

Perché fare la fotometria degli asteroidi?

Albino Carbognani, Ph.D.
albino.carbognani@gmail.com

Introduzione

Al momento della stesura di questo articolo (autunno 2016), nel database del Minor Planet Center [1] ci sono circa 474.000 asteroidi numerati, di cui appena 20.200 (circa il 4,3 %), hanno un nome. Dai dati presenti nell'Asteroid Lightcurve Database [2], uno dei punti di riferimento per chi si occupa di fotometria degli asteroidi, gli oggetti numerati di cui è noto il periodo di rotazione sono circa 16.000, pochissimi rispetto al totale dei numerati (il 3,4 %). La caratterizzazione fisica degli asteroidi è quindi un campo di ricerca con ampie possibilità di sviluppo, anche per i prossimi anni.

Fare la fotometria degli asteroidi permette di caratterizzare fisicamente questi antichi testimoni dell'evoluzione del Sistema Solare. Considerate le magnitudini in ballo, si tratta di un settore dove si può dare il proprio contributo originale anche con telescopi di piccolo diametro (30-40 cm). Non è questa la sede per una rassegna strumentale completa, ma il telescopio deve essere accessoriato con una buona camera CCD raffreddata non-ABG, cioè senza antiblooming perché si perde in sensibilità, risoluzione e risposta lineare. Il sensore deve essere del tipo in bianco/nero per massimizzare l'efficienza quantica e la camera è bene che sia dotata di una ruota portafiltri con filtri standard B, V, R e I di Johnson-Cousins. La scala dell'immagine CCD può oscillare da 1 a 2 secondi d'arco per pixel, dipende dalle condizioni di seeing locali, in ogni caso per questo tipo di lavoro non sono necessarie le lunghe focali tipiche delle riprese planetarie in alta risoluzione, o i lunghissimi tempi di posa caratteristici della fotografia deep-sky.

Per avere misure fotometriche attendibili è necessario avere i file di calibrazione standard da applicare alle immagini, riprese ovviamente nel formato FITS (Flexible Image Transport System). Da evitare nel modo più assoluto formati compressi come il jpg! I file di calibrazione necessari sono il *master dark*, ottenuto dalla mediana di alcune decine di dark frame presi alla stessa temperatura e identico tempo di esposizione delle immagini e il *master flat*, ottenuto dalla media di almeno alcune decine di flat frame singoli, ciascuno corretto con il proprio master dark.

La presenza di un telescopio di guida e di una camera di autoguida con porta ST4 da collegare alla montatura può non essere necessaria se la montatura equatoriale è stabile e robusta, visto che i tempi di posa tipici sono al più di alcuni minuti. La montatura equatoriale deve essere preferibilmente del tipo a forcella per evitare i problemi fotometrici che può dare il *meridian flip*, l'inversione degli assi che avviene attorno al passaggio in meridiano e che, di solito, affligge le equatoriali alla tedesca. Caldamente consigliata infine la presenza del computer per il puntamento automatico, per non perdere troppo tempo nella ricerca dei target.

Cenni di fotometria

In astrofisica con il generico termine *fotometria* si indica lo studio della radiazione ottica emessa da un corpo celeste, avente una lunghezza d'onda fra 400 e 700 nm ($1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$). Si parla invece di *radiometria* quando si considera anche la radiazione emessa al di fuori dell'intervallo del visibile.

In una tipica immagine con una posa superiore alla decina di secondi, le sorgenti puntiformi (stelle, asteroidi ecc.), vengono convolute dagli effetti della turbolenza atmosferica, dall'ottica del telescopio, dalle vibrazioni del tubo ottico e così via. Il risultato è che la distribuzione della luce sul sensore può essere descritta da una superficie gaussiana. Di solito la fotometria che viene fatta sulle immagini CCD, dopo la correzione per master dark e master flat, è la *fotometria d'apertura*. Con questa tecnica si sovrappone al target un *anulus* di misura con un diametro pari a 3 volte la *full width at half maximum* (FWHM), la larghezza a mezza altezza del tipico profilo gaussiano che ha la sorgente puntiforme. Prendere 3 volte la FWHM di una sorgente puntiforme equivale a prendere un anello con un diametro pari a circa 7,1 volte il valore di sigma della gaussiana (vale la relazione $1 \text{ FWHM} \approx 2,355 \cdot \sigma$), quindi con 3 FWHM si è sicuri di includere praticamente tutto il segnale proveniente dalla sorgente puntiforme e raccolto dai pixel del CCD [3].

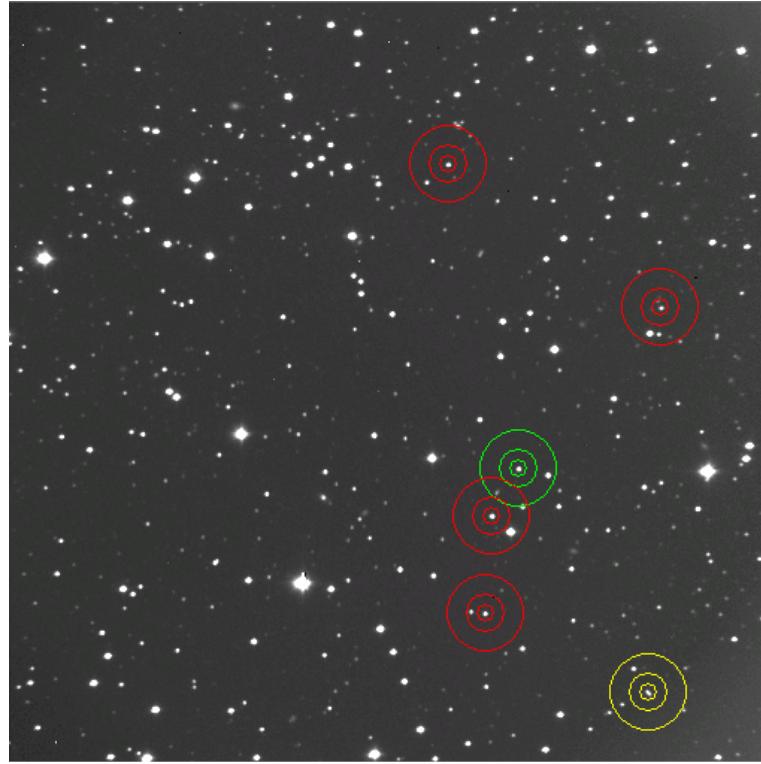


Figura 1. Gli anulus di misura di una sessione di fotometria d'apertura riguardante l'asteroide near-Earth 2002 WP. I cerchi gialli sono per il target, il verde è per la prima stella di confronto, i cerchi rossi sono per le altre quattro stelle di confronto.

Il CCD è un dispositivo a risposta lineare quindi l'intensità I di una stella (in unità arbitrarie), ottenuta sommando l'intensità di tutti i pixel che compongono l'immagine della stella (o dell'asteroide), all'interno dell'anello di misura sarà direttamente proporzionale al flusso luminoso ricevuto. All'intensità I del target va però tolto il valore del segnale proveniente dal fondo cielo e non dalla sorgente che ci interessa. Il valore della intensità del fondo cielo si ottiene leggendo il valore di intensità dei pixel posti in un anello più esterno ma concentrico a quello di misura della sorgente, possibilmente senza stelle di fondo (vedi Fig. 1). Se indichiamo con B il valore del fondo cielo (che si ottiene dal valore medio del pixel del fondo moltiplicato per il numero di pixel misurati del target), il segnale del solo target sarà:

$$S = I - B \quad (1)$$

Noto il segnale S della sorgente, si può calcolare quella che è nota come *magnitudine strumentale*:

$$m_{str} = -2,5 \log \left(\frac{S}{\Delta t} \right) \quad (2)$$

Qui Δt è il tempo di posa dell'immagine e $S/\Delta t$ è una quantità proporzionale al flusso della sorgente. In questo modo si possono confrontare le magnitudini strumentali dello stesso target ma riprese con tempi di posa diversi.

Una volta misurata la magnitudine strumentale del target e delle stelle di confronto si può ottenere la variazione di magnitudine del target in funzione del tempo usando la tecnica della *fotometria differenziale*. La fotometria differenziale consiste essenzialmente nel misurare la differenza di magnitudine strumentale fra il target e la media delle magnitudini strumentali di due o più stelle di confronto scelte nello stesso campo di vista. Rispetto alla fotometria calibrata quella differenziale non richiede particolari condizioni di trasparenza costante del cielo e fornisce una buona accuratezza quando si tratta di misurare piccole variazioni di luminosità, inferiori al decimo di magnitudine, perché sia la luce del target sia delle stelle di confronto attraversano la stessa *air-mass* e, se hanno colore simile, subiscono gli stessi effetti di estinzione atmosferica.

In effetti, volendo essere pignoli, la differenza delle magnitudini strumentali differisce di una quantità proporzionale alla differenza degli indici di colore CI dalla differenza delle magnitudini apparenti vere secondo l'equazione:

$$\Delta M = (m_{target} - m_{comp}) + K(CI_{target} - CI_{comp}) \quad (3)$$

Tuttavia, nel caso degli asteroidi che riflettono la luce del Sole gli indici di colore sono grossomodo simili a quelli della nostra stella ($B-V=0,66$ e $V-R=0,53$), e se anche si osserva senza filtri ma si usano come stelle di confronto quelle di tipo solare, allora le differenze delle magnitudini strumentali saranno praticamente uguali alle differenze delle magnitudini apparenti perché il secondo termine della Eq. (3) si annulla o è molto piccolo.

Ovviamente, visto che gli asteroidi si spostano in cielo sia per effetto del moto orbitale attorno al Sole sia per effetto del moto eliocentrico della Terra, il set di stelle di confronto utilizzabile per la fotometria differenziale cambia da una sera all'altra e una delle prime difficoltà da superare sarà il “raccordo” fra le curve di luce appartenenti a sessioni diverse, specialmente se il periodo di rotazione è molto lungo. Il problema del raccordo delle sessioni è evidente nel caso della semplice fotometria differenziale, mentre si riduce notevolmente con la fotometria assoluta, calibrata usando come riferimento fotometrico le stelle di confronto del campo di vista. Non entreremo nel dettaglio della fotometria calibrata, ma i cataloghi stellari utilizzabili, entro alcuni centesimi di magnitudine e per target fino alla mag +15, come riferimento per le magnitudini sono l'UCAC4 (USNO CCD Astrograph Catalog), il CMC15 (Carlsberg Meridian Catalogue) e l'ultima release dell'APASS (AAVSO Photometric All-Sky Survey).

La selezione dell'asteroide da osservare avviene in base agli obiettivi che ci si propone di raggiungere, alla magnitudine apparente, alla velocità angolare, al range di air-mass e al numero di ore che un asteroide può essere osservato (in generale più sono e meglio è). Anche in condizioni di bassa turbolenza atmosferica, il target deve essere ad almeno 25° di altezza sull'orizzonte (air-mass = 2,4), in modo da minimizzare gli effetti deleteri del cattivo seeing e dell'assorbimento atmosferico che abbassano il rapporto segnale/rumore.

Gli asteroidi si spostano sulla sfera celeste, non sono target statici specialmente i near-Earth, di conseguenza il tempo di esposizione è determinato in base alla necessità di avere una immagine del target relativamente puntiforme sull'immagine, anche se in campo fotometrico una certa elongazione è ben tollerata dai software di misura. Un tempo di esposizione ragionevole (in minuti) sarà dato dalla FWHM (in secondi d'arco) diviso la velocità angolare del target (secondi d'arco/minuto). In questo modo si raddoppiano le dimensioni della FWHM nella direzione del moto dell'asteroide, una elongazione ancora facilmente misurabile. Le esposizioni tipiche sono di 30-240 s per gli asteroidi main-belt, la cui velocità angolare tipica è di 0,5 arcsec/minuto, e di 5-120 s per i near-Earth con velocità tipiche di 5-10 arcsec/minuto.

Fissato il tempo di esposizione bisogna verificare su immagini di prova che il valore del rapporto *segna**rumore* (o SNR, Signal to Noise Ratio), sia adeguato alla incertezza fotometrica che si vuole raggiungere. Questo è un punto importante, spesso sottovalutato: non basta che l'asteroide sia visibile sull'immagine per avere automaticamente una buona fotometria. Esaminiamo la cosa più a fondo. Per un qualsiasi pixel il valore L di intensità letto al termine dell'esposizione è dato da [3]:

$$L=S+B+T+R \quad (4)$$

Qui S è il segnale della sorgente, B il segnale del fondo cielo, T il rumore termico della camera e R il rumore di lettura dell'elettronica. I valori di T ed R vengono tolti quando si sottrae il master dark frame, mentre abbiamo visto che B viene tolto quando si fa la misura della magnitudine strumentale. Tuttavia, l'intensità del pixel è una somma di eventi (fotoni in arrivo dal target e dal fondo cielo, elettroni estratti e letti) che capitano a caso ma con una media temporale definita, quindi ubbidiscono alla *distribuzione di Poisson*, la cui incertezza è data dalla radice quadrata del segnale. L'incertezza totale sarà la somma in quadratura delle singole incertezze indipendenti fra di loro, cioè:

$$\sigma = \sqrt{\sigma S^2 + \sigma B^2 + \sigma T^2 + \sigma R^2} = \sqrt{S + B + T + \sigma R^2} \quad (5)$$

Per definizione il *SNR* è dato da:

$$SNR = \frac{S}{\sigma} = \frac{S}{\sqrt{S+B+T+\sigma R^2}} \quad (6)$$

Nella Eq. (6) S , B e T crescono linearmente con il tempo di esposizione, quindi raddoppiando l'esposizione, S aumenta di un fattore 2 mentre l'incertezza complessiva aumenta di un fattore $\sqrt{2}$, quindi il SNR aumenta di un fattore $\sqrt{2}$ [3].

Facendo qualche stima si trova che per avere una precisione fotometrica con una incertezza di 0,02 mag è necessario avere $SNR \approx 50$. Un valore eccellente è $SNR \approx 100$, perché l'incertezza scende a 0,01 mag mentre un valore ancora accettabile, specialmente per asteroidi con una discreta ampiezza della curva di luce, è $SNR \approx 25$ a cui corrisponde una incertezza di circa 0,04 mag. Di solito il SNR viene stimato dal software fotometrico.

Il software di riferimento per la fotometria, sia differenziale sia calibrata, degli asteroidi è MPO Canopus di Brian Warner [4]. Questo programma richiede un certo periodo per l'apprendimento del corretto utilizzo, fase che non va saltata pena il rischio di ottenere risultati fotometrici poco attendibili. Caldamente consigliata anche la lettura del libro "A Practical Guide to Lightcurve Photometry and Analysis", scritto dallo stesso Warner ed edito dalla Springer, in cui vengono illustrati i principi della fotometria asteroidale.

Sono diversi i settori dove la fotometria degli asteroidi può dare un contributo, fra questi:

1. La determinazione del periodo di rotazione
2. Asteroidi tumbling
3. La spin-barrier e i large super-fast rotator
4. La caratterizzazione della superficie con gli indici di colore B-V, V-R e V-I.
5. La determinazione dell'orientazione dell'asse di rotazione (spin), e della forma convessa
6. L'analisi dell'evoluzione collisionale degli asteroidi con studi statistici sulla distribuzione dei periodi di rotazione
7. L'analisi delle curve di fase per la determinazione dell'albedo
8. La caratterizzazione di sistemi binari per determinare la densità media delle due componenti

In questo articolo, per motivi di spazio, non passeremo in rassegna punto per punto ma vedremo come si possa determinare il periodo di rotazione, cosa sono gli asteroidi tumbling, perché è interessante studiare la spin-barrier, cosa sono i large super-fast rotator e alcuni cenni sul perché è interessante fare studi statistici sulla distribuzione del periodo di rotazione delle popolazioni di asteroidi.

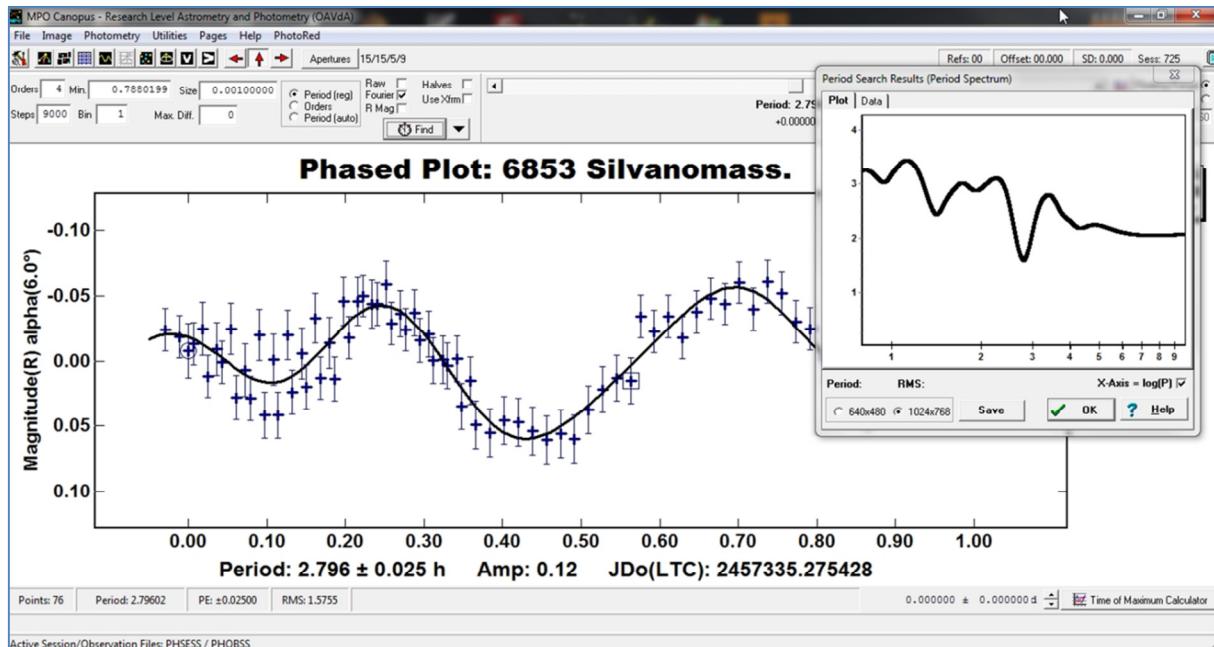


Figura 2. Una tipica sessione di MPO Canopus dopo l'analisi di Fourier, con la curva di luce dell'asteroide in fase e il corrispondente spettro dei periodi.

Analisi del periodo di rotazione di un asteroide

Una tipica sessione di fotometria differenziale per la determinazione del periodo di rotazione di un asteroide vede la ripresa di immagini in modalità “fitta”, cioè una dietro l’altra, per una durata di diverse ore. Nel caso di asteroidi con periodo di rotazione completamente sconosciuto l’osservazione fotometrica deve essere fatta su almeno 2-3 notti consecutive prima di sperare di avere una buona determinazione (a meno che l’astroide non sia un rotatore lento!). Generalmente, i periodi sono di 6-8 ore quindi almeno due-tre sessioni lunghe sono il minimo per avere una buona probabilità di successo. A questa segue la fase di riduzione dei dati: scelta delle stelle di confronto nel campo di vista, misura della magnitudine strumentale del target e delle confronto, calcolo della media delle magnitudini strumentali delle stelle di confronto da sottrarre al target e, infine, plot della magnitudine differenziale in funzione del tempo.

Da una o più sessioni della durata di alcune ore si otterrà la tipica curva di luce in fase di forma genericamente bimodale, cioè con due massimi e due minimi, come ci si aspetta da un generico corpo irregolare di forma allungata in rotazione attorno al proprio asse (Fig. 3). Ovviamente non sempre è così, ci possono essere curve trimodali o più complesse. In generale, vale la regola statistica che maggiore è l’ampiezza della curva di luce e più è probabile che la curva sia bimodale [5].

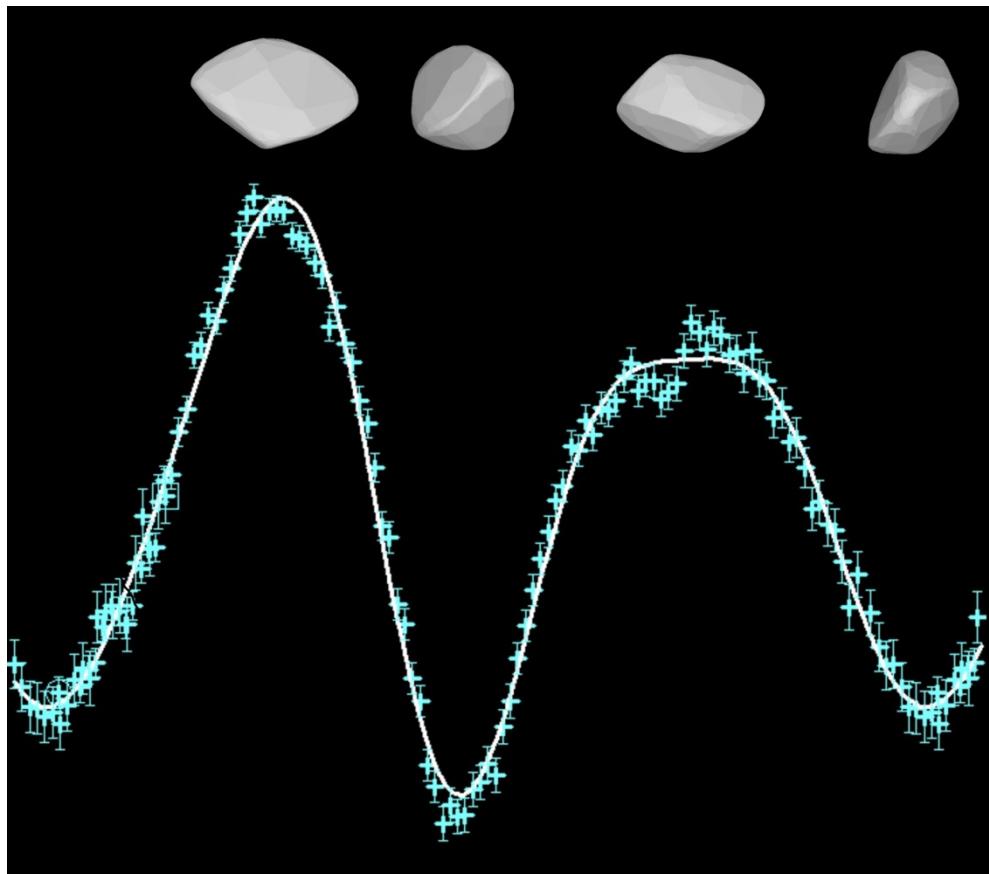


Figura 3. La curva di luce di un asteroide in rotazione attorno al proprio asse è una funzione periodica di periodo P e la forma più probabile è quella bimodale, cioè con due massimi e due minimi a seconda della superficie, più o meno estesa, illuminata dal Sole e rivolta verso la Terra. L’ampiezza della curva di luce si misura dal massimo al minimo assoluto.

Per la determinazione del periodo di rotazione degli asteroidi si usa l’analisi di Fourier. Il *Teorema di Fourier* (1822), ci dice che una qualsiasi funzione periodica e continua di periodo P , cioè tale che $f(x) = f(x+P)$, può essere rappresentata tramite la serie di Fourier [6]:

$$f(x) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n \cos \frac{n\pi x}{P} + b_n \sin \frac{n\pi x}{P} \right) \quad (7)$$

La serie di Fourier ci fornisce quindi la rappresentazione di una qualsiasi funzione periodica mediante una combinazione lineare di funzioni sinusoidali. Questo è possibile perché le funzioni sinusoidali formano un set completo di funzioni ortonormali nello spazio delle funzioni periodiche, un po' come i vettori unitari \mathbf{i} , \mathbf{j} e \mathbf{k} formano una base ortonormale dello spazio tridimensionale. Collettivamente, le funzioni sinusoidali sono chiamate *armoniche* e l'insieme delle armoniche è lo *spettro*. Quella con $n = 1$ si chiama *armonica fondamentale*. I numeri a_n e b_n sono noti come *coefficienti di Fourier* e rappresentano le *coordinate* della funzione $f(x)$, nello spazio delle funzioni periodiche, secondo la base delle funzioni sinusoidali. Questi coefficienti possono essere determinati matematicamente ricorrendo al calcolo integrale. La $f(x)$ avrà lo stesso periodo della armonica fondamentale ma non sarà ad andamento sinusoidale per effetto del contributo delle armoniche superiori.

In MPO Canopus i dati fotometrici con le magnitudini ridotte di ogni sessione vengono fittate con una serie di Fourier di grado m finito [7]:

$$H(\alpha, t) = \bar{H}(\alpha) + \sum_{n=1}^m \left(a_n \cos \frac{2\pi n}{P} (t - t_0) + b_n \sin \frac{2\pi n}{P} (t - t_0) \right) \quad (8)$$

Nella Eq. (8) t_0 è il tempo medio dell'osservazione. La soluzione fornisce, per ogni curva di luce ottenuta in ciascuna sessione, la magnitudine media ridotta della sessione all'angolo di fase α , un insieme di coefficienti di Fourier, il periodo di rotazione e una stima delle incertezze per tutte queste quantità. Da questi dati, con opportuni shift delle curve di luce l'una rispetto all'altra, si può ottenere una curva di luce composita in fase con un unico periodo P . Il numero di coefficienti di Fourier da calcolare sono $2m+1$, e per ottenerli il numero di osservazioni deve essere sufficientemente elevato. Molto importante è il residuo O-C (osservato-calcolato) della i -esima osservazione $V_i(\alpha)$, dato da:

$$\frac{\delta_i}{\varepsilon_i} = \frac{V_i(\alpha) - H(\alpha, t_i)}{\varepsilon_i} \quad (9)$$

Dove ε_i è l'incertezza, in magnitudini, della i -esima osservazione. Per trovare il periodo P che meglio "fitta" tutte le sessioni contemporaneamente (opportunamente raccordate, come detto prima), si fa una scansione dei possibili periodi, con piccoli incrementi all'interno di range ragionevoli (fissato il periodo minimo e il grado m della serie di Fourier), e minimizzando la seguente varianza [7]:

$$S^2 = \frac{1}{n-k} \sum_{i=1}^n \left(\frac{\delta_i}{\varepsilon_i} \right)^2 \quad (10)$$

Qui n è il numero di osservazioni mentre $k=2m+p+1$ è il numero totale di parametri liberi della soluzione: m è il grado della serie di Fourier, p il numero di giorni di osservazione e «+1» è il periodo di rotazione P . Quindi $n-k$ è il numero di gradi di libertà del sistema. All'aumentare del grado m della serie di Fourier la varianza diminuisce ma anche $n-k$ lo fa. Quando, aumentando m di una unità, aumenta s^2 vuol dire che il termine di Fourier aggiunto non è significativo.

La stima del miglior periodo P che fitta tutti i dati è quindi dove la varianza ha il suo minimo assoluto. Attenzione però: minimizzare il valore di s^2 non garantisce l'unicità della soluzione per il periodo P , specie se la curva di luce è simmetrica, cioè massimi e minimi sono uguali fra loro o i dati non coprono una intera rotazione dell'asteroide! E ora vediamo perché può essere interessante determinare il periodo di rotazione di un asteroide.

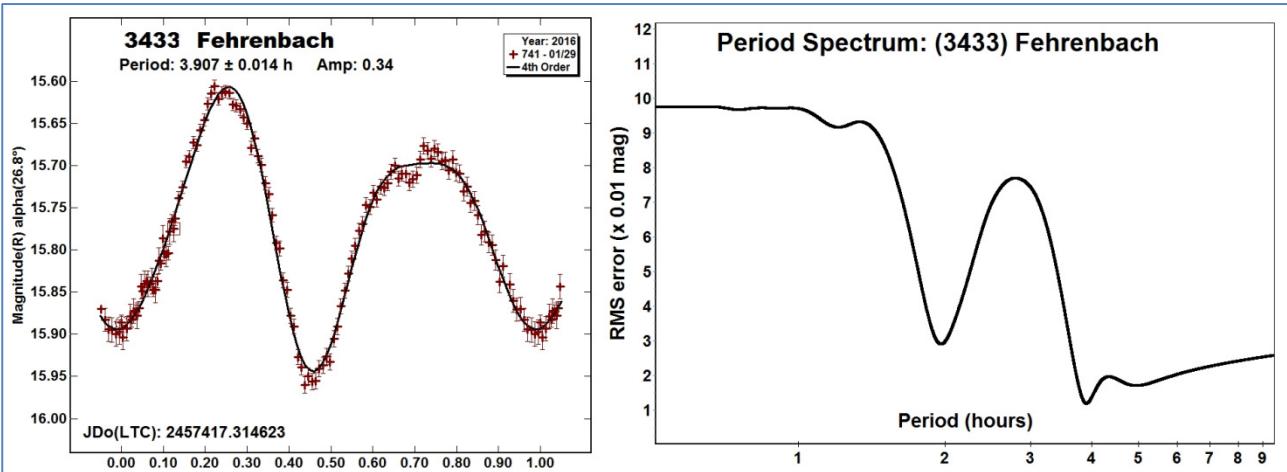


Figura 4. La curva di luce in fase, il fit di Fourier al 4° ordine e lo spettro dei periodi per l'asteroide di fascia principale 3433 Fehrenbach. L'ampiezza della curva di luce è abbastanza elevata e l'incertezza sui singoli punti è di circa 0,02 magnitudini. Lo spettro dei periodi mostra un minimo principale attorno alle 4 ore (soluzione bimodale) ed un minimo secondario attorno alle 2 ore (soluzione monomodale).

Gli asteroidi tumbling

La maggior parte degli asteroidi ruota a velocità costante attorno ad una direzione fissa nello spazio (stato di pura rotazione). Questa condizione richiede che il vettore del momento angolare L e il vettore della velocità angolare ω siano paralleli lungo uno dei tre assi principali d'inerziali (API) del corpo. Per un dato momento angolare L , lo stato rotazionale stabile si ha quando l'asteroide ruota attorno all'asse principale con il momento di inerzia maggiore. In questo caso l'energia cinetica rotazionale dell'asteroide è minima e la configurazione è stabile, a meno che non intervengano forze esterne.

In effetti alcuni asteroidi si trovano in uno stato di rotazione più generale, con L e ω che non sono paralleli tra loro o allineati con gli API del corpo [8]. In pratica in questi casi l'asse di rotazione dell'asteroide è animato anche da un moto di precessione, un po' come accade con l'asse di rotazione terrestre. L'asteroide non si trova più nello stato di minima energia, ma in uno stato rotazionale eccitato.

A questa condizione rotazionale ci si riferisce come “nonprincipal axis rotation” (NPAR) e gli asteroidi che sono in questo stato sono chiamati asteroidi “tumbling”. Lo stato di tumbling può essere la conseguenza di un evento di collisione tra asteroidi, il flyby con un pianeta o il risultato di forze termiche che agiscono sullo spin, come l'effetto YORP (Yarkovsky-O'Keefe-Radzievskii-Paddack), di cui parleremo più avanti. Un famoso esempio di asteroide tumbling è 99942 Apophis [9], ma in questa categoria ci sono anche 4179 Toutatis, 253 Mathilde e 4486 Mithra. La cosa interessante è che gli asteroidi di questo tipo mostrano due periodi nella curva di luce e con la fotometria è possibile determinare sia il periodo di rotazione sia quello di precessione [10]. Considerato che la curva di luce è il risultato della sovrapposizione di due periodi, la sua rappresentazione di Fourier sarà del tipo bidimensionale:

$$f(t) = a_0 + \sum_{n=1}^m \left(a_{n0} \cos \frac{2\pi n}{P_1} t + b_{n0} \sin \frac{2\pi n}{P_1} t \right) + \sum_{k=1}^m \sum_{j=-m}^m \left[a_{jk} \cos \left(\frac{2\pi j}{P_1} + \frac{2\pi k}{P_2} \right) t + b_{jk} \sin \left(\frac{2\pi j}{P_1} + \frac{2\pi k}{P_2} \right) t \right] \quad (11)$$

Il primo termine è quello solito e rappresenta il contributo dello spin, mentre il secondo è un termine di interferenza dovuto al secondo periodo. Lo stato di tumbling non è permanente. Il tempo di smorzamento per tornare allo stato di pura rotazione attorno singolo asse è dato da [8]:

$$\tau \approx (1/17)^3 P^3 / D^2 \quad (12)$$

Nella Eq. (12), τ è il tempo di smorzamento dato in miliardi di anni, P è il periodo di rotazione in ore, mentre D è il diametro in chilometri. Il tempo di smorzamento è tanto più breve quanto la rotazione è veloce e l'asteroide è grande.

Nel novembre 2015, in collaborazione con Luca Buzzi dell'osservatorio “G. V. Schiaparelli” di Varese, è stato scoperto che il near-Earth 2015 VY105 è un “tumbling asteroid”. Si tratta di un corpo piuttosto piccolo, con una dimensione stimata di circa 5 m. Il periodo di rotazione principale è di soli 2,3 minuti, mentre quello secondario è di 3,66 minuti: questo ne fa il tumbling più piccolo della sua categoria [11]. Per 2015 VY105, che ha un periodo di 0,04 ore e un diametro di 0,006 km il tempo di smorzamento è stimabile dell'ordine di soli 0,3-0,4 milioni di anni e probabilmente si tratta di una scheggia, conseguenza di una collisione fra due asteroidi, che si deve “riassestarsi” dopo lo scontro.

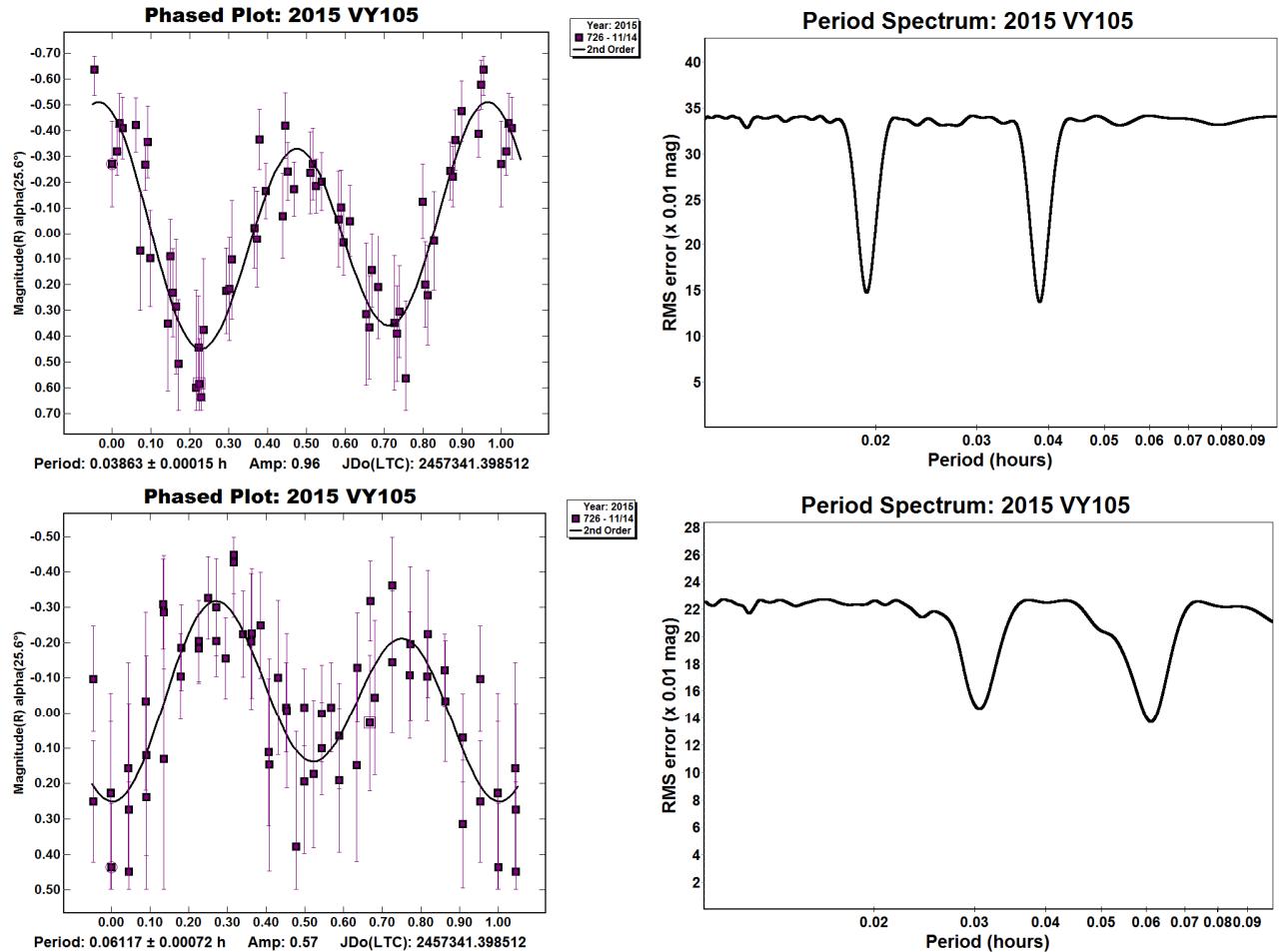


Figura 5. I due periodi di rotazione che mostra il NEA 2015 VY105. Quello in alto è la rotazione dell'asteroide attorno al suo asse, quello in basso è il periodo di precessione.

La cohesionless spin-barrier e gli asteroidi Large Super-Fast Rotator

Gli asteroidi sono corpi celesti soggetti ad interazione collisionale e la popolazione che vediamo oggi nella Fascia Principale (o main-belt), la zona di spazio compresa fra le orbite di Marte e Giove, è il risultato di miliardi di anni di evoluzione con gli asteroidi che si sono ripetutamente scontrati fra di loro. Questo ha portato alla distruzione parziale dei corpi maggiori, che sono in grado di resistere meglio alle collisioni, e alla distruzione parziale o totale dei corpi più piccoli. La scoperta delle famiglie di asteroidi fatta dall'astronomo giapponese Hirayama nel 1918 supporta questo quadro evolutivo.

L'analisi dei periodi di rotazione dei main-belt e dei NEA che da essa derivano, mostra un comportamento che, a prima vista, non ci si aspetterebbe. Se si riporta su un grafico il periodo di rotazione di ciascun asteroide in funzione del diametro si scopre un comportamento affascinante: al di sopra di circa 150-200 metri di diametro efficace i periodi di rotazione sono pari o superiori a circa 2,2 ore, mentre per i corpi più piccoli si possono avere valori anche di molto inferiori [12].

Il valore limite di circa 2,2 ore è noto come “cohesionless spin-barrier”, cioè barriera rotazionale senza coesione. Per spiegare la presenza di questa “soglia di sbarramento” si ipotizza che gli asteroidi più piccoli di

circa 150-200 m di diametro siano blocchi monolitici, le “schegge” createsi nella collisione di asteroidi con diametro maggiore, mentre i corpi più grandi sarebbero oggetti fratturati dalle collisioni e composti di blocchi più piccoli, non coesi fra di loro, ma tenuti semplicemente insieme dalla reciproca forza di gravità (struttura a “*rubble-pile*”). Un notevole esempio di asteroide *rubble-pile* è il NEA (25143) Itokawa, esplorato nel 2005 dalla sonda giapponese Hayabusa.

Che le cose stiano così è dimostrato dal fatto che, se si calcola teoricamente il periodo limite di un asteroide sferico con una struttura a *rubble-pile* e una densità media di 2,2 g/cm³, si trova proprio un periodo limite di circa 2,2 ore. Per ottenere la formula che ci serve basta osservare che il periodo limite teorico per un asteroide *rubble pile* senza coesione (che chiameremo P_{lim}), si trova imponendo che l’accelerazione superficiale dovuta alla rotazione dell’astroide di raggio R e massa totale M sia pari a quella di gravità dell’astroide stesso (condizione di moto circolare). In questo modo si impone la condizione che i blocchi superficiali di cui è fatto l’astroide *rubble-pile* seguano un’orbita circolare con raggio pari a quello del corpo stesso. In questo modo si trova:

$$P_{lim} = \sqrt{\frac{3\pi}{G\rho}} \quad (13)$$

Nella Eq. (13) G è la costante di gravitazione universale e vale $G = 6,674 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$, mentre ρ è la densità media dell’astroide. Si può verificare che per $\rho = 2200 \text{ kg/m}^3$ (equivalenti a 2,2 g/cm³), si ottiene un periodo limite di circa 2,2 ore. Se il periodo di rotazione diminuisce al di sotto di P_{lim} , l’equilibrio si rompe e l’astroide si separa nei blocchi distinti di cui è composto. Notare come questo risultato sia indipendente dal diametro stesso dell’astroide: che sia grande o piccolo un asteroide *rubble-pile* che ruota troppo veloce si sfascia comunque! Secondo questo modello un asteroide *rubble-pile* che si trova con un periodo di rotazione al di sotto di quello della spin-barrier si frammenterà dando vita, ad esempio, ad un sistema binario. In effetti uno dei meccanismi più noti per la formazione degli asteroidi binari vede la fisione rotazionale di asteroidi *rubble-pile* che, a causa dell’effetto YORP, sono scesi con il periodo di rotazione al di sotto del valore della spin-barrier. Questo meccanismo spiega abbastanza bene le caratteristiche rotazionali dei primari fra le coppie di asteroidi, oggetti che hanno orbita eliocentrica simile ma che non sono legati gravitazionalmente.

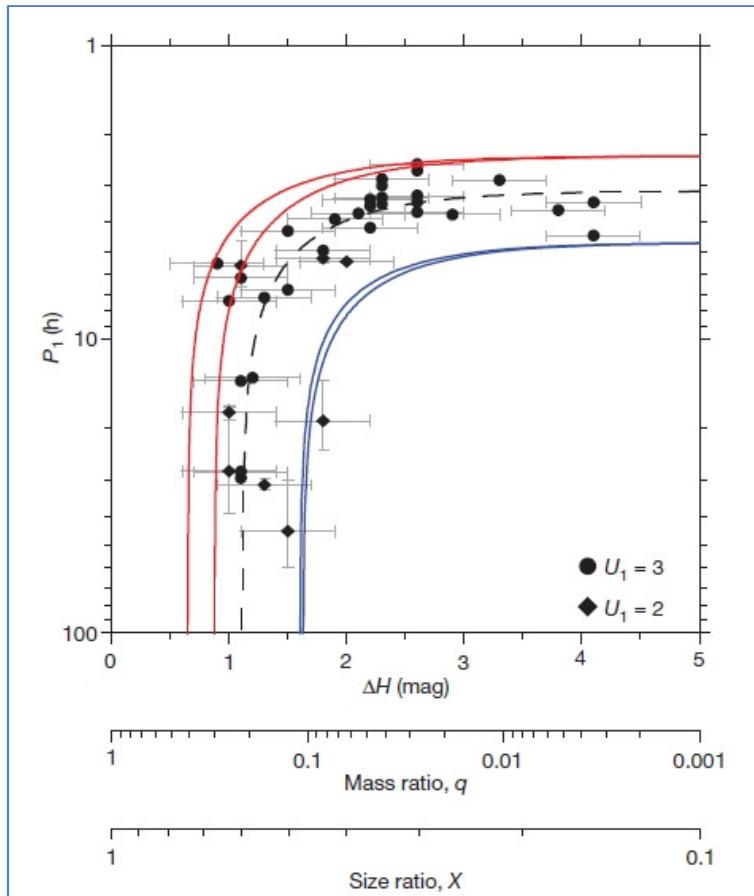


Figura 6. I valori dei periodi di rotazione dei primari fra le coppie di asteroidi in funzione del rapporto di massa q della coppia. Per valori di q bassi la rotazione del primario è quasi quella originaria perché il secondario si porta via poco momento angolare. La situazione peggiora a mano a mano che il rapporto di massa aumenta avvicinandosi a 1. In questo caso il momento angolare del primario crolla perché una gran parte del momento angolare del sistema originario è stata portata via dall'ex satellite. Questo andamento rientra bene nel modello della fisione rotazionale di asteroidi rubble-pile come indicato dalla curve continue (tratto da Pravec et al., Nature, 2010).

Abbiamo detto che gli asteroidi con diametri più piccoli di 150-200 metri sono invece considerati veri e propri blocchi monolitici, cioè frammenti collisionali, in grado di ruotare più velocemente del valore limite dato dalla spin-barrier a causa delle intense forze di coesione interne che tengono unito il corpo. Tuttavia ci sono delle eccezioni a questa “regola”, cioè esistono alcuni asteroidi con un diametro superiore ai 200 m (quindi rubble-pile secondo il modello precedente), che però hanno un periodo di rotazione al di sotto della spin-barrier.

Il primo oggetto scoperto a violare palesemente la cohesionless spin-barrier è stato l'asteroide 2001 OE84 nel 2002. Si tratta di un asteroide near-Earth che ruota in 0,4865 ore con un diametro di circa 700 metri. Altro notevole oggetto è l'asteroide main-belt (335433) 2005 UW163 che ha un periodo di rotazione di 1,290 ore e una dimensione di 600 metri, scoperto nel 2014. Uno degli ultimi asteroidi scoperti di questo tipo è il near-Earth 2011 UW158, che ha un periodo di rotazione di 0,6107 ore e una dimensione di 300×600 metri determinata tramite osservazioni radar [13]. Ad ora però nessun asteroide con un diametro maggiore di 1 km ruota più rapidamente di 2,2 ore.

Gli asteroidi che violano la spin-barrier sono chiamati *Large Super-Fast Rotator* (LSFR). La loro esistenza è stata teorizzata per la prima volta da Holsapple nel 2007 [14] e la teoria è stata successivamente arricchita e perfezionata da Sánchez e Scheeres nel 2014 [15]. Questi ultimi autori hanno esplorato la possibilità che, grazie alle forze di van der Waals che si esercitano fra i grani di regolite interstiziali, un asteroide con una struttura a rubble-pile possa avere una forza coesiva diversa da zero. In questo teoria i grani di regolite agirebbero come una specie di “colla” in grado di tenere coesi i blocchi di maggiori dimensioni.

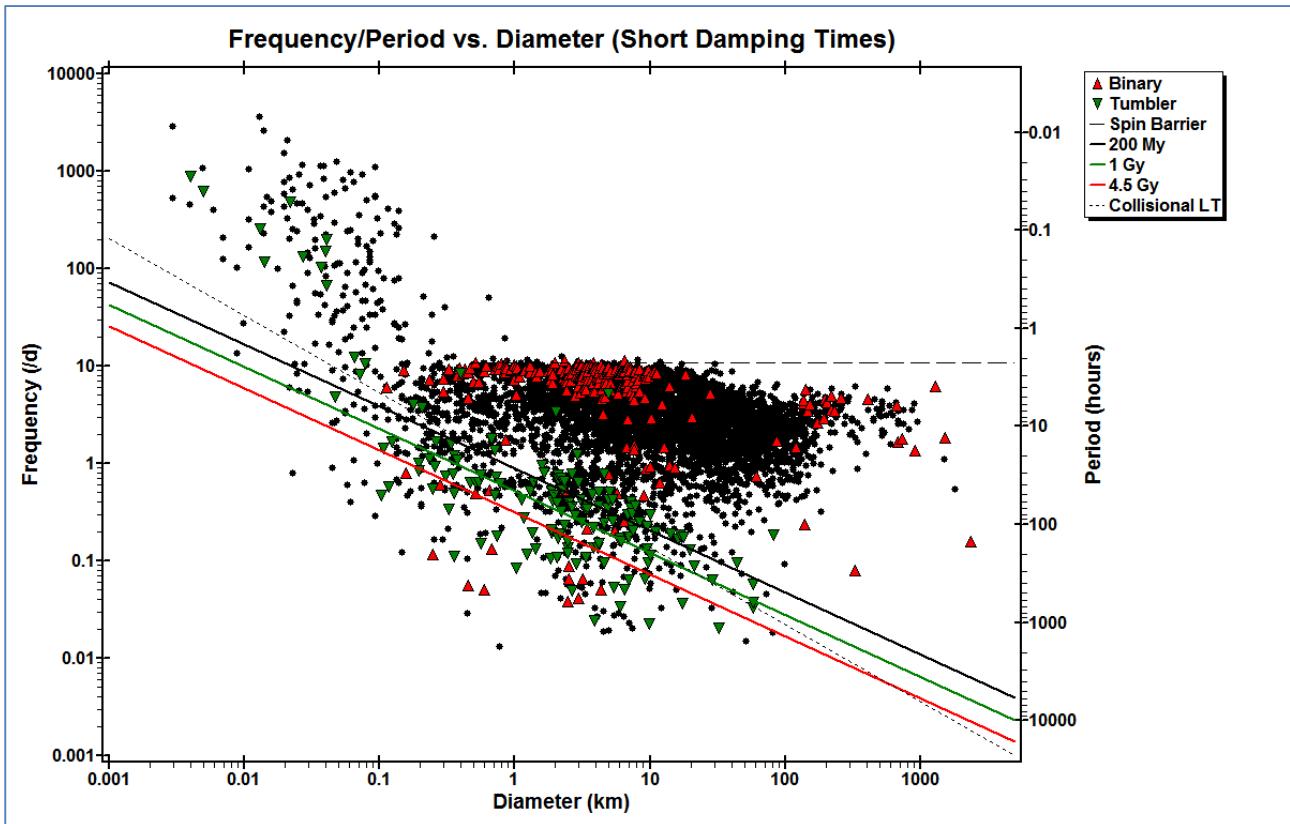


Figura 7. La frequenza di rotazione degli asteroidi (espressa in rotazioni al giorno), in funzione del diametro in km. La linea tratteggiata orizzontale è la spin-barrier, che equivale a circa 10 rotazioni/giorno. I triangoli rossi sono i sistemi binari, mentre quello verdi sono i tumbler. Per spiegare l’andamento del periodo vs. diametro per gli asteroidi si ipotizza che gli oggetti più piccoli di circa 150-200 m di diametro siano blocchi monolitici, mentre i corpi più grandi sarebbero oggetti fratturati dalle collisioni composti di blocchi più piccoli, non coesi fra di loro, tenuti insieme dalla reciproca forza di gravità (struttura a “rubble-pile”).

La forza di coesione della regolite inizia a diventare importante solo per corpi inferiori ai 10 km di diametro, quindi la ricerca di LSFR va fatta su asteroidi relativamente piccoli. Risulta chiaro che la fotometria degli asteroidi è una tecnica essenziale per andare a caccia degli asteroidi LSFR. Tuttavia l’osservazione dei piccoli asteroidi main-belt può essere difficoltosa. Ad esempio, se consideriamo un tipico asteroide di tipo S con 1 km di diametro posto a 2,5 UA dal Sole, all’opposizione avrà una magnitudine apparente di +20,3. Questo valore è piuttosto alto e la fotometria con piccoli strumenti diventa difficile. Per questo motivo è molto più facile andare alla ricerca di LSFR nella popolazione degli asteroidi near-Earth quando fanno il loro flyby con la Terra. I NEA hanno dimensioni che rientrano in quelle tipiche in cui si possono trovare i LSFR e possono diventare sufficientemente luminosi da essere osservati agevolmente anche in piccoli strumenti. L’unica “pecca” di questa strategia osservativa è che il moto proprio di un NEA può essere elevato e una sessione con le stesse stelle di confronto può diventare breve se il campo di vista non è sufficientemente ampio. Per non avere troppi problemi con la durata della sessione ci si può limitare a considerare oggetti con un moto proprio non superiore ai 10 arcsec/minuto.

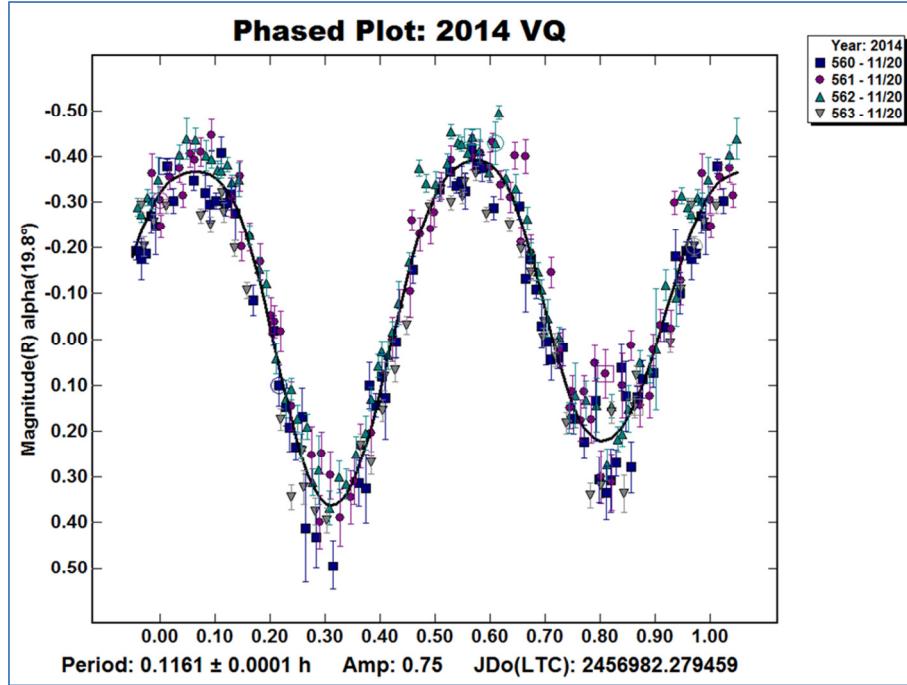


Figura 8. L'asteroide 2014 VQ è un NEA candidato ad essere un LSFR scoperto in OAVdA nel novembre 2014. Ha un periodo di rotazione di soli 7minuti e una dimensione che può andare da 165 metri (se di tipo V) a 267 metri (se di tipo S) [16].

L'evoluzione collisionale degli asteroidi main-belt e Troiani

Come abbiamo visto, una delle attività principali nell'osservazione fotometrica degli asteroidi è la determinazione del periodo di rotazione. Questa attività però, a parte la scoperta di tumbling, LSFR o sistemi binari, non è fine a se stessa, cioè non si tratta di una specie di collezione di francobolli.

Una volta accumulati abbastanza valori dei periodi rotazionali se ne può fare l'analisi statistica per vedere se la loro distribuzione ci dice qualcosa sui fenomeni fisici che l'hanno determinata. In modo analogo al modello del gas perfetto, si può costruire un modello cinetico di popolazione asteroidale giunta ad uno stato stazionario in cui avvengono scambi di momento angolare per via puramente collisionale, attraverso processi completamente casuali, in pratica senza nessun effetto sistematico. Il modello si basa sulle seguenti ipotesi [17]:

- I processi responsabili della rotazione degli asteroidi sono completamente casuali.
- Il vettore della velocità di rotazione angolare non ha nessuna orientazione preferenziale nello spazio.

Con queste due ipotesi, in modo analogo alla distribuzione delle velocità nel gas perfetto, si ottiene la distribuzione della frequenza di rotazione che ovviamente sarà un distribuzione di Maxwell-Boltzmann in 3 dimensioni. Per questo motivo il numero di asteroidi ΔN_Ω che hanno una frequenza di rotazione compresa fra Ω e $\Omega + \Delta\Omega$ sarà data da [17]:

$$\Delta N_\Omega = 4\pi N \left(\frac{1}{2\pi\sigma^2} \right)^{3/2} \Omega^2 e^{-\left(\frac{\Omega^2}{2\sigma^2}\right)} \Delta\Omega \quad (14)$$

Nella Eq. precedente Ω è la frequenza di rotazione, cioè il numero di rotazioni che vengono compiute in 24 h, quindi $\Omega=24/P$, dove P è il periodo di rotazione dell'asteroide in ore.

Costruendo la distribuzione usando i periodi osservati si può verificare se è compatibile con quella di Maxwell-Boltzmann o meno. In caso negativo, significa che sulla rotazione degli asteroidi agiscono dei fattori fisici che rompono l'ipotesi di casualità e che sono in grado di condizionare l'evoluzione della popolazione asteroidale.

Mettiamo a confronto le proprietà osservabili, diametro, ampiezza della curva di luce e periodo di rotazione, per circa un migliaio di asteroidi main-belt numerati, appartenenti alle classi tassonomiche C e S di Tholen/SMASSII, con diametro compreso fra 15 e 500 km, non appartenenti a famiglie o a sistemi binari.

Per quanto riguarda le distribuzioni dei diametri dei C e degli S si trova che sopra i 20 km sono simili, mentre sotto i 20 km si trova un chiara tendenza a favore dei piccoli asteroidi S, meglio osservabili perché occupano la parte interna della fascia, e questo impedisce un confronto diretto con i C. Inoltre, vi è una significativa correlazione tra la frequenza di rotazione e il diametro sia per i C che per gli S: se il diametro diminuisce la frequenza di rotazione tende ad aumentare (niente di troppo strano se si pensa alla presenza della spin-barrier per gli asteroidi maggiori). C'è anche una correlazione significativa tra l'ampiezza della curva di luce e il diametro per entrambi i campioni: se il diametro diminuisce l'ampiezza della curva di luce tende ad aumentare [18].

Ma veniamo alla distribuzione delle frequenze di rotazione. Costruendo un istogramma degli asteroidi con una frequenza di rotazione compresa fra Ω e $\Omega + \Delta\Omega$ si trova che solo tra 44 ± 2 km e 200 km, gli asteroidi di tipo C tendono ad avere una distribuzione della frequenza di rotazione compatibile con quella di Maxwell data dalla Eq. (14). D'altro canto per gli asteroidi S, la compatibilità con la distribuzione di Maxwell vale solo per diametri superiori ai 30 ± 1 km. Se si aggiungono gli asteroidi più piccoli, sia per i C sia per gli S, le deviazioni dalla Maxwelliana attesa diventano macroscopiche. Il rapporto tra questi diametri di transizione dalla non-Maxwelliana alla Maxwelliana è $D_C/D_S = 1,5 \pm 0,1$, e questo valore può essere dovuto all'effetto YORP, anche se altre cause fisiche non possono essere completamente escluse [19].

L'effetto YORP è una forza di tipo non-gravitazionale dovuta all'irraggiamento termico della superficie dell'asteroide. La modifica del periodo di rotazione dell'asteroide è tanto più efficace quanto più il corpo ha forma irregolare e si annulla per un corpo sferico. Normalmente l'effetto YORP è fisicamente importante solo per asteroidi fino a circa 40 km di diametro con densità medie dell'ordine di 3 g/cm^3 . L'irraggiamento termico asimmetrico può provocare un "effetto razzo" in grado di alterare il periodo di rotazione dell'asteroide, sia nel senso di allungarlo sia nel senso di accorciarlo ed è proprio questo che può alterare la forma della distribuzione Maxwelliana delle frequenze di rotazione. L'accelerazione angolare α che subisce un asteroide di diametro D , densità ρ , albedo A , fattore di asimmetria f e distanza R dal Sole per effetto YORP è proporzionale a [19]:

$$\alpha \propto -f \frac{(1-A)}{\rho R^2 D^2} \quad (15)$$

Come si vede, l'accelerazione angolare per effetto YORP non dipende dalla frequenza di rotazione Ω dell'asteroide. Quindi, una qualsiasi concentrazione nella distribuzione degli spin tende ad essere dispersa ed uniformata. Il diverso diametro di transizione alla Maxwelliana fra la popolazione dei C e degli S può quindi essere dovuto alle diverse condizioni fisiche che possiedono le due popolazioni, come la distanza media dal Sole, la riflettività e soprattutto la densità media.

Come si vede, nella evoluzione degli asteroidi main-belt non ci sono solo le collisioni, ma anche la radiazione solare ha il suo effetto, al punto tale da poter provocare deviazioni macroscopiche dalla distribuzione di equilibrio attesa. Deviazioni macroscopiche dalla distribuzione Maxwelliana delle frequenze di rotazione esistono anche nel caso degli asteroidi Troiani di Giove, quelli che occupano i punti di equilibrio Lagrangiani L_4 ed L_5 del sistema Sole-Giove. Questi punti si trovano, rispettivamente, a 60° eliocentrici prima e dopo Giove, secondo il senso orbitale del pianeta. Se si osserva dal polo nord dell'eclittica, L_4 precede Giove, mentre L_5 lo segue. Dal punto di vista storico il primo asteroide Troiano ad essere identificato come tale è stato 588 Achille, scoperto da Max Wolf il 22 febbraio 1906. Wolf assegnò il nome ispirandosi ai personaggi della guerra di Troia, raccontata da Omero nell'Iliade. Questa nomenclatura fu seguita anche dai successivi scopritori degli asteroidi posti nei punti L_4 e L_5 di Giove. Per questo motivo, oggi sono collettivamente noti come "Troiani". Per estensione, anche gli asteroidi che si trovano nei punti L_4 e L_5 di altri pianeti del Sistema Solare sono chiamati asteroidi Troiani. Al momento, solo per Marte e Nettuno sono noti degli asteroidi Troiani. Per evitare di confonderli con quelli di Giove, all'aggettivo Troiani, è bene fare seguire il nome del pianeta. Quando non si specifica nulla, si sottintende che siano i Troiani di Giove. I Troiani hanno orbite con un semiasse maggiore medio di 5,20 UA e a bassa eccentricità, con un valore medio di 0,074 contro lo 0,13 dei main-belt. Al contrario, le inclinazioni sull'eclittica (valore medio di 13°), sono mediamente più elevate rispetto a quelle dei main-belt. Il risultato è che le nubi di

Troiani sono molto estese sia al di sopra sia al di sotto del piano dell'eclittica, mentre lungo la direzione radiale eliocentrica appaiono molto più sottili.

Tornando alla distribuzione delle frequenze di rotazione dei Troiani, in questo caso le deviazioni dalla Maxwelliana si hanno anche per gli asteroidi di grande diametro, non solo per quelli piccoli come nei main-belt. Questi asteroidi sono però troppo grandi e troppo distanti dal Sole per risentire efficacemente dell'effetto YORP, quindi bisogna pensare a qualche meccanismo alternativo in grado di alterare la pura distribuzione collisionale dei periodi di rotazione come, ad esempio, il degasamento interno. In effetti un modello di questo tipo sembra funzionare abbastanza bene [20]. Se questo è vero allora la percentuale di elementi volatili dei Troiani deve essere maggiore rispetto a quella contenuta negli asteroidi main-belt, in accordo con quanto prevede il Modello Nizza sulla evoluzione del Sistema Solare primordiale. Come si vede l'analisi statistica delle proprietà rotazionali degli asteroidi può aprire scorsi inaspettati!

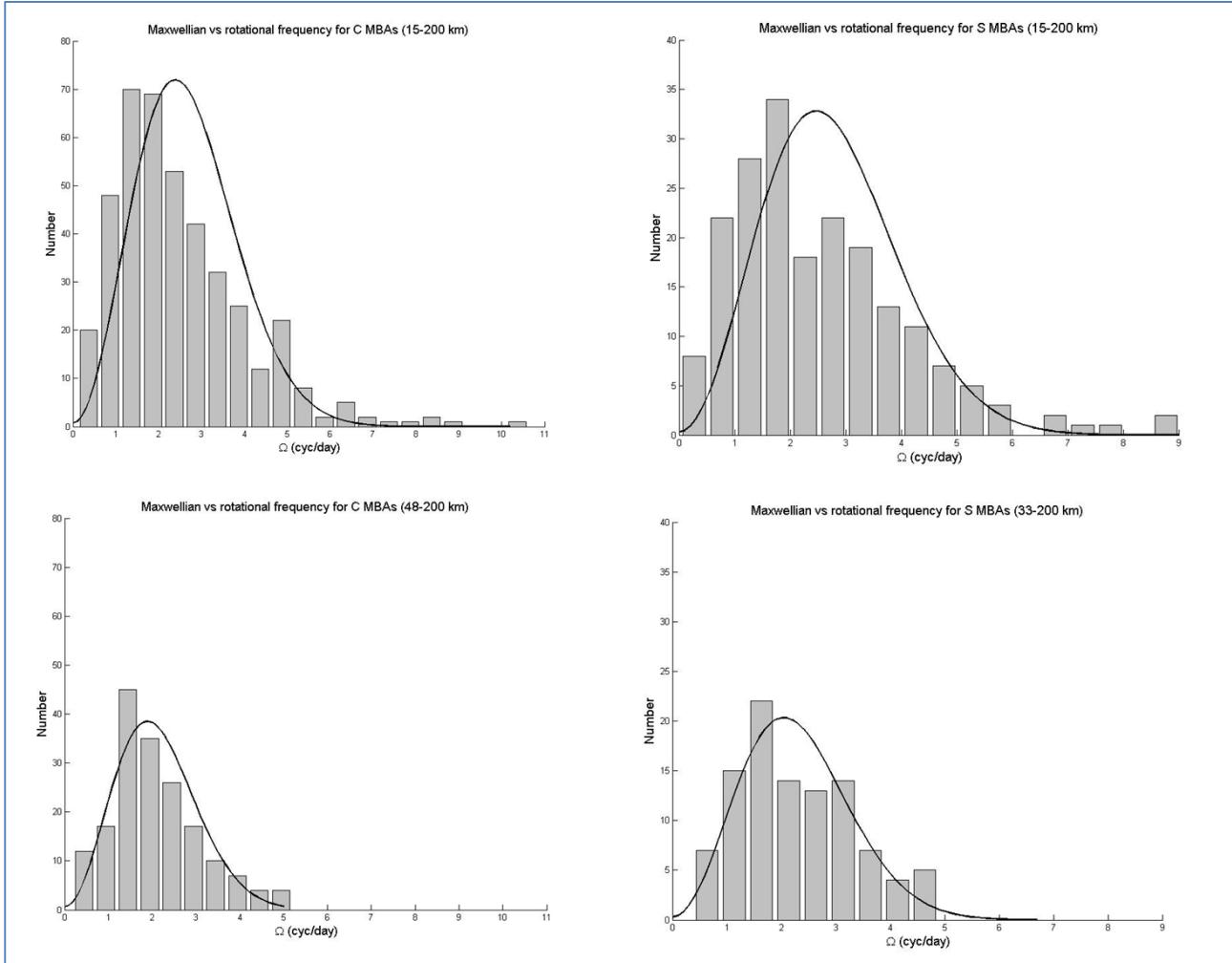


Figura 9. Le distribuzioni statistiche per gli asteroidi C ed S. Sopra, quelle fra i 15 e i 500 km di diametro che mostrano un eccesso di rotatori rispettivamente lenti e veloci. Sotto, quelle “depurate” dalla maggior parte degli asteroidi con frequenza di rotazione troppo bassa o troppo alta rispetto alla Maxwelliana attesa. Come si vede il “diametro di transizione” è diverso per le due categorie di asteroidi.

Conclusioni

Come abbiamo visto in questo breve articolo la fotometria degli asteroidi può portare a dei risultati davvero molto interessanti, sia per quanto riguarda lo studio dei singoli oggetti sia per quanto riguarda lo studio di intere popolazioni. Per motivi di spazio non abbiamo esplorato tutte le possibilità di studio ma, quanto detto, dovrebbe dare un'idea di quello che si può ottenere. Gli asteroidi meritano di essere studiati, come amo

ripetere la migliore motivazione per fare la fotometria di un asteroide è che “non si può mai sapere quello che si troverà osservando quei piccoli punti di luce che si muovono in cielo!”.

Bibliografia

- [1] <http://www.minorplanetcenter.net/iau/MPCORB.html>
- [2] <http://www.minorplanet.info/lightcurvedatabase.html>
- [3] Herbert Raab, “Detecting and measuring faint point sources with a CCD”, MACE 2002.
<http://www.astrometrica.at/Papers/PointSources.pdf>
- [4] <http://www.minorplanetobserver.com/MPOSoftware/MPOCanopus.htm>
- [5] Harris A. W. et al., “On the maximum amplitude of harmonics of an asteroid lightcurve”, Icarus 235, 55-59, 2014.
- [6] Prestini E., Applicazioni dell’analisi armonica, Hoepli, 1996.
- [7] Harris A. W., Young J. W., “Photoelectric Observations of Asteroids 3, 24, 60, 261 and 863”, Icarus 77, 1989.
- [8] Paolicchi, P., Burns, J.A., Weidenschilling, S.J., “Side Effects of collisions: Spin Rate Changes, Tumbling Rotation States, and Binary Asteroids.” In Asteroids III (W. F. Bottke, A. Cellino, P. Paolicchi, R.P. Binzel, eds.) pp 517-526. Univ. Arizona Press, Tucson, 2002.
- [9] Pravec, P. et al., “The tumbling state of (99942) Apophis.” Icarus 233, 48-60, 2014.
- [10] Pravec, P., et al., “Tumbling asteroids.” Icarus 173, 108-131, 2005.
- [11] Carbognani A., Buzzi L., “NEA 2015 VY105: a New Tumbling Asteroid”, Minor Planet Bulletin, 43-2, 2016.
- [12] Pravec, P., Harris, A. W., and Michalowski, “Asteroid Rotations”. Asteroids III (W. Bottke, A. Cellino, P. Paolicchi, R. P. Binzel, eds), University of Arizona Press, Tucson, 2002.
- [13] Carbognani A., Bruce L. Gary, Julian Oey, Baj G., Bacci P., “Pole and Shape for the NEA (436724) 2011 UW158”, Minor Planet Bulletin, 43-1, 2016.
- [14] Holsapple, K. A., “Spin limits of Solar System bodies: From the small fast-rotators to 2003 EL61”. Icarus 187, 500-509, 2007.
- [15] Sánchez, P., Scheeres D. J., “The Strength of Regolith and Rubble Pile Asteroids”. Meteoritics & Planetary Science 49, 788-811, 2014.
- [16] Carbognani A., Pravec P., Kušnírák P., Hornoch K., Galád A., Monte S., Bertaina M., “Search of Large Super-Fast Rotator between NEAs”, Memorie della Società Astronomica Italiana, Vol. 87 n. 1, 2016.
- [17] Harris A. W., Burns J. A., “Asteroid rotation rates I. Tabulations and analysis of rates, pole positions and shapes”. Icarus 40, 115-144, 1979.
- [18] Carbognani A., “Statistical analysis of C and S Main Belt Asteroids”. Icarus 205, 497-504, 2010.
- [19] Carbognani A., “A Possible YORP effect on C and S Main Belt Asteroids”. Icarus, 211, 519-527, 2011.

[20] Mottola S., Di Martino M., Carbognani A., “The Spin Rate Distribution of Jupiter Trojans”, Proceeding del Congresso di Planetologia di Bormio, 4-8 febbraio 2013. Memorie della Società Astronomica Italiana, supplementi, Vol. 26, p.47, 2014.