat pro nalezení obou period jejich rotace. Nejrelevantnější data totiž získáme během jejich největšího přiblížení k Zemi, a protože se většinou jedná o blízkozemní planetky, tato přiblížení trvají krátce. U rychleji rotujících planetek to není problém, protože lze i během jedné pozorovací noci naměřit světelnou křivku s několika periodami. To, že se jedná o blízkozemní planetky ovšem nevylučuje přítomnost planetek v excitovaném stavu rotace ve vzdálenějších oblastech Sluneční soustavy, naše současná technika nám ale zatím neumožňuje jednoznačnou identifikaci NPA rotace planetek v těchto vzdálených oblastech. Nejlépe prozkoumané asteroidy jsou proto trochu atypické: díky velmi blízkému přiblížení (4179) Toutatise k Zemi můžeme použít radarového pozorování, 2002 TD₆₀ a 2000 WL₁₀₇ rotují zase velmi rychle, také 2001 MZ₇ patří mezi rychleji rotující planetky. Není tedy jednoduché rozvíjet teorie vzniku a časového vývoje planetek v excitovaném stavu rotace, pokud neznáme ani jejich průměrné zástupce. S rozvíjející technikou se však naše znalosti stále prohlubují.

Excitovaný stav rotace mohla část planetek získat již při samotném vzniku Sluneční soustavy, kdy byly srážky mezi tělesy mnohem častější než dnes. Pokud je tedy pro některou planetku odhadnutá doba útlumu z excitovaného stavu rotace $\log \tau_{\text{norm}} \geq 0$ mělo by se s největší pravděpodobností jednat o „tumbling“ asteroid.

2.1. YORP efekt

Většina pomalu rotujících asteroidů větších než 0.2 km s $\log \tau_{\text{norm}} \geq 0$ pravděpodobně vykonávala dříve rychlejší rotační pohyb. Možná měli

dříve PA rotaci a mechanismy zpomalující rotaci zapříčinily i jejich dnešní NPA rotaci. Je ovšem také možné, že se jejich rotace nejdříve zpomalila a až potom došlo nějakým procesem (impaktem, slapovými silami při přiblížení k některé z planet) k NPA rotaci. Pomaleji rotující planetky jsou totiž více citlivé na tyto vnější vlivy.

Jedním z jevů, který může způsobit změnu rychlosti rotace je tzv. YORP efekt (Yarkovsky-O'Keefe-Radzievskii-Paddack). Podle teoretických předpokladů by vyzařování záření spolu s jeho pohlcováním z nepravidelného povrchu planetky (podobný princip jako Jarkovského jev) mělo způsobovat moment sil uvnitř tělesa a měnit tak jeho rychlost rotace a orientaci rotačních os v prostoru. YORP efekt tedy může rotaci urychlovat, v těchto případech pak ale nedochází ke vzniku excitovaného stavu rotace.

Změny rotace a orientace v prostoru byly prokázány z pozorování v roce 2003 S. M. Slivanem na rodině Koronis. Předpokládáme, že se jedná o důsledek YORP efektu. Poprvé však byla změna rychlosti rotace v souvislosti s YORP efektem pozorována v roce 2007 na planetkách 2000 PH5 a Apollo. U těchto planetek dochází ke zrychlování rotace asi o 1 ms za rok (Lowry et al., Taylor et al., Kaasalainen et al. 2007). To ovšem nic nemění na tom, že u jiných planetek může YORP efekt zapříčinit zpomalování rotace.

Vokrouhlický a kol. (2003) vypočetl rychlost zpomalování planetky (167) Urda, člena rodiny Koronis o průměru přibližně 40 km, na ~ 1 cy (den 10^9 let)⁻¹. To znamená, že asteroid této velikosti přestane rotovat kolem své osy s počáteční periodou ~ 6 h během doby rovné stáří Sluneční soustavy. Přitom asteroid o velikosti přibližně 1 km se vyvíjí asi 1600x rychleji a z počáteční periody ustane rotace po pár milionech let, což je mnohem kratší doba, než střední čas mezi srážkami 1 km asteroidu (Pravec a kol. 2005). Zdá se tedy, že YORP efekt je dobrým vysvětlením velkého množství pomalu rotujících planetek.

Podle předpokladů by měl YORP efekt způsobovat vázanou rotaci, ta se ovšem nepozoruje u žádné dosud známé planety. Něco tedy musí udržovat rotaci excitovanou nad tímto konečným stádiem. Jednou z možností je, že právě tumbling rotace zamezí vzniku vázané rotace. Kde se ale vezme samotný excitovaný stav rotace? Může se jednat o excitace způsobené srážkou s jiným tělesem. Jenže i když se jedná o takřka katastrofickou srážku ve velké rychlosti, nemusí dojít k příliš velké změně rychlosti rotace. U některých planetek však i malá změna rychlosti rotace může mít za následek excitaci do vyšších energetických stavů.

U planetek křížících dráhy planet může díky slapovým silám vzniknout moment sil a způsobit poté NPA rotaci. Zvláště citlivé jsou na to právě pomalu rotující planety.

Také ale může jít o kombinaci změny rychlosti rotace a změny orientace rotační osy způsobené YORP efektem a precese oběžné roviny planety (Pravec a kol. 2005).

Vokrouhlický a kol. (2003) zkoumali vývoj rotačních os planetek s téměř vázanou rotací a zjistili, že vývoj jejich orientace v prostoru a samotná rotace je takřka chaotická. To samo o sobě může vést k excitovanému stavu rotace a neumožnit vázanou rotaci. Je také možné, že nezanedbatelná část planetek v excitovaném stavu rotace jsou bývalá kometární jádra a jejich dnešní rotační stav je pozůstatek z jejich aktivní minulosti.

Kapitola 3

Vnitřní struktura planetek

Znalost vnitřní struktury planetek je potřebná mimo jiné k budoucímu využití těchto těles jako zdroje materiálu pro činnost člověka v kosmu a je rovněž nezbytná pro vyvinutí metod odchýlení případných nebezpečných těles z kolizních kursů se Zemí. Vnitřní strukturu planetek lze ze Země studovat několika technikami, mezi nejvýznamnější z nich patří studium jejich rotací.

3.1 Rubble-pile

Nejprve bych se rád zmínil o tom, co to je rubble-pile asteroid. Tento termín označuje takové asteroidy, jež se skládají ze shluku balvanů a prachu držících pohromadě gravitační silou. Mezi jednotlivými balvany není napětí v tahu a část rotační energie planetky je disipována uvnitř tělesa. Aby se planetka tohoto typu nerozpadla vlivem odstředivé síly, musí být odstředivé zrychlení

$$a_{\text{odstředivé}} = \left(\frac{2\pi}{P} \right)^2 r \quad (10)$$

způsobené rotací, kde r je poloměr tělesa a P je perioda rotace, menší nebo rovna gravitačnímu zrychlení.

$$a_g = \frac{4}{3} \pi \rho \kappa r \quad (11)$$

κ je gravitační konstanta a ρ hustota planetky. Z takovéto jednoduché úvahy dostáváme omezení pro periodu rotace planetky

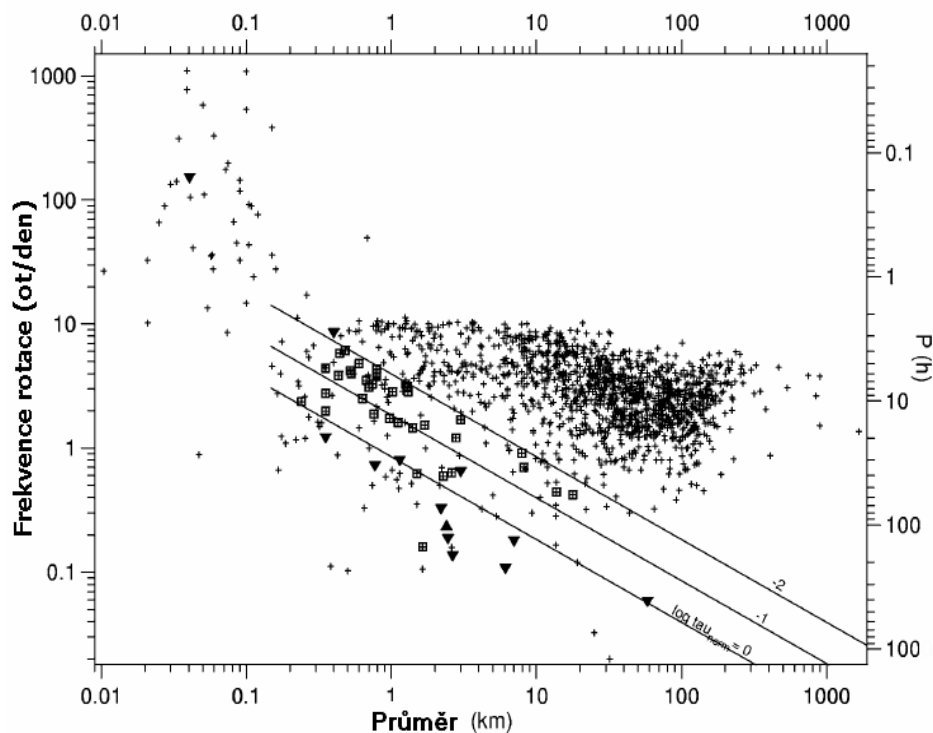
$$P \geq \sqrt{\frac{3\pi}{\kappa\rho}} \quad (12)$$

Velikost minimální možné periody rotace závisí pouze na hustotě planetky. Předpokládáme-li, že hustota materiálu je u všech planetek přibližně stejná, dostáváme dokonce omezení na periodu pro všechny planetky stejné. Jak je vidět z obr. 2, skutečně existuje minimální perioda (~ 2 h), nad kterou se vyskytují pouze malé planetky a tedy nejspíše typu „monolit“, pro něž omezení (12) neplatí.

V obr. 2 jsou také zakresleny přímky, jež podle rovnice (9) odpovídají $\log \tau_{\text{norm}} = 0, -1, -2$. Všimněme si, že většina asteroidů, pro něž je z rovnice (9) odhadnuta doba útlumu z excitovaného stavu rotace τ srovnatelná nebo delší než stáří sluneční soustavy ($\tau \geq 4.5$ mld let $\sim \log \tau_{\text{norm}} \geq 0$), je právě v excitovaném stavu rotace. Nad přímkou $\log \tau_{\text{norm}} = 0$ začínají převládat PA asteroidy. Oblast mezi $\log \tau_{\text{norm}} = 0$ a $\log \tau_{\text{norm}} = -1$ můžeme označit za oblast přechodu mezi NPA a PA rotací, vyskytují se zde jak planetky vykazující excitovaný rotační stav tak planetky s jednoduchou rotací.

Je zajímavou otázkou, zda některé planetky v této oblasti, jejichž rotace se jeví jako jednoperiodická, vykazují v rotaci nějaké zbytkové deviace, které ale nejsme schopni rozpoznat. Je totiž možné, že některé z těchto planetek ještě zcela neztlumily svou rotaci do základního stavu. Právě znalost rozdělení NPA a PA asteroidů v této přechodné oblasti by velmi přispěla ke konstrukci teorií vzniku a tlumení excitovaného stavu rotace.

Obr. 2: Graf závislosti periody rotace na velikosti asteroidu
 NPA planety s $PAR \leq -2$ jsou označeny trojúhelníkem, PA
 planety s $PAR \geq +2$ jsou označeny vyplněným čtvercem
 Zdroj: Pravec a kol. (2005)



3.2. Monolit

Menší část mezi planetkami v excitovaném stavu rotace tvoří zástupci typu monolit. Jak je z názvu patrné, jedná se o planety z „jednoho kusu“, průměry těchto těles se pohybují do $D < 0.15$ km. Na obrázku 2 je vidět, že planety menší než 0.15 km mají kratší dobu rotace než jim dovoluje rovnice (12), nejspíše jsou takové planety typu monolit a pro tento typ rovnice (12) neplatí.

To, že monolity mají menší zastoupení mezi „tumbling“ asteroidy, není zatím zcela jasné. Monolity mají vyšší tuhost a jsou pravděpodobně také mladší, excitované rotace by se mezi nimi měly vyskytovat tomu odpovídajícím hojnějším počtu. Jedním důvodem jejich menšího počtu je určitě nedostatek našich dat. Menší planety jsou logicky méně jasné a tak je jejich nalezení a následné zkoumání

obtížnější. A právě nejmenší planetky jsou typu monolit. To je logické, díky srážkám, působení odstředivé a gravitační síly při rotaci (vztah (12)) a také způsobu vzniku jsou menší asteroidy typu monolit a větší typu rubble-pile.

Nejmenší známá planetka v excitovaném stavu rotace, 2000WL₁₀₇, je právě typu monolit. Dalším podezřelým na zástupce této skupiny je 2002 TD₆₀, u něj je však jednoznačné zařazení mezi monolity trošku složitější (více. kap. 5.2.2.).

Kapitola 4

Světelné křivky planetek

4.1 Analýza světelné křivky

Díky nesférickému tvaru planetek můžeme pozorovat změny jejich jasnosti. Někdy jsou změny dokonce tak velké, že je lze pozorovat i vizuálně.

Analýzou tzv. světelných křivek planetek můžeme určit délku periody synodické rotace. Pro nalezení této periody se dají pozorování proložit trigonometrickými polynomy, nejčastěji Fourierovými trigonometrickými řadami.

$$F(t) = C_0 + \sum_{n=1}^m \left[C_n \cos \frac{2\pi n}{P} t + S_n \sin \frac{2\pi n}{P} t \right] \quad (13)$$

kde C_0 je průměrný zářivý tok, C_n a S_n jsou Fourierovy koeficienty, P hledaná perioda rotace a t je čas.

Metoda Fourierových řad je mocná technika pro vyšetřování synodických period. V případě, že data vykazují odchylky od jediné periody i po kalibraci na měnící se fázi planetky a vzdálenost od Slunce, musíme použít 2-dimenzionální Fourierovy řady (Kassalainen, 2001).

4.1.1 Dvoudimenzionální Fourierova řada a její použití na světelné křivky

Světelná křivka planetky v excitovaném stavu rotace je funkcí Eulerových úhlů Ψ a Φ . Pokud můžeme zanedbat měnící se fázový úhel asteroidu, či můžeme tyto změny korigovat jinou metodou, pak lze světelnou křivku aproximovat 2-dimenzionální Fourierovou řadou s dvěma proměnnými Ψ a Φ .

$$\begin{aligned}
F(\Psi, \Phi) = & C_0 + \sum_{j=1}^{\infty} [C_{j0} \cos j\Psi + S_{j0} j\Psi] + \\
& \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{j=-\infty}^{\infty} [C_{jk} \cos(j\Psi + k\Phi) + S_{jk} \sin(j\Psi + k\Phi)]
\end{aligned} \tag{14}$$

Po substituci $\Psi = 2\pi t/P_\psi$ a $\Phi = 2\pi t/P_\phi$ v rovnici (14) dostáváme Fourierovu řadu ve tvaru

$$\begin{aligned}
F(\psi(t), \phi(t)) = & C_0 + \sum_{j=1}^m \left[C_{j0} \cos \frac{2\pi j}{P_\psi} t + S_{j0} \sin \frac{2\pi j}{P_\psi} t \right] \\
& + \sum_{k=1}^m \sum_{j=-m}^n \left[C_{jk} \cos \left(\frac{2\pi j}{P_\psi} + \frac{2\pi k}{P_\phi} \right) t + S_{jk} \sin \left(\frac{2\pi j}{P_\psi} + \frac{2\pi k}{P_\phi} \right) t \right]
\end{aligned} \tag{15}$$

C_{jk} a S_{jk} jsou Fourierovy koeficienty.

Z praktických důvodů je tato řada řádu m , je to nejvyšší řád, pro který můžeme najít konvergující řešení.

Hledáme takové periody Ψ a Φ , pro které jsou rezidua ε_i jednotlivých datových bodů proložených Fourierovou řadou nejmenší. Ta spočteme jako rozdíl hodnot zářivého toku naměřeného a vypočteného z Fourierovy řady proložené daty v bodě i

$$\varepsilon_i = F_i - F(\Psi(t_i), \Phi(t_i)) \tag{16}$$

Protože se zatím jedná pouze o matematickou analýzu světelné křivky, nemůžeme jednoznačně říci, která z period Fourierovy řady odpovídá precesi a která rotaci, používá se raději číslic (1, 2) namísto (Ψ , Φ). Až fyzikální model nám dá odpověď na to, která perioda odpovídá precesi a která rotaci.

Počet Fourierových koeficientů je $(2m+1)^2$. Jak je vidět, množství koeficientů roste u 2-dimenziální Fourierovy řady velmi rychle,

používají se řady řádu 3 nebo 4. Proto ale nemůže 2-dimensionální Fourierova řada vystihnout menší odchylky světelné křivky. I přesto má tato matematická metoda výhodu v tom, že nepotřebuje žádnou idealizaci povrchu asteroidu, nebo rozložení albeda tělesa, je tedy mnohem rychlejší než fyzikální modely, které potřebují spoustu nelineárních parametrů.

4.2 Fyzikální modelování planetek v excitovaném stavu rotace

Pokud máme dostatek dat, můžeme se pokusit o vyvinutí fyzikálního modelu planetky. Jedná se zejména o nalezení fyzikálního významu obou period P_1 a P_2 , nalezení orientace momentu hybnosti \vec{L} v prostoru, určení hlavních momentů setrvačnosti a přibližného tvaru povrchu.

Planetku můžeme aproximovat trojosým elipsoidem s osami a , b , c . NPA rotaci můžeme dělit na dva případy: long axis mode (LAM), kdy osa c je nejdelší osou ($a, b < 1$) a short axis mode (SAM), kde c je naopak osou nejkratší ($a, b > 1$).

NPA rotaci můžeme popsat těmito osmi parametry:

- momentem hybnost \vec{L} o velikosti L , jeho průměty do ekliptikálních souřadnic λ_L, β_L .
- Eulerovými úhly Φ_0, Θ_0, Ψ_0 popisující orientaci elipsoidu v čase t_0 .
- I_a, I_b hlavní momenty setrvačnosti (I_c je normalizován)

NPA rotace se skládá z precese osy c kolem \vec{L} (úhel mezi těmito vektory je Θ) s periodou P_Φ a rotace tělesa samotného kolem osy c s periodou P_Ψ . Pokud ze světelné křivky nalezneme tyto dvě periody, můžeme NPA rotaci popsat jinou, ekvivalentní sadou parametrů $\lambda_L, \beta_L, \Phi_0, \Psi_0, P_\Phi, P_\Psi, I_{\text{sym}}, I_{\text{ant}}$. Zde I_{sym} a I_{ant} jsou definovány takto: $I_{\text{sym}} = (I_a + I_b)/2$, $I_{\text{ant}} = (I_a - I_b)/2$. Dále, osy elipsoidu (a tedy také $I_{\text{sym}}, I_{\text{ant}}$) mohou být nalezeny z amplitud světelné křivky. Počet neznámých parametrů nám pak klesá na čtyři.

Inverzní problém je definován jako minimalizace funkce

$$\chi^2(\lambda_L, \beta_L, \phi_0, \psi_0, P_\psi, P_\phi, I_{sym}, I_{ant}) = \sum_i (o_i - m_i)^2 \quad (17)$$

kde o_i a m_i jsou pozorované a modelované magnitudy v epoše i .

Kapitola 5

Nejznámější planetky v excitovaném stavu rotace

V této kapitole se zmiňuji o několika nejznámějších a nejlépe prozkoumaných planetkách v excitovaném stavu rotace a jejich základních charakteristikách. Čerpal jsem převážně z publikace Pravec a kol. (2005).

5.1. PAR codes

Pravec a kol.(2005) vyvinuli jednoduchou škálu anglicky zvanou *PAR codes*, která pomocí kvality získaných dat vyjadřuje míru našich znalostí o tom zda je asteroid ve stavu NPA či PA.

-4 fyzikální model NPA rotace vyvinut

-3 NPA spolehlivě odhalena, obě periody nalezeny. Nelze rozhodnout fyzikální význam jednotlivých period

-2 NPA rotace odhalena podle odchylek od jednoduché periodicity, druhá perioda nenalezena

-1 NPA rotace možná, nalezeny odchylky od jednoduché periodicity, ale ne příliš významné

0 není dostatek dat pro rozhodnutí mezi PA a NPA rotací

+1 PA rotace je shodná s daty, ale nemáme dat příliš dost na jednoznačné určení PA rotace

+2 nejspíše PA rotace, nebo jen tak malé odchylky od PA rotace, že většina dat odpovídá jednoperiodické rotaci.

+3 nejspíše PA rotace, data překrývají jednoperiodickou rotaci přes několik period

+4 PA rotace vyřešena

Pro studium PA vs. NPA rotace pouze případy s $|\text{PAR}| \geq 2$ mohou být považovány za dostatečné pro další statistické studium. Případy s PAR +1 nebo -1 nám říkají, že pro dané asteroidy musíme získat další data.

5.2. (4179) Toutatis

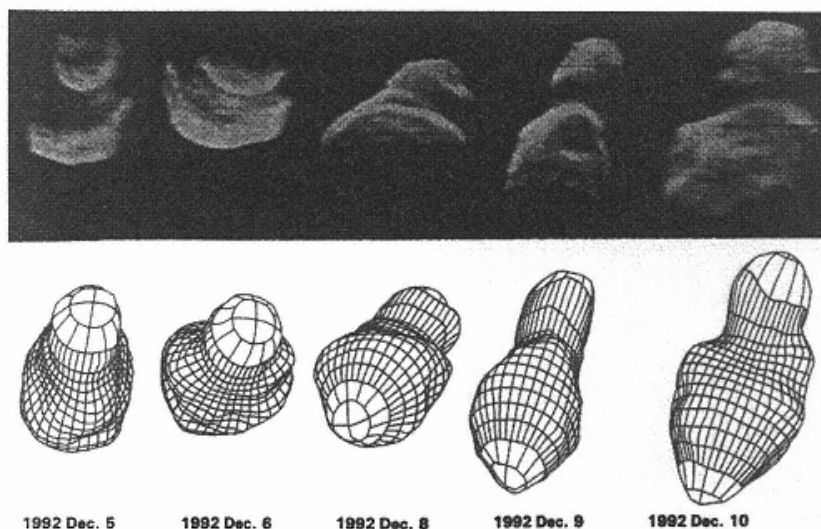
Tuto planetku náhodně objevili francouzští astronomové Odile Calame, Derral Mulholland a Christian Pollas 4. ledna 1989 při astrometrii malých měsíčků Jupitera na francouzské observatoři v Caussols.

(4179) Toutatis byla první planetka, u níž se rozpoznal excitovaný stav rotace. Jedná se o nejlépe prostudované těleso svého druhu zejména díky blízkým přiblížením k Zemi v letech 1992 (na vzdálenost 0.027 AU), 1996, 2000 a v roce 2004 dokonce na vzdálenost 0.0104 AU. Další přiblížení nastane 9.11. 2008, planetka bude od Země 0.0503AU.

(4179) Toutatis patří mezi blízkozemní asteroidy typu Apollo, složením se jedná o křemičitanový S-typ. Při návratech v letech 1992 a 1996 byla provedena radarová pozorování z observatoří Goldstone a

Obr. 3: Radarové snímky asteroidu (4179) Toutatis. Patrný je velký kráter o průměru 700 m.

Zdroj: http://books.nap.edu/openbook.php?record_id=6106&page=14



Arecibo. Data z těchto pozorování umožnila vytvořit trojrozměrný model povrchu (viz. Obr. 3), určit stav rotace a poměry hlavních momentů setrvačnosti (Hudson a Ostro (1995)). Mezi blízkozemními planetkami se jedná o velké těleso s rozměry 1.92 x 2.40 x 4.60 km. Rotační periody nalezené fyzikálním modelováním jsou $P_1 = 7.35$ dne a $P_2 = 5.41$ dne. Planetka rotuje kolem nejdelší osy, jedná se tedy o LAM rotaci. Směr momentu hybnosti \bar{L} je v ekliptikálních souřadnicích ($180^\circ, -52^\circ$).

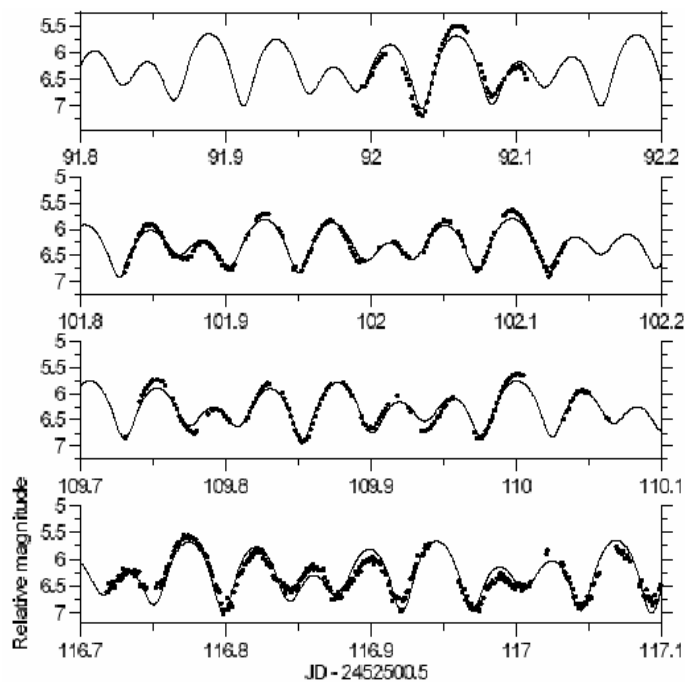
Tabulka 1: 4179 Toutatis

PAR	-4	P_1 (h)	176
$\log \tau_{\text{norm}}$	1.2	P_2 (h)	130
A(mag)	1.2	nejsilnější frekvence	$2f_1, f_2, (f_1-2f_2), 2(f_1+f_2)$

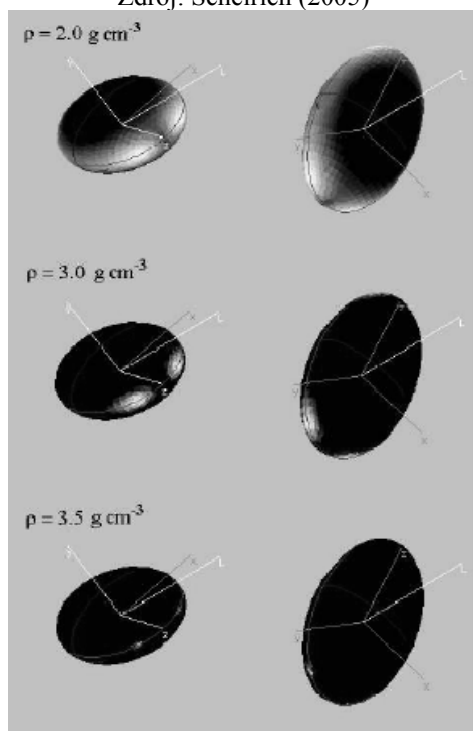
5.3. 2002 TD₆₀

Další dobře prozkoumanou planetkou je 2002 TD₆₀, patřící do Amorovy skupiny. Pravec a kol. (2005) určili příslušné rotační periody $P_1 = 2.8513 \pm 0.0001$ h a $P_2 = 6.783 \pm 0.002$ h. Aby se jednalo o tzv. rubble-pile asteroid s nulovým vnitřním napětím, musela by být jeho hustota větší než $\sim 3 \text{ g.cm}^{-3}$ (Pravec a kol.(2005)). Takto velká hustota je ale netypická pro rubble-pile. Jedná se tedy spíše o koherentní těleso s nulovým vnitřním napětím. Jeho $\log \tau_{\text{norm}} \sim -2$. Scheirich (2005) z naměřených dat aproximoval asteroid elipsoidem s rozměry 310m x 200m x 110m (Obr. 5). Tyto hodnoty jsou v nejlepší shodě s radarovým pozorováním z Areciba v roce 2002. Pouze výjimečně se však vyskytují asteroidy typu monolit o rozměrech větších než 0,2 km. Asteroid 2002 TD₆₀ je tedy nejspíše jedním z největších známých monolitů.

Obr. 4: Světelná křivka planety 2002 TD60 a její nejlepší fit.
Zdroj: Pravec a kol. (2005)



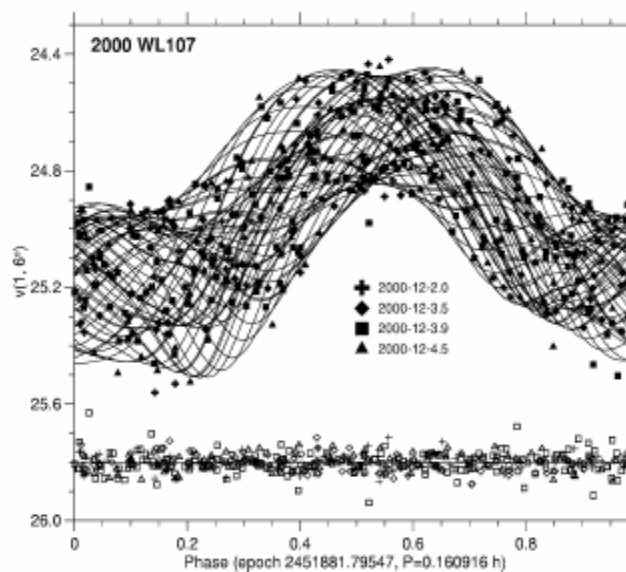
Obr. 5: Planetka 2002 TD60. Její aproximace elipsoidem pro různé hustoty objektu
Zdroj: Scheirich (2005)



5.4. 2000 WL₁₀₇

Planetka patřící do skupiny Apollo o velikosti přibližně 0,04 km. Byla pozorována z různých observatoří při svém přiblížení k Zemi v roce 2000. P. Pravec analyzoval pořízené světelné křivky a pomocí metody 2-dimenzionálních Fourierových řad našel rotační periody $P_1 = 0.160916$ h a $P_2 = 0.218834$ h a přidělil jí číslo $PAR = -3$. Její $\log \tau_{norm} \sim -4$. Jedná se o velmi rychle rotující planetku a tedy typu monolit. Z dostupných dat ale není zatím možno zkonstruovat fyzikální model planetky.

Obr.6: Světelná křivka planetky 2000 WL₁₀₇.
Zdroj: Pravec a kol. (2005)



5.5. (54789) 2001 MZ₇

Planetka přibližně 3 km velká, patřící do Amorovy skupiny. Z pozorování v roce 2003 odvodil P. Pravec rotační periody $P_1 = 37.57$ h a $P_2 = 52.79$ h. Podrobnější analýza dat ukázala, že i Fourierova řada s periodami $P_1 = 88.74$ h a $P_2 = 130.3$ h dobře fituje světelnou křivku. Přidělený PAR kód je -3 . Pro jednoznačnější řešení je potřeba dalších pozorování.

5.6. P/Halley

Nejen planetky vykazují excitovaný stav rotace. Jedním z častých příkladů takového stavu rotace je známá Halleyova kometa. A právě tato kometa na přelomu osmdesátých a devadesátých let minulého

století znovu upoutala zájem vědců o tělesa se složitým rotačním pohybem. Její doba tlumení je kratší než stáří Sluneční soustavy ($<10^8$ let). Za „tumbling“ pohybem zjevně stojí reakční síly způsobené tryskajícím materiálem z jejího povrchu. Je možné, že některé blízkozemní planetky jsou bývalá jádra komet a pokud vykazují excitovaný stav rotace, může jít o pozůstatek z jejich aktivního období (Harris 1993).

Jak je vidět, dobře prozkoumaných planetek v excitovaném stavu rotace není mnoho. Známe ještě několik asteroidů, v jejichž světelných křivkách můžeme nalézt dvě periody. Odchytky od jednoperiodické rotace jsou ale buď velmi malé, nebo nemáme dostatek dat pro jednoznačnější řešení. Je tedy potřeba dalších podrobnějších fotometrických a rádiových měření pro další studium tohoto typu planetek.

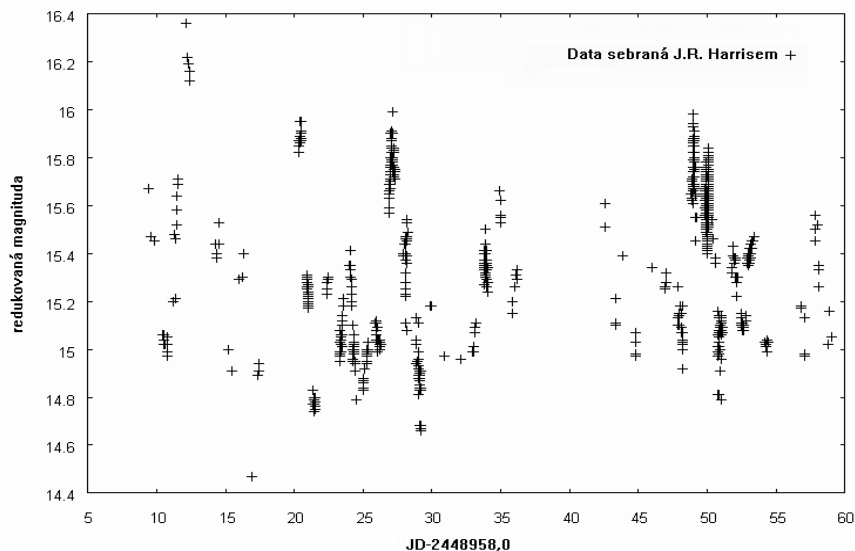
Kapitola 6

Zpracování světelné křivky planetky (4179)

Toutatis

Abych se lépe obeznámil se světelnými křivkami planetek v excitovaném stavu rotace a jejich zpracováním, zkoumal jsem světelnou křivku nejznámějšího „tumbling“ asteroidu (4179) Toutatis.

Obr. 7 Světelná křivka planetky (4179) Toutatis



Použil jsem data z období 8.12.1992 až 28.1.1993 sebraná J. R. Harrisem v roce 1995 (Spencer a kol. 1995). Tato data byla pořízena z 25 míst po celé Zemi při fázi od 121° do 0.2° (obrázek 8). Magnitudy byly již korigovány na fázový úhel i vzdálenost od Slunce.

6.1. Lombův periodogram

Postupoval jsem ale trochu odlišným způsobem, než zmiňuji v kapitole 4. K vyhledání možných period rotace jsem použil tzv. Lombův periodogram (Press a kol. 1996):

$$P_N(\omega) = \frac{1}{2\sigma^2} \left\{ \begin{array}{l} \left[\frac{\sum_j (h_j - \bar{h}) \cos \omega(t_j - \tau)}{\sum_j \cos^2 \omega(t_j - \tau)} \right]^2 + \\ + \left[\frac{\sum_j (h_j - \bar{h}) \sin \omega(t_j - \tau)}{\sum_j \sin^2 \omega(t_j - \tau)} \right]^2 \end{array} \right\} \quad (13)$$

kde $h_j \equiv h(t_j)$ jsou naše data, $j = 1, \dots, N$.

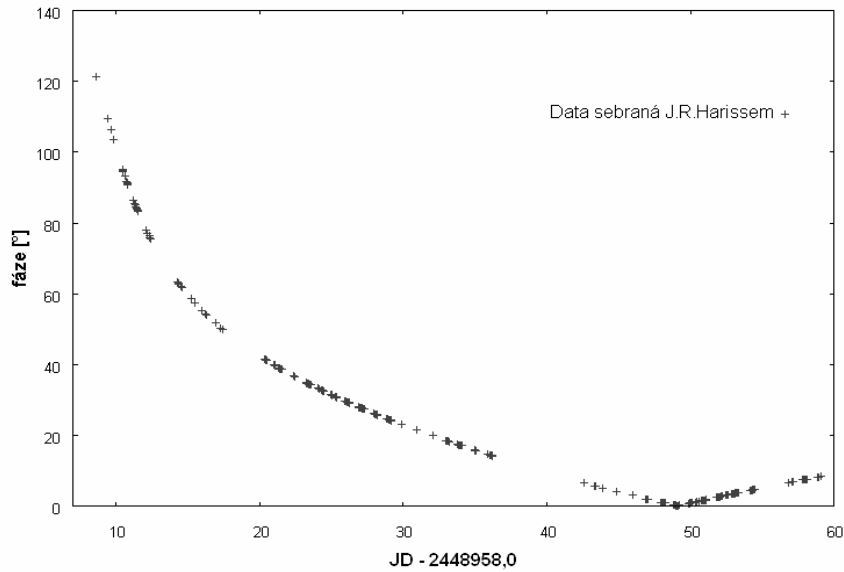
$$\bar{h} \equiv \frac{1}{N} \sum_1^N h_j \quad \sigma^2 \equiv \frac{1}{N-1} \sum_1^N (h_j - \bar{h})^2 \quad (14)$$

je aritmetický průměr a střední kvadratická odchylka naměřených dat.

τ je definováno relací

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\sum_j \sin 2\omega t_j}{\sum_j \cos 2\omega t_j} \quad (15)$$

Obr. 8 Fáze planety (4179) Toutatis v průběhu pozorování



Lombova metoda slouží k nalezení spektra frekvencí periodického děje, jež je zaznamenáván v nepravidelných intervalech, což je právě vlastnost astronomických pozorování, a kdy nelze použít rychlou Fourierovu transformaci, zkráceně FFT. Výsledkem je graf na jehož ose x jsou frekvence a na y jejich „power“ (překládám jako výkon), tedy jejich výkonové spektrum. Čím je výkon větší, tím je samozřejmě frekvence významnější a jedná se s největší pravděpodobností o hledanou frekvenci námi zkoumaného periodického děje.

U planetek v excitovaném stavu rotace je však situace složitější. Protože světelné křivky obsahují dvě periody, nemusí se „správné“ frekvence v periodogramu významněji projevit a jako naopak nejsilnější se mohou jevit jejich lineární kombinace. Je proto dobré výsledky periodogramu dobře prozkoumat a pokusit se nalézt možné lineární kombinace mezi jednotlivými významnými frekvencemi.

Po odhadnutí možných period rotace jsem je dosadil do (15) a nafitoval vzniklou řadou světelnou křivku. Snažil jsem se použít nejvyšší možný řád, kdy řada ještě nedivergovala.

6.2. Vlastní zpracování

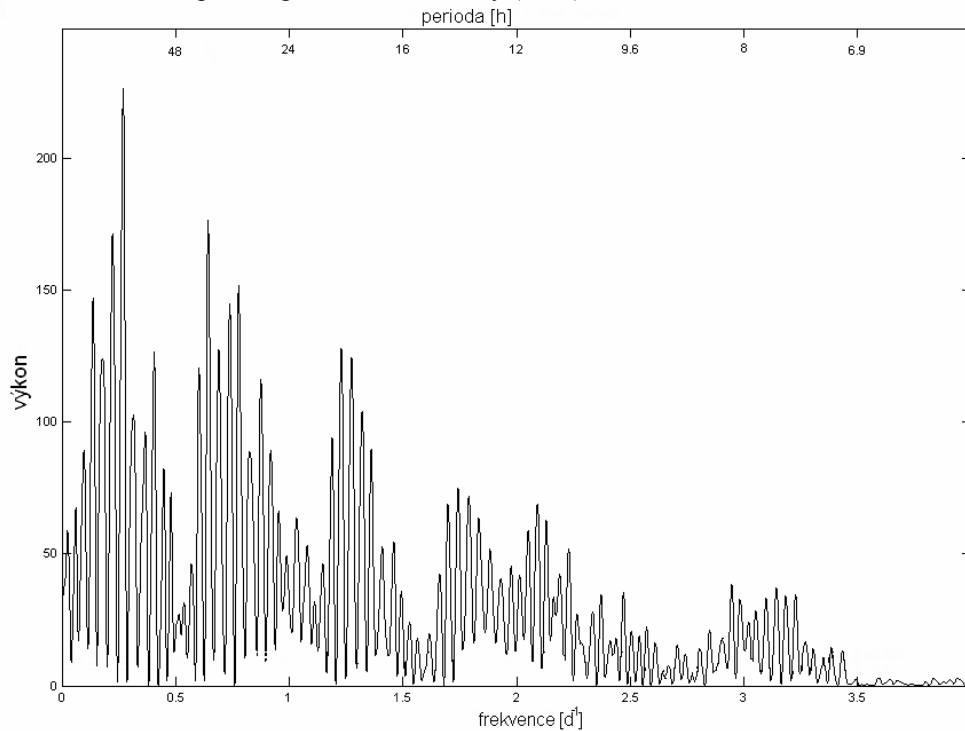
6.2.1. Lombův periodogram

Při zpracování jsem postupoval dvěma způsoby. Nejprve jsem zpracoval data z celého intervalu pozorování (přibližně padesát dnů) najednou, ale protože se během tohoto intervalu výrazně měnila fáze asteroidu od 120° do 0° (obr. 8), nemusela být redukce na měnící se fázi zcela přesná. Z toho důvodu jsem poté rozdělil data do tří intervalů a to na $T_1 = (0, 20)$, kdy se mění fáze nejrychleji, $T_2 = (20, 49)$, kdy je změna fáze přibližně konstantní, a $T_3 = (49, 60)$ kdy fáze narůstá.

Nejprve analýza v celém intervalu.

Při tvorbě Lombova periodogramu jsem nejprve zkusil rozsah frekvencí $f \in (0,4) \text{ d}^{-1}$ (obrázek 9). Všiml jsem si, že spektrum se opakuje s periodou přibližně $0,5 \text{ d}^{-1}$. Rozhodl jsem se tedy hledat významné frekvence v rozsahu $f \in (0, 0.6) \text{ d}^{-1}$.

Obr.9: Lombův periodogram světelné křivky (4179) Toutatise, rozsah frekvencí $0 - 4 \text{ d}^{-1}$



Výsledky Lombova periodogramu zpracovávaných dat uvádím v obrázku 10 a v tabulce 2.

Za povšimnutí stojí, že nejsilnější frekvence $f_4=0.27766 \text{ d}^{-1}$ je přesně dvojnásobkem frekvence $f_1=0.13883 \text{ d}^{-1}$, a také že $2f_2 - f_1 \sim f_3$.

Hudson a Ostro (1995) uvádějí nalezené periody $P_1 = 176 \text{ h}$, $P_2 = 130 \text{ h}$, tedy $f_1 = 0.1364 \text{ d}^{-1}$ a $f_2 = 0.1846 \text{ d}^{-1}$. V Pravec a kol. (2005) jsou velmi podobné výsledky: $P_1 = 175 \text{ h}$, $P_2 = 130 \text{ h}$, tedy $f_1 = 0.1371 \text{ d}^{-1}$ a $f_2 = 0.1846 \text{ d}^{-1}$, jako nejsilnější frekvence: $2f_1$, f_2 , $(2f_2-f_1)$, $2(f_1 + f_2)$.

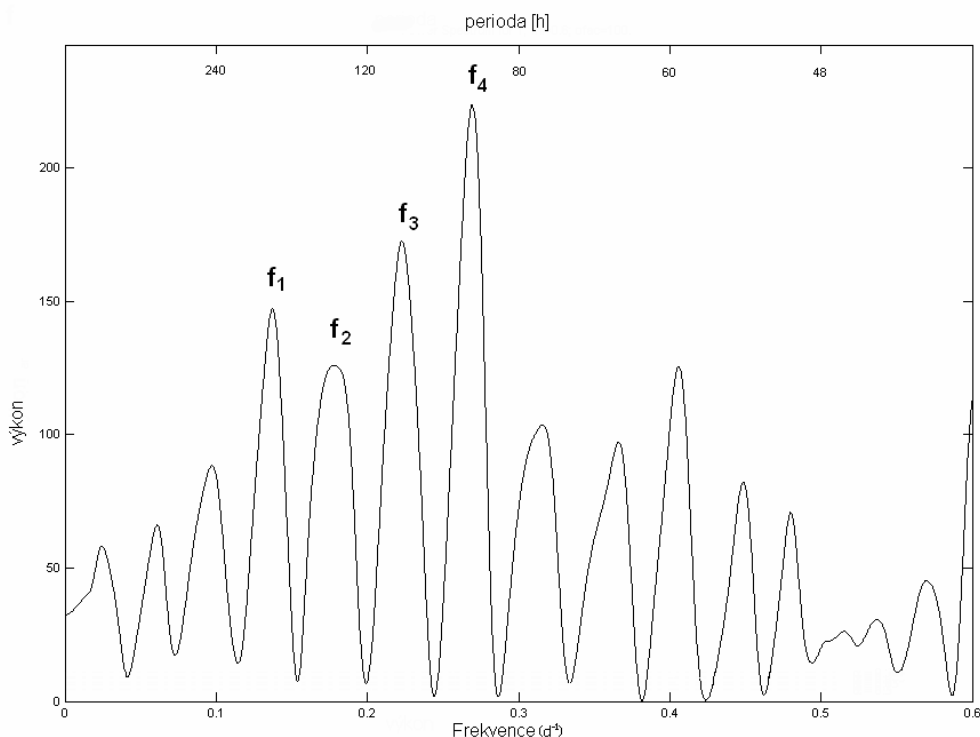
Za pomoci výše uvedených publikací a díky nalezeným relacím mezi frekvencemi jsem se tedy rozhodl dále používat jako možné periody rotace $P_1 = 1/f_1 = 173 \text{ h}$ a $P_2 = 1/f_2 = 131 \text{ h}$. Pro tyto periody vychází kombinace $2(f_1 + f_2) = 0.64456 \text{ d}^{-1}$, což je již mimo zkoumaný rozsah

frekvencí. Zkusil ještě dodatečně o nalezení této kombinace v lombově periodogramu. Při zvětšení rozsahu na $f = 1 \text{ d}^{-1}$ jsem našel nejbližší hodnotu $f_5 = 0.64952 \text{ d}^{-1}$ s vahou 134.5888.

Tabulka 2: Nejvýznamnější frekvence lombova periodogramu

	f_1	f_2	f_3	f_4	f_5
frekvence [d^{-1}]	0.13883	0.18345	0.23054	0.27766	0.64952
power	148.5137	122.7619	173.9078	226.7762	134.5888

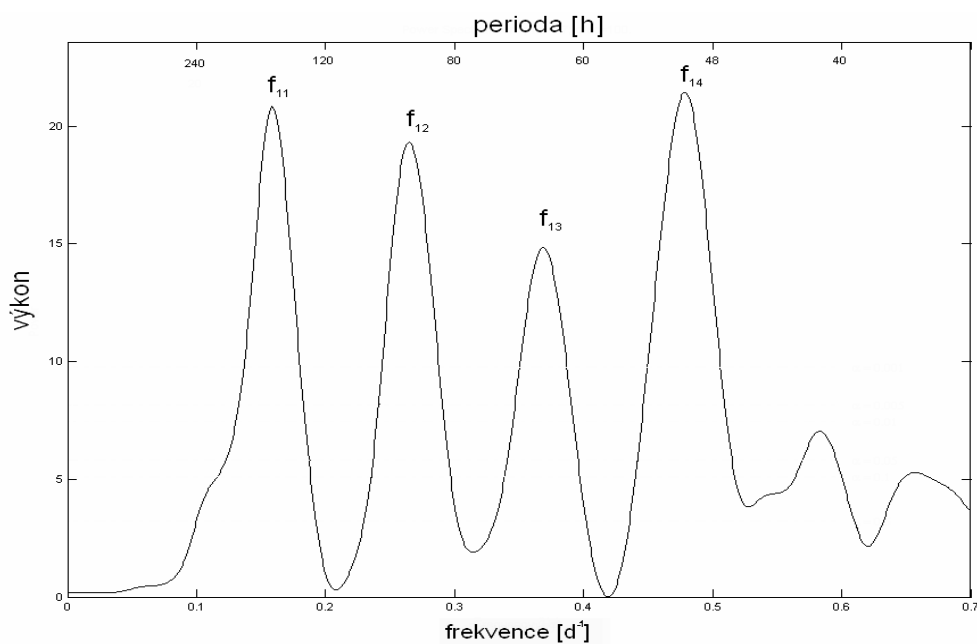
Obr.10: Lombův periodogram světelné křivky (4179) Toutatise, rozsah frekvencí 0 – 0.6 d^{-1}



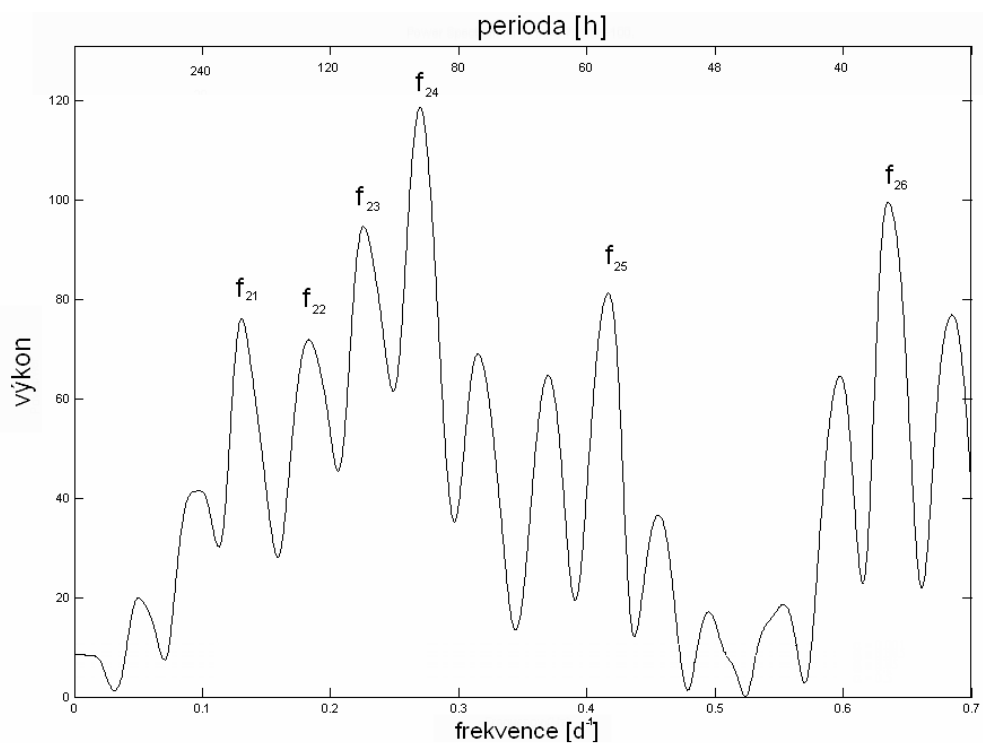
Poté jsem data rozdělil na tři intervaly T_1 , T_2 a T_3 . Lombův periodogram pro interval T_1 , tedy 0 – 20 dnů, uvádím v obrázku 11. Vyskytly se zde čtyři významné frekvence: $f_{11} = 0.15867 \text{ d}^{-1}$, $f_{12} = 0.26473 \text{ d}^{-1}$, $f_{13} = 0.36836 \text{ d}^{-1}$, $f_{14} = 0.4745 \text{ d}^{-1}$. Zde se vyskytují tyto lineární kombinace: $2 f_{12} - f_{11} \sim f_{13}$, $(f_{12} + f_{14})/2 \sim f_{13}$. Zdá se tedy, že f_{13} je zdánlivou frekvencí. Které z frekvencí f_{11} , f_{12} , f_{14} by mohly být skutečnými frekvencemi Toutatise nedokážu rozhodnout, nejsou

bohužel ani podobné frekvencím z lombova periodogramu celého intervalu.

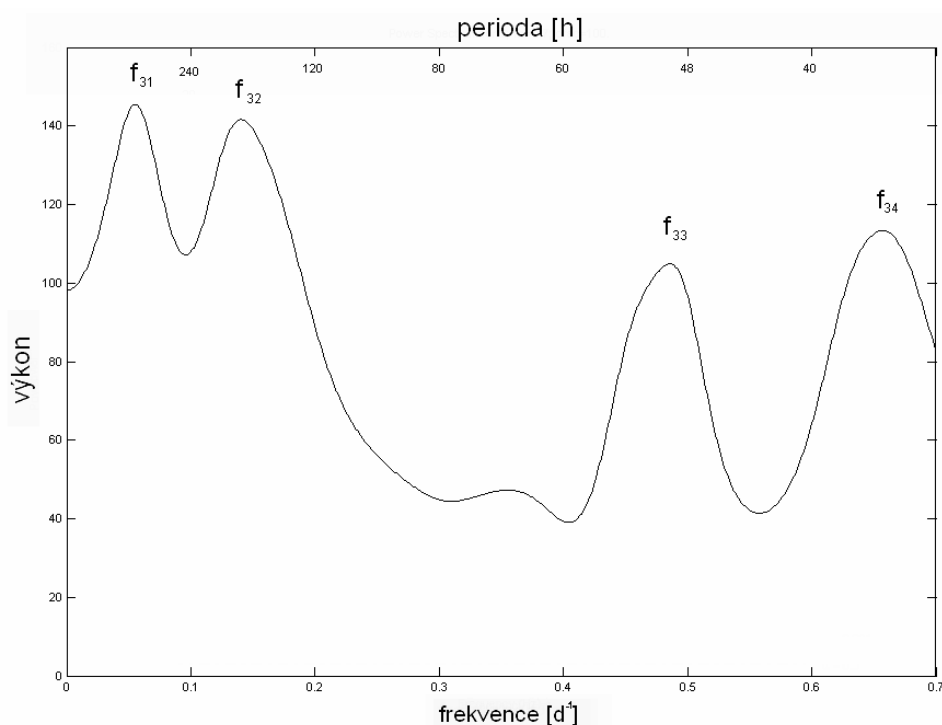
Obr.11: Lombův periodogram světelné křivky (4179) Toutatise, rozsah frekvencí $0 - 0.7 \text{ d}^{-1}$
Interval T_1



Obr.12: Lombův periodogram světelné křivky (4179) Toutatise, rozsah frekvencí $0 - 0.7 \text{ d}^{-1}$
Interval T_2



Obr.13: Lombův periodogram světelné křivky (4179) Toutatise, rozsah frekvencí 0 – 0.7 d⁻¹
Interval T₃



Lombův periodogram pro interval $T_2 = (20, 49)$ dnů je zobrazen na obr. 12. Významné frekvence jsou $f_{21} = 0.13026 \text{ d}^{-1}$, $f_{22} = 0.18157 \text{ d}^{-1}$, $f_{23} = 0.22380 \text{ d}^{-1}$, $f_{24} = 0.27146 \text{ d}^{-1}$, $f_{25} = 0.44143 \text{ d}^{-1}$, $f_{26} = 0,6400 \text{ d}^{-1}$. Našel jsem tyto lineární kombinace: $f_{23} + f_{25} \sim f_{26}$, $(f_{22} + f_{24})/2 \sim f_{23}$. Zde není lehké rozhodnout, které frekvence jsou zdánlivé a které opravdové. Pouze frekvence f_{22} je podobná s f_2 .

Posledním intervalem byl $T_3 = (49, 60)$ dnů. Výsledek lombova periodogramu je na obr. 13. Zde nejsou píky nejvýraznějších frekvencí $f_{31} = 0.0534 \text{ d}^{-1}$, $f_{32} = 0.1395 \text{ d}^{-1}$, $f_{33} = 0.4860 \text{ d}^{-1}$, $f_{34} = 0.6531 \text{ d}^{-1}$ příliš vysoké a ani jsem nenašel žádné lineární kombinace těchto frekvencí, pouze f_{32} je podobná s f_1 .

To, že nejlepších výsledků jsem dosáhl v intervalu T_2 je nejspíše tím, že fázový úhel se zde mění přibližně rovnoměrně. V intervalu T_1 je jeho změna největší a interval T_3 je dlouhý pouze 10 dnů, takže je zde nejméně dat. To mělo na výsledek zřejmě největší vliv. Rozhodl jsem se tedy proložit světelnou křivku pouze v intervalu $T_2 = (20 - 49)$ dnů

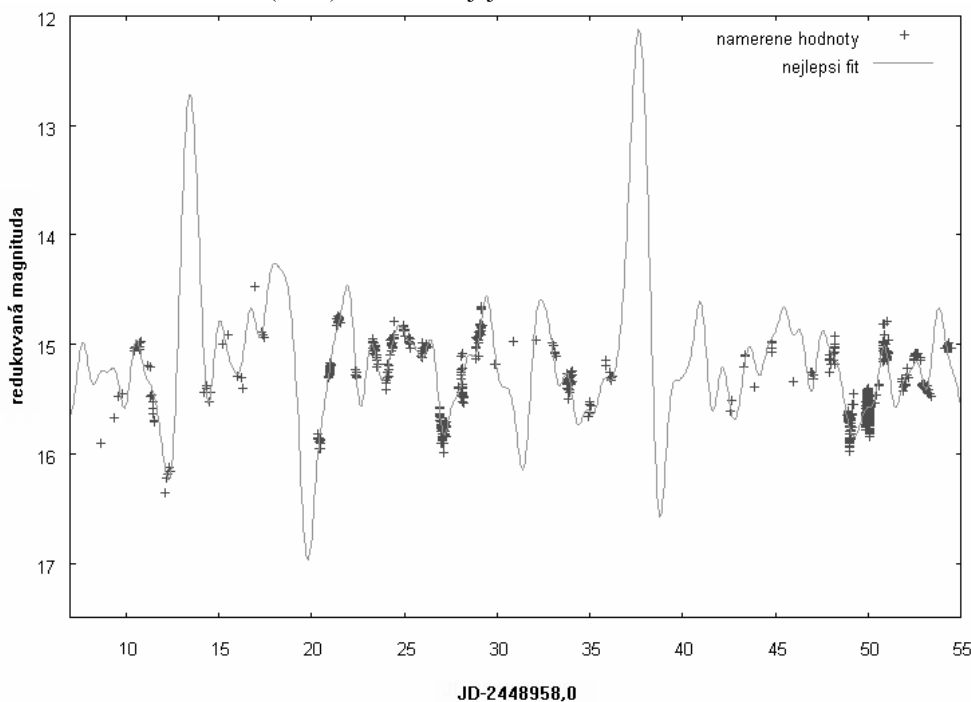
a použit následujících frekvencí $f_{21} = 0.13026 \text{ d}^{-1}$, $f_{22} = 0.18157 \text{ d}^{-1}$.
Tedy $P_{21} = 184 \text{ h}$, $P_{22} = 132 \text{ h}$.

6.2.2. Fitování pomocí Fourierových řad

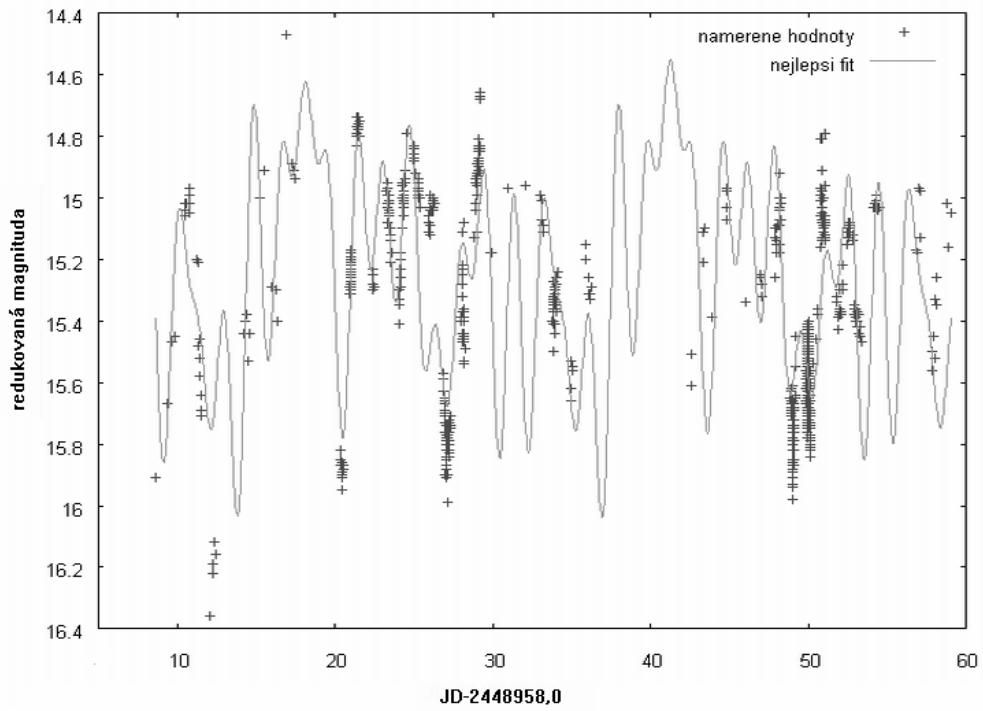
Nejprve zpracování celého intervalu.

Po nalezení pravděpodobných frekvencí jsem převrácené hodnoty f_1 a f_2 dosadil do (15) a zkoušel nalézt nejlepší fit naměřených hodnot za pomoci programu *gnuplot*. Nejprve jsem použil řád Fourierovy řady $m = 3$, ovšem i při této hodnotě m křivka divergovala (obr. 14). Po zvolení $m = 2$ již křivka nedivergovala (obr. 15). Protože se jedná o fit dlouhého časového intervalu (60 dnů), vykreslil jsem navíc fit do dvou částí: 8 – 35 dnů (obr. 16) a 33 – 60 dnů (obr. 17). Součet kvadrátů residuí vyšel 7.345 a r.m.s. pak 0.087. Data jsem pro srovnání proložil Fourierovou řadou druhého řádu s periodami podle Hudson a Ostro (1995) $P_1 = 176 \text{ h}$, $P_2 = 130 \text{ h}$. V tomto případě vyšel součet kvadrátů residuí 5.2361 r.m.s. 0.0743, tedy podle očekávání menší.

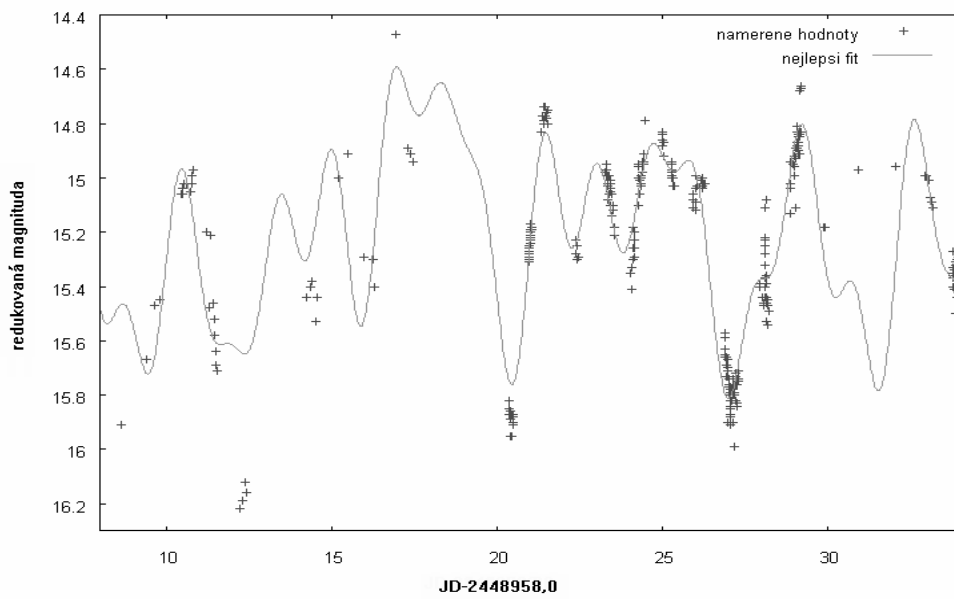
Obr.14: Světelná křivka (4179) Toutatise a její fit 2-dimenzionální fourierovou řadou řádu 3



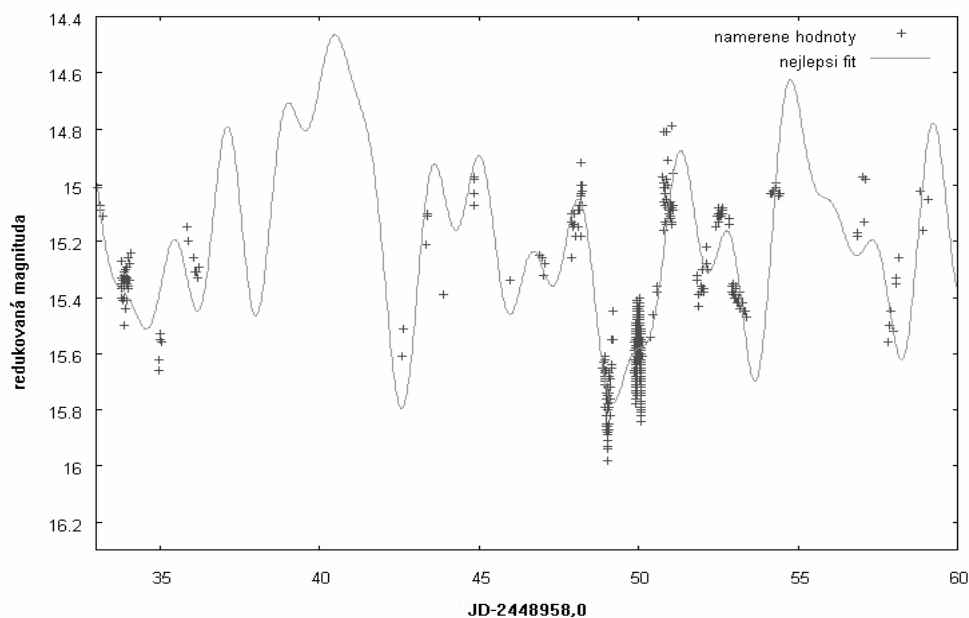
Obr.15: Světelná křivka (4179) Toutatise a její fit 2-dimenzionální fourierovou řadou řádu 2



Obr.16: Světelná křivka (4179) Toutatise a její fit 2-dimenzionální fourierovou řadou řádu 2 v intervalu od JD=2448966,0 do JD=2448993,0



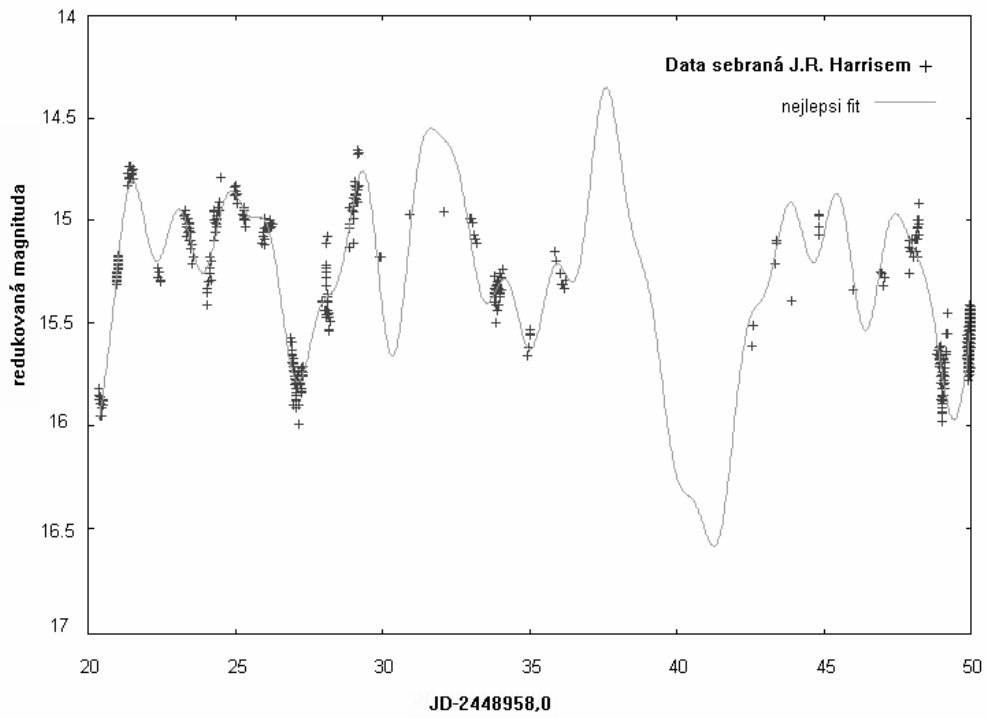
Obr.17: Světelná křivka (4179) Toutatise a její fit 2-dimenzionální fourierovou řadou řádu 2 v intervalu od JD=2448993,0 do JD=2449018,0



Dále jsem proložil data pouze v intervalu 20 – 49 dnů, kdy fázový úhel klesal stejnoměrně a redukce na něj by měla být nejpřesnější, s periodami $P_{21} = 184$ h, $P_{22} = 132$ h.

Také v tomto případě již třetí řád fourierovy řady divergoval, použil jsem tedy $m = 2$. Výsledný fit je na obrázku 18. Součet kvadrátu residuí byl v tomto případě 4.656 a r.m.s. 0.082, tedy menší než v případě fitu přes celý interval s periodami $P_1 = 173$ h a $P_2 = 131$ h.

Obr.18: Světelná křivka (4179) Toutatise a její fit 2-dimenzionální fourierovou řadou řádu 2 v intervalu od JD=2448978,0 do JD=2449008,0



Kapitola 7

Závěr

V teoretické části jsem shrnul dnešní poznatky o planetkách v excitovaném stavu rotace.

U málo pevných těles způsobuje excitovaný stav rotace vnitřní deformace a přebytečná energie je pak disipována uvnitř tělesa a rotace je pak tlumena do nižších energií s dobou tlumení τ .

Takový stav rotace mohly některé planetky získat již při samotném vzniku Sluneční soustavy, pro tyto planetky je doba útlumu z excitovaného stavu rotace $\tau \geq 4,5$ miliardy let. Pokud je tato doba τ pro některou planetku kratší než je stáří Sluneční soustavy a tato planetka vykazuje NPA rotaci, došlo k excitaci nějakým vnějším vlivem, nejspíše působením slapových sil při přiblížení k některé z planet, srážkou s jinou planetkou či kombinací několika jevů jejichž důsledkem je excitovaný stav rotace. Ke vzniku NPA rotace jsou více náchylné pomalu rotující planetky, jedním z jevů zpomalující rotaci je tzv. YORP efekt. Je také možné, že část asteroidů jsou bývalá kometární jádra a jejich stav rotace je pozůstatkem z aktivního období. Planetky v excitovaném stavu rotace o průměrech $D \sim 1$ až 50 km rotují pomalu a jsou typu rubble-pile. Planetky s $D \sim 0,02$ až 0,4 km rotují rychleji a jsou typu monolit.

Při analýze světelných křivek „tumbling“ asteroidů se používá 2-dimenzionálních Fourierových řad, díky nimž můžeme zjistit obě rotační periody, tyto periody jsou pak dále využity při následném fyzikálním modelování planetky.

Při studiu světelné křivky planetky (4179) Toutatis v intervalu dat od $JD = 2448958,0$ dnů do $JD = 2449018,0$ dnů jsem našel rotační periody $P_1 = 173$ h a $P_2 = 131$ h, jež jsou přibližně shodné s výsledky

P. Pravce (2005) $P_1 = 176$ h, $P_2 = 130$ h a Hudson a Ostro (1995) $P_1 = 175$ h, $P_2 = 130$ h. Světelnou křivku jsem pak proložil 2 - dimensionální Fourierovou řadou. Bohužel již při řádu $m = 3$ tato řada divergovala a použil jsem tedy $m = 2$. Díky tomu však nevystihla menší odchylky světelné křivky.

Po rozdělení na tři intervaly T_1 , T_2 a T_3 jsem po sestrojení lombova periodogramu použil k následnému fitování Fourierovou řadou pouze interval T_2 . Nalezené periody jsou $P_{21} = 184$ h, $P_{22} = 132$ h, nemohl jsem však jednoznačně rozhodnout, zda i další periody $P_{23} = 107$ h, $P_{24} = 88$ h, $P_{25} = 58$ h a $P_{26} = 38$ h jsou skutečnými periodami rotace planetky (4179) Toutatis.

Literatura

[1] Burns J.A., Safronov V.S. 1973. Asteroid nutation angles. Mon. Not. R. Astron. Soc. 165, 403-411

[2] Harris A.W. 1993, Tumbling asteroids. Icarus 107, 209-211

[3] Hudson R.S., Ostro S.J. 1995, Shape and non-principal axis spin state of asteroid 4179 Toutatis. Science 270, 84-86

[4] Kaasalainen M., 2001, Interpretation of lightcurves of precessing asteroids. Astron. Astrophys. 376, 302-309

[5] Lowry a kol., Taylor a kol., Kaasalainen a kol. 2007, As Tiny Worlds Turn, Science 316. no. 5822, 211-212

[6] Pravec P. a kol. 2005, Tumbling asteroids, Icarus 173 (2005) 108-131

[7] Pravec P., Harris A. W., Warner B.D. 2006, NEA Rotations and Binaries, Proceedings IAU Symposium No. 236

[9] Pravec P. 2006, Photometry of asynchronous binary and tumbling asteroids, presented at IMCCE in Paris

[10] Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P. 1996, Numerical Recipes in Fortran 90: The Art of Parallel Scientific Computing, Cambridge University Press

[11] Scherich P. 2005, Tumbling asteroids models, poster presented at the IAU Symposium No. 229, Asteroids, Comets, Meteors, August 7 – 12 2005, Búzios, Rio de Janeiro, Brazil

[12] Spencer J.R. a kol. 1995, The Lightcurve of 4179 Toutatis: Evidence for komplex rotation. Icarus 117, 71-89

[13] Vokrouhlický D., Nesvorný D., Bottke W. F. 2003. The vector alignments of asteroid spins by thermal torques, Nature 425, 147-151

[14] <http://sajri.astronomy.cz/>

[15] http://books.nap.edu/openbook.php?record_id=6106&page=14

[16] <http://echo.jpl.nasa.gov/>