

# Jordens mærkelige følgesvende

## – opdagelsen af Jordens første trojanske asteroide

Af Tobias Cornelius Hinse, Korea Astronomy and Space Science Institute og René Michelsen

Blandt Solsystemets utallige asteroider, findes der nogle, der er løst bundne til planeterne via Lagrange-punkterne. For nylig blev det opdaget, at også Jorden har sin egen følgesvend. I denne artikel gives baggrunden til forståelsen af den komplicerede dynamik, og forskellige virkelige eksempler på nogle af Jordens mærkelige følgesvende.

### Indledning

Blandt resterne fra dannelsen af Solsystemet finder vi asteroider og kometer. Disse objekter er dynamisk meget aktive, da de er præsigeret gravitationelle vekselvirkninger med Solsystemets planeter. De fleste asteroider befinder sig i Asteroidebæltet mellem Mars og Jupiter, men de jordnære asteroider kan have baner, der krydser gennem det indre Solsystem. Det resulterer undertiden i spektakulære hændelser, som f.eks. den nære passage mellem Jorden og asteroiden 2005 YU<sub>55</sub> i november 2011. Andre asteroider afslører imidlertid en langt mere underfundig dynamisk natur end blot en simpel tæt passage: I 2011 viste to studier, at to asteroider er følgesvende til Jorden og udviser nogle højst komplekse dynamiske forhold.

### Et gammelt problem

Et af fysikkens mest studerede systemer er tre-legeme problemet og dets anvendelser i forskellige formuleringer indenfor astronomien. På engelsk findes ordsproget “two is company, three is a crowd”, som meget passende beskriver tre-legeme problemet. Mens to-legeme problemet kan løses analytisk ud fra Newtons gravitationslov, og elegant beskrives ved Keplers tre love, så findes der ingen tilsvarende løsning for tre-legeme problemet. Med andre ord, for det generelle tilfælde, så er det ikke muligt at give en analytisk beskrivelse af systemets tilstand til en vilkårlig tid i for- eller fremtiden. Problemet består derfor i, på anden vis at finde en beskrivelse for tidsudviklingen af tre massepunkter, som påvirker hinanden via gravitationskraften.

Et specielt tilfælde af tre-legeme problemet giver anledning til to slags mulige ko-orbitale baner: 1) “hestesko”- og 2) “haletudse”-baner. Anledningen til den sære navngivning kræver en nærmere analyse, som gives i det følgende. Et velkendt eksempel på objekter i haletudsebaner er de såkaldte trojanske asteroider, som danner en selvstændig population ved planeterne Mars, Jupiter og Neptun omkring de såkaldte Lagrangepunkter L4 og L5 (se senere). Disse asteroider har ko-orbitale baner (dvs. de ligger i samme bane som planeten) og kan manifestere særheder i deres geometriske tidsudvikling afhængig af deres dynamiske tilstand. Et eksempel på hesteskobaner er Saturns satellitter Janus og Epimetheus. Selve betegnelsen “trojansk asteroide” stammer fra en tradition med at opkalde asteroider i

Jupiters L4 og L5 efter personer fra den trojanske krig i Homers Iliade. Sprogbrugen er generaliseret til at betegne asteroider i et vilkårligt L4/L5 punkt.

### En banebrydende opdagelse

Først fornylig, ved brug af et rumbaseret teleskop, blev den første jordiske trojanske haletudse-følgesvend med betegnelsen 2010 TK<sub>7</sub> opdaget [1]. At en sådan opdagelse ikke er gjort tidligere, skyldes den vanskelige geometri af jordiske trojanere, da de befinder sig tæt på retningen mod Solen (set fra Jorden). Dette forhold vanskeliggør jordbaserede observationer af disse lyssvage og relativt små objekter.

Den banebrydende opdagelse af asteroiden 2010 TK<sub>7</sub> giver anledning til spekulation om størrelsen af populationen af jordnære haletudse(trojanser)/hestesko asteroider, deres dynamik, bane-stabilitet og levetid.

### Tre-legeme problemet og dets anvendelser

Der findes flere varianter af tre-legeme problemet, som adskiller sig fra hinanden igennem forskellige antagelser omkring masserne og begyndelsesbetingelserne. Specielt interessant er det restringerede tre-legeme problem med to store masser (f.eks. Solen, Jorden) og et masseløst tredje legeme (f.eks. en asteroide). Dette problem beskriver bevægelsen af en masseløs testpartikel i forhold til gravitationsfeltet fra det traditionelle Keplerproblem. Tilfældigvis er dette system genkendeligt fra mange forskellige situationer i vores Solsystem. Der er udviklet analyseværktøjer, som kan beskrive om dynamikken er kaotisk (ustabil) eller stabil, uden at der nødvendigvis skal opstilles en analytisk løsning. Specielt kan de dynamiske forhold for små legemer som asteroider og satellitter omkring planeterne beskrives passende nøjagtigt, ved kun at betragte den gravitationelle indflydelse af Solen og Jupiter. Et meget velkendt eksempel er eksitation af baneexcentriciteten af asteroider omkring Solen forårsaget af Jupiters påvirkning over forholdsvis korte tidsrum. De langstrakte baner giver anledning til at krydse de indre planets baner, og dermed forøges sandsynligheden for sammenstød. Den samlede effekt er en slags støvsugning af asteroider, som er ansvarlig for udformning af de såkaldte “Kirkwood-gab” indenfor Asteroidebæltet. Disse huller er sammenfaldende med placeringen af såkaldte ba-

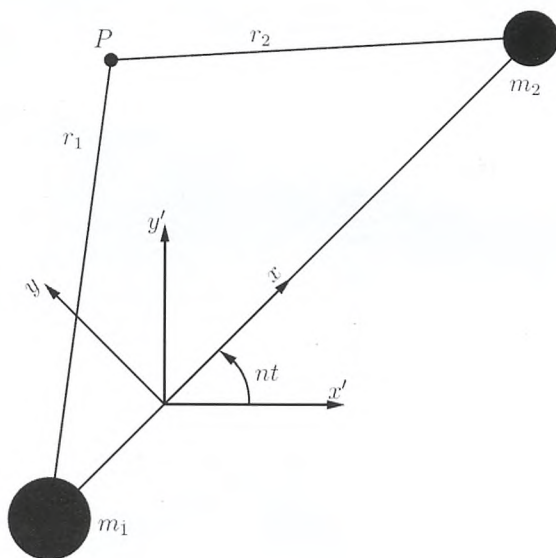
neresonanser, som er beskrevet ved forholdet mellem middelbevægelsen af en asteroide og Jupiter. I andre tilfælde er det dog nødvendigt at medtage påvirkninger fra andre planeter for at give en passende nøjagtig beskrivelse af dynamikken. Her vil vi se på et særligt tilfælde af det restringerede tre-legeme problem.

Den mest almindelige forståelse af Solsystemet bygger på Keplers billede, hvor planeter og asteroider kredser omkring Solen på elliptiske baner, og det er lige ud ad landevejen at udlede systemets bevægelsesligninger. Det er nogle gange en fordel at betragte bevægelsen i et roterende, såkaldt synodisk, system. Her roterer koordinatsystemet med samme vinkelfrekvens som planetens omløbsfrekvens, hvilket resulterer i, at planeten tilsyneladende står stille i forhold til Solen. Det synodiske system er således ikke et inertialsystem, men et accelereret system. I det følgende vil vi kort gennemgå de vigtigste egenskaber, der ligger til grund for det restringerede tre-legeme problem formuleret i et synodisk koordinatsystem.

### Synodiske bevægelsesligninger

Sætter man sig ved skrivebordet ved den grønne lampe og skriver de synodiske bevægelsesligninger for den masseløse testpartikel ned, så finder man frem til følgende sæt af ikke-lineære koblede differentiaalligninger:

$$\begin{aligned}\ddot{x} - 2n\dot{y} &= \frac{\partial U}{\partial x} \\ \ddot{y} + 2n\dot{x} &= \frac{\partial U}{\partial y}\end{aligned}$$



**Figur 1.** Illustration af tre-legeme problemet i  $(x, y)$ -planet, som roterer med vinkelfrekvensen  $nt$ . Testpartiklen er angivet med  $P$  og bevæger sig i tyngdefeltet af  $m_1$  og  $m_2$ . I figuren er  $\mu_1 = m_1/(m_1 + m_2)$  og  $\mu_2 = 1 - \mu_1$ .

I et simplificeret tilfælde, og med henvisning til figur 1, betragtes problemet hvor alle tre legemer bevæger sig i samme  $(x, y)$ -plan (og hvor de to store legemer

bevæger sig i cirkelbaner om det fælles tyngdepunkt). Vinkelfrekvensen hvormed koordinatsystemet roterer, er angivet ved  $n$ , som er lig med planetens (Jordens) middelbevægelse ( $[n] = ^\circ / \text{dag}$ ). Det synodiske koordinatsystem er ikke et inertialsystem og i udledningen fremkommer der led, som beskriver Coriolis- og centrifugalkræfter på testpartiklen ( $P$ ). Funktionen  $U$  er en skalar. I litteraturen kaldes  $U$ -funktionen et pseudo-potentiale, og er en funktion af testpartiklens position i  $(x, y)$ -planet, den frekvens hvormed systemet roterer og masserne af de to stationære legemer. Gradienten af  $U$  giver kun *nogle* af kræfterne, der virker på partiklen  $P$ . Dermed beskriver  $U$  ikke alle kræfter der findes i systemet. Har man en computer i nærheden, så er det ikke svært at implementere ovenstående ligningssæt, for at finde en numerisk løsning af testpartiklens position i  $(x, y)$ -planet for forskellige begyndelsesbetingelser.

### Jacobikonstanten – en bevaret størrelse

En vigtig pointe i det synodiske restringerede tre-legeme problem er, at hverken systemets energi eller det samlede baneimpulsmoment er bevarede størrelser. Det kan virke underligt i første omgang, men fordelen ved det roterende system er at opnå en kvalitativ-kinematisk beskrivelse, der bekvemt beskriver partiklens bevægelse, uden først at forlange en analytisk løsning.

Der findes således en anden bevaret størrelse, ved navn Jacobikonstanten  $C_J$ , som viser sig at være den eneste bevarede størrelse i systemet. Den numeriske værdi af  $C_J$  afhænger både af begyndelsesbetingelserne og massen af de to masserige legemer (Jorden og Solen i vores tilfælde). Der findes følgende sammenhæng mellem Jacobikonstanten og størrelsen af pseudo-potentialet  $U$ :

$$C_J = 2U - v^2$$

hvor  $v$  måler testpartiklens øjeblikkelige fart. Størrelsen  $2U - v^2$  er konstant, uanset hvor i  $(x, y)$ -planet testpartiklen opholder sig.

Selvom der ikke findes et analytisk udtryk for testpartiklens tidsudvikling, så findes der dog begrænsninger for partiklens bevægelsesfrihed. Den rummelige indskrænkning afgøres af Jacobikonstanten: Netop fordi kvadratet på hastigheden altid er nul eller positiv, så har vi  $2U \geq C_J$ , hvilket er betingelsen, der opdeler eller afgrænser to specielle områder. I det ene område er det tilladt for testpartiklen at bevæge sig frit omkring, mens det er fysisk umuligt at bevæge sig i det andet område.

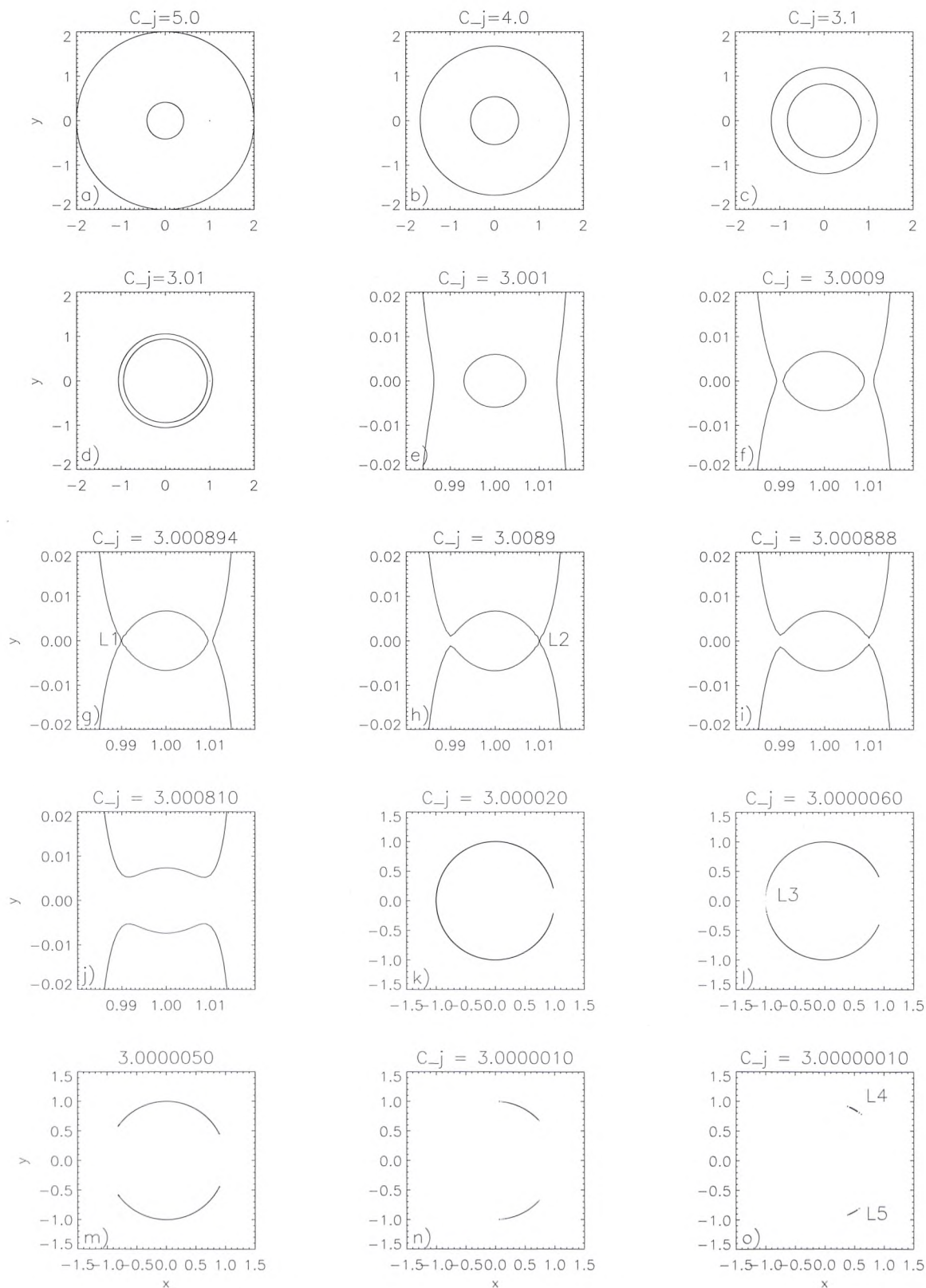
Områderne afgrænses af det tilfælde hvor testpartiklen ligger stille i det synodiske system (dog følger testpartiklen stadig en keplerbane i det sideriske system), dvs.  $v = 0$ . I dette tilfælde er udtrykket for Jacobikonstanten givet ved:

$$C_J = 2U = n^2(x^2 + y^2) + 2\left(\frac{\mu_1}{r_1} + \frac{\mu_2}{r_2}\right)$$

Her er  $r_1$  og  $r_2$  testpartiklens afstand til de andre to legemer med (reducerede) masser  $\mu_1$  og  $\mu_2$  (se evt. figur 1).

For en bestemt værdi af Jacobikonstanten definerer ovenstående ligning en familie af konturkurver i  $(x, y)$ -planet, kaldet nulhastighedskurver. En nulhastighedskurve kan ikke krydses, fordi testpartiklens fart altid er nul eller større. Netop for  $v = 0$  er  $C_J$  udelukken-

de udtrykt ved potentialet  $U$ . Nulhastighedskurverne beskriver derfor samtidig en *ækvipotentialkurve*, hvor partiklen frit kan bevæge sig rundt.



Figur 2. Nulhastighedskonturkurver for en testpartikel ( $P$ ) for forskellige værdier af Jacobikonstanten  $C_J$ .

I figur 2 har vi tegnet disse nulhastighedskurver af en testpartikel i Jord-Sol systemet for forskellige værdier af Jacobikonstanten (vi ser på det simplificerede tilfælde hvor Månen som fjerde legeme ignoreres, og der anvendes normaliserede enheder). For alle  $C_J$  værdier er Solen placeret i  $(0, 0)$  og Jorden er beliggende til højre for Solen, lige til venstre for  $(1, 0)$ .

Startende med  $C_J = 5.0$  i figur 2a, ses en ringformet konturkurve omkring Solen, og en lille prik ved Jorden, som faktisk også er en ring (som vi kommer til at overbevise os om i det følgende). Derudover ses også en større konturkurve, som omslutter begge masser. Arealet mellem denne ydre kurve og kurven omkring Solen/Jorden er forbudt område for en heliocentrisk/geocentrisk testpartikel at bevæge sig i. En testpartikel, som, til at begynde med, startes i enten en bane omkring Solen eller Jorden, vil for altid forblive i en hhv. helio- eller geocentrisk omløbsbane. Et skiftende besøg mellem masserne er dermed ikke muligt i dette tilfælde. Dette forhold giver anledning til definitionen af Hills banestabilitet. Konturkurven omkring Solen kaldes for Solens Hill-sfære, og en given testpartikel forbliver på en stabil bane indenfor dette område i al evighed.

Vælges mindre værdier af  $C_J$ , som vist i figur 2a til figur 2d, så forøges radius af Solens Hill-sfære. Samtidig skrumpes den ydre konturkurve; det er stadigvæk ikke muligt for testpartiklen at skifte mellem en heliocentrisk og en geocentrisk bane. I figur 2e ses en forstørrelse af området omkring Jorden, og det er nu muligt at få øje på Jordens Hill-sfære, som minder om en rugbybold i  $(x, y)$ -planet. Formindskes Jacobikonstanten en smule yderligere, bevirkes (figur 2f og figur 2g) at konturkurverne, som definerer massernes Hill-sfærer, nu forbindes i et punkt kaldet Lagrangepunktet L1. Tilsvarende er punktet L2 vist i figur 2h et resultat af en sammensmeltning mellem Jordens Hill-sfære og den ydre nulhastighedskurve. I figur 2h ses også, at området omkring L1-punktet nu åbner op og dermed giver muligheden for, at testpartiklen kan skifte mellem en heliocentrisk og geocentrisk bane. Det er dog ikke nemt at smutte igennem L1-punktet, da det er et lille nåleøje for relativt høje værdier af Jacobikonstanten. Sammenslutning af den ydre konturkurve med Jordens Hill-sfære i Lagrangepunktet L2 bryder ligeledes op i takt med mindre værdier af Jacobikonstanten (figur 2i og figur 2j).

Afhængig af begyndelsesbetingelserne er det muligt for testpartiklen, ved at benytte gabet i kurven (figur 2j), at skifte mellem baner omkring Solen eller Jorden. Desuden kan den undslippe Jord-Sol systemet igennem L2-punktet. I figur 2k zoomes ud igen og det ses, at det forbudte område afgrænset af nulhastighedskurven ligner en hestesko. En partikel med  $v = 0$  og med den givne værdi af  $C_J$  vil kunne bevæge sig rundt på kurven i en hesteskobane i en bane ko-orbital med Jorden.

Formindskes Jacobikonstanten yderligere, så vil hesteskoen bryde op i L3-punktet (figur 2l, det venstre gab). Fortsætter man med mindskning af  $C_J$  afsløres slutteligt Lagrangepunkterne L4 og L5 (figur 2m, 2n

og 2o). Kurverne minder om formen af haletudser, og det er nu muligt for testpartiklen, at udføre haletudseformet bevægelse, dvs. librationer, omkring L4 eller L5. Amplituden af denne libration bliver mindre for mindre værdier af testpartiklens Jacobikonstant. Som det ses af figur 2o, danner placeringen af L4 og L5 hver især en ligesidet trekant med Solen og Jorden. Set fra Solen ligger de ved  $\pm 60^\circ$  fra Jorden. For at detektere haletudseobjekter tæt ved L4/L5 skal man observere lige før/efter sol opgang/nedgang [2].

## Stabiliteten af Lagrangepunkterne

For en given værdi af  $C_J$  kan  $U$  og  $v$  variere frit, så længe  $C_J$  er konstant, og kun i de områder hvor  $v^2$  er nul eller større end  $2U$ . Da udtrykket for  $U$  ovenfor afhænger af både  $x$ ,  $y$ ,  $r_1$  og  $r_2$ , har pseudopotentialet stor variation over  $(x, y)$ -planet. Dette fremgår af nulhastighedskurverne, som jo er et udtryk for ækvipotentialkurver: Lader vi  $v$  vokse fra nul for en given værdi af potentialet  $U$ , svarer det til at gå fra figur 2a til figur 2o. Arealet af de forbudte områder bliver mindre, bevægelsen for  $P$  mere fri over et større rumareal. Lagrangepunkterne er lokaliseret de steder, hvor topologien af nulhastighedskurverne ændres.

De fem punkter (L1 til L5) har vidt forskellige dynamiske egenskaber, ligesom dynamikken er afhængig af masserne; der er f.eks. stor forskel på dynamikken af baner omkring L4/L5-punkterne for hhv. Jord-Sol og Jord-Måne konfigurationerne.

Dynamisk betragtet definerer Lagrange-punkterne i det cirkulære restringerede tre-legeme problem områder, hvor gravitationskræfterne på en testpartikel nøjagtigt svarer til centripetalkraften, der får partiklen til at ko-rotere med de masserige legemer. Med andre ord er summen af gravitationskraften og centrifugalkraften nul i Lagrange-punkterne. Betragtes problemet i det synodiske system, er testpartiklens hastighed i disse punkter nul, og de kaldes for fix- eller ligevægtspunkter.

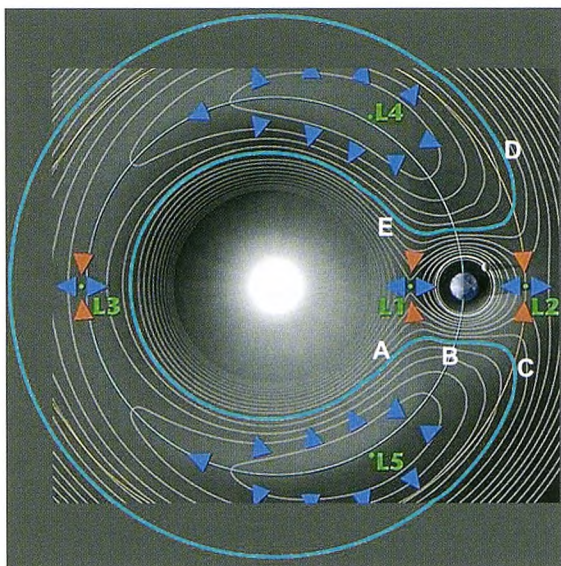
Man kan måske fornemme, at stabiliteten af punkterne er afhængig af en nøje balance i begyndelsesbetingelserne. Stabiliteten af punkterne kan undersøges ved at *linearisere* bevægelsesligningerne og udlede stabilitetskriterier. Ligevægtspunkterne L1, L2 og L3 ligger på den linie, som forbinder masserne  $\mu_1$  og  $\mu_2$ . Det viser sig, at disse punkter er ustabile i den forstand, at en testpartikel (for eksempel en satellit) med tiden vil bevæge sig med en større afstand fra et sådant punkt. De dynamiske forhold omkring L4- og L5-punkterne er anderledes, og disse punkter er stabile for visse  $\mu_1/\mu_2$  forhold. Netop for alle kendte Sol-planet og planet-måne par i Solsystemet er stabilitetskravene overholdt.

Man skulle dermed formode, at alle planeter har en sværm af følgesvende tæt omkring L4 og L5, f.eks. netop som det er tilfældet med Jupiter-trojanerne. Sådant er det imidlertid ikke: I ovenstående diskussion betragtede vi en forsimplet beskrivelse med udgangspunkt i det cirkulære restringerede tre-legeme problem. For det faktiske Sol-Jord-asteroide problem har Jorden en svagt elliptisk bane, og systemets bevægelse foregår ikke

nødvendigvis i planen. Samtidig vil en asteroide opleve gravitationelle perturbationer fra Månen og de øvrige planeter, og altså ikke bevæge sig som i et isoleret tre-legeme problem. Desuden vil dynamikken generelt være følsomt afhængig af begyndelsesbetingelserne, hvilket netop er definitionen på *kaos*. I det følgende vil vi præsentere eksempler på både stabile og kaotiske baner.

### Hestesko- og haletudse-baner i Jord-Sol-systemet

Den foregående beskrivelse af det restringerede tre-legeme problem danner grundlag for forståelsen af hestesko- og haletudsebaner. Den første kendte asteroide (3753) Cruithne, som viste sig at besidde en højst usædvanlig banekaraktistik blev opdaget af Paul Wiegert (og medvirkende) tilbage i 1997 [3]. Asteroiden (3753) Cruithne bevæger sig ift. Jorden i en velsynkroniseret bane.



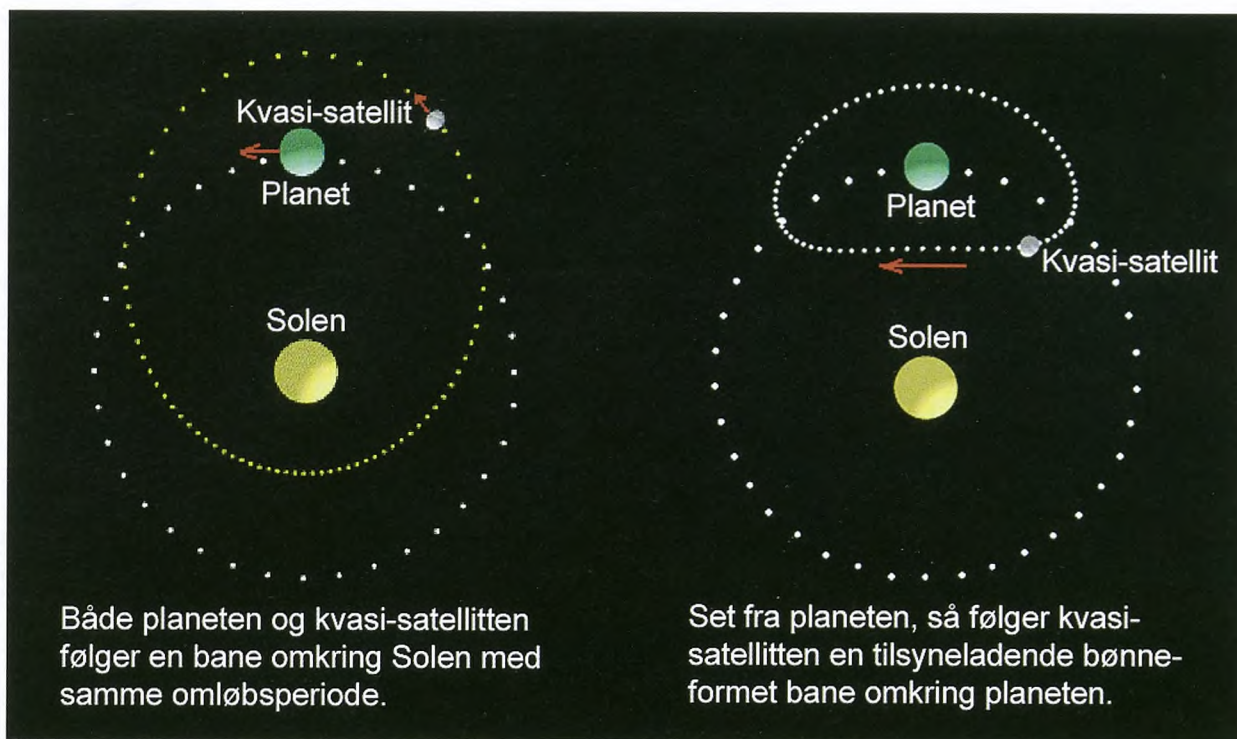
**Figur 3.** Illustration af hesteskobaner i det restringerede tre-legeme problem. Farvede pile viser retningen af gradienten i potentialfeltet omkring Lagrangepunkterne L1 til L5. Jordens bane er kendetegnet med en cirkel og konturkurver repræsenterer nulhastighedskurver. Billedet blev hentet fra NASA. Credit: NASA/WMAP Science Team.

I et system, som roterer med Jorden, følger Cruithne en kompliceret hesteskobane. Denne bane fremkommer ved en skiftende vekselvirkning mellem Jorden, Cruithne og Solen. I figur 3 vises en sådan hesteskobane ift. nulhastighedskurverne. Startende i punkt A, er asteroiden på en mindre bane end Jorden, og har følgelig en kortere omløbsperiode omkring Solen. Asteroiden er dermed en smule hurtigere end Jorden. I stedet for at overhale Jorden indenom, så bliver Cruithne tiltrukket af Jorden og accelereret (B) og dermed "løftet" op i en større bane (C) med en længere omløbsperiode sammenlignet med Jorden. Cruithne er nu langsommere end Jorden og falder lidt efter lidt bagud (baneafsnit mellem C og D), indtil Cruithne igen møder Jorden i punkt D. Her bliver asteroiden igen tiltrukket af Jordens tyngdefelt, som bevirker at Cruithne accelereres ned i

en bane med kortere omløbsperiode end Jorden. Det er nu Jorden, der lidt efter lidt halter bagefter, indtil hesteskobingen sluttet igen i punkt A. Det er vanskeligt at gengive denne bevægelse i et inertielt system, og det er vigtigt at huske, at asteroidebanen i et ikke-roterende heliocentrisk system følger en klassisk Keplerbane omkring Solen.

Sidenhen har astronomer opdaget andre jordnære asteroider, som også følger en hesteskobane som Cruithne. Det nyeste skud på stammen er asteroiden 2010 SO<sub>16</sub>, som blev opdaget i september 2010 med NASA's WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer) 40 cm infrarøde satellit, sendt i kredsløb omkring Jorden i 2009. Asteroiden 2010 SO<sub>16</sub> blev efterfølgende observeret med forskellige teleskoper og dens bane undersøgt i detaljer af astronomer ved det nordirske Armagh Observatory [5]. Opdagelsen blev mulig, fordi 2010 SO<sub>16</sub> netop nu befinder sig i position "B" i figur 3. Om ca. 88 år befinder den 200 til 400 meter store asteroide sig bagved Solen (set fra Jorden), og vil dermed være godt gemt væk i et stykke tid før og efter. På grund af vekselvirkningen med Jorden svinger dens halve storakse mellem 0.996 AU (indre bane) og 1.004 AU (ydre bane). Mens baneperioden er på omkring 1 år, så tager en hesteskoperiode omkring 350 år i det roterende system. Dermed kommer 2010 SO<sub>16</sub> tæt på Jorden omkring hvert 175. år. Dog bliver afstanden aldrig mindre end cirka 20 millioner kilometer, som svarer til omkring 50 gange Jord-Måne afstanden. I [5] kaldes denne situation for "terrafob" pga. asteroidens tilsyneladende sky opførsel overfor Jorden.

En anden egenskab, der er bemærkelsesværdig for 2010 SO<sub>16</sub>, er dens banestabilitet. Som enhver anden observation, så er banebestemmelsen påhæftet usikkerheder, som kan minimeres ved opsamling af et større antal observationer. Ved numerisk at følge flere forskellige kloner af 2010 SO<sub>16</sub>, hver med startbetingelser indenfor baneparametrenes usikkerhedsområde, så viser det sig at banen, som asteroiden følger, er usædvanligt stabil eller langtlivende. Undersøgelsen viser, ved brug af numerisk-statistiske metoder, at den vil forblive i sin nuværende hesteskobane i mindst 120.000 år. Dette er forholdsvis lang tid, når denne levetid sammenlignes med de andre hesteskoasteroider, som kun følger deres nuværende baner i nogle få tusinde år. Ifølge [5], så kan banestabiliteten tilskrives 1) banens lille excentricitet og 2) værdien af Jacobikonstanten. Førstnævnte egenskab forhindrer asteroiden i at krydse sin bane med andre terrestriske planeter (Mars eller Venus), og forbliver derfor tæt på Jordens bane. Endvidere er Jacobikonstanten for 2010 SO<sub>16</sub> finjusteret således, at asteroiden befinder sig i en "dynamisk" tilstand, som forhindrer en overgang til andre banetyper. Havde værdien af asteroidens Jacobikonstant været en anden, så ville det have været lettere at skifte mellem hestesko- og/eller haletudse-librationer. En anden mulighed ville være et "escape"-scenario, hvor 2010 SO<sub>16</sub> undslipper den nuværende dynamik, og bliver slynget ud på en kvalitativt markant anderledes bane.



**Figur 4.** Grafisk illustration af banegeometrien for en jordisk kvasi-satellit (engelsk: quasi-satellite). Venstre panel viser kvasi-satellitten på en excentriske bane omkring Solen. Dog er den stadigvæk i en 1:1 bane-resonans med planeten. Satellittens perihelafstand ligger indenfor og dens aphelionafstand udenfor planetens bane. Højre panel: Kvasi-satellittens tilsyneladende bane omkring planeten (f.eks. Jorden) for en observatør beliggende på planeten. Figur (oversat) fra: Paul Wiegert (University of Western Ontario).

### Kvasi-satellitter

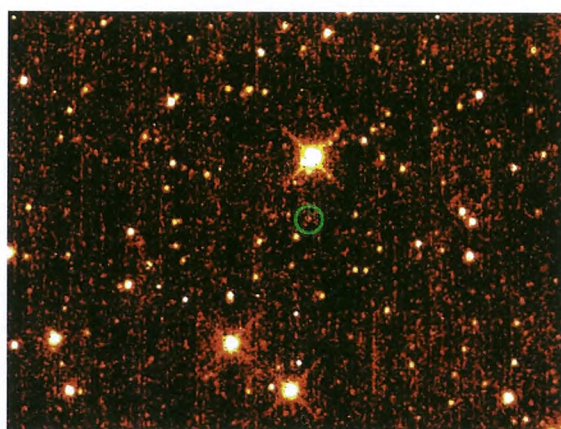
En anden klasse af legemer i en 1:1 bane-resonans med en planet er såkaldte *kvasi-satellitter*. Disse objekter bevæger sig i en bane omkring Solen med den halve storakse svarende til planetens baneradius (som regel ret cirkulær for planeter i Solsystemet). Denne egenskab sikrer, at de to objekter er i resonans med hinanden og dermed har samme velsynkroniserede bane-omløbsperiode. Forskellen i deres baneegenskaber er en højere excentricitet for kvasi-satellittens bane. Eksistensen af kvasi-satellitter kendes for de ydre gasplaneter i Solsystemet og den første jordiske kvasi-satellit blev annonceret i 2004 med betegnelsen 2003 YN<sub>107</sub> [7]. I et heliocentrisk system følger kvasi-satellitten og Jorden hver sin bane omkring Solen.

Figur 4 illustrerer banegeometrien grafisk. Placeres observatøren på Jorden (stadigvæk i et ikke-roterende, heliocentrisk system), så kan det tilsyneladende se ud som om kvasi-satellitten følger en bane omkring Jorden netop på grund af 1:1 bane-resonansen. Dette forhold giver anledning til betegnelsen kvasi-satellit og i dette tilfælde ligner kvasi-satellittens bane en bønne befindende sig i en (tilsyneladende) bane omkring Jorden. Denne bønneform af dens bane skal dog ikke forveksles med en haletudse- eller hesteskobane som før nævnt. Det skal hermed understreges, at en kvasi-satellit ikke udfører haletudse- eller hesteskobaner og læseren henvises til følgende webside: <http://www.astro.uwo.ca/~wiegert/quasi/quasi.html>, som byder på en glimrende animation af banegeometri-

en for en kvasi-satellit.

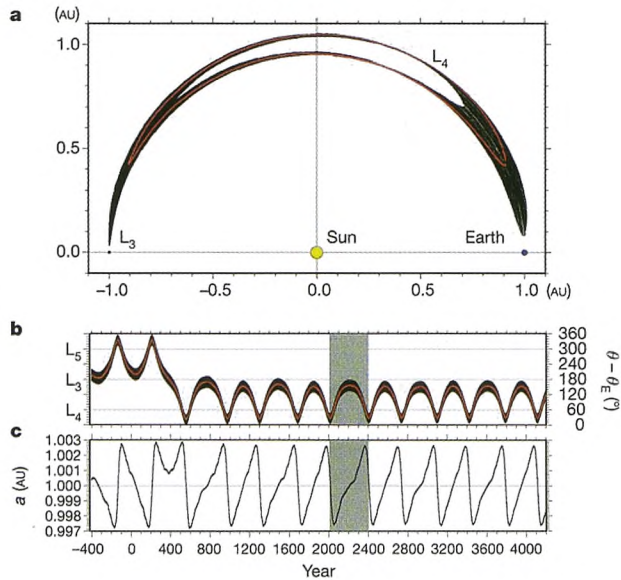
### Opdagelsen af Jordens første trojaner – 2010 TK<sub>7</sub>

En mere opsigtsvækkende opdagelse blev gjort af NEOWISE-teamet (Near Earth Object WISE, se [4]) i oktober 2010. NEOWISE er en fortsættelse af WISE missionen, efter satellitten var løbet tør for kølevæske, som er nødvendig til at nedkøle det følsomme infrarøde måleudstyr. NEOWISE brugte to af de fire infrarøde CCD kameraer til at lede efter jordnære asteroider og kometer. Ved at kigge igennem NEOWISE data (se figur 5) opdagede gruppen omkring NEOWISE missionen Jordens første trojaner med betegnelsen 2010 TK<sub>7</sub> (Connors et al. 2011).



**Figur 5.** Opdagelse af "haletudse"-satellitten 2010 TK<sub>7</sub> med NEOWISE satellitten. Billedet blev hentet fra NASA. Credit: NASA/NEOWISE Science Team.

Denne jordnære asteroide (med en anslået diameter på 300 m) deler ligeledes sin bane med Jorden, og følger en haletudsebane. Baseret på NEOWISE data og data indsamlet fra jordbaserede teleskoper har astronomerne med sikkerhed fastslået, at 2010 TK<sub>7</sub> for tiden udfører temporære stabile librationer (oscillationer i banens halve storakse) omkring Jordens L<sub>4</sub>-punkt med en forholdsvis stor amplitude. Denne karakteristik er vist i panelerne a+b i figur 6.



**Figur 6.** Jordens første haletudse-asteroide. Panel a): Den røde kurve viser middelbevægelsen af 2010 TK<sub>7</sub>, som oscillerer omkring L<sub>4</sub>-punktet. Panel b): Vinkelafstanden mellem asteroiden og Jorden. Panel c): Oscillation af asteroidens halve storakse [1]. Figur fra Nature.

Dog er denne banetilstand kun midlertidig og kortvarig set på astronomisk tidskala. På baggrund af numeriske banesimuleringer og med henvisning til figur 6, viser det sig, at 2010 TK<sub>7</sub> til tider “hopper” fra L<sub>5</sub> til L<sub>4</sub> og muligvis tilbage igen med kortvarige ophold tæt på disse to ligevægtpunkter. Det sidste hop fra L<sub>5</sub> fandt sted for omkring 1600 år siden. Indenfor det restringerede tre-legeme problem kan dette skift kun ske igennem L<sub>3</sub>. Desuden er det kun bestemte værdier af asteroidens Jacobikonstant, som tillader et sådant hop (jævnfør figur 2k, 2l og 2m). For mindre værdier af  $C_J$  bliver L<sub>4</sub> og L<sub>5</sub> separeret fra hinanden, og eventuelle hop er ikke længere mulige uden at betragte andre forstyrrende effekter som for eksempel Jupiters gravitationelle indflydelse. Banesimuleringerne tyder også på, at det er muligt for 2010 TK<sub>7</sub> at skifte banekaraktøren fra en haletudse- til en hestesko-bane. I dette tilfælde vil 2010 TK<sub>7</sub> have samme banekaraktør som 2010 SO<sub>16</sub>. På grund af dens forholdsvis store banehældning kan det desuden forekomme, at 2010 TK<sub>7</sub> bliver indfanget tæt omkring L<sub>3</sub>-punktet, som, set fra Jorden, ligger lige bag Solen (se figur 3). Selvom denne type bane omkring L<sub>3</sub>-punktet teoretisk set kan forekomme, så har man dog aldrig observeret objekter med denne bane for Jord-Sol L<sub>3</sub>-punktet (de er svære at lede efter på grund af Solen) eller L<sub>3</sub> for de andre planeter i Solsystemet.

Ifølge [1] er dynamikken af 2010 TK<sub>7</sub> så kaotisk, at dens bane kun kan beregnes præcist over en periode på 250 år, mens den generelle dynamik kun kan beskrives over en periode på ca. 7000 år.

### Hvor kommer de fra og hvad kan vi lære fra dem?

Indtil videre er der kun opdaget en håndfuld af disse sære følgesvende til Jorden. Deres antal og hvor de kommer fra er ikke rigtigt forstået på nuværende tidspunkt. Eksistensen af en eventuel større population af jordiske trojaner vil stille spørgsmål omkring deres oprindelse.

En forklaring kunne være indfangning fra Asteroidebæltet. Som kort beskrevet i starten, så er det muligt for Jupiter at have tilpas stor indflydelse til at transportere objekter fra Asteroidebæltet til omegnen af de terrestriske planeter. Denne mekanisme kunne føre til en indfangning omkring L<sub>4</sub> eller L<sub>5</sub> for Jordens vedkommende. Selvom en sådan indfangning ikke er umulig, så er denne mekanisme ikke særligt effektiv, da den kræver finjusterede parametre. En indfangning ville være væsentligt nemmere ved virkning af en eller flere dissipative kræfter (såsom gnidning mellem trojaneren og masse i form af gas eller støv) for at tabe en tilpas mængde energi for at mindske banens halve storakse. Et aktuelt eksempel er, at Solens strålingsindvirkning på asteroider kan bidrage til, at banens radius formindskes. Denne effekt er kendt som Yarkovsky-effekten, og kan også have en betydning for ændringer i asteroidens rotationshastighed som det blev observeret for asteroiden med betegnelsen “54509 YORP”. Yarkovsky-effekten for jordnære asteroider kan ændre den halve storakse med  $10^{-9}$  AU/år [5]. Selvom denne effekt synes at være effektiv til at fjerne jordnære asteroider gennem den tid Solsystemet har eksisteret, så viser nogle studier med fokus på Mars’ trojanere, at Yarkovsky-effekten alligevel ikke har en destabiliserende effekt, som kunne fjerne disse objekter.

Der er på nuværende tidspunkt stor fokus på denne forskningsgren. Det første skridt er at bestemme antallet af jordiske trojanere. En jordbaseret fotometrisk opfølgingskampagne vanskeliggøres netop, fordi observationstidsrummet er lille, og ligger i minutterne lige før solopgang (L<sub>4</sub>) og lige efter solnedgang (L<sub>5</sub>). Der er derfor planer om at bruge GAIA satelliten (som er planlagt at blive placeret tæt på L<sub>2</sub>-punktet) i den nære fremtid, for at opdage en eventuel større population af disse følgesvende. Der er ingen tvivl om, at eksistensen af denne specielle klasse af asteroider, vil give mulighed for at studere solsystemets beskaffenhed og muligvis kaste nyt lys på Jord-Måne systemets oprindelse og Solsystemets dynamiske udvikling.

### Litteratur

- [1] Connors, M., Wiegert, P. and Veillet, C. (2011), *Nature* vol. **475**, p. 481.
- [2] Todd M., Tanga, P., Coward, D.M., Zadnik, M.G. (2011), <http://arxiv.org/pdf/1111.1127v1> (indsendt til MNRAS).
- [3] Wiegert, P., Innanen, K., Mikkola, S. (1997), *Nature* vol. **387**, p. 685.
- [4] NEO-WISE: <http://neo.jpl.nasa.gov/programs/neoWISE.html>.

- [5] Christou, A. & Asher, D. (2011), *MNRAS* vol. **414**, p. 2965.
- [6] Wajer, P. et al. (2009), 2002 AA29: Earth's recurrent quasi-satellite?, *Icarus* vol. **200**, p. 147.
- [7] Connors, M. et al. (2004), Discovery of Earth's quasi-satellite, *M&PS* vol. **39**, p. 1251.
- [8] Mikkola et al. (2006), Stability limits for the quasi-satellite orbits, *MNRAS* vol. **369**, p. 15.
- [9] Murray, C. D. and Dermott, S. F. (2001), *Solar System Dynamics*, Cambridge University Press.



René Michelsen er ph.d. i astronomi og har en baggrund i celestmekanik og dynamik, spektroskopi af jordnære asteroider og meteoritter, samt rumfartsindustrien. Han arbejder i dag som projektleder.



Tobias Cornelius Hinse er post-doc ved Korea Astronomy and Space Science Institute i Sydkorea. Han er astronom fra NBI, KU og ph.d. fra Armagh Observatoriet/Queens University Belfast, Nordirland, UK. Han arbejder med dynamiske problemer indenfor Solsystemet og udfører både teoretisk og observationel forskning indenfor extrasolære planeter blandt andet ved brug af den Danske 1,5 m kikkert ved ESO, La Silla-observatoriet i Chile. For tiden arbejder han på dynamikken indenfor extrasolære cirkumbinære planeter (planeter der kredser om dobbeltstjerner).

## Dansk Fysisk Selskab – Årsmøde den 19.-20. juni

### Dansk Fysisk Selskab

Hjemmeside: [www.dfs.nbi.dk](http://www.dfs.nbi.dk)

Ian Bearden (formand)

Niels Bohr Institutet, Københavns Universitet

Blegdamsvej 17, 2100 København Ø

E-mail: [bearden@nbi.dk](mailto:bearden@nbi.dk)

Tlf. 35325323

Johannes Andersen (næstformand) ([ja@astro.ku.dk](mailto:ja@astro.ku.dk))

Helge Knudsen (kasserer) ([hk@phys.au.dk](mailto:hk@phys.au.dk))

Ulrik Uggerhøj ([ulrik@phys.au.dk](mailto:ulrik@phys.au.dk))

Kim Lefmann ([lefmann@fys.ku.dk](mailto:lefmann@fys.ku.dk))

Mette Grage ([mmlg@dmi.dk](mailto:mmlg@dmi.dk))

Peter Uhd Jepsen ([puje@fotonik.dtu.dk](mailto:puje@fotonik.dtu.dk))

Jørgen Schou ([josc@fotonik.dtu.dk](mailto:josc@fotonik.dtu.dk))

Jørgen Beck Hansen ([beck@nbi.dk](mailto:beck@nbi.dk))

Betal venligst dit kontingent til DFS til tiden enten via PBS eller det udsendte girokort. Selskabet har hvert år et stort arbejde med at sende rykkerskrivelser ud.

### DFS årsmøde 2012

Dansk Fysisk Selskab afholder sit årsmøde 2012 på Hotel Nyborg Strand. Mødet starter tirsdag den 19. juni kl. 11 og slutter onsdag den 20. juni kl. 16. På andendagen afholder DFS sin årlige generalforsamling.

DFS-årsmødet vil indeholde følgende plenarforedrag:

- Frank Bertoldi, Argelander-Institut für Astronomie, University of Bonn, Germany: *The birth*

*and evolution of galaxies: Prospects with ALMA (Atacama Large Millimetre Array).*

- Petra Rudolf, University of Groningen, The Netherlands: *Spectroscopy of graphene, carbon nanotubes and other carbon molecules.*
- Laurens Molenkamp, University of Würzburg, Germany: *Dirac fermions in HgTe – the quantum spin Hall effect.*
- En foredragsholder fra LHC (se navn på DFS' hjemmeside) fra CERN med sidste nyt.
- Der vil som sædvanligt være en fremtrædende foredragsholder som after-dinner speaker.

Som en nyskabelse vil Dansk Fysisk Selskab give lovende, nyetablerede yngre forskere mulighed for plenarforedrag. Disse foredrag kan ikke søges, men vil blive udvalgt af Dansk Fysisk Selskabs bestyrelse. Derudover vil der være parallelsessioner i atomfysik, faststoffysik, nanofysik, kerne- og partikelfysik, biofysik samt uddannelse og undervisning. Sideløbende hermed vil forskningsresultater blive præsenteret som posters. DFS lægger herunder særlig vægt på at give yngre forskere mulighed for at præsentere deres resultater for en bredere kreds. Endelig vil der være en firma udstilling med nyt forskningsapparat for DFS' medlemmer.

Alle landets fysikere opfordres til at deltage i Dansk Fysisk Selskabs årsmøde med indlæg og posters og ikke mindst til at bidrage til en livlig diskussion af spændende forskningsresultater.

### Program

Årsmødeprogrammet findes på DFS' hjemmeside ([www.dfs.nbi.dk](http://www.dfs.nbi.dk)). Det vil løbende blive opdateret i takt