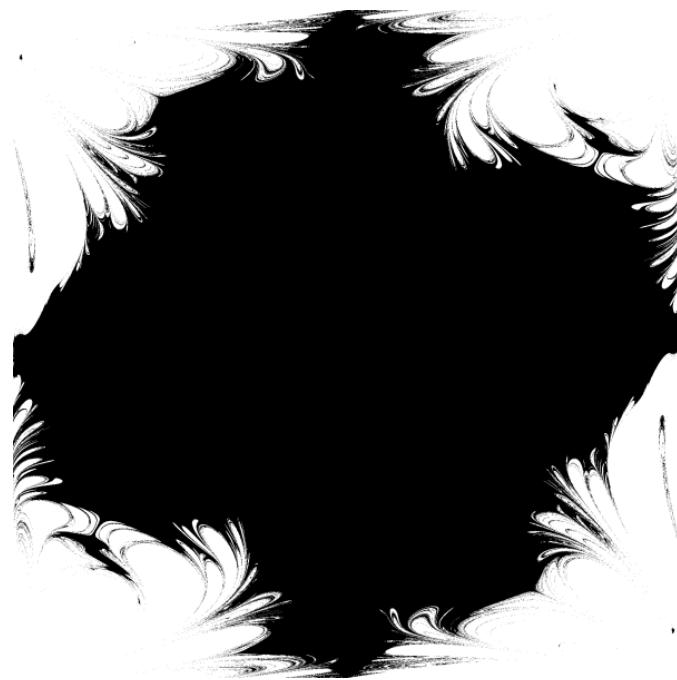


Fraktaler ur kaos

Fraktaldimension som en indikator för divergens hos
dubbelpendlar



Författare:
Adam Johansson
Olle Ahlin
Anton Mattsson
Victor Millberg

Handledare:
Lars Gråsjö

ABSTRACT

Title: *Fractals from Chaos – Fractal Dimension as an Indicator for Divergence in Double Pendulums*

Date: March 12, 2021

Authors: Adam Johansson, Olle Ahlin, Anton Mattsson, Victor Millberg

Tutor: Lars Gråsjö

Keywords: Chaos Theory, Double Pendulum, Fractal Dimension, Lyapunov Exponent

In this report, the fractal dimensions of the central borders between the initial conditions of a simulated double pendulum that lead up to any of the weights flipping, and those that do not, were computed and compared to the distribution of maximal Lyapunov exponents (MLE) of the system. Different values for dimension and MLE were obtained through varying the proportions of masses and rod lengths in the double pendulum. Measurements such as maxima, averages, and medians of the maximal Lyapunov exponents obtained in each variation, were plotted against box and compass dimensions of the fractal center border with each data point corresponding to a unique combination of mass and length proportions. A strong correlation between dimension and MLE measures was found over a multitude of measurements for MLE, suggesting that systems with a higher rate of divergence on average produce higher box and divider dimension.

INNEHÅLLSFÖRTECKNING

1 FÖRKORTNINGAR OCH BEGREPP	1
1.1 Bokstavsbeteckningar och förkortningar	1
1.2 Beteckningar för dubbelpendeln	2
1.2.1 Diagram över dubbelpendelsystemet	2
1.2.2 Systemkonstanter	3
1.2.3 Variabla storheter	3
1.3 Särskilt införda begrepp	3
1.4 Konventioner, notation och begrepp från teorin	4
1.4.1 Konventioner och notation	4
1.4.2 Begrepp	4
2 INLEDNING	6
2.1 Bakgrund	6
2.1.1 Lyapunov-exponenter som mått på kaos	6
2.1.2 Relevansen av att studera kaotiska system	6
2.1.3 Dubbelpendeln som kaotiskt system	6
2.1.4 Fraktaler och deras relation till kaos	7
2.1.5 Fraktaldimension	8
2.2 Syfte och frågeställningar	9
2.2.1 Syfte	9
2.2.2 Frågeställningar	9
2.3 Teori	10
2.3.1 Definition av kaos	10
2.3.2 Lyapunov-exponenter	11
2.3.3 Fraktaldimensioner och dimensionsmått	12
2.3.4 Dubbelpendelns rörelseekvationer	14
2.3.5 Egenskaper hos dubbelpendelns rörelseekvationer	14
2.3.6 Parametrisering av längder och massor	15
2.4 Avgränsningar	15
2.4.1 Val av kaotiskt system	15
2.4.2 Fysikaliska inskränkningar	16
2.4.3 Betraktade begynnelsevärden	16
2.4.4 Dimensionsmått	16
2.4.5 Lyapunov-spektra och Lyapunov-exponenter	16
3 METOD	17
3.1 Praktisk implementering	17
3.1.1 Programmering	17
3.1.2 Parametervärden	17
3.1.3 Numerisk lösning av differentialekvationerna	17
3.2 Generering av fractaler	18
3.2.1 Överslagsmängder	18
3.3 Analys av fraktaldimension	18
3.4 Numerisk bestämning av Lyapunov-exponenter	19
3.5 Samband mellan MLE och dimensionsmått	19

4 RESULTAT	21
4.1 Utförligt exempelfall för överslagsmängd	21
4.1.1 Bild av överslagsmängd	22
4.1.2 Maximal Lyapunov-exponent	23
4.1.3 Framtagning av fraktaldimension	24
4.2 3D-grafer	25
4.3 Jämförelse mellan dimensionsmått	26
4.4 Spridningsdiagram mellan MLE och dimensionsmått	27
4.4.1 Maximalt uppnådd MLE	27
4.4.2 Övre kvartil av samtliga värden för MLE	27
4.4.3 Övre kvartil av MLE större än $0,05 \text{ s}^{-1}$	28
4.4.4 Medelvärde av MLE	28
4.4.5 Medelvärde av MLE större än $0,05 \text{ s}^{-1}$	29
4.4.6 Medianen av MLE	29
4.4.7 Medianen av MLE större än $0,05 \text{ s}^{-1}$	30
4.5 Felberäkningar	30
4.5.1 Dimensionsmått	30
4.5.2 Maximal Lyapunov-exponent	31
4.6 Rådata	31
5 DISKUSSION	32
5.1 Tolkning av resultat	32
5.1.1 Fraktaler ur överslagsmängder	32
5.1.2 Inverkan på fraktaler genom variation av systemparametrar	32
5.1.3 Kategorisering av dubbelpendeln på systemnivå genom Lyapunov-exponent	32
5.1.4 Koppling mellan Lyapunov-exponent och dimension av fraktaler	33
5.2 Metodanalys	35
5.2.1 Felkällor	35
5.2.2 Metodens giltighet	37
5.2.3 Metodförbättringar	38
5.3 Resultaten i relation till tidigare forskning och teori	38
5.3.1 Fraktaler ur överslagsmängder	38
5.3.2 Inverkan på fraktaler genom val av begynnelsevillkor	38
5.3.3 Koppling mellan Lyapunov-exponent och dimension av fraktaler	38
5.4 Framtid	39
5.4.1 Förändringar och förfiningar	39
5.4.2 Breddning av arbetet	39
5.4.3 Användningsområden	40
REFERENSLISTA	41
BILAGOR	41
BILAGOR	42
A Härledning av rörelseekvationer	43
B Bevis till sats 2.2	49

C Pseudokod för algoritmer	52
C.1 Simulering och framtagning av mängder	52
C.1.1 Runge-Kuttametoden av fjärde ordningen	52
C.1.2 Algoritm för framtagning av mängder	53
C.2 Maximal Lyapunov-exponent	54
C.3 Låddimension	55
C.4 Passardimension	56
D Tabell över Lyapunov-exponenter och dimensionsmått	57
E Kollage över MLE-grafer och överslagsmängder	61

1. FÖRKORTNINGAR OCH BEGREPP

1.1 Bokstavsbezeichnungen und Abkürzungen

Förkortningar

MLE	Maximal Lyapunov-exponent
RK4	Runge-Kuttametoden av fjärde ordningen

Grekiska bokstäver

α	Innervinkel	rad
β	Yttervinkel	rad
δ_0	Initialt fasrumsavstånd $\delta_0 \equiv \delta(0)$	rad
$\delta(t)$	Fasrumsavstånd $\delta = \phi_1(t) - \phi_2(t) $	rad
λ_1	Maximal Lyapunov-exponent	s^{-1}
$\hat{\lambda}_1$	Största uppnådde MLE	s^{-1}
$\overline{\lambda'_1}$	Aritmetiskt genomsnitt av MLE efter exklusion	s^{-1}
λ_i	Lyapunov-spektrum, $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \dots \geq \lambda_n$	s^{-1}
μ	Parametrisering av massor, $\mu = 1 + \frac{m_1}{m_2}$	
σ	Parametrisering av stavlängder, $\sigma = \frac{l_1}{l_2}$	
ϕ	Normerad fasrumsvektor $\phi = [\alpha \quad \beta \quad \dot{\alpha} \cdot t_{\text{norm}} \quad \dot{\beta} \cdot t_{\text{norm}}]^T$	rad
$\Phi_T(s, m)$	Överslagsmängd med $t_{\text{stopp}} = T$ [s], $\sigma = s$ och $\mu = m$	Mängd

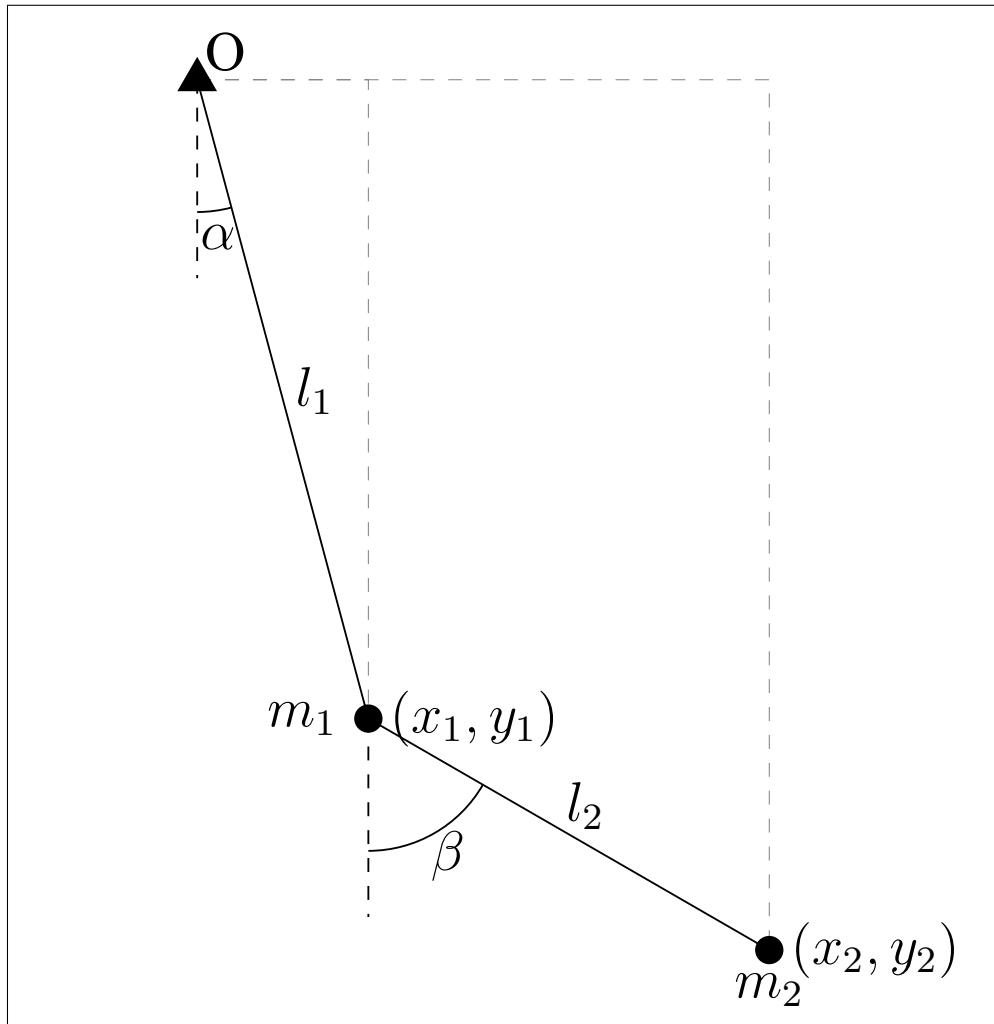
Latinska bokstäver och beteckningar

D	Övre tröskelvärde för fasrumsavstånd δ	rad
$\dim_B(A)$	Låddimension för mängden A	
$\dim_C(A)$	Passardimension för mängden A	
$F(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})$	Funktionen som ger $\ddot{\mathbf{q}}$ där $l_2 = 1$ m	$\text{rad } s^{-2}$
$F_L(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})$	Funktionen som ger $\ddot{\mathbf{q}}$ där $l_2 = L$	$\text{rad } s^{-2}$
h	Tidssteg	s
L	Lagrangefunktion $L = V - T$	J
l_1	Längd av inre stav	m
l_2	Längd av yttre stav	m
$M(\lambda_1)$	Median av MLE från samtliga värden	s^{-1}
$M'(\lambda_1)$	Median av MLE efter exklusion	s^{-1}
m_1	Massa av inre punktmassa	kg
m_2	Massa av yttre punktassa	kg
$M_A(r)$	Passarantal för mängd A med passarlängd r	
N	Antal mätintervall för Lyapunov-exponent	
$N_A(s)$	Lådantal för mängd A och lådstorlek s	
O	Fixerad central vridningspunkt för systemet	
\mathbf{q}	Generaliserade koordinater $\mathbf{q} = [\alpha \quad \beta]^T$	rad
r	Passarlängd i passardimension	rad
s	Rutbredd i låddimension	rad

T	Kinetisk energi $T = E_k$	J
t_{norm}	Normeringstid $t_{\text{norm}} = 1 \text{ s}$ för fasrumsvektor	s
t_{stopp}	Längd av mätning för överslagsmängder	s
$U(\lambda_1)$	Övre kvartil av MLE från samtliga värden	s^{-1}
$U'(\lambda_1)$	Övre kvartil av MLE efter exklusion	s^{-1}
V	Potentiell energi $V = E_p$	J
v_1	Hastighet av m_1	m s^{-1}
v_2	Hastighet av m_2	m s^{-1}
x_1	X-koordinat för m_1	m
x_2	X-koordinat för m_2	m
y_1	Y-koordinat för m_1	m
y_2	Y-koordinat för m_2	m

1.2 Beteckningar för dubbelpendeln

1.2.1 Diagram över dubbelpendelsystemet



Figur 1.1: Översikt över beteckningar.

1.2.2 Systemkonstanter

I denna rapport kommer följande beteckningar användas för dubbelpendelns systemkonstanter, som illustreras i figur 1.1:

- Låt O markera den förankrade vridningspunkten till dubbelpendeln.
- Låt l_1 vara längden av den inre staven, d.v.s. avståndet från O till punkten m_1 .
- Låt l_2 vara längden av den yttre staven, d.v.s. avståndet från m_1 till m_2 .
- Låt m_1 vara massan för den inre rörliga punktmassan.
- Låt m_2 vara massan för den yttre rörliga punktmassan.
- Definiera $\sigma = \frac{l_1}{l_2}$.
- Definiera $\mu = 1 + \frac{m_1}{m_2}$.

1.2.3 Variabla storheter

I denna rapport kommer nedan följande begrepp användas för att beskriva ett givet ögonblickstillstånd hos dubbelpendeln. Se figur 1.1.

- Låt α vara vinkeln mellan den inre staven och lodlinjen nedåt genom upphängningspunkten O , där utslag moturs ses som positiv riktning.
- Låt β vara vinkeln mellan den yttre staven och lodlinjen nedåt genom punkten m_1 , där utslag moturs ses som positiv riktning.
- Låt $\mathbf{q} = \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix}$ och $\dot{\mathbf{q}} = \begin{bmatrix} \dot{\alpha} \\ \dot{\beta} \end{bmatrix}$ beskriva generaliserade koordinater, respektive generalisera- de hastigheter för dubbelpendelsystemet.
- Låt $\phi = [\alpha \ \beta \ \dot{\alpha} \cdot t_{\text{norm}} \ \dot{\beta} \cdot t_{\text{norm}}]^T$, där $t_{\text{norm}} = 1 \text{ s}$ är en normeringskonstant, och låt vidare rummet av sådana vektorer kallas dubbelpendlens *fasrum*. Fasrummet beskriver entydigt alla möjliga ögonblickstillstånd till dubbelpendelsystemet bestämmer entydigt och deterministiskt framtiden för den dubbelpendel den beskriver.

1.3 Särskilt införda begrepp

Nedan begrepp och förkortningar kommer att användas inom denna rapport:

- Ett *överslag* sägs ske vid tidpunkt t om $\alpha(t) = \pi + 2\pi k$ eller $\beta(t) = \pi + 2\pi k$.
- En *överslagsmängd* är en mängd av $\mathbf{q}_0 \in [-\pi, \pi]^2$ sådana att en dubbelpendel med givna σ och μ för $l_1 = \sigma \cdot (1 \text{ m})$ och $l_2 = 1 \text{ m}$ och begynnelsevillkor $\mathbf{q}(0) = \mathbf{q}_0$ och $\dot{\mathbf{q}}(0) = \vec{0}$ inte gör överslag inom en given tid t_{stop} .

- Låt $\Phi_T(s, m)$ beteckna överslagsmängden som ges av $\sigma = s, \mu = m$ och där $t_{\text{stopp}} = T$ [s].
- Begreppet *energigränsen* innebär mängden av begynnelsevärden som har lika stor energi som den minsta nödvändiga energi för att göra någon form av överslag. Denna energi kommer att kallas *tröskelenergi* och ges av den minsta av de potentiella energierna för $\alpha = 0, \beta = \pi$ eller $\alpha = \pi, \beta = 0$, där vilken som är minst beror av σ och μ . Begynnelsevärden med lägre mekanisk energi än tröskelenergin sägs vara *innanför* energigränsen och begynnelsevärden med mer mekanisk energi sägs vara *utanför* energigränsen.
- Till en sammanhängande mängd $A \subset \mathbb{R}^2$ definieras *kustlinjen* av kanten δA till A . Formellt ges denna av:

$$\delta A = \{p \in \mathbb{R}^2 \mid \forall \epsilon > 0 \exists i, u \in B(p, \epsilon) : i \in A \wedge u \notin A\}$$

Här betecknar $B(p, \epsilon)$ bollen med radie ϵ kring punkten p . Mängden δA kan förklaras i ord som mängden av punkter som ligger godtyckligt nära både punkter i A och punkter utanför A .

- För överslagsmängder F kommer *innerkustlinjen* syfta på kustlinjen till den *centrala komponenten* $M \subset F \subset [-\pi, \pi]^2$ definierad som den sammanhängande komponent M som innehåller $\vec{0}$, det rakt nedåt hängande begynnelsevillkoret. Anmärk att alla punkter innanför energigränsen tillhör M , då inga av dessa någonsin kan göra överslag med anledning av energiprincipen.

1.4 Konventioner, notation och begrepp från teorin

1.4.1 Konventioner och notation

- Derivering med avseende på tid kommer betecknas med Newtons notation för derivata, med punkt. Detta innebär att

$$\dot{y} = \frac{d}{dt}y.$$

- Låt $|x - y|$ för $x, y \in \mathbb{R}^n$ beteckna det euklidiska avståndet mellan x och y , det vill säga

$$|x - y| = \sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - y_i)^2}.$$

1.4.2 Begrepp

- *Generaliserade koordinater* kallas en uppsättning

$$\mathbf{q} = [x_1 \ x_2 \ \dots \ x_n]^T,$$

där x_1, x_2, \dots, x_n är rumsmått, vanligen koordinater, sträckor längs en särskild kurva, vinklar, eller en blandning av dessa, som tillsammans unikt kategorisera positionen av alla delar i ett fysikaliskt system.

- Tidsderivatan till generaliserade koordinater kallas *generaliserade hastigheter*.
- Rummet som utgörs av generaliserade koordinater och generaliserade hastigheter, där en punkt entydigt svarar mot ett ögonblickstillstånd till systemet, kallas ett *fasrum*.

2. INLEDNING

2.1 Bakgrund

Studiet av kaotiska system, kaosteori, är ett område av matematiken och dynamiken som varit under utveckling under 1900-talets senare halva, sedan Edward Lorenz 1963 upptäckte den numera allmänt kända "fjärilseffekten". Se Lorenz [1] för den ursprungliga artikeln. Fjärilseffekten innebär att godtyckligt små skillnader i begynnelseställståndet för vissa system ändå ger, efter tillräckligt lång tid har gått, upphov till helt skilda beteenden för systemet. Kaotiska system är således definitionsmässigt svåra att förutsäga, då mätnogrannhet i fysiska applicerade sammanhang är begränsad. Trots det kan modeller och teori inom kaosteorin användas för att bestämma en rad kvalitativa och kvantitativa egenskaper och tendenser i systemets beteenden, även på längre skala [2].

2.1.1 Lyapunov-exponenter som mått på kaos

För att kvantifiera den exponentiella divergensen i kaotiska system finns storheten kallad maximal Lyapunov-exponent (förkortad MLE). Den beskriver den genomsnittliga exponentiella tillväxthastigheten (i bas e) för separationen av två närliggande banor i ett system. MLE betecknas med λ_1 och kaotiska system har $\lambda_1 > 0$.

2.1.2 Relevansen av att studera kaotiska system

Att bygga upp en förståelse för kaotiska fysikaliska system är väsentligt då de flesta komplexa system som återfinns i den verkliga världen i någon utsträckning är kaotiska, dock med olika tidsskalor för vilka de är stabila, konkretiserat genom att de har vitt skilda Lyapunov-tider [2].

Till dessa kan räknas bland annat väder, turbulent flöde i vätskor och gaser, solsystemet då det betraktas över längre tidsskalor, och systemet som utgör kärnan för detta arbete, dubbelpendeln.

2.1.3 Dubbelpendeln som kaotiskt system

Dubbelpendeln är ett ikoniskt exempel på ett system bestående av få och enkla delar som trots det uppvisar kaotiskt beteende. Dubbelpendeln kan beskrivas som att en pendel hänger i massan av en annan pendel, det vill säga ett system bestående av två massor, den ena, här kallad m_1 , fäst med en fast stav till en central vridningspunkt och den andra, m_2 är kopplad med stav till den första på sådant sätt att den kan svänga fritt kring den. Se figur 1.1. Dessa får i principfallet svänga i ett gravitationsfält.

Dubbelpendelns beteende är välstuderat, men som med alla kaotiska system är beteendet mångfacetterat. Denna undersökning syftar framförallt att betrakta dubbelpendelns tendens att för vissa begynnelsevärden "slå över". Se begreppslistan för den exakta definitionen av detta.

2.1.4 Fraktaler och deras relation till kaos

Ett annat förhållandevis nytt område i matematiken, och ett som visat sig ha en tydlig relation med kaosteorin, är fraktalgeometrin. Fraktaler har visats vara en nödvändig utveckling från analysens och differentialkalkylens centrala antagande om lenhet vid tillräckligt liten skala. Benoit Mandelbrot, en pionjär inom området, förespråkar i sin "The Fractal Geometry of Nature" [3] fraktalen som modell för en rad strukturer och menar att euklidisk geometri inte på tillfredsställande sätt kan modellera detaljrikedomen på alla skalar i dessa. Fraktalbegreppet innebär istället en modell som *utgår* från antagandet att objekten i fråga har detaljer på alla skalar.

Sedan Mandelbrots ursprungliga undersökningar har fraktalgeometrin expanderat som forskningsområde och använts för att beskriva allt från kustlinjer till Brownsk rörelse [4], till biologiska system såsom förgreningar i träd [4] eller cancerturnörer [5], till turbulens och finans [4]. Även Lorenz undersökningar kring kaos gav upphov till en fraktal, även om varken teorin kring fraktaler eller begreppet existerade då [2].

En annan karaktäriserande egenskap för fraktaler är att de ofta uppvisar någon form av självlikhet över olika skalar, antingen direkt eller statistisk, vilket delvis förklrar varför fraktaler beskriver förgreningar i naturen, men det har även visats relevant för exempelvis turbulens.

Till sist uppkommer fraktaler i den rena matematiken med ikoniska exempel såsom mandelbrotmängden.

Sammanfattningsvis utgör fraktaler en användbar modell för diverse komplexa system, och därav har de även blivit en ofta förekommande konstruktion i kaosteorin. Några av de kopplingar som finns mellan fraktaler och kaos beskrivs nedan:

Komplexitet som uppkommer från sammansättning av enkla steg

Flertalet fraktaler ges av upprepning av enkla förfaranden eller sammansättning av enkla steg, men fraktalen blir trots det mycket komplex. Detta gäller exempelvis för maledbrotmängden, Sierpinskis triangel eller cantormängden [4]. Detta liknar kaotiska system vars kaos uppkommer av ibland mycket enkla differential- eller differensekvationer. Här kan Lorenz-systemet [1] nämnas, eller den logistiska modellen [2, 6].

Detaljer på godtyckligt liten skala

Så som har nämnts har fraktaler fundamentalt detaljer på godtyckligt små skalar. Detta innebär att godtyckligt små steg från en given punkt i en fraktal kan leda till såväl punkter i fraktalen som punkter utanför. Därav kan ingen storlek av steg försummas.

Detta är en direkt parallell till hur godtyckligt små förändringar i begynnelsevillkoret för kaotiska system ändå fundamentalt förändrar beteendet efter att tillräckligt lång tid har gått.

Kort sagt sträcker sig komplexiteten i fråga om indatans relation till resultatet till godtyckligt små skalar, och det är gemensamt för både fraktaler och kaotiska system.

Fraktala attraktorer

Vissa kaotiska system, såsom Lorenz-systemet, kan visas konvergera mot en särskild delmängd till fasrummet. Lorenz uppmärksammade några underliga egenskaper som hans attraktor uppvisade [1], och det visade sig så småningom att attraktorn var en fraktal. Många andra kaotiska system ger också fraktala attraktorer [2].

Dessa fraktala attraktorer utgör alltså en direkt koppling mellan fractalgeometrin och kaosteorin.

För dessa existerar Kaplan-Yorkes förmidan och definitionen för Kaplan-Yorkedimensionen, där ett dimensionsmått D_{KY} ges av

$$D_{KY} = j + \frac{\sum_{i=1}^j \lambda_i}{|\lambda_{j+1}|}, \quad (2.1)$$

där j är det högsta indexet som gör täljaren ≥ 0 . Detta är en förmidan om att kunna beskriva dimensionen av en attraktor utifrån systemets Lyapunov-spektrum [7].

Undersökning av långsiktigt beteende

Detta arbete ämnar undersöka en ytterligare koppling mellan kaotiska system och fractaler: huruvida mängder av begynnelsevärden som ger överslagsmängd (alltså överslagsmängder) kan vara fractaler och om dessa kan relateras till systemets kaos.

Del av de konkreta frågeställningarna i detta har undersökts av Heyl [8], som visade att en överslagsmängd var en fraktal.

Emellertid gjordes undersökningarna utifrån ett specialfall av parametervärden ($\sigma = 1$, $\mu = 2$), med andra analysmetoder än vad som utgör detta arbete och utan att jämföra med den maximala Lyapunov-exponenten. Således finns intresse i att bredda dessa undersökningar, för vidare parametervärden, samt i att tolka betydelsen av de fractaler som erhålls.

2.1.5 Fraktaldimension

I syftet att beskriva fractaler kan ett antal olika begrepp användas, många av kvalitativt slag. Men en framstående grupp av mått som används både kvalitativt och kvantitativt är olika former av fractaldimension, vilka väsentligen beskriver effekten på fractalen av att skala den med olika faktorer. Det existerar många dimensionsmått som vardera betraktar olika parametrar, men samtliga utgår från idén om att jämföra parametrarna på olika skalor. Två olika dimensionsmått kan skilja sig väsentligt för vissa fractaler, men i många fall, särskilt teoretiskt, sammanfaller de och ger samma värde för dimensionen [4].

Den generella informella tolkningen är att större fractaldimensioner svarar mot ett objekt med mer skenbar detaljrikedom och/eller mot objekt som är skrovgare än de med lägre fractaldimensioner.

2.2 Syfte och frågeställningar

2.2.1 Syfte

Flertalet källor har beskrivit kopplingen mellan fractaler och kaotiska system [6, 2], exempelvis förekomsten av fractala attraktorer, men den eventuella tillämpningen av fractaler på mängder av begynnelsevärden som leder till givna beteenden tycks inte lika undersökt. Samtidigt visar Heyl [8] på relevansen i området genom att påvisa ett exempel på en mängd av begynnelsestillsättning som är en fractal.

Detta arbete syftar således till att bygga vidare på detta område, genom att betrakta mer generella dubbelpendlar, dock fortfarande idealiserade, och vidare undersöka fractalegenskaperna hos dessa mängder. Detta ämnas jämföras med mått för systemets kaos, specifikt att undersöka om det kan relateras till den maximala Lyapunov-exponenten, för att se om dimensionsmåtten kan användas för att karakterisera kaotiska system.

2.2.2 Frågeställningar

Fractaler ur överslagsmängder

Den första frågeställningen var huruvida överslagsmängder, eller deras kustlinjer, kan utgöra fractaler, konkretiserat genom att något av dimensionsmåtten låddimension och passardimension ger ett värde som skiljer sig signifikant från ett heltal. Fractala överslagsmängder har som nämnt redan påvisats av Heyl [8], så frågeställningen innebär delvis att bekräfta detta, men även att vidare söka eventuella ytterligare fractalmängder från dubbelpendelsystemet.

Vidare är det relevant att avgöra till vilken grad låddimensionen och passardimensionen sammanfaller i deras värden för givna överslagsmängder.

Inverkan på fractaler genom variation av systemparametrar

En andra frågeställning var hur eventuella fractaler påverkas kvalitativt och kvantitativt av variation av systemparametrarna l_1 , l_2 , m_1 och m_2 .

Konkret avsågs studera huruvida mängderna eller särskilda komponenter av mängderna sätts samman eller bryts isär under variation av parametrar, samt hur fractalernas dimensioner påverkas under variation av systemparametrar.

Kategorisering av dubbelpendeln på systemnivå genom Lyapunov-exponent

Då den maximala Lyapunov-exponenten baseras på ett gränsvärde över en given bana, så är det rimligt att se den som beroende av begynnelsevärdet snarare än systemet. Den maximala Lyapunov-exponenten beskriver enligt Strogatz [2] en egenskap hos en viss attraktor, men då dubbelpendelsystemet bevarar mekanisk energi kan ingen entydig attraktor existera, ty begynnelsestillsättning med olika energi kan inte konvergera mot en gemensam attraktor, för det skulle motsäga energins bevarande.

Emellertid grundar sig vår sista och främsta frågeställning nedan på en tolkning av den maximala Lyapunov-exponenten som ett mått på hur känsligt *systemet* är för ändringar i begynnelse-

setillstånd. Därav är det centralt att besluta om ett mått som på tillfredsställande sätt beskriver känslighet på systemnivå.

För detta kommer ett antal lägesmått för MLE att testas för att se om någon ger en signifikant korrelation med dimensionsmåtten, samt vilken tolkningen kan sägas vara av de givna lägesmåtten i det sammanhanget.

Koppling mellan Lyapunov-exponent och dimension av fraktaler

Under förutsättning att överslagsmängder visas ge fraktaler och att såväl Lyapunov-expONENTEN som dimensionsmåtten antar en bredd av olika värden då systemparametrarna för dubbelpendeln varieras, avsåg den sista frågeställningen att avgöra om det finns någon korrelation mellan tolkningen av Lyapunov-exponenten på systemnivå och dimensionsmåtten.

Vidare skulle en sådan eventuell koppling behöva tolkas och förklaras teoretiskt.

Frågeställningen grundar sig på resonemanget att fraktaler med högre dimension tenderar ha mer detaljrikedom och tenderar vara mer komplexa. Således är vår hypotes att mer kaotiska system (system med högre MLE) i genomsnitt kommer ge högre fraktaldimension för överslagsmängderna.

2.3 Teori

2.3.1 Definition av kaos

Det existerar många definitioner för begreppet kaos, även då inskränkningen görs att endast betrakta det i fysikaliska sammanhang, men följande ges av Strogatz [2, s. 323–324], och innehåller många av de nyckelegenskaper som denna rapport ämnar undersöka:

Långsiktigt aperiodiskt beteende

Ett kaotiskt system är ett system som uppvisar långsiktigt aperiodiskt beteende för en mängd av begynnelsevärden. Detta innebär att det finns begynnelsevärden som ger att systemet inte konvergerar mot någon stabil fixpunkt eller en stabil gränscykel, uppvisar kvasiperiodiskt beteende, eller heller divergerar mot oändligheten. Med andra ord är banan begränsad, men konvergerar inte mot något enkelt beteende. Enligt Poincaré-Bendixsons sats måste ett kontinuerligt system ha minst 3 frihetsgrader för att kunna vara kaotiskt i denna bemärkelse [2].

Determinism och icke-linearityt

För att ett system ska kunna kallas kaotiskt måste systemets oförutsägbarhet vara en effekt av icke-linearityt i dess styrande ekvationer, och inte från någon form av stokastisk mekanism i systemet [2, s. 324].

Med andra ord får inte explicit slumpmässiga processer vara del i hur systemet fungerar, utan systemet måste vara deterministiskt.

Känsligt beroende av begynnelsevärde och Lyapunov-exponenter

För att ett system ska kunna klassificeras som kaotiskt ska gälla att två banor som börjar med en viss skillnad δ_0 i fasrummet till slut divergerar till helt olika rörelser, oavsett storleken på δ_0 .

Detta krav är det som denna rapport framförallt undersöker, då det är det enda krav som är direkt kvantitativt. Det kvantifieras av så kallade maximala Lyapunov-exponenter, vilka förklaras härnäst.

2.3.2 Lyapunov-exponenter

Kravet om känsligt beroende av begynnelsevärde formaliseras genom den så kallade maximala Lyapunov-exponenten. Vid varje punkt i tid kan ses att ett tillräckligt litet tidssteg Δt kommer orsaka att skillnaden i avståndet $\delta(t) = |\phi_1(t) - \phi_2(t)|$ mellan två snarlika banor, 1 och 2, växer till $\delta(t + \Delta t) = \delta(t) \cdot e^{\lambda \Delta t}$. Detta kommer av att endast betrakta linjära termer i differentialekvationen som styr systemet. Här beror λ av riktningen på $\phi_1 - \phi_2$, men då systemet betraktas under längre tid kommer den maximala Lyapunov-exponenten styra hur systemet utvecklas [2, 9].

Av lineariseringen kan modellen göras att magnituden av skillnaden växer som

$$\delta(t) \approx \delta_0 \cdot e^{\lambda_1 t} \quad (2.2)$$

där $\delta_0 \equiv \delta(0)$ och λ ges index 1 för att indikera att det är den maximala Lyapunov-exponenten (λ_2 svarar mot den näst största, λ_3 mot den tredje största o.s.v., vilka ges av andra egenvektorer till lineariseringen) [2, s. 322].

Detta ger upphov till definitionen för den maximala Lyapunov-exponenten:

Definition 2.1 (Maximal Lyapunov-exponent). Låt $\delta(t) \equiv |\phi_1(t) - \phi_2(t)|$ beteckna avståndet i fasrummet mellan två banor ϕ_1 och ϕ_2 , med en ursprunglig separation $\delta(0) = \delta_0$. Då definieras den maximala Lyapunov-exponenten, betecknad λ_1 , från

$$\lambda_1 = \lim_{t \rightarrow \infty} \lim_{\delta_0 \rightarrow 0} \frac{1}{t} \ln \frac{\delta(t)}{\delta_0}. \quad (2.3)$$

För kaotiska system är $\lambda_1 > 0$, vilket innebär att alla små perturbationer, oavsett storlek, växer, givet tillräckligt lång tid.

Vidare kan den så kallade Lyapunov-tiden definieras:

Definition 2.2 (Lyapunov-tid). Låt ett dynamiskt system ha maximal Lyapunov-exponent λ_1 . Då kallas tiden $1/\lambda_1$ Lyapunov-tid.

Lyapunov-tiden används för att karakterisera för hur lång tid ett givet system kan ses som förutsägbart [2, s. 322]. Detta för att varje multipel av tiden $\Delta t = \frac{1}{\lambda_1}$ får felet att öka med en faktor e . Därav beror tiden T som ett system är förutsägbart av logaritmen av mätnogrannheten, vilket bara påverkar tiden i storleksordningen ett fåtal multiplar av Δt uppåt eller nedåt. Specifikt kan följande uttryck härledas från ekvation 2.2:

$$T = \mathcal{O} \left(\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{a}{\delta_0} \right) \quad (2.4)$$

Från detta kan tolkningen göras att system med större λ_1 kommer vara förutsägbara under kortare tid. Sådana system kan i någon mån sägas vara "mer kaotiska".

2.3.3 Fraktaldimensioner och dimensionsmått

Introduktion

Ett sätt att betrakta det vardagliga konceptet dimension är att det är exponenten d sådan att då en kropp skalas upp med en faktor r , så kommer dess längd, area, volym, o.s.v. skalas med en faktor r^d .

För att kunna formalisera detta för fraktalmängder, som i många fall inte kan beskrivas tillfredsställande med längd, area, volym o.s.v. (de är antingen 0 eller ∞ beroende på vilken som väljs) införs begreppet *mått*. Se Falconer [4] för en redogörelse för detta begrepp i sammanhanget fraktaler. Väsentligen beskriver ett mått "storleken" på en mängd, och med rätt val av mått kan även fraktaler ges värden som är ändliga och nollskilda.

Självlikhetsdimension

Även utan den formella definitionen av mått kan emellertid en särskild klass av fraktaler karakteriseras. Somliga fraktaler uppvisar direkt självlikhet, d.v.s. fraktalen är sammansatt av ett antal kopior av sig själv nedskalade med någon faktor.

Låt betrakta en självlik fraktal A bestående av N kopior av sig själv, A_1, A_2, \dots, A_N , alla nedskalade med en faktor $\frac{1}{r}$. Då, om den sammansatta fraktalen skalas upp med en faktor r , kommer N fraktaler erhållas, alla kongruenta med den ursprungliga fraktalen. Så om det ursprungliga måttet var $0 < m < \infty$, kommer måttet nu vara Nm (förutsatt att måttet är valt så att kongruenta mängder har lika mått). Måttet har alltså skalats upp med en faktor N .

Från detta kan regeln från fysisk dimension generaliseras för att ansätta att måttet bör ha skalats som r^d för något d , vilket ger definitionen för självlikhetsdimension:

Definition 2.3 (självlikhetsdimension). Antag en fraktal A , självlik på sådant sätt att den består av N kopior av A , $\frac{1}{r}$ av storleken av hela A . Då definieras självlikhetsdimensionen av A som det d så att

$$r^d = N \iff d = \frac{\log N}{\log r}. \quad (2.5)$$

Här bör observeras att d inte nödvändigtvis behöver vara ett heltal, utan är ett reellt tal $0 \leq d \leq n$ där n är n är den linjärgeometriska dimensionen för rummet fraktalen ligger i [4]. En fraktaldimension som inte är ett heltal visar på att den betraktade mängden är en fraktal.

Dimension för icke självlika fraktaler

För icke självlika mängder kan andra dimensionsrepresentationer appliceras utifrån samma grundläggande idé att någon egenskap $M(A)$ för en mängd A blir till $M(A) \cdot r^d$ efter en uppskalning med r . Observera att sådana förhållanden ofta endast gäller strikt för något gränsvärde [4].

Låddimension

Följande definition för den så kallade låddimensionen ges av Falconer [4], Peitgen, Jürgens och Saupe [6] och Strogatz [2]:

Definition 2.4 (låddimension). Antag en fraktal $A \subset \mathbb{R}^n$. Låt rummet \mathbb{R}^n delas in i ett rutnät med rutbredd s . Låt $N_A(s)$ beteckna antalet rutor i rutnätet sådana att det existerar en punkt i rutan så att den är del av fraktalen A , d.v.s antalet rutor som fraktalen A skär igenom. Dimensionsmåttet låddimension, betecknat $\dim_B(A)$, ges då teoretiskt av

$$\dim_B(A) = \lim_{s \rightarrow 0} \frac{\log N_A(s)}{\log \frac{1}{s}}. \quad (2.6)$$

I applicerade sammanhang, där godtyckligt små rutor inte är rimliga att använda, ställs istället ett diagram upp från $\log \frac{1}{s}$ till $\log N_A(s)$ och en linje anpassas. Dimensionen tillskrivs då lutningen på linjen,

$$\dim_B(A) = \frac{\Delta(\log N_A(s))}{\Delta(\log \frac{1}{s})}, \quad (2.7)$$

förutsatt att linjen på tillfredsställande sätt anpassar sig till datan för ett nog stort spann av olika s [4, 2].

Passardimension

För fraktaler C som beskrivs av kontinuerliga kurvor som inte skär sig själva (formellt är C bilden av en bijektion med ett reellt interval), kan den så kallade passardimensionen definieras [4, 6]:

Definition 2.5 (passardimension). Låt A vara en kontinuerlig kurva som inte skär sig själv och som inte är sluten. Definiera $M_A(r)$ som det maximala antalet punkter

$$x_1, x_2, \dots, x_m \in A,$$

så att

$$|x_k - x_{k-1}| = r.$$

Detta kan liknas med en passare med radie r som går längs A och $(M_A(r) - 1)r$ kan ses som en approximation av "längden" av kurvan.

Från detta kan passardimensionen definieras teoretiskt:

$$\dim_C(A) = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\log M_A(r)}{\log \frac{1}{r}} \quad (2.8)$$

Formuleringen av denna definition är hämtad ur Falconer [4].

Som för låddimensionen används i applicerade sammanhang linjeregression av diagrammet från $\log \frac{1}{r}$ till $\log M_A(r)$ och dimensionen tillskrivs värdet på lutningen

$$\dim_C(A) = \frac{\Delta(\log M_A(r))}{\Delta(\log \frac{1}{r})}, \quad (2.9)$$

med samma villkor som beskrivits ovan för låddimensionen. Det bör noteras att det $M_A(r)$ som används inte är det maximala antalet punkter utan bara någon uppsättning punkter som uppfyller att avståndet mellan intilliggande punkter är r .

Viktigt att anmärka också att denna rapport endast kommer slutna kurvor, där punkterna väljs så att passaren går exakt ett varv runt kurvan, och där sista punkten ska ha ett avstånd till den första $\leq r$. Med samma beteckningar som ovan gäller alltså

$$\begin{cases} |x_k - x_{k-1}| = r \\ |x_0 - x_m| \leq r \end{cases} \quad (2.10)$$

En sista anmärkning är att det $M_A(r)$ som kommer användas definieras till

$$M_A(r) = m + 1 + \frac{|x_0 - x_m|}{r}. \quad (2.11)$$

Med andra ord kommer andelen av en passare som återstår för att sluta kurvan räknas in i $M_A(r)$.

2.3.4 Dubbelpendelns rörelseekvationer

Inför den simulering som varit del av denna rapport har numerisk integrering av dubbelpendelns rörelseekvationer gjorts. Dessa rörelseekvationer härledes från lagrangemekanik. För den fullständiga härledningen se bilaga A.

Ekvationerna som styr dubbelpendelsystemet (utan förluster) är följande:

$$\begin{cases} \ddot{\alpha} = \frac{\sin(\alpha-\beta)(\sigma \cos^2(\alpha-\beta)\dot{\alpha}^2 + \dot{\beta}^2) + \frac{g}{l_2}(\mu \sin \alpha - \cos(\alpha-\beta) \sin \beta)}{\sigma(\cos^2(\alpha-\beta)-\mu)} \\ \ddot{\beta} = \frac{\sin(\alpha-\beta)(\sigma \dot{\alpha}^2 + \frac{1}{\mu} \cos(\alpha-\beta)\dot{\beta}^2) + \frac{g}{l_2}(\cos(\alpha-\beta) \sin \alpha - \sin \beta)}{1 - \frac{1}{\mu} \cos^2(\alpha-\beta)} \end{cases} \quad (2.12)$$

Givet beteckningen $\mathbf{q} = \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} \Rightarrow \dot{\mathbf{q}} = \begin{bmatrix} \dot{\alpha} \\ \dot{\beta} \end{bmatrix}$ kan (2.12) förkortas till

$$\ddot{\mathbf{q}} = \mathbf{F}_L(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) \quad (2.13)$$

där funktionen $\mathbf{F}_L(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})$ införs som vektorn som ges av högerled 1 och högerled 2 till (2.12), i den ordningen, där $l_2 = L$. Låt vidare

$$\mathbf{F}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) \quad (2.14)$$

stå för denna funktion då $L = l_2 = 1$ m.

2.3.5 Egenskaper hos dubbelpendelns rörelseekvationer

Invariant beteende då massorna ändras så att m_1/m_2 hålls konstant

I och med att massornas bidrag till rörelseekvationerna är parametriserad genom $\mu = (1 + \frac{m_1}{m_2})$ så är ekvationssystemet (2.12) invariant under lika uppskalning av massorna och således är beteendet för systemet invariant med avseende på en sådan förändring.

Detta formaliseras i följande sats:

Sats 2.1. Om $\mathbf{q}(t) = \mathbf{g}(t)$ är en lösning till rörelseekvationerna (2.12) för begynnelsevärden $\mathbf{q}(0) = \mathbf{q}_0 = \mathbf{g}(0)$, $\dot{\mathbf{q}}(0) = \dot{\mathbf{q}}_0 = \mathbf{g}'(0)$, längder l_1 och l_2 och massor m_1 och m_2 , kommer lösningen $\tilde{\mathbf{q}}(t)$ till ekvationssystemet med samma begynnelsevärde och längder $\tilde{l}_1 = l_2$ och $\tilde{l}_2 = l_1$ med massor $\tilde{m}_1 = m_1 \cdot k$ och $\tilde{m}_2 = m_2 \cdot k$ vara $\tilde{\mathbf{q}}(t) = \mathbf{g}(t)$ också.

Invariant i kvalitativt beteende då längderna ändras så att l_1/l_2 hålls konstant

Då l_1 och l_2 skalias upp med gemensam faktor, i jämförelse med en lösning $\mathbf{q}(t)$ existerar en annan invariant. Då löper den nya lösningen $\tilde{\mathbf{q}}(t)$ genom samma sekvens av tillstånd, men med en annan tidsskala. Satsen nedan preciserar detta.

Sats 2.2. Antag att ekvationssystemet (2.12) för givna μ , stavlängder l_1 och l_2 och begynnelsevärden $\mathbf{q}(0) = \mathbf{q}_0$, $\dot{\mathbf{q}}(0) = \dot{\mathbf{q}}_0$ har lösning $\mathbf{q}(t) = \mathbf{g}(t)$. Då kommer lösningen $\tilde{\mathbf{q}}(t)$ till systemet med samma μ , begynnelsevärden $\tilde{\mathbf{q}}(0) = \mathbf{q}_0$, $\dot{\tilde{\mathbf{q}}}(0) = \dot{\mathbf{q}}_0 \cdot \sqrt{k}$ och stavlängder $\tilde{l}_1 = l_1/k$ respektive $\tilde{l}_2 = l_2/k$ vara $\tilde{\mathbf{q}}(t) = \mathbf{g}(t \cdot \sqrt{k})$.

Beviset till denna sats kan ses i bilaga B.

För detta arbete är följande korrolarium framförallt av intresse:

Korrolarium 2.1. Antag att ekvationssystemet (2.12) för givna μ , stavlängder l_1 och l_2 och begynnelsevärden $\mathbf{q}(0) = \mathbf{q}_0$, $\dot{\mathbf{q}}(0) = \vec{0}$ har lösning $\mathbf{q}(t) = \mathbf{g}(t)$. Då kommer systemet med samma μ och samma begynnelsevärden, men med stavlängder $\tilde{l}_1 = l_1/k$ respektive $\tilde{l}_2 = l_2/k$ ha lösning $\tilde{\mathbf{q}}(t) = \mathbf{g}(t \cdot \sqrt{k})$

2.3.6 Parametrisering av längder och massor

Av satserna ovan kan ses att dubbelpendelns fullständiga beteende, bortsett en eventuell omskalning i tid bestäms entydigt av $\mathbf{q}(0)$, μ och σ i alla de fall där $\dot{\mathbf{q}}(0) = \vec{0}$. Därför kommer för denna undersökning variation av systemparametrar ske genom variation av σ och μ (för $l_2 = 1$ m och $m_2 = 1$ kg och inskränkningen göras att endast betrakta begynnelsevillkor med $\dot{\mathbf{q}}(0) = \vec{0}$). Denna sista inskränkning kommenteras vidare i sektion 2.4.3.

2.4 Avgränsningar

2.4.1 Val av kaotiskt system

I rapporten har endast en enkel dubbelpendel med punktmassor studerats. Detta för att körning konstanta stavlängder och massor. Algoritmer för Lyapunov-exponenten har prövats gentemot Lorenz-systemet, ty detta är mer lättanterligt och dess Lyapunov-spektrum, inklusive MLE fastställts med stor säkerhet [2, 10].

Vidare har dubbelpendelsystemet endast betraktats numeriskt, framförallt på grund av nödvändighet, då tillräckligt hög precision och tillräcklig mängd data omöjligt skulle kunna uppnås med tillgängliga resurser om dubbelpendeln hade studerats experimentellt.

2.4.2 Fysikaliska inskränkningar

Systemet är förenklat i den mån att stavarna har densitet 0 och all massa är koncentrerad till de två punktmassorna.

I arbetet har vidare inte hänsyn tagits till några former av förluster, och vidare har såväl kvantmekaniska som relativistiska effekter försummats.

2.4.3 Betraktade begynnelsevärden

I avseende att förminka antalet testfall som behöver köras, och således till gagn för säkerheten i slutsatserna, har endast begynnelsevärden med $\dot{\alpha} = 0$ och $\dot{\beta} = 0$ betraktats. Detta minskar antalet testfall från $\mathcal{O}(n^4)$ till $\mathcal{O}(n^2)$.

Denna avgränsning är även rimlig utifrån det faktum att begynnelsevärden som är av intresse i verkligheten till stor del är sådana där dubbelpendeln "släpps".

2.4.4 Dimensionsmått

Av de många dimensionsmått som framtagits har avgränsningen gjorts att endast betrakta lårdimension och passardimension, dels på grund av enkelheten i att implementera dessa programmeringsmässigt, men framförallt på grund av att de är bättre lämpade än många andra dimensionsmått för ändamålen som står för denna rapport.

Hausdorffdimensionen är en av de oftast använda dimensionsmåten i teoretiska sammanhang på grund av dess fördelaktiga egenskaper [4], men den är i många fall opraktisk att använda i numeriska sammanhang, och algoritmer för att ta fram den automatiskt existerar ofta inte [4].

2.4.5 Lyapunov-spektra och Lyapunov-exponenter

I många fall kan kaotiska system karakteriseras vidare genom ett så kallat Lyapunov-spektrum, som beskriver den exponentiella förändringen av differensen för perturbationer i olika riktningar [2], men för ändamålet att beskriva systemets generella känslighet för begynnelsevärde är den maximala Lyapunov-exponenten mer relevant [6]. Därför har avgränsningen gjorts att endast betrakta den maximala Lyapunov-exponenten.

3. METOD

Undersökningarna gjordes som beskrivet på en simulerad, idealiserad, dubbelpendel, och samtliga storheter för analys, fraktaldimension och maximal Lyapunov-exponent, framtogs numeriskt från erhållna data. Här redogörs för de program och algoritmer som användes för framtagning av data och bearbetning av data för att få fram dimensionsmått och MLE.

3.1 Praktisk implementering

3.1.1 Programmering

Samtliga algoritmer som beskrivs i detta arbete implementerades i programmeringsspråket C++. Beräkningarna gjordes på så sätt att samtliga variabla storheter behandlades med datatypen *double*, vilket innebar en avrundning till ca. 15 värdessiffror i varje beräkningssteg.

Algoritmerna som används finns beskrivna i bilaga C. Den exakta källkoden kan läsas och köras på följande länk: <https://github.com/geckoanton/PendulumFractals>

Notera att för att köra koden krävs Microsoft Visual Studio. Koden använder sig även av SDL, ett multimediebibliotek med öppen licens. För information och dokumentation, se <https://www.libsdl.org/index.php>

3.1.2 Parametervärden

I algoritmerna har konstanter satts till värden enligt vad som ges nedan:

g	9,82	m s^{-2}
l_2	1	m
l_1	$\sigma \cdot l_2$	
m_2	1	kg
m_1	$(\mu - 1) \cdot m_2$	
δ_0	10^{-7}	rad
D	10^{-4}	rad
N	100	
h	0,001	s

3.1.3 Numerisk lösning av differentialekvationerna

För all simulering användes fjärde ordningens Runge-Kutta för att uppdatera \mathbf{q} och $\dot{\mathbf{q}}$ i varje tidssteg. Detta för differentialekvationen

$$\ddot{\mathbf{q}} = \mathbf{F}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) \quad (3.1)$$

med något begynnelsevärde $\mathbf{q}(0) = \mathbf{q}_0$ och $\dot{\mathbf{q}}(0) = \vec{0}$.

För en redogörelse för den exakta proceduren, se bilaga C.1.1.

3.2 Generering av fraktaler

För att bilda fraktaler för visualisering och senare beräkning av dimensionsmått ställdes ett rutnät av begynnelsevärden (α_0, β_0) upp med någon rutbredd R . Från var och en av punkterna (α_0, β_0) i detta rutnät simulerades dubbelpendeln under en tid från $t = 0$ till $t = t_{\text{stopp}}$, alla utifrån samma systemparametrar. Om dubbelpendeln under mätperioden gjorde överslag sparades detta som värdet 1 i en tabell, på den plats som svarar mot begynnelsevärdet, och i de fall mängderna ritades, så färgades även pixeln som svarade mot begynnelsevärdet i vitt. I de fall överslag inte skedde sparades värdet 0, och pixeln färgades svart. Se bilaga C.1.2 för den exakta algoritmen.

3.2.1 Överslagsmängder

I rapporten studerades överslagsmängder vilket även studerades av Heyl [8]. Överslagsmängderna definieras som mängden av $\mathbf{q}(0)$ så att dubbelpendeln inte vid någon tidpunkt $< t_{\text{stopp}}$ gör överslag. Överslag definieras som att α eller β vid någon tidpunkt antar något värde $\pi + 2\pi k$. Programmeringsmässigt bedömdes ett överslag ha skett om α eller β från ett tidssteg till det nästkommande gick från ena sidan om lodrätt uppåt till andra.

För överslagsmängder användes endast innerkustlinjen till överslagsmängder som fraktalkandidat, då mängden annars innehåller ett helfyllt område innanför energigränsen med dimension 2. Överslagsmängden är en union av denna med övriga mängden, och enligt satsen om finit stabilitet för läddimension i Falconer [4, s. 48] som säger att läddimensionen för unionen av två mängder är maximum av mängdernas enskilda läddimensioner, måste hela överslagsmängden då vara av dimension 2.

Programmeringsmässigt blev förfarandet att betrakta den nya fraktalen som mängden av "rutor" (de numeriska fraktalerna framtogs för en matris av begynnelsevillkor) i överslagsfraktalen som angränsar till någon ruta som inte är i överslagsfraktalen. Då endast den centrala komponentens kant betraktades gjordes detta genom att stega runt fraktalen enligt algoritmen i bilaga C.4.

3.3 Analys av fraktaldimension

En punktmängd P som approximerar innerkustlinjen till given en överslagsfraktal F tas fram genom att stega längs kanten på överslagsfraktalen. Det exakta förfarandet beskrivs i algoritm C.4.

För att bestämma dimensionsmått för genererade fraktaler användes algoritmerna som återfinns i bilaga C.3 och bilaga C.4 som baserar sig på definition 2.4 och definition 2.5, men linjeregession användes för att ge ett numeriskt approximativa värden för de båda dimensionsmåtten, enligt standardförfarande i applicerade sammanhang.

Logaritmen av de funktioner som erhålls i algoritmerna, $N_A(s)$ och $M_A(s)$, ställdes upp i diagram mot $\log \frac{1}{s}$ respektive $\log \frac{1}{r}$. Sedan anpassades en linje och dimensionen gavs av linjens lutning.

3.4 Numerisk bestämning av Lyapunov-exponenter

För att erhålla större säkerhet i den maximala Lyapunov-exponenten användes en metod som Murison [11] sammanställt utifrån det som beskrivs av Benettin, Galgani och Strelcyn [12] samt Wolf m. fl. [10], men som även tangentIELLT togs upp av Gustafsson [9]. Algoritmen beskrivs även av Peitgen, Jürgens och Saupe [6].

Då dubbelpendelsystemet betraktas är längden på den användbara mätperioden för att studera den exponentiella tillväxten för felet begränsad av tiden det tar för systemet att nå en "diameter" i fasrummet, d.v.s. ett område innan största möjliga δ från vilket banorna inte kan divergera vidare på grund av systemets utformning [2]. Metoden som beskrivs nedan och i ovan nämnda källor bygger på att upprepat skala ned δ för att sedan ta den genomsnittliga lutningen av $\ln(\frac{\delta}{\delta_0})$ mot t , vilket således kringgår begränsningen.

$$\lambda_{\text{avg}} = \frac{1}{t_{\text{tot}}} \sum_{i=1}^N \Delta(\ln \delta)_i = \frac{1}{t_{\text{tot}}} \sum_{i=1}^N \ln \frac{\delta_{\max_i}}{\delta_0} \quad (3.2)$$

I metoden som används i detta arbete används två dubbelpendlar, P_{ref} och P_{test} identiska bortsett att P_{test} får en initial förflyttning δ_0 i fasrummet, genom att P_{test} ges $\alpha_{\text{test}} = \alpha_{\text{ref}} + \delta_0$ från början. Dessa dubbelpendlar utvecklas sedan parallellt och för varje tidssteg beräknas avståndet

$$\delta(t) \equiv |\phi_{\text{test}} - \phi_{\text{ref}}|. \quad (3.3)$$

Då $\delta(t) > D$ sparas $a_i = \frac{\delta}{\delta_0}$ och P_{test} uppdateras genom att flytta $\alpha_{\text{test}}, \beta_{\text{test}}, \dot{\alpha}_{\text{test}}, \dot{\beta}_{\text{test}}$ längs den raka linjen från ϕ_{ref} till ϕ_{test} så att δ åter får storleken δ_0 . Detta innebär att

$$\phi_{\text{test}} \leftarrow \phi_{\text{ref}} + \frac{\phi_{\text{test}} - \phi_{\text{ref}}}{a_i}. \quad (3.4)$$

Sedan N upprepningar gjorts beräknas λ_1 enligt (3.2) ut som

$$\lambda_1 = \frac{1}{t_{\text{tot}}} \sum_{i=1}^N \ln a_i. \quad (3.5)$$

En överblick av algoritmen mer programmatiskt ses i bilaga C.2.

3.5 Samband mellan MLE och dimensionsmått

För att avgöra huruvida ett samband existerar mellan den maximala Lyapunov-exponenten och de båda studerade dimensionsmåtten fordras en spridning av värden för såväl MLE som för dimensionsmåtten. I försök att erhålla olika värden för MLE och dimensioner varierades systemparametrarna. Exakta parametervärden beskrivs i sektion 3.1.

Systemparametrarna varierades enligt följande schema:

- Längderna varieras på sådant sätt att $l_1/l_2 = \sigma$ för $l_2 = 1$ m och $\sigma = 2^{a/2}$ för heltalet a mellan -6 och 6 .

- Massorna varieras på sådant sätt att $m_1/m_2 = \mu - 1$ för $m_2 = 1\text{ kg}$ och $\mu - 1 = 2^{b/2}$ för heltal b mellan -6 och 6 .
- Alla kombinationer av sådana $\mu - 1$ och σ användes.
- För varje kombination av systemparametrar framtogs den maximala Lyapunov-exponenten för ett 128×128 rutnät av begynnelsevillkor $\mathbf{q}(0)$ från $(-\pi, -\pi)$ till (π, π) , med $\dot{\mathbf{q}}(0) = \vec{0}$ och den högsta uppnådda λ_1 bland dessa, deras övre kvartiler, median och genomsnitt identifierades, samt övre kvartil och median då värdet $\lambda_1 < 0,05\text{ s}^{-1}$ exkluderas. Till sist ställdes histogram upp.
- Kustlinjen till en given överslagsmängd $\Phi_{10}(\sigma, \mu)$ togs fram med algoritm C.4 för $h = 0,001\text{ s}$ och med ett rutnät av bredd $2^13 = 8192$, kustlinjens passardimension togs fram för passarlängder på formen $r = 2\pi/2^k$ för heltal k från 1 till 13 , och kustlinjens läddimension togs fram för ländstorlekar på formen $s = 2\pi/2^k$ för heltal k från 1 till 13 .
- Spridningsdiagram ställdes sedan upp mellan största λ_1 , och vardera dimensionsmått för motsvarande systemparametrar samt mellan ovan nämnda statistiska lägesmått för λ_1 och vardera dimensionsmått, med avsikt att kunna iaktta en eventuell korrelation mellan MLE och dimension.

Välet att separat testa att exkludera värdet $\lambda_1 < 0,05\text{ s}^{-1}$ grundar sig på den tidiga observationen att en närmare diskret förändring i frekvensen av värdet för MLE, där en betydande andel av värdet ligger strax över 0 fram till cirka $0,02\text{ s}^{-1}$ men mycket få värdet strax över det intervallet.

Vidare ställdes upp 3D-grafer som illustrerar läddimensionens, passardimensionens och samtliga lägesmått för MLE:s beroende av systemparametrarna σ och μ , där σ och μ sätts på x -respektive y -axeln och resulterande värde sätts på z -axeln, för att grafiskt kunna jämföra om dimension och MLE varierar på liknande sätt.

Låddiagram över MLE för olika parametrar ställdes upp för att på mer översiktligt sätt åskådliggöra hur de olika lägesmåten för MLE kan relateras.

Till sist ritades ett antal olika överslagsmängder ut fullständigt för att kunna säkerställa rimligheten i slutsatserna, samt att färggrafer sparades för samtliga beräkningar av MLE för att kunna uppfölja och kontrollera resultaten för MLE:s fördelning.

4. RESULTAT

Redogörelsen för resultaten är indelad i sektioner som väsentligen innebär olika grader av abstraktion. Sektion 4.1 redogör för ett exempel av de delresultat, i form av diagram, vars tolkning används för att ta fram datapunkter till de senare sektionerna. Sektionerna 4.2–4.4 illustrerar de oberoende variablerna, MLE och dimension, samt deras samband över variation av systemparametrar. Rådata visas inte i rapporten, men det förklaras i sektion 4.6 var dessa återfinns.

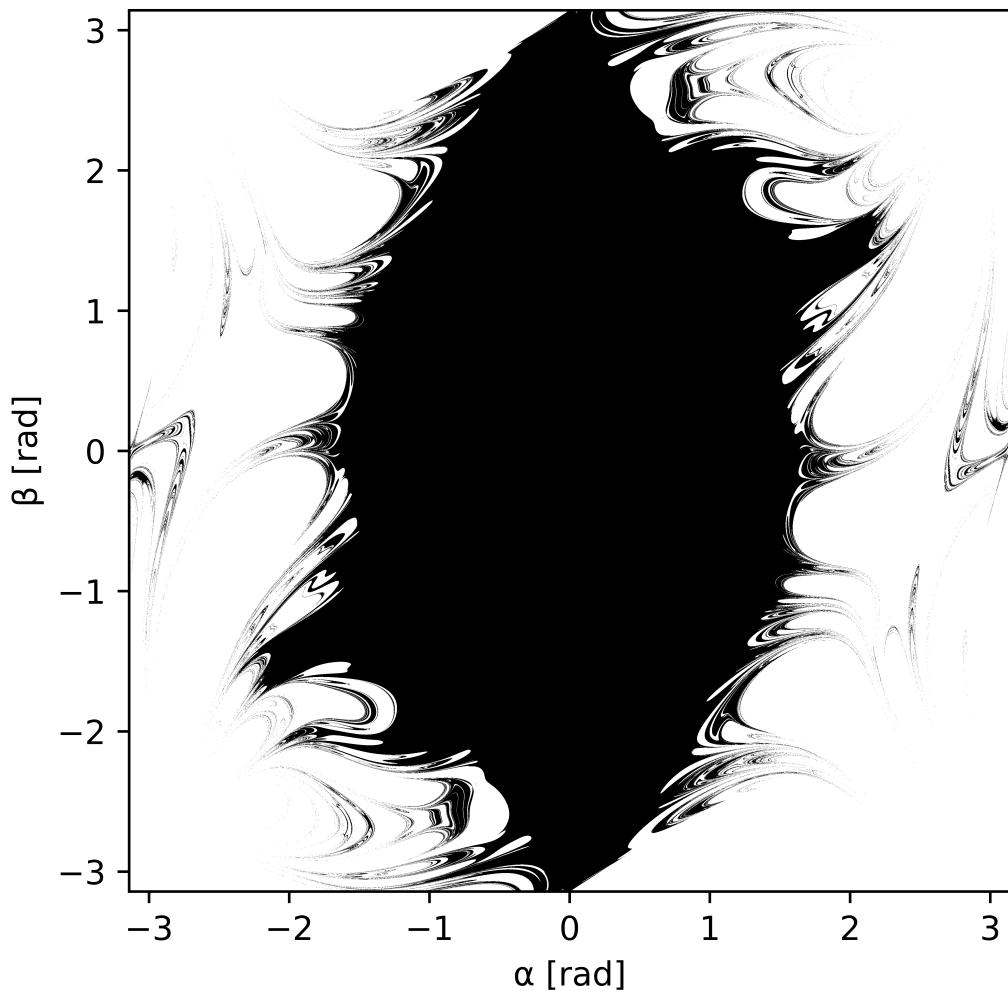
För lägesmåtten till MLE kommer ett antal beteckningar användas:

$\hat{\lambda}_1$	Maximalt uppnått värde för MLE
$U(\lambda_1)$	Övre kvartil av MLE tagen från samtliga värden
$U'(\lambda_1)$	Övre kvartil av MLE efter att värden $< 0,05 \text{ s}^{-1}$ exkluderats
$M(\lambda_1)$	Median av MLE tagen från samtliga värden
$M'(\lambda_1)$	Median av MLE efter att värden $< 0,05 \text{ s}^{-1}$ exkluderats
$\overline{\lambda_1}'$	Aritmetiskt genomsnitt av MLE efter att värden $< 0,05 \text{ s}^{-1}$ exkluderats

4.1 Utförligt exempelfall för överslagsmängd

I denna sektion redogörs för ett exempel av de delresultat som används för att ge datapunkter till resultaten i sektion 4.2–4.4. Specifikt behandlas här exemplet överslagsmängden som ges av $\sigma = 1$, $\mu = 2$, $t_{\text{stopp}} = 10 \text{ s}$ framtagen med $h = 0,001 \text{ s}$. Med andra ord behandlar sektionen $\Phi_{10}(1, 2)$.

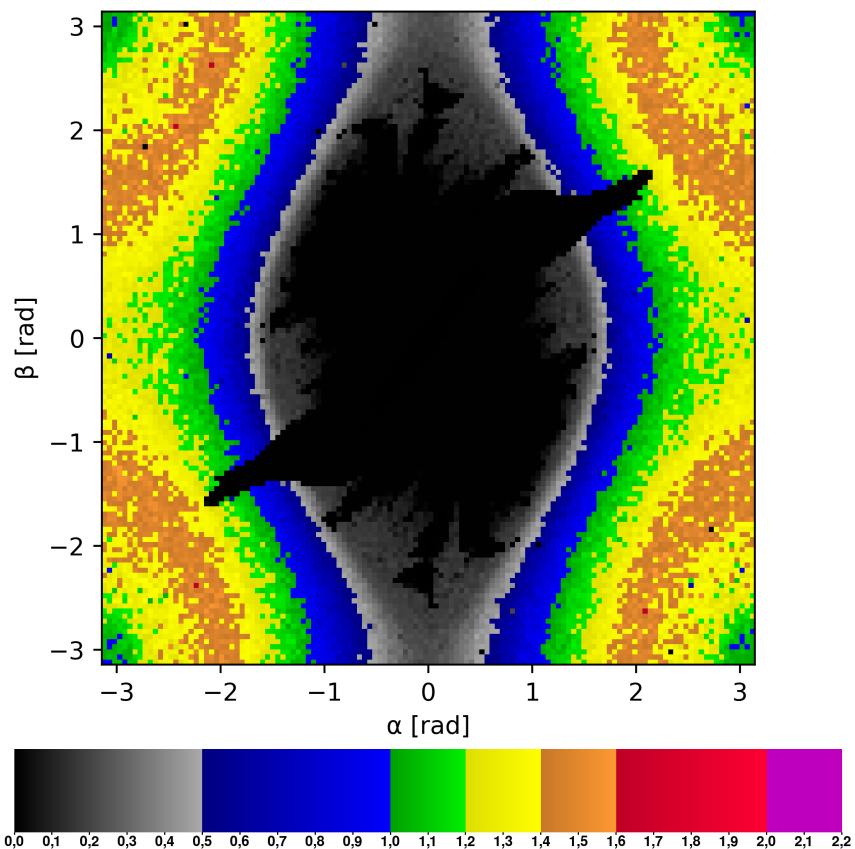
4.1.1 Bild av överslagsmängd



Figur 4.1: Diagram över överslagsmängd $F = \Phi_{10}(1, 2)$ definierad från $t_{\text{stopp}} = 10$ s, $h = 0,001$ s, $\sigma = 1$ och $\mu = 2$. Vita punkter markerar begynnelseställstånd som gör överslag.

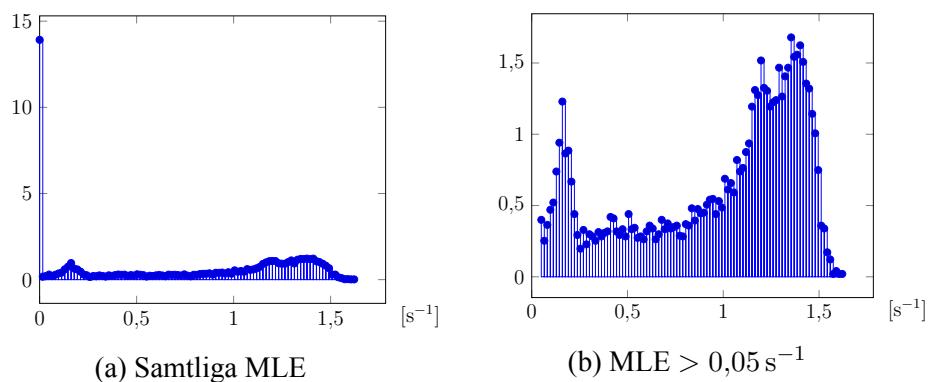
Bilden här är ett exempel på en överslagsmängd. Ett kollage med samtliga framtagna överslagsmängder kan ses i bilaga E.

4.1.2 Maximal Lyapunov-exponent



Figur 4.2: Färggraf över Lyapunov-exponenten som funktion av begynnelsevärdet för $\sigma = 1$ och $\mu = 2$, beräknade med tidsteg $h = 0,01$ s, $N = 100$, $\delta_0 = 10^{-7}$ rad och $D = 10^{-4}$ rad.

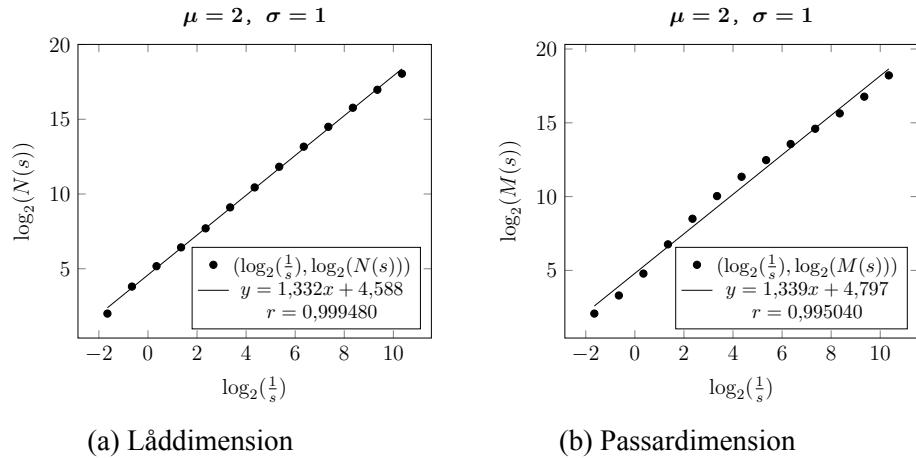
Bilden här är ett exempel på en MLE-graf. Ett kollage med samtliga framtagna MLE-grafer kan ses i bilaga E.



Figur 4.3: Histogram över MLE, arean under grafen är lika med ett.

4.1.3 Framtagning av fraktaldimension

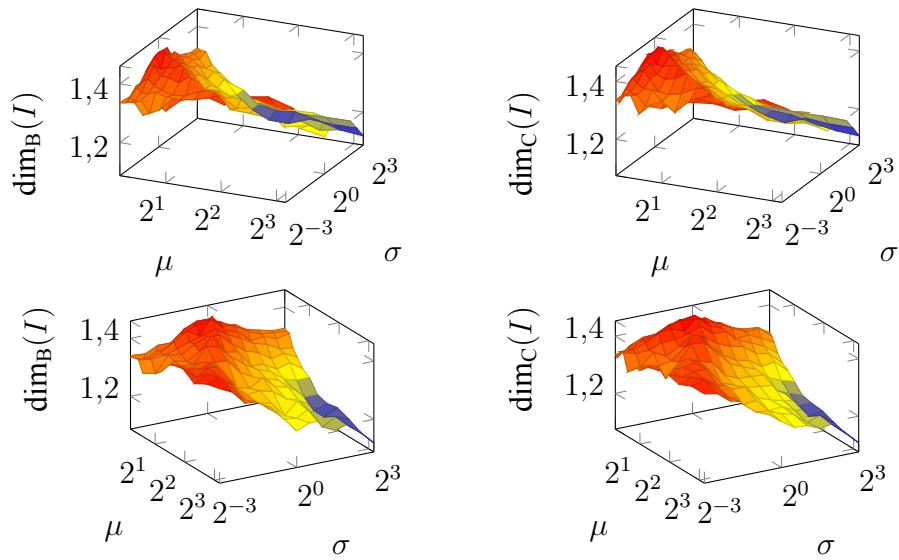
Diagrammen nedan beskriver sambandet i logaritmer som används för att ta fram de båda dimensionsmåtten, låddimension och passardimension, för specialfallet $\sigma = 1$ och $\mu = 2$. Mängden som mäts är innerkustlinjen I till $\Phi_{10}(1, 2)$. För sådana diagram till övriga systemparametrar, se instruktioner i sektion 4.6. Rådatan till dessa diagram, och även till samtliga övriga, kan nås enligt instruktion i sektion 4.6. De respektive dimensionsmåtten ges, enligt vad som beskrivs i definition 2.4 och definition 2.5, av lutningen på de anpassade linjerna.



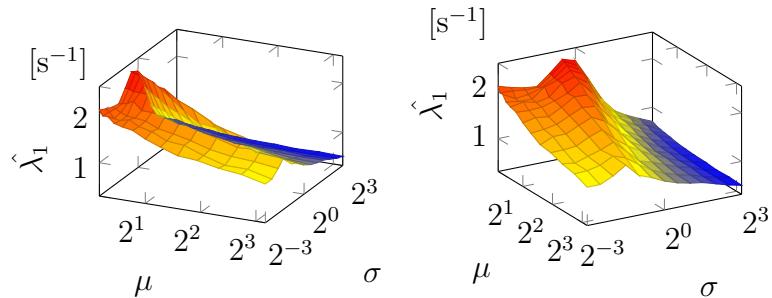
Figur 4.4: Diagram för framtagning av låddimension (a) och passardimension (b) för $\sigma = 1$ och $\mu = 2$. Logaritmen av lådantal $N(s)$, respektive passarantal $M(s)$, ställs mot mätskalan $\log \frac{1}{s}$. Linjer har anpassats, vars lutningar ger de respektive dimensionsmåtten.

Experimentellt erhållna värden för $\sigma = 1$ och $\mu = 2$ är alltså att $\dim_B(I) = 1,332$ och $\dim_C(I) = 1,339$.

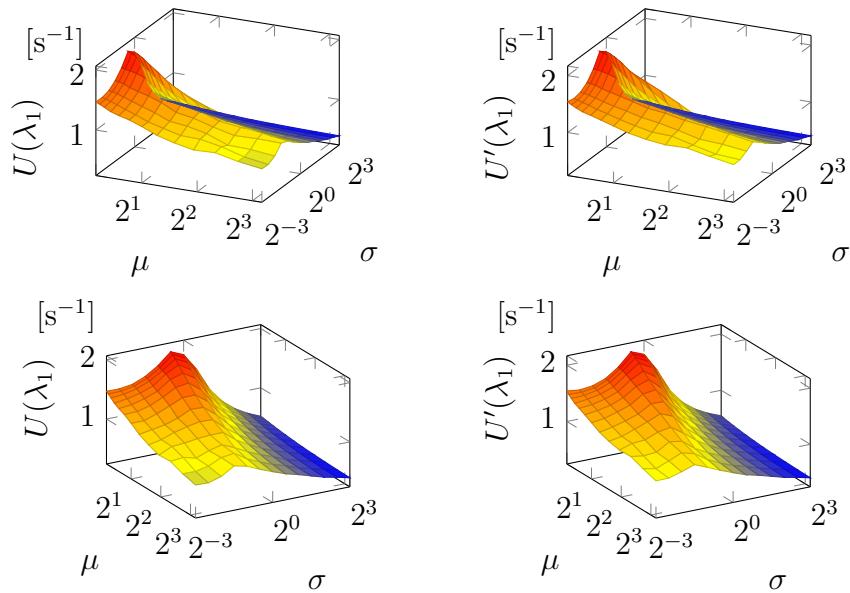
4.2 3D-grafer



Figur 4.5: Tredimensionell framställning av dimensionsmåtten beroende på systemparametrar, låddimension till vänster och passardimensionen till höger, från två perspektiv.

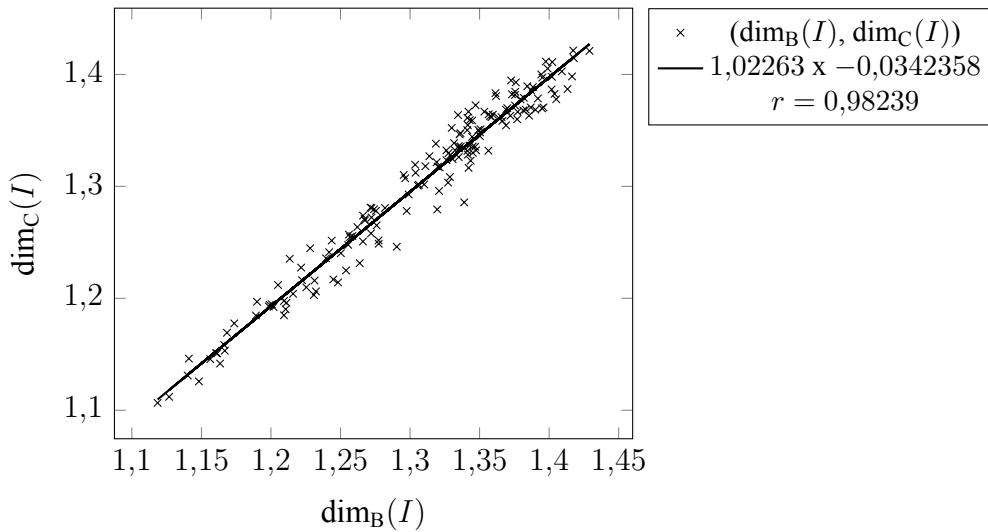


Figur 4.6: Tredimensionell framställning av största MLE beroende på systemparametrar, från två perspektiv.



Figur 4.7: Tredimensionell framställning av övre kvartil utav MLE beroende på systemparametrar, med värden $< 0,05 \text{ s}^{-1}$ till vänster och utan värden $< 0,05 \text{ s}^{-1}$ till höger, från två perspektiv.

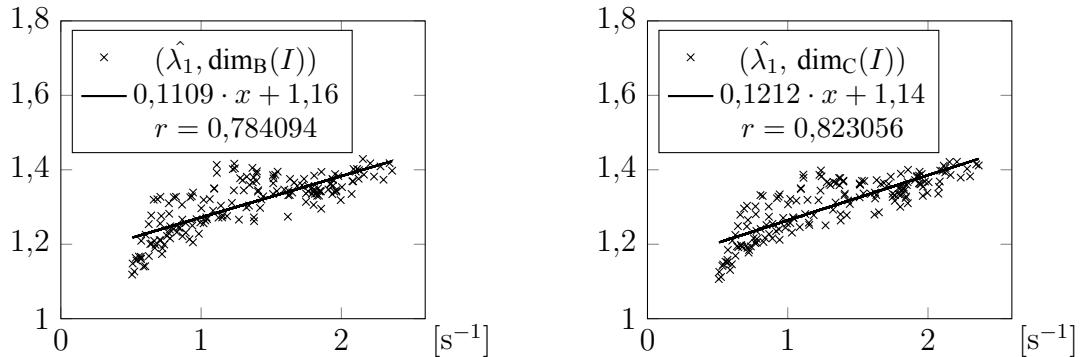
4.3 Jämförelse mellan dimensionsmåten



Figur 4.8: Jämförelse mellan låddimension och passardimension för motsvarande värden för systemparametrar, samt anpassad linje och korrelationskoefficient.

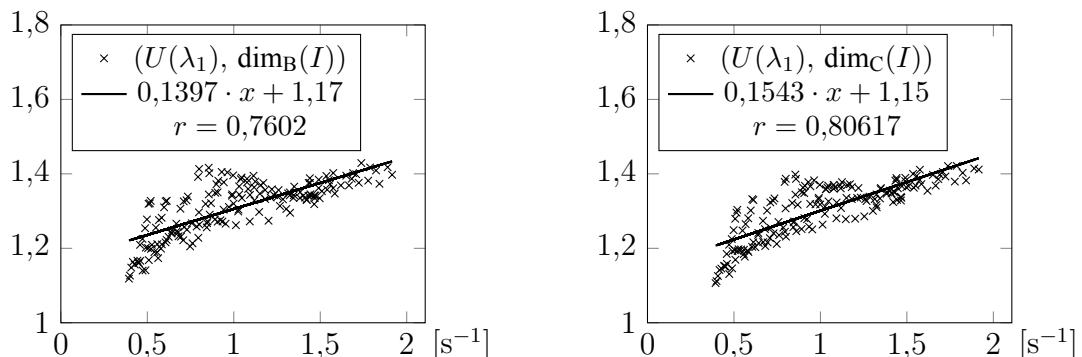
4.4 Spridningsdiagram mellan MLE och dimensionsmått

4.4.1 Maximalt uppnådd MLE



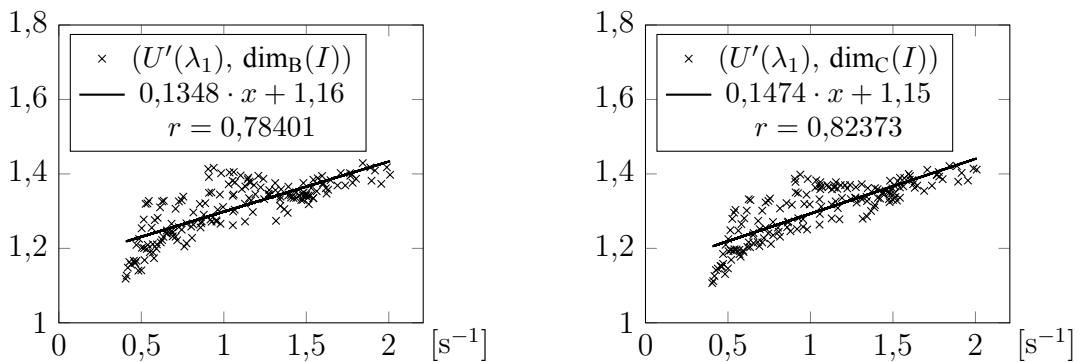
Figur 4.9: Samband mellan största uppnådda värde för MLE i rutnätet, mot låddimensionen till vänster och passardimension till höger. Korrelationskoefficienterna är angivna.

4.4.2 Övre kvartil av samtliga värden för MLE



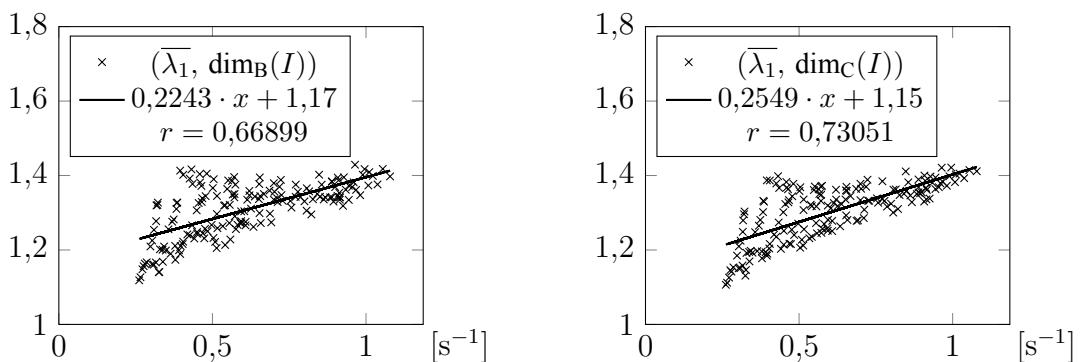
Figur 4.10: Samband mellan övre kvartil av uppnådda värden för MLE i rutnätet, mot låddimensionen till vänster och passardimensionen till höger. Korrelationskoefficienterna är angivna.

4.4.3 Övre kvartil av MLE större än $0,05 \text{ s}^{-1}$



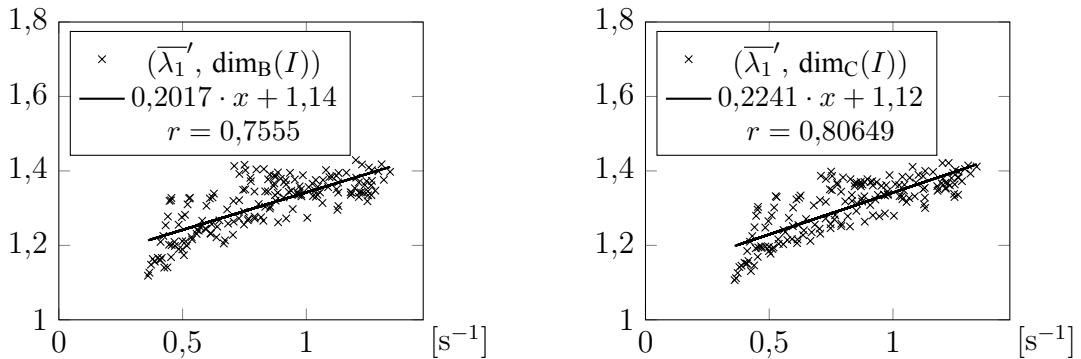
Figur 4.11: Samband mellan övre kvartil av uppnådda värden för MLE i rutnätet med värden lägre än $0,05 \text{ s}^{-1}$ bortplockade, mot låddimensionen till vänster och passardimensionen till höger. Korrelationskoefficienterna är angivna.

4.4.4 Medelvärde av MLE



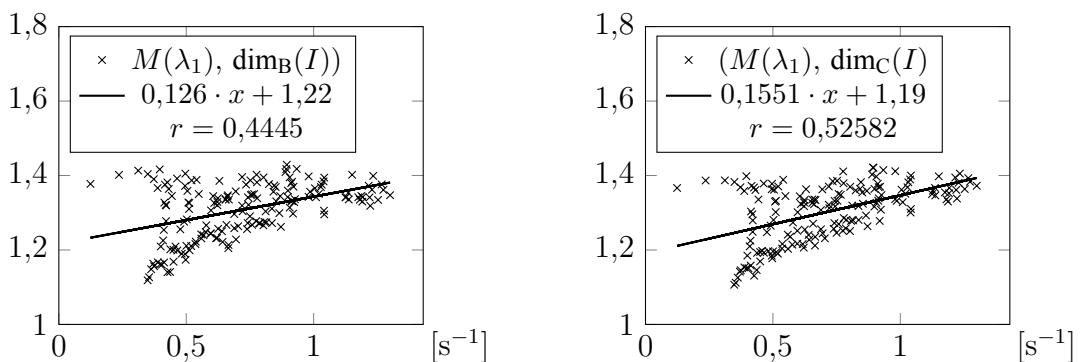
Figur 4.12: Samband mellan medelvärdet av uppnådda värden för MLE i rutnätet med värden $< 0,05 \text{ s}^{-1}$ bortplockade, mot låddimensionen till vänster och passardimensionen till höger. Korrelationskoefficienterna är angivna.

4.4.5 Medelvärde av MLE större än $0,05 \text{ s}^{-1}$



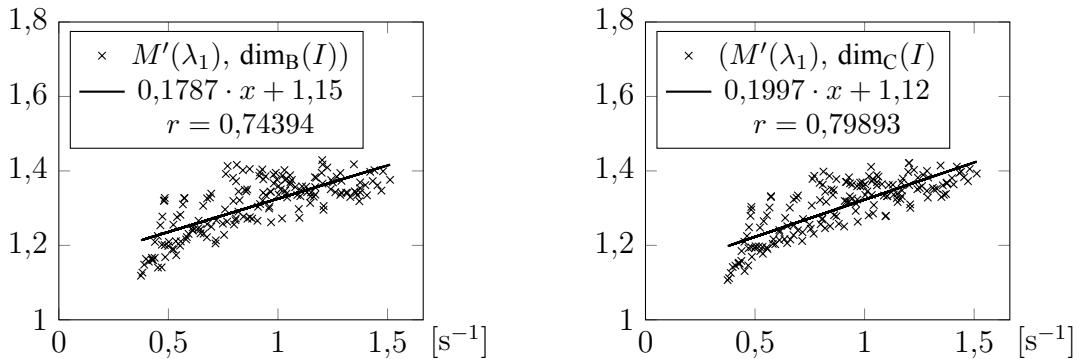
Figur 4.13: Samband mellan medelvärdet av uppnådda värden för MLE i rutnätet med värden $< 0,05 \text{ s}^{-1}$ bortplockade, mot låddimensionen till vänster och passardimensionen till höger. Korrelationskoefficienterna är angivna.

4.4.6 Medianen av MLE



Figur 4.14: Samband mellan medianen av uppnådda värden för MLE i rutnätet med värden $< 0,05 \text{ s}^{-1}$ bortplockade, mot låddimensionen till vänster och passardimensionen till höger. Korrelationskoefficienterna är angivna.

4.4.7 Medianen av MLE större än $0,05 \text{ s}^{-1}$



Figur 4.15: Samband mellan medianen av uppnådda värden för MLE i rutnätet med värden $< 0,05 \text{ s}^{-1}$ bortplockade, mot låddimensionen till vänster och passardimensionen till höger. Korrelationskoefficienterna är angivna.

4.5 Felberäkningar

4.5.1 Dimensionsmått

Under antagande att beräknade $\log_2(N(s))$ och $\log_2(M(r))$ är normalt fördelade kring sina respektive väntevärden med varians σ_ϵ^2 kan variansen för riktningskoefficienten i regressionsanalys till funktionen

$$y = kx + m, \quad (4.1)$$

tas fram. Här är $x = \log \frac{1}{s}$ (eller motsvarande $\log \frac{1}{r}$ för passardimension), och $y = \log(N(s))$ (eller motsvarande $\log(M(r))$) för passardimension. Därefter ska k och m tas fram som parametrar enligt minsta-kvadratmetoden, d.v.s. givet

$$y_i = kx_i + m + \epsilon_i, \quad (4.2)$$

ska $\sum \epsilon_i^2$ minimeras genom att välja k och m .

För denna modell gäller att variansen för k är

$$\sigma_k^2 = \frac{\sigma_\epsilon^2}{\sum (\bar{x} - x_i)^2}, \quad (4.3)$$

där \bar{x} är det aritmetiska genomsnittet av x_i .

Låt sätta in $x_i = \log \frac{1}{s_i} = -\log(s_i) = -\log(2\pi \cdot 2^{-i})$, vilket ger $\bar{x} = 4,348\,503$ och $\sum (\bar{x} - x_i)^2 = 182$. Detta ger standardavvikelsen

$$\sigma_k = \frac{\sigma_\epsilon}{\sqrt{182}}. \quad (4.4)$$

Genom att konservativt anta att $2\sigma_\epsilon = 1$, d.v.s. att 95% av värdena $N(s)$ (eller $M(r)$) avviker mindre än en faktor 2 upp eller ned, fås att $\sigma_k = 0,04$.

4.5.2 Maximal Lyapunov-exponent

Ett antal olika kombinationer av systemparametrar och begynnelsevillkor testades för fördelning av värden av MLE. Detta gjordes dels med $N = 1$ och $N = 25$ för att inte låta beräkningsfel växa för mycket. Detta gav en närmare normal fördelning av MLE-värden med standardavvikelse som mest $0,8 \text{ s}^{-1}$ respektive $0,1 \text{ s}^{-1}$. Dessutom ställdes histogram upp mellan över differensen mellan de olika lägesmåtten för olika upplösning av begynnelsevillkor. I jämförelse mellan 128×128 och 64×64 gav detta nära normal fördelning för max och standardavvikelse $0,03 \text{ s}^{-1}$ och mycket nära normal fördelning för övre kvartil med standardavvikelse $0,003 \text{ s}^{-1}$.

4.6 Rådata

Arbetets dimensionsmått är som beskrivet framtagen från en stor mängd datapunkter för s , $N(s)$, r och $M(r)$ tillsammans med ett diagram för varje mätpunkt för dimension. Dessutom baserar sig MLE också på ett mycket stort antal mätpunkter. Att redovisa samtliga dessa rådata och grafer i rapporten skulle ta orimlig plats, men det är fortfarande av vikt att de finns tillgängliga.

Rådata för mätpunkter, log-log-grafer för dimension, samt sammanställningar av data för MLE finns att läsa på följande länk: <https://github.com/geckoanton/PendulumFractals>

5. DISKUSSION

5.1 Tolkning av resultat

5.1.1 Fraktaler ur överslagsmängder

För samtliga de studerade kombinationerna av systemparametrar erhölls för både låddimension och passardimension av innerkustlinjen till överslagsfraktaler endast värden mellan 1,1 och 1,45. Se bilaga D. Detta innebär till stor säkerhet att dessa kustlinjer på gott sätt kan modelleras som fraktaler.

Låddimensionen och passardimensionen uppvisar relativ enhällighet och tydlig korrelation under variation av systemparametrar. Detta styrker att resultaten om dimensionerna inte uppkommer på grund av defekter i mätmetoderna, då dimensionsmåttens tekniska formulering skiljer sig avsevärt. Däremot kan inte sägas om dimensionerna skulle vara desamma för än mindre skalning än de utförda $r \geq 2\pi/2^{13}$ och $s \geq 2\pi/2^{13}$.

Vidare kan ses komplexa strukturer och snarlik upprepning av vissa strukturer på olika skalor i figur 4.1 vilket är typiskt för fraktaler.

5.1.2 Inverkan på fraktaler genom variation av systemparametrar

Resultaten visar på att variation av σ och μ påverkar båda dimensionsmått. Se bilaga D. Grafiskt kan detta ses i sektion 4.2. I detta kan ses att det finns tydliga mönster i hur dimensionen varierar i figur 4.5, i avseendet att värdet påverkas enligt trender som är större än den uppenbara lokala variansen. Dimensionsmåttet påverkas alltså signifikant av variation av systemparametrar σ och μ .

5.1.3 Kategorisering av dubbelpendeln på systemnivå genom Lyapunov-exponent

Som diskuteras nedan i 5.1.4 är korrelationerna olika starka för sambandet mellan mellan MLE och dimensionsmått, med mest framstående korrelation för maximalt uppnådda MLE, $\hat{\lambda}_1$. Det skulle kunna förklaras av att det maximala uppnådda värdet beskriver en slags potential för systemet att producera kaos. Emellertid svarar kustlinjen av överslagsmängder ofta mot en annan energinivå än den som ger störst MLE, men resultaten tycks visa på att största MLE trots det kan fungera som en indikator för systemet.

Högsta uppnådda MLE har vissa nackdelar i sin användning, då den per definition utgör ett extremt värde. I och med att MLE har en betydande statistisk spridning gör det att det skulle kunna existera en tendens för $\hat{\lambda}_1$ att vara större än väntat för sitt begynnelsevillkor, då slumpfaktorer sannolikt gör att värdet med "för högt" värde mer sannolikt hamnar i toppen än de som ligger nära väntevärdet. Mått såsom övre kvartil, median eller genomsnitt skulle inte drabbas till samma grad av sådana effekter, då överskattade och underskattade värden till stor grad tar ut varandra med så många mätpunkter.

Välet att testa att exkludera värden $\lambda_1 < 0,05 \text{ s}^{-1}$ grundar sig på den stora förekomsten av värden mycket nära 0 som kan ses i histogrammet i figur 4.3a, vilka egentligen skulle kunna sägas inte svarar mot systemets genuint kaotiska beteenden. Dessa värden svarar mot närmare

kvasistabila beteenden, i att närliggande banor separeras men bara mycket långsamt. Då toppen i histogrammet är närmare diskret, med mycket få värden strax till höger om toppen, och många värden i toppen, resonerades att valet av exakt brytpunkt (så länge den är till höger om toppen) inte borde påverka median och övre kvartil avsevärt.

Att $\overline{\lambda_1}'$ skulle ge dålig korrelation kan i någon mån väntas, då MLE upptar ett stort spann av värden och sådana mindre frekventa värden men som ligger långt från de mer frekventa, skulle då kunna göra genomsnittet skevt.

Då histogrammet i figur 4.3a betraktas ses att det existerar "pucklar" av värden som är mer frekventa och det skulle vara rimligt att tänka att mittenvärdena i dessa pucklar bäst beskriver ett entydigt värde för MLE och som kan relativt väl karakterisera hela spridningen. Övre kvartil efter att toppen vid $\lambda_1 \approx 0$ exkluderas skulle relativt väl fånga denna punkt, varför det kan motiveras att den rimligen kan ge den tydliga korrelation som den har gjort med dimensionsmåttet.

5.1.4 Koppling mellan Lyapunov-exponent och dimension av fraktaler

Observationer

Det kan ses en uppåtgående trend för samtliga figurer 4.9–4.15 som indikerar att större maximal Lyapunov-exponent, oavsett vilket mått av de som beskrivits som används, i genomsnitt ger större fraktaldimension. Detta är i enlighet med vår hypotes.

De mest framstående korrelationerna ges då det maximala uppnådda värdet för Lyapunov-exponenten samt övre kvartil efter exklusion jämförs med respektive dimension. Båda korrelationerna har korrelationskoefficienter $> 0,7$, vilket är en betydande korrelation, och det gäller till båda dimensionsmått. Se figurer 4.5–4.7. Dessutom kan ett skenbart approximativt samband ses.

Alla mått för Lyapunov-exponenten ger under en linjär regression positiv lutning, och, förutom medianen efter exklusion av värden $< 0,05 \text{ s}^{-1}$ (se figur 4.14), korrelationskoefficienter $> 0,65$, så högre dimensionsmått tycks svara mot Lyapunov-exponenter som i allmänhet är förflyttade mot högre värden. Sambanden är för samtliga mått skenbara, så denna utsaga kan ses som styrkt i stort.

Det kan nämnas att korrelationen är skenbart begränsad, med stora variationer kring trenden, vilket sannolikt delvis beror på godtyckliga faktorer i framtagandet av låd- och passardimensioner, då log-log-diagrammen inte alltid ger perfekt anpassning till linjen, och valet av intervall för vilket linjen är anpassad då spelar roll på värdet. Dessutom har Lyapunov-algoritmerna en viss stokastisk natur i och med att den exponentiella separationen av banor endast gäller i genomsnitt och erhållna värden för MLE då kan variera upp och ned från det egentliga gränsvärdet för $t \rightarrow \infty$. Dessutom kan tänkas att algoritmen som tar fram kustlinjerna i somliga fall ger att kustlinjen diskontinuerligt och tydligt förändras då parametrarna varieras, vilket skulle ge större varians för båda dimensioner. Det finns inte heller något teoretiskt underlag till stöd för att en eventuell korrelation skulle vara perfekt. Inte heller förklaringsmodellen vi anger skulle innebära det.

En punkt att anmärka är att korrelationskoefficienterna för samtliga figurer 4.9–4.15 är nära-

mare 1 för passardimension än låddimension, med mellan 0,2 och 0,8 större värde för korrelationskoefficienten då MLE jämförs med passardimension än motsvarande då MLE jämförs med låddimension.

Att MLE skulle vara kopplat till dimensionsmåtten styrks även av 3D-graferna i sektion 4.2, framförallt då jämförelsen görs mellan diagrammen för maximalt uppnådd MLE, och dimensionerna. Se figur 4.11. Detta ger också ytterligare belägg för hypotesen i och med att variation av parametrar i båda dimensioner σ och μ ger en närmare parallell utveckling mellan båda dimensionsmått och största MLE.

Teoretiska förklaringsmodeller

Vår hypotes grundades på bilden att mer kaotiska system kommer ha mer variabilitet mellan utfallet för olika begynnelsevillkor, och specifikt antogs därfor att utseendet av mängden av begynnelsevillkor som ger överslag skulle vara mer komplex för sådana mer kaotiska system, vilket i datan svarar mot system med högre MLE (i någon bemärkelse). Denna komplexitet i mängdens utseende skulle därmed kunna svara mot en tendens för fraktaldimensionen av innerkustlinjen att vara större i genomsnitt för system med större MLE.

En annan förklaring skulle vara att förekomsten av områden där punkter i överslagsmängden och utanför överslagsmängden ligger nära varandra är vanligare i system med i stort högre MLE, ty divergensen får fler närliggande par av punkter att utvecklas till olika beteenden, varav i en andel av fall den ena då slår över och den andra inte. Detta kan då resultera i att innerkustlinjen upptar ett större område, vilket kan ge större dimension om detta större område uppstår genom fler veck och dylika strukturer.

Sammanfattning och slutsatser

Spridningsdiagrammen visar att högre maximal Lyapunov-exponent korrelerar med högre fraktaldimension, både låddimension och passardimension. Framförallt gäller detta korrelationen mellan den maximala uppnådda MLE av alla testade begynnelsevillkor och båda dimensionsmått samt mellan övre kvartil efter exklusion och dimensionsmått där korrelationskoefficienten är $> 0,75$. Dock existerar en tydlig varians kring trendlinjen. Även andra mått ger korrelation, i synnerhet övre kvartil utan exkluderade punkter där korrelationskoefficienten är $> 0,75$. Även övriga mått för MLE ger positiv korrelation men av begränsad styrka, där korrelationskoefficienten är mindre än 0,6, eller där endast det ena dimensionsmåttet ger god korrelation.

Sammanfattningsvis kan sägas att högre fraktaldimension, både låddimension och passardimension, svarar mot att systemets MLE-värden tenderar att gå upp, i genomsnitt, men variationen kring trendlinjen är stor, och en precis och kvantifierbar relation mellan mätten kan således inte etableras. Detta kan förklaras delvis genom att konstatera att ökad divergens av närliggande banor kan orsaka ökade värden för både MLE och dimensionsmått.

5.2 Metodanalys

5.2.1 Felkällor

Ett antal felkällor kan identifieras för detta arbetes metod. Somliga av dessa är av kritisk relevans, då systemet i fråga är kaotiskt och introducerade fel i början av mätningarna är garanterade att påverka resultatet efter en given tid. Dessa fel behandlas enskilt och i ordning av deras vikt:

Tidsstegets storlek och RK4

För samtliga simuleringar användes fjärde ordningens Runge-Kutta. Denna metod är välkänd och etablerad som en standardmetod för numerisk integrering av differentialekvationer och den har ett lokalt fel som är $\mathcal{O}(h^5)$, alltså ett globalt fel som är $\mathcal{O}(h^4)$.

Undersökning för ett slumpmässigt urval begynnelsevärden för ett slumpmässigt urval av parametervärden gav att felmarginalen (som mätt i $\delta(t)$) mellan identiska dubbelpendlar med identiska begynnelsevillkor, men den ena har $h = 0,001$ s och den andra har $h = 0,000\ 01$ s, konsekvent ger $\delta(t) < 0,1$ rad för $t = 10$ s. Tidssteget $h = 0,001$ s bör därav vara av försumbar påverkan på huruvida dubbelpendeln slår över eller inte, och därav till försumbar grad påverka överslagsmängderna.

Avrundningsfel

En viktig punkt beträffande numerisk simulering är förekosten av avrundningsfel [13, 2]. Som nämnt i metodavsnittet användes *double*-precision vilket innebar avrundning till ca. femton decimaler. För att avgöra påverkan av detta följdes de procedurer som rekommenderas av Hubbard och West [13, s. 143–144]. Beskrivningen är att det lokala felet som funktion av tidssteget i numerisk beräkning ges av

$$E(h) \approx C_1 h^p + \frac{C_2}{h}, \quad (5.1)$$

där p är ordningen av lösningsmetoden (5 i fallet RK4) och C_1 och C_2 är konstanter. I modell är

$$\lim_{h \rightarrow 0} E(h) = \infty \quad (5.2)$$

och ett minimalt fel, (dock större än 0), ges för något $h > 0$. För att göra detta jämförs logaritmen av differensen mellan den numeriska lösningen (i samma tidpunkt) för olika tidssteg h enligt ett särskilt schema. Se Hubbard och West [13] för den exakta metoden.

Resultatet av dessa undersökningar blev att det optimala tidssteget var $h \approx 2^{-10} \approx 0,001$ s, så avrundningsfel ska därav inte utgöra ett problem färann vid än mindre tidssteg.

Detta avrundningsfel introduceras emellertid till ett kaotiskt system. Låt konservativt anta att divergensen som orsakad av avrundningsfelet följer λ_1 större än någon MLE uppmätt i resultaten, samt att avrundningen har maximalt utslag ($E_{\text{avr}} = 5 \times 10^{16}$ rad) i varje tidssteg och i samma riktning som det existerande felet. Detta ger följande rekursionsekvation för felet:

$$\delta(t+h) = \delta(t) \cdot e^{\lambda_1 h} + E_{\text{avr}}, \quad (5.3)$$

där $\delta(t)$ beskriver fasrumsavståndet mellan den sanna lösningen och denna tänkta numeriska. Den första termen är fjärilseffekten och den andra termen är avrundningen per tidssteg.

Skriv om med $\delta_n = \delta(nt)$ och sätt $r = e^{\lambda_1 h}$:

$$\delta_{n+1} = r\delta_n + E_{\text{avr}}, \quad \delta_0 = 0 \quad (5.4)$$

Lösningen till den motsvarande homogena ekvationen är $\delta_n = Cr^n$. Till den inhomogena ekvationen (5.4), ansätt partikulärlösning $\delta_n = B$, vilket efter insättning ger:

$$B = rB + E_{\text{avr}} \quad (5.5)$$

Lös ut B:

$$B = \frac{E_{\text{avr}}}{1 - r} = -\frac{E_{\text{avr}}}{r - 1} \quad (5.6)$$

Den allmänna lösningen (summan av homogen och inhomogen lösning) blir av detta

$$\delta_n = Cr^n - \frac{E_{\text{avr}}}{r - 1}. \quad (5.7)$$

Begynnelsevillkoret $\delta_0 = 0$ ger $C = -B$ vilket insatt och faktoriserat ger

$$\delta_n = \frac{E_{\text{avr}}}{r - 1}(r^n - 1) \quad (5.8)$$

Detta översatt i kontinuerlig tid blir följande:

$$\delta(t) = \frac{E_{\text{avr}}}{r - 1}(r^{t/h} - 1) = \frac{E_{\text{avr}}}{e^{\lambda_1 h} - 1}(e^{\lambda_1 h \cdot t/h} - 1) = \frac{E_{\text{avr}}}{e^{\lambda_1 h} - 1}(e^{\lambda_1 t} - 1) \quad (5.9)$$

Sätt in numeriska värden $\lambda_1 = 2,5 \text{ s}^{-1}$ (strax över det största uppmätta värdet), $E_{\text{avr}} = 5 \cdot 10^{-16} \text{ rad}$, $h = 0,001 \text{ s}$ och $t = t_{\text{stopp}} = 10 \text{ s}$.

$$\delta(t_{\text{stopp}}) = \frac{5 \cdot 10^{-16}}{e^{0,0025} - 1} \cdot (e^{2,5 \cdot 10} - 1) = 0,014 \text{ rad} \quad (5.10)$$

Detta fel är baserat på mycket konservativa antaganden; avrundningsfelet är snarare spritt runt 0 på sådant sätt att det ibland tar ut det existerande felet, och $\lambda_1 = 2,5$ uppnås inte av någon dubbelpendel så som studerad här. Trots det är felet klart mindre än något som är avgörande för huruvida ett överslag sker eller inte.

Konfidensintervall för dimensionsmått

I resultatdelen redogjordes för en modell för att beskriva konfidensintervallet för dimensionsmåtten, baserat på antagande om normal fördelning i log-log-grafen. En ofta lyft punkt vad gäller fel då fraktaldimensioner uppskattas är urvalet av punkter. Detta kan exempelvis gälla hur många punkter som ska inkluderas i extremen för särskilt stora lådor/passarlängder eller särskilt små lådor/passarlängder. För att undersöka detta valdes ett antal kombinationer av systemparametrar ut godtyckligt och det testades att ta bort olika antal punkter från vardera ände av grafen. Inget systematiskt fel sågs med detta, utan värdena var spridda symmetriskt och i alla observerade fall inom 0,05 från det använda mätvärdet.

Konfidensintervall för MLE

Numeriska undersökningar gjordes av MLE för ett antal olika kombinationer av systemparametrar och begynnelsevärden. I mätserier där MLE beräknades per omskalning (motsvarande $N = 1$) sågs att MLE hade en nära normal fördelning med varierande standardavvikelse, men vilken aldrig översteg $\sigma = 0,8 \text{ s}^{-1}$. När detta sedan undersöktes för $N = 25$ ficks att standardavvikelsen inte översteg $\sigma = 0,1 \text{ s}^{-1}$. Om centrala gränsvärdessatsen antas kunna appliceras ges att standardavvikelsen för $N = 100$ borde understiga hälften av detta, vilket då ger standardavvikelsen $\sigma = 0,05 \text{ s}^{-1}$.

För lägesmåtten borde felsmarginalen vara mindre. Detta undersöktes numeriskt, enligt beskrivet i resultatdelen, genom att jämföra lägesmåtten för samma σ och μ men olika bredd på rutnätet av begynnelsevillkor för MLE. Dessa undersökningar gav konsekvent en standardavvikelse mindre än $\sigma = 0,05 \text{ s}^{-1}$.

Godtyckligt valda parametervärden

Som nämnt valdes upplösningen av begynnelsevärden för MLE till 128×128 . Inverkan av detta val som gjordes nästan uteslutande med hänsyn till beräkningstid undersöktes som beskrivet, men ett antal liknande val har också gjorts:

- I algoritmen för MLE valdes $\delta_0 = 10^{-7}$ rad och $D = 10^{-4}$ rad.
- Ursprungligt separation i MLE-algoritm fås genom att förflytta endast α .
- Upplösningen för överslagsmängderna valdes till $2^{13} \times 2^{13}$ rutor.
- Utgångspunkten till dubbelpendlarna är att $l_2 = 1 \text{ m}$ och $m_2 = 1 \text{ kg}$.
- Simuleringstiden för överslagsmängder valdes till $t_{\text{stopp}} = 10 \text{ s}$.

Det första valet kom från det som skrevs av Murison [11], men testning genomfördes att variera δ_0 och D utan märkbar systematisk påverkan på MLE. Den andra punkten testades likaså med samma resultat.

Den tredje valdes med hänsyn till beräkningsbördan, men det är inget alls ovanligt att välja upplösning av en approximerad fraktal utifrån tekniska möjligheter. Detta görs exempelvis inom bildanalys.

De två sista valdes godtyckligt och utan särskilt motivering för att kunna avgränsa arbetet till färre testfall.

5.2.2 Metodens giltighet

Vad beträffar metodens validitet till besvarandet av frågeställningarna, så är existerar få andra sätt att bestämma fraktaldimension för såpass komplexa fractaler som överslagsmängderna än att beräkna dem numeriskt. Även algoritmerna för MLE är direkt relevanta till divergenshastigheten för dubbelpendeln, och så som formulerad beskriver den exakt det den är menad att beskriva, i att den mäter hur snabbt närliggande banor divergerar.

Metodernas reliabilitet har demonstrerats dels i hur tydlig korrelationen mellan MLE och dimension har visats, samt de små felsmarginalerna för dessa två. Passardimension korrelerar väl med låddimension, vilket stöder att de båda är korrekt formulerade och implementerade. I och med metodens numeriska natur är experimenten reproducerbara och vidare ter sig datan på förutsägbara sätt.

5.2.3 Metodförbättringar

Ett antal förändringar till arbetets metodik föreslås nedan:

- Olika tidssteg skulle kunna jämföras direkt för att tydligare kunna utesluta eventuella fel som ett för stort tidssteg skulle kunna föra med sig.
- Fraktalerna skulle kunna genereras med högre upplösning för att avgöra till vilken grad statistisk självlikhet gäller över än mindre skalor än de studerade.
- Fler mellanliggande värden för systemparametrar skulle kunna undersökas för att avgöra hur kontinuerligt MLE och dimension varierar då systemparametrar ändras.

5.3 Resultaten i relation till tidigare forskning och teori

5.3.1 Fraktaler ur överslagsmängder

Resultaten överensstämmer med de som erhölls av Heyl [8] i den mån att överslagsmängden $\Phi_T(1, 2)$ för någon tid T kan ge en fraktal. I undersökningarna i denna rapport användes ett mindre T än vad som gjordes av Heyl [8]. Därav kan de specifika värdena för dimensionerna inte jämföras.

5.3.2 Inverkan på fraktaler genom val av begynnelsevillkor

Överslagsmängder $\Phi_T(\sigma, \mu)$ med andra parametrar än $\sigma = 1$ och $\mu = 2$ har inte studerats i den allmänna litteraturen. Däremot existerar teori för hur andra dimensionen av fraktaler i andra system påverkas under variation av parametrar.

5.3.3 Koppling mellan Lyapunov-exponent och dimension av fraktaler

Ingen tidigare studie har undersökt kopplingen mellan den maximala Lyapunov-exponenten och fraktaldimensioner av mängder av begynnelsevärden som uppvisar givna kriterium, för något system.

Däremot existerar Kaplan-Yorke-dimensionen som koncept för differensekvationer, som kopplar Lyapunov-spektrat för systemet till dimensionen för attraktorn till systemet [7]. Formuleringen av Kaplan-Yorke-dimensionen är nära besläktad i att även den ger en större dimension då Lyapunov-spektrat är förskjutet mot högre värden, men dimensionen som uppmäts är den av systemets attraktorer. För dubbelpendelsystemet existerar ingen universell attraktor, och inte heller något universellt Lyapunov-spektrum, ens per kombination av systemparametrar. Men existensen av Kaplan-Yorke-förmodan innebär oavsett en etablerad jämförelse mellan dimensioner och Lyapunov-exponenter.

5.4 Framtid

5.4.1 Föändringar och förfiningar

Arbetets resultat är baserade på en stor mängd beräkningar, och datamängden har begränsats av såväl beräkningskraft som tid som möjligheter att redovisa fullständiga data. Vidare studier skulle kunna förbättra säkerheten i slutsatserna, genom att ägna problemet mer beräkningskraft. Detta skulle kunna ske genom följande:

- Fler kombinationer av systemparametrar σ och μ skulle kunna undersökas, för att ge större datagrund för korrelationen mellan MLE och dimension. Slumpfaktorer skulle kunna förklaras än mindre sannolika som förklaring för resultatet. Fler kombinationer skulle dessutom ge insikt i felsmarginalen för dimensionsmåtten, då kontinuiteten av dimensionens beroende av σ och μ görs mer uppenbar.
- Tidssteget h skulle kunna minskas för att säkerställa att simuleringarna på tillfredsställelande sätt beskriver dubbelpendelns beteende över längre tid.
- Simulerigstiden T_{stopp} , skulle kunna varieras som ett första steg till att undersöka fenomenets potentiella universitalitet.
- Antalet nedskalningar N för framtagning av MLE skulle kunna ökas för att ge mindre statistisk spridning av MLE.
- Andra metoder skulle kunna undersökas för framtagning av MLE och dimensionsmått.
- Ytterligare dimensionsmått skulle kunna prövas.
- Andra urval av fraktaler från dubbelpendeln skulle kunna prövas, exempelvis unionen av alla kustlinjer. Det senare gjordes i testningsfasen för detta arbete vilket visade på en aningen större dimension än för innerkustlinjen. Men med hänsyn till beräkningstid uteslöts det från arbetet.
- Genom att istället för att för att ta medel-till-växt-hastigheten för felet mellan två till fasrummet sett närliggande pendlar, ta det geometriska medelvärdet av den största derivatan längs en bana, kan man övergå till det gränsvärde med infinitesimala fel som MLE är definierad för. Den metod som används här tenderar underskata MLE, men är också mer mottaglig för andra typer av störningar Peitgen, Jürgens och Saupe [6]. Med metoder baserade på derivatan kan resultatet fastställas mer entydigt.
- Man skulle utöver MLE; λ_1 , kunna ta hänsyn till förhållandet mellan alla Lyapunov-exponenter, λ_2 , λ_3 , och λ_4 . Dessas värden och proportioner skulle möjligtvis kunna ge korrelation med dimensionsmåtten.

5.4.2 Breddning av arbetet

Det skulle finnas intresse i att undersöka liknande förhållanden för andra kaotiska system med kvalitativa beteenden snarlika dubbelpendelns överslag, för att se om sambandet mellan fractaldimensionen av mängder av begynnelsevillkor som leder till givet beteende och systemets maximala Lyapunov-exponent är universellt mellan olika system, eller om det snarare är begränsat till dubbelpendelsystemet.

Enligt hypotes och diskussion skulle det tänkas att samma argumentation kan appliceras på kaotiska system i allmänhet, men experimentellt stöd för detta saknas. Intresse skulle alltså finnas i att undersöka detta.

5.4.3 Användningsområden

Vad det gäller användningsområden måste arbetet ses som grundforskning, och inses att mycket återstår för att se om liknande existerar även i andra system. Dock har det nu visats att det, i alla fall i vissa system, går att uppskatta ljapunovexponenter baserat på fraktaldimensionerna av rummen av dess utfall. I sådant fall att dess visat sig möjlig, lär det i fall där ett stort antal initialtillstånd är mätbara men ljapunovexponenterna är svåra att beräkna direkt, vara möjligt att uppskatta dem med denna metod. Avvägningarna för ljapunovexponenter är enormt; vet man hur bra ett system går att förutsäga så kan man justera sina säkerhetsmarginaler därefter.

Ett exempel skulle vara att observera förloppet av vädret på olika platser med olika förhållanden som lufttryck, luftfuktighet etc., varpå man skulle kunna beräkna fraktaldimensioner, uppskatta ljapunovexponenterna med hjälp av tidigare insamlade data, och ge förbättrade tillförlitlighetsvärden. Detta är inte bara användbart för att bestämma när man ska planera badturen, utan också för att bland mycket annat öka säkerheten vid global handel till havs.

Ett annat exempel är biltrafiken där man skulle kunna analysera till exempel trafiktäthet i olika områden och beräkna fraktaldimensionen för att uppskatta hur tillförlitliga tidsprognoserna är, och på så sätt avgöra vilken extra tidsmarginal som är lämplig utöver tiden som prognosen ger.

Och kanske av störst ekonomiskt intresse: genom att undersöka utfallet av olika aktier, sorterat över till exempel ekonomiska sektorer och beräkna fraktaldimensionen av till exempel prisändringarna skulle man kunna få ett nytt sätt att uppskatta instabiliteten på aktiemarknaden.

Detta är självklart endast spekulationer då det återstår att se om samma fenomen ens går att återfinna bland andra kriterier hos dubbelpendeln. Men givet resultaten torde det finnas anledning att tro att det gör det, i alla fall för vissa system. Värdet av den här rapporten har framförallt varit att visa på nya möjligheter till fruktsam forskning på området.

REFERENSLISTA

- [1] Edward Lorenz. "Deterministic nonperiodic flow". I: *J. Atmos. Sci.* 20.130 (1963). Tillgänglig: https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/20/2/1520-0469_1963_020_0130_dnf_2_0_co_2.xml?tab_body=pdf. (hämtad 1.3.2021).
- [2] Steven H. Strogatz. *Nonlinear Dynamics And Chaos. With Applications to Physics, Biology, and Engineering*. Cambridge: Perseus Books Publishing, LLC, 1994. ISBN: 0-7382-0453-6.
- [3] Benoit Mandelbrot. *Fractal Geometry of Nature*. New York: W. H. Freeman och Company, 1977.
- [4] Kenneth Falconer. *Fractal Geometry. Mathematical Foundations and Applications*. West Sussex: Wiley, 2003. ISBN: 0-470-84861-8.
- [5] James W. Baish och Rakesh K. Jain. "Fractals and Cancer". I: *American Association for Cancer Research* 60.14 (2000). Tillgänglig: <https://cancerres.aacrjournals.org/content/60/14/3683>. (hämtad 25.1.2021).
- [6] Heinz-Otto Peitgen, Hartmut Jürgens och Dietmar Saupe. *Chaos and Fractals: New Frontiers of Science*. New York: Springer, 2004. ISBN: 978-1-4684-9396-2.
- [7] James L. Kaplan och James A. Yorke. "Chaotic Behavior of Multidimensional Difference Equations". I: *Physica* (1979). Tillgänglig: http://yorke.umd.edu/Yorke_papers_most_cited_and_post2000/1979_C11_Kaplan_multidimensional.pdf. (hämtad 25.1.2021).
- [8] Jeremy S. Heyl. *The Double Pendulum Fractal*. 2008. Tillgänglig: <https://www.famaf.unc.edu.ar/~vmarconi/fiscomp/Double.pdf>. (hämtad: 7.11.2020).
- [9] Kristian Gustafsson. *Chaos and Lyapunov Exponents*. 2018. Tillgänglig: <http://fy.chalmers.se/~f99krgu/dynsys/DynSysLecture10.pdf>. (hämtad: 30.10.2020).
- [10] Alan Wolf m. fl. "Determining Lyapunov exponents from a time series". I: *Physica* 16.3 (1985). Tillgänglig: <http://chaos.utexas.edu/manuscripts/1085774778.pdf>. (hämtad 21.12.2020).
- [11] Marc A. Murison. *Notes on how to numerically calculate the maximum Lyapunov exponent*. 1995. Tillgänglig: <http://murison.alpheratz.net/papers/Notes/LyapCalc/LyapCalc.pdf>. (hämtad: 9.11.2020).
- [12] Giancarlo Benettin, Luigi Galgani och Jean-Marie Strelcyn. "Kolmogorov entropy and numerical experiments". I: *Phys. Rev. A* 14.2338 (1976).
- [13] J. H. Hubbard och B. H. West. *Differential Equations. A Dynamical Systems Approach*. Vol. 1. New York: Springer-Verlag, 1991. ISBN: 3-540-97286-2.

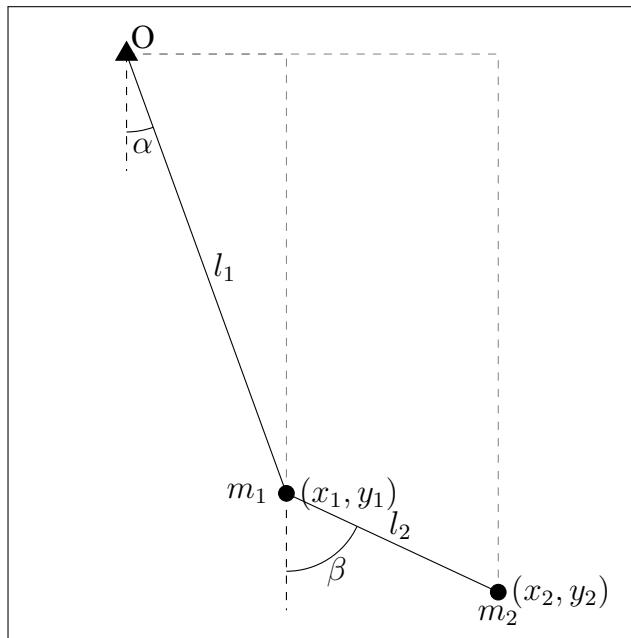
BILAGOR

A. Härledning av rörelseekvationer

Spännkrafterna i dubbelpendeln försvårar härledning av rörelseekvationerna genom newtonisk mekanik. Emellertid kan den potentiella energin och rörelseenergin framtas relativt enkelt, vilket gör lagrangemekanik lämplig för härledningen.

Framtagning av lagrangefunktionen

Börja med att utgå från ett kartesiskt koordinatsystem med ökande y uppåt och ökande x åt höger som har origo i O . Låt (x_1, y_1) och (x_2, y_2) beteckna koordinaterna för m_1 respektive m_2 . Se figur A.1. Låt vidare farterna v_1 och v_2 vara beloppen av hastigheten av m_1 respektive m_2 .



Figur A.1: Diagram över dubbelpendel

Från detta erhålls att

$$\begin{cases} x_1 = l_1 \sin \alpha \\ y_1 = -l_1 \cos \alpha \end{cases}, \quad (\text{A.1})$$

samt

$$\begin{cases} x_2 = l_1 \sin \alpha + l_2 \sin \beta \implies \dot{x}_2 = \dot{\alpha} l_1 \cos \alpha + \dot{\beta} l_2 \cos \beta \\ y_2 = -l_1 \cos \alpha - l_2 \cos \beta \implies \dot{y}_2 = \dot{\alpha} l_1 \sin \alpha + \dot{\beta} l_2 \sin \beta \end{cases}. \quad (\text{A.2})$$

För att ta fram lagrangefunktionen krävs potentiell och kinetisk energi uttryckt i de generaliserade koordinaterna $\mathbf{q} = \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix}$.

Den potentiella energin beror av y_1 och y_2 .

$$V = E_p = m_1 gy_1 + m_2 gy_2 = -g((m_1 + m_2)l_1 \cos \alpha + m_2 l_2 \cos \beta) \quad (\text{A.3})$$

Den kinetiska energin beror av hastigheterna v_1 och v_2 för m_1 respektive m_2 .

$$E_k = T = \frac{1}{2}m_1v_1^2 + \frac{1}{2}m_2v_2^2 \quad (\text{A.4})$$

Hastigheterna kan uttryckas i kända koordinater på följande sätt:

$$\begin{cases} v_1 = l_1\dot{\alpha} \\ v_2 = \sqrt{\dot{x}_2^2 + \dot{y}_2^2} \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

Uttryck \dot{x}_2 och \dot{y}_2 i \mathbf{q} och $\dot{\mathbf{q}}$ genom (A.2):

$$\implies \begin{cases} v_1^2 = l_1^2\dot{\alpha}^2 \\ v_2^2 = (\dot{\alpha}l_1 \cos \alpha + \dot{\beta}l_2 \cos \beta)^2 + (\dot{\alpha}l_1 \sin \alpha + \dot{\beta}l_2 \sin \beta)^2 \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

Den nedre raden kan skrivas om till

$$v_2^2 = \dot{\alpha}^2l_1^2(\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha) + \dot{\beta}^2l_2^2(\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha) + 2\dot{\alpha}\dot{\beta}l_1l_2(\cos \alpha \cos \beta + \sin \alpha \sin \beta). \quad (\text{A.7})$$

Använd den pythagoreiska identiteten för de två första termerna och skriv om parentesen i den sista med additionsformeln för cosinus. Det ger de slutgiltiga formlerna för v_1^2 och v_2^2 :

$$v_1^2 = l_1^2\dot{\alpha}^2 \quad (\text{A.8})$$

$$v_2^2 = \dot{\alpha}^2l_1^2 + \dot{\beta}^2l_2^2 + 2\dot{\alpha}\dot{\beta}l_1l_2 \cos(\alpha - \beta) \quad (\text{A.9})$$

Sätt in i (A.4). Då fås att

$$T = \frac{1}{2}m_1l_1^2\dot{\alpha}^2 + \frac{1}{2}m_2(l_1^2\dot{\alpha}^2 + l_2^2\dot{\beta}^2 + 2l_1l_2\dot{\alpha}\dot{\beta} \cos(\alpha - \beta)). \quad (\text{A.10})$$

Omgruppera parenteserna för isolera $\dot{\alpha}^2$ och $\dot{\beta}^2$:

$$T = \frac{1}{2}(m_1 + m_2)l_1^2\dot{\alpha}^2 + \frac{1}{2}m_2l_2^2\dot{\beta}^2 + m_2l_1l_2\dot{\alpha}\dot{\beta} \cos(\alpha - \beta). \quad (\text{A.11})$$

Sedan båda energifunktioner uttrycks i de generaliserade koordinaterna kan lagrangefunktionen L bildas enligt definition:

$$L = T - V = T(\alpha, \beta, \dot{\alpha}, \dot{\beta}) - V(\alpha, \beta). \quad (\text{A.12})$$

Euler-Lagranges ekvation

Från detta gäller Euler-Lagranges ekvation som fastställer för potentialdrivna system (såsom dubbelpendeln utan förluster) att

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\mathbf{q}}} \right) = \left(\frac{\partial L}{\partial \mathbf{q}} \right), \quad (\text{A.13})$$

där \mathbf{q} är vektorn som beskriver de generaliserade koordinaterna. Detta ska tolkas som att ekvationen gäller för var och en av koordinaterna i \mathbf{q} var för sig, vilket ger ett ekvationssystem med n ekvationer, där n är antalet koordinater i \mathbf{q} .

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\mathbf{q}}} \right) = \frac{\partial L}{\partial \mathbf{q}}. \quad (\text{A.14})$$

Omskrivning av Euler-Lagranges ekvation för α

Euler-Lagranges ekvation för α ger.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\alpha}} \right) = \frac{\partial L}{\partial \alpha}. \quad (\text{A.15})$$

Ekvationen kan nu utvecklas. För vänsterledet kommer termer som är konstanta med avseende på $\dot{\alpha}$ försummas, då den partiella derivatan med avseende på $\dot{\alpha}$ är noll.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial}{\partial \dot{\alpha}} L \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial}{\partial \dot{\alpha}} \left(\frac{1}{2} (m_1 + m_2) l_1^2 \dot{\alpha}^2 + m_2 l_1 l_2 \dot{\alpha} \dot{\beta} \cos(\alpha - \beta) \right) \right) \quad (\text{A.16})$$

Använd potenslagen för derivering:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\alpha}} \right) = \frac{d}{dt} \left((m_1 + m_2) l_1^2 \dot{\alpha} + m_2 l_1 l_2 \dot{\beta} \cos(\alpha - \beta) \right) \quad (\text{A.17})$$

Första termen ges enkelt då allt framför $\dot{\alpha}$ är konstant. Inför den tillfälliga funktionen $\gamma = (\alpha - \beta)$ och använd produktregeln, sedan kedjeregeln, på den andra termen:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\alpha}} \right) = (m_1 + m_2) l_1^2 \ddot{\alpha} + m_2 l_1 l_2 \ddot{\beta} \cos \gamma + m_2 l_1 l_2 \dot{\beta} \cdot (-\sin \gamma) \cdot \dot{\gamma} \quad (\text{A.18})$$

Återsubstituera $\gamma = (\alpha - \beta)$ och $\dot{\gamma} = (\dot{\alpha} - \dot{\beta})$:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\alpha}} \right) = (m_1 + m_2) l_1^2 \ddot{\alpha} + m_2 l_1 l_2 \ddot{\beta} \cos(\alpha - \beta) - m_2 l_1 l_2 \dot{\beta} \cdot \sin(\alpha - \beta) (\dot{\alpha} - \dot{\beta}) \quad (\text{A.19})$$

Enligt samma princip kan högerledet i (A.15) skrivas om genom att försumma termer konstanterna med avseende på α :

$$\frac{\partial L}{\partial \alpha} = \frac{\partial}{\partial \alpha} (m_2 l_1 l_2 \dot{\alpha} \dot{\beta} \cos(\alpha - \beta) + l_1 g (m_1 + m_2) \cos \alpha) \quad (\text{A.20})$$

Använd produkt- och kedjeregeln.

$$\frac{\partial L}{\partial \alpha} = -m_2 l_1 l_2 \dot{\alpha} \dot{\beta} \sin(\alpha - \beta) \cdot \frac{\partial}{\partial \alpha} (\alpha - \beta) - l_1 g (m_1 + m_2) \sin \alpha \quad (\text{A.21})$$

Från $\frac{\partial}{\partial \alpha} (\alpha - \beta) = 1$ ges slutligen att högerledet är:

$$\frac{\partial L}{\partial \alpha} = -m_2 l_1 l_2 \dot{\alpha} \dot{\beta} \sin(\alpha - \beta) - l_1 g (m_1 + m_2) \sin \alpha \quad (\text{A.22})$$

Allt sammantaget ges den första rörelsekvationen:

$$(m_1 + m_2) l_1^2 \ddot{\alpha} + m_2 l_1 l_2 \cos(\alpha - \beta) \ddot{\beta} - \dot{\beta} m_2 l_1 l_2 \sin(\alpha - \beta) (\dot{\alpha} - \dot{\beta}) = \\ = -m_2 l_1 l_2 \dot{\alpha} \dot{\beta} \sin(\alpha - \beta) - l_1 g (m_1 + m_2) \sin \alpha. \quad (\text{A.23})$$

Detta kan förenklas till

$$(m_1 + m_2) l_1 \ddot{\alpha} + m_2 l_2 \cos(\alpha - \beta) \ddot{\beta} = -\dot{\beta}^2 m_2 l_2 \sin(\alpha - \beta) - g(m_1 + m_2) \sin \alpha. \quad (\text{A.24})$$

För ytterligare förenkling kan ekvationen divideras med $l_2 m_2$ och substitutionerna $\mu = (1 + \frac{m_1}{m_2})$ och $\sigma = \frac{l_1}{l_2}$ införas. Den slutgiltiga första ekvationen blir då:

$$\mu \sigma \ddot{\alpha} + \cos(\alpha - \beta) \ddot{\beta} = -\dot{\beta}^2 \sin(\alpha - \beta) - \frac{g}{l_2} \mu \sin \alpha \quad (\text{A.25})$$

Omskrivning av Euler-Lagranges ekvation för β

På motsvarande sätt utvecklas Euler-Lagranges ekvation för β :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\beta}} \right) = \frac{\partial L}{\partial \beta} \quad (\text{A.26})$$

Återigen, försumma termer konstanta med avseende på $\dot{\beta}$, och betrakta vänsterledet.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\beta}} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial}{\partial \dot{\beta}} \left(\frac{1}{2} m_2 l_2^2 \dot{\beta}^2 + m_2 l_1 l_2 \dot{\alpha} \dot{\beta} \cos(\alpha - \beta) \right) \right) \quad (\text{A.27})$$

Använd potenslagen.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\beta}} \right) = \frac{d}{dt} \left(m_2 l_2^2 \ddot{\beta} + m_2 l_1 l_2 \ddot{\alpha} \cos(\alpha - \beta) \right) \quad (\text{A.28})$$

Använd produktregeln.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\beta}} \right) = m_2 l_2^2 \ddot{\beta} + m_2 l_1 l_2 \ddot{\alpha} \cos(\alpha - \beta) + m_2 l_1 l_2 \dot{\alpha} \frac{d}{dt} (\cos(\alpha - \beta)) \quad (\text{A.29})$$

På samma sätt som för ekvationen för α , använd funktionen $\gamma = (\alpha - \beta)$, utför kedjeregeln och återsubstituera.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\beta}} \right) = m_2 l_2^2 \ddot{\beta} + m_2 l_1 l_2 \cos(\alpha - \beta) \ddot{\alpha} - m_2 l_1 l_2 \dot{\alpha} \sin(\alpha - \beta) (\dot{\alpha} - \dot{\beta}) \quad (\text{A.30})$$

Betrakta högerledet i (A.30) genom att försumma termer konstanta med avseende på β .

$$\frac{\partial L}{\partial \beta} = \frac{\partial}{\partial \beta} \left(m_2 l_1 l_2 \dot{\alpha} \dot{\beta} \cos(\alpha - \beta) + g m_2 l_2 \sin \beta \right) \quad (\text{A.31})$$

Applicera kedjeregeln med innerfunktionen $\gamma = (\alpha - \beta)$.

$$\frac{\partial L}{\partial \beta} = -m_2 l_1 l_2 \dot{\alpha} \dot{\beta} \sin(\alpha - \beta) \frac{\partial}{\partial \beta} (\alpha - \beta) - g m_2 l_2 \sin \beta \quad (\text{A.32})$$

Från $\frac{\partial}{\partial \beta} (\alpha - \beta) = -1$ fås det slutgiltiga högerledet:

$$\frac{\partial L}{\partial \beta} = m_2 l_1 l_2 \dot{\alpha} \dot{\beta} \sin(\alpha - \beta) - g m_2 l_2 \sin \beta \quad (\text{A.33})$$

Detta ger resultatet från Euler-Lagranges ekvation i β :

$$\begin{aligned} m_2 l_2^2 \ddot{\beta} + m_2 l_1 l_2 \cos(\alpha - \beta) \ddot{\alpha} - m_2 l_1 l_2 \dot{\alpha} \sin(\alpha - \beta) (\dot{\alpha} - \dot{\beta}) &= \\ &= m_2 l_1 l_2 \dot{\alpha} \dot{\beta} \sin(\alpha - \beta) - g m_2 l_2 \sin \beta \end{aligned} \quad (\text{A.34})$$

Detta kan förenklas:

$$m_2 l_1 l_2 \cos(\alpha - \beta) \ddot{\alpha} + m_2 l_2^2 \ddot{\beta} = m_2 l_1 l_2 \sin(\alpha - \beta) \dot{\alpha}^2 - g m_2 l_2 \sin \beta. \quad (\text{A.35})$$

Dividera med $m_2 l_2^2$ och substituera σ och μ , vilket ger den slutgiltiga andra ekvationen:

$$\sigma \cos(\alpha - \beta) \ddot{\alpha} + \ddot{\beta} = \sigma \sin(\alpha - \beta) \dot{\alpha}^2 - \frac{g}{l_2} \sin \beta \quad (\text{A.36})$$

Omskrivning för att lösa ut $\ddot{\alpha}$ och $\ddot{\beta}$

Nu har följande två ekvationer erhållits:

$$\begin{cases} \mu\sigma\ddot{\alpha} + \cos(\alpha - \beta)\ddot{\beta} &= -\sin(\alpha - \beta)\dot{\beta}^2 - \frac{g}{l_2}\mu \sin \alpha \\ \sigma \cos(\alpha - \beta)\ddot{\alpha} + \ddot{\beta} &= \sigma \sin(\alpha - \beta)\dot{\alpha}^2 - \frac{g}{l_2} \sin \beta \end{cases} \quad (\text{A.37})$$

Att lösa ut $\ddot{\alpha}$ och $\ddot{\beta}$ i termer av $\alpha, \beta, \dot{\alpha}$ och $\dot{\beta}$ ur (A.37) är analogt med att lösa (A.37) som ett linjärt ekvationssystem med $\ddot{\alpha}$ och $\ddot{\beta}$ som obekanta. Först kan (A.37) uttryckas med matrismultiplikation. Låt $C = \cos(\alpha - \beta)$ och $S = \sin(\alpha - \beta)$.

$$\begin{bmatrix} \mu\sigma & C \\ C\sigma & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{\alpha} \\ \ddot{\beta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -S\dot{\beta}^2 - \frac{g}{l_2}\mu \sin \alpha \\ S\sigma\dot{\alpha}^2 - \frac{g}{l_2} \sin \beta \end{bmatrix} \quad (\text{A.38})$$

Subtrahera C gånger nedre raden från övre raden.

$$\begin{bmatrix} \sigma(\mu - C^2) & 0 \\ C\sigma & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{\alpha} \\ \ddot{\beta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -S(C\sigma\dot{\alpha}^2 + \dot{\beta}^2) + \frac{g}{l_2}(C \sin \beta - \mu \sin \alpha) \\ S\sigma\dot{\alpha}^2 - \frac{g}{l_2} \sin \beta \end{bmatrix} \quad (\text{A.39})$$

Multiplicera den övre raden med $-\frac{C}{\mu - C^2} = \frac{C}{C^2 - \mu}$.

$$\begin{bmatrix} -C\sigma & 0 \\ C\sigma & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{\alpha} \\ \ddot{\beta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{-SC(C\sigma\dot{\alpha}^2 + \dot{\beta}^2) + \frac{g}{l_2}C(C \sin \beta - \mu \sin \alpha)}{C^2 - \mu} \\ S\sigma\dot{\alpha}^2 - \frac{g}{l_2} \sin \beta \end{bmatrix} \quad (\text{A.40})$$

Addera den övre raden till den nedre raden.

$$\begin{bmatrix} -C\sigma & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{\alpha} \\ \ddot{\beta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{-SC(C\sigma\dot{\alpha}^2 + \dot{\beta}^2) + \frac{g}{l_2}C(C \sin \beta - \mu \sin \alpha)}{C^2 - \mu} \\ S\sigma\dot{\alpha}^2 - \frac{g}{l_2} \sin \beta + \frac{-SC(C\sigma\dot{\alpha}^2 + \dot{\beta}^2) + \frac{g}{l_2}C(C \sin \beta - \mu \sin \alpha)}{C^2 - \mu} \end{bmatrix} \quad (\text{A.41})$$

Faktorisera ut C ur bråket i övre raden av högerledet och sätt nedre raden på gemensamt bråkstreck.

$$\begin{bmatrix} -C\sigma & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{\alpha} \\ \ddot{\beta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C \cdot \frac{-S(C\sigma\dot{\alpha}^2 + \dot{\beta}^2) + \frac{g}{l_2}(C \sin \beta - \mu \sin \alpha)}{C^2 - \mu} \\ \frac{S\sigma(C^2 - \mu)\dot{\alpha}^2 - \frac{g}{l_2}(C^2 - \mu) \sin \beta - SC(C\sigma\dot{\alpha}^2 + \dot{\beta}^2) + \frac{g}{l_2}C(C \sin \beta - \mu \sin \alpha)}{C^2 - \mu} \end{bmatrix} \quad (\text{A.42})$$

Utveckla parenteserna i täljaren i nedre raden, stryk termer som tar ut varandra och faktorisera till nya termer.

$$\begin{bmatrix} -C\sigma & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{\alpha} \\ \ddot{\beta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C \cdot \frac{-S(C\sigma\dot{\alpha}^2 + \dot{\beta}^2) + \frac{g}{l_2}(C \sin \beta - \mu \sin \alpha)}{C^2 - \mu} \\ \frac{-S(\sigma\mu\dot{\alpha}^2 + C\dot{\beta}^2) + \frac{g}{l_2}(-\mu C \sin \alpha + \mu \sin \beta)}{C^2 - \mu} \end{bmatrix} \quad (\text{A.43})$$

Dividera den övre raden med $-C\sigma$ och förläng kvoten i den nedre raden med $-\frac{1}{\mu}$.

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{\alpha} \\ \ddot{\beta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{S(C\sigma\dot{\alpha}^2 + \dot{\beta}^2) + \frac{g}{l_2}(\mu \sin \alpha - C \sin \beta)}{\sigma(C^2 - \mu)} \\ \frac{S(\sigma\dot{\alpha}^2 + \frac{C}{\mu}\dot{\beta}^2) + \frac{g}{l_2}(C \sin \alpha - \sin \beta)}{1 - \frac{C^2}{\mu}} \end{bmatrix} \quad (\text{A.44})$$

När detta gjorts ges systemet av differentialekvationer på enkel form:

$$\begin{cases} \ddot{\alpha} = \frac{\sin(\alpha-\beta)(\sigma \cos^2(\alpha-\beta)\dot{\alpha}^2 + \dot{\beta}^2) + \frac{g}{l_2}(\mu \sin \alpha - \cos(\alpha-\beta) \sin \beta)}{\sigma(\cos^2(\alpha-\beta) - \mu)} \\ \ddot{\beta} = \frac{\sin(\alpha-\beta)(\sigma \dot{\alpha}^2 + \frac{1}{\mu} \cos(\alpha-\beta)\dot{\beta}^2) + \frac{g}{l_2}(\cos(\alpha-\beta) \sin \alpha - \sin \beta)}{1 - \frac{1}{\mu} \cos^2(\alpha-\beta)} \end{cases} \quad (\text{A.45})$$

Givet beteckningen $\mathbf{q} = \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} \implies \ddot{\mathbf{q}} = \begin{bmatrix} \ddot{\alpha} \\ \ddot{\beta} \end{bmatrix}$ kan (A.45) förkortas till

$$\ddot{\mathbf{q}} = \mathbf{F}_L(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}), \quad (\text{A.46})$$

där $\mathbf{F}_L(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})$ definieras till vektorn som ges av högerled 1 och högerled 2, i den ordningen, då $l_2 = L$. Låt vidare

$$\mathbf{F}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) \quad (\text{A.47})$$

stå för denna funktion då $L = l_2 = 1 \text{ m}$.

B. Bevis till sats 2.2

Satsen som shall bevisas

Sats B.1. Antag att ekvationssystemet (B.1) för givna μ , stavlängder l_1 och l_2 och begynnelsevärden $\mathbf{q}(0) = \mathbf{q}_0$, $\dot{\mathbf{q}}(0) = \dot{\mathbf{q}}_0$ har lösning $\mathbf{q}(t) = \mathbf{g}(t)$. Då kommer lösningen $\tilde{\mathbf{q}}(t)$ till systemet med samma μ , begynnelsevärden $\tilde{\mathbf{q}}(0) = \mathbf{q}(0) = \mathbf{q}_0$, $\dot{\tilde{\mathbf{q}}}(0) = \dot{\mathbf{q}}_0 \cdot \sqrt{k}$ och stavlängder l_1/k respektive l_2/k vara $\tilde{\mathbf{q}}(t) = \mathbf{g}(t \cdot \sqrt{k})$.

Rörelseekvationerna

Rörelseekvationerna för vilken satsen gäller är följande:

$$\begin{cases} \ddot{\alpha} = \frac{\sin(\alpha-\beta)(\sigma \cos^2(\alpha-\beta)\dot{\alpha}^2 + \dot{\beta}^2) + \frac{g}{l_2}(\mu \sin \alpha - \cos(\alpha-\beta) \sin \beta)}{\sigma(\cos^2(\alpha-\beta)-\mu)} \\ \ddot{\beta} = \frac{\sin(\alpha-\beta)(\sigma \dot{\alpha}^2 + \frac{1}{\mu} \cos(\alpha-\beta)\dot{\beta}^2) + \frac{g}{l_2}(\cos(\alpha-\beta) \sin \alpha - \sin \beta)}{1 - \frac{1}{\mu} \cos^2(\alpha-\beta)} \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

Bevis. Betrakta följande lemma:

Lemma B.1. Antag att systemet

$$\ddot{\mathbf{x}} = \mathbf{f}(\mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}}) \iff \begin{cases} \dot{\mathbf{y}} = \mathbf{f}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \\ \dot{\mathbf{x}} = \mathbf{y}, \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

med begynnelsevärden $\mathbf{x}(0) = \mathbf{x}_0$, $\dot{\mathbf{x}}(0) = \mathbf{y}(0) = \mathbf{y}_0$ har lösning $\mathbf{x}(t) = \mathbf{g}(t)$, $\dot{\mathbf{x}}(t) = \mathbf{y}(t) = \mathbf{r}(t)$. Då gäller att funktionerna

$$\begin{cases} \tilde{\mathbf{x}}(t) = \mathbf{g}(\sqrt{k}t) \\ \dot{\tilde{\mathbf{x}}}(t) = \tilde{\mathbf{y}}(t) = \sqrt{k} \cdot \mathbf{r}(\sqrt{k}t) \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

beskriver en lösning till systemet

$$\ddot{\tilde{\mathbf{x}}} = \mathbf{f}\left(\tilde{\mathbf{x}}, \frac{\dot{\tilde{\mathbf{x}}}}{\sqrt{k}}\right) \cdot k \iff \begin{cases} \dot{\tilde{\mathbf{y}}} = \mathbf{f}(\tilde{\mathbf{x}}, \frac{\tilde{\mathbf{y}}}{\sqrt{k}}) \cdot k \\ \dot{\tilde{\mathbf{x}}} = \tilde{\mathbf{y}}, \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

för begynnelsevärde $\tilde{\mathbf{x}}(0) = \mathbf{x}_0$, $\dot{\tilde{\mathbf{x}}}(0) = \tilde{\mathbf{y}}(0) = \sqrt{k} \cdot \mathbf{y}_0$.

Bevis. Bekräfta den nya lösningen till den modifierade ekvationen genom att sätta in (B.3) i (B.4):

$$\begin{cases} \dot{\tilde{\mathbf{y}}} = \frac{d}{dt}(\sqrt{k} \cdot \mathbf{r}'(\sqrt{k}t)) = \mathbf{f}(\tilde{\mathbf{x}}, \frac{\tilde{\mathbf{y}}}{\sqrt{k}}) \cdot k = \mathbf{f}(g(\sqrt{k}t), \mathbf{r}(\sqrt{k}t)) \cdot k \\ \dot{\tilde{\mathbf{x}}} = \frac{d}{dt}(g(\sqrt{k}t)) = \tilde{\mathbf{y}} = \sqrt{k} \cdot \mathbf{r}(\sqrt{k}t) \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

Det som ska bekräftas är alltså:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}(\sqrt{k} \cdot \mathbf{r}'(\sqrt{k}t)) = \mathbf{f}(g(\sqrt{k}t), \mathbf{r}(\sqrt{k}t)) \cdot k \\ \frac{d}{dt}(g(\sqrt{k}t)) = \sqrt{k} \cdot \mathbf{r}(\sqrt{k}t) \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

Vänsterleden skrivs om genom derivering:

$$VL_1 = \frac{d}{dt}(\sqrt{k} \cdot \mathbf{r}(\sqrt{k}t)) = k \cdot \mathbf{r}'(\sqrt{k}t) \quad (B.7)$$

$$VL_2 = \frac{d}{dt}\mathbf{g}(\sqrt{k}t) = \sqrt{k} \cdot \mathbf{g}'(\sqrt{k}t) \quad (B.8)$$

Högerleden i ekvationerna skrivs om med genom antagandet om ursprunglig lösning till det ursprungliga systemet, d.v.s. följande:

$$\begin{cases} \mathbf{r}'(t) = \mathbf{f}(\mathbf{g}(t), \mathbf{r}(t)) \\ \mathbf{g}'(t) = \mathbf{r}(t) \\ \mathbf{g}(0) = \mathbf{x}_0 \\ \mathbf{r}(0) = \mathbf{y}_0. \end{cases}. \quad (B.9)$$

Insättning av ekvation 1, respektive ekvation 2 ger direkt

$$HL_1 = \mathbf{f}(\mathbf{g}(\sqrt{k}t), \mathbf{r}(\sqrt{k}t)) \cdot k = \mathbf{r}'(\sqrt{k}t) \cdot k \quad (B.10)$$

och

$$HL_2 = \sqrt{k} \cdot \mathbf{r}(\sqrt{k}t) = \sqrt{k} \cdot \mathbf{g}'(\sqrt{k}t). \quad (B.11)$$

Likhet råder för (B.5), och likhet i begynnelsevärdena är trivial, för från (B.9) fås:

$$\begin{cases} \tilde{\mathbf{x}}(0) = \mathbf{g}(\sqrt{k} \cdot 0) = \mathbf{g}(0) = \mathbf{x}_0 \\ \dot{\tilde{\mathbf{x}}}(0) = \tilde{\mathbf{y}}(0) = \sqrt{k} \cdot \mathbf{r}(\sqrt{k} \cdot 0) = \sqrt{k} \cdot \mathbf{r}(0) = \sqrt{k} \cdot \mathbf{y}_0 \end{cases} \quad (B.12)$$

Alltså är begynnelsevärdena enligt antagande, så de modifierade funktionerna löser de modifierade ekvationerna, med givna begynnelsevillkor.

Om \mathbf{f} är kontinuerlig och alla partiella derivata till \mathbf{f} är kontinuerliga för alla x och y så är lösningen unik. Detta enligt satsen om unika lösningar till enkla differentialekvationer som återfinns i Strogatz [2, s. 149]. \square

Från lemmat (B.1) kan nu lösningen $\mathbf{q}(t)$ för en dubbelpendel med något μ och längder $l_1 = \sigma \cdot L$ och $l_2 = L$ betraktas. Ansätt nu en lösning $\tilde{\mathbf{q}}$ till ett system med längder $\tilde{l}_1 = \sigma \cdot L/k$ och $\tilde{l}_2 = L/k$.

Det första systemet har i tidpunkten t följande andraderivata:

$$\ddot{\mathbf{q}}(t) = \mathbf{F}_L(\mathbf{q}(t)), \dot{\mathbf{q}}(t) \quad (B.13)$$

Enligt den sats som skall bevisas ansätts nu att den föreslagna lösningen $\tilde{\mathbf{q}}$ till det andra systemet uppfyller att

$$\tilde{\mathbf{q}}(t/\sqrt{k}) = \mathbf{q}(t), \quad (B.14)$$

men även

$$\dot{\tilde{\mathbf{q}}}(t/\sqrt{k}) = \sqrt{k} \cdot \dot{\mathbf{q}}(t). \quad (B.15)$$

Låt betrakta $\mathbf{q}(t)$ och $\tilde{\mathbf{q}}(t/\sqrt{k})$ och jämför funktionerna som ger andraderivata, \mathbf{F}_L och $\mathbf{F}_{L/k}$ för respektive tidpunkter. Då rörelseekvationerna (B.1) betraktas kan ses att $(\dot{\alpha}(t/\sqrt{k}))^2 =$

$k(\dot{\alpha}(t))^2$ samt $(\dot{\tilde{\beta}}(t/\sqrt{k}))^2 = k(\dot{\beta}(t))^2$. Även den sista termen i rörelseekvationerna skalas upp med k , i och med att $\tilde{l}_2 = l_2/k$. Faktorn k kan brytas ut ur högerledet i ekvationen vilket kan formuleras utifrån högerledsfunktionen \mathbf{F}_L för det första systemet på följande sätt:

$$\ddot{\tilde{\mathbf{q}}}(t/\sqrt{k}) = \mathbf{F}_{L/k}(\tilde{\mathbf{q}}(t/\sqrt{k}), \dot{\tilde{\mathbf{q}}}(t/\sqrt{k})) = k \cdot \mathbf{F}_L(\mathbf{q}(t), \dot{\mathbf{q}}(t)) \quad (\text{B.16})$$

För att göra lemmat direkt applicerbart skall förhållandena (B.14) och (B.15) sättas in i (B.16). Detta ger förhållandet på önskad form:

$$\ddot{\tilde{\mathbf{q}}}(t/\sqrt{k}) = k \cdot \mathbf{F}_L \left(\tilde{\mathbf{q}}(t/\sqrt{k}), \frac{\tilde{\mathbf{q}}(t/\sqrt{k})}{\sqrt{k}} \right) \quad (\text{B.17})$$

Uppställd kan detta skrivas:

$$\ddot{\tilde{\mathbf{q}}} = k \cdot \mathbf{F}_L \left(\tilde{\mathbf{q}}, \frac{\tilde{\mathbf{q}}}{\sqrt{k}} \right) \quad (\text{B.18})$$

Från lemmat (B.1), då funktionen \mathbf{f} sätts som $\mathbf{f} = \mathbf{F}_L$, kan det slutledas att

$$\tilde{\mathbf{q}}(t/\sqrt{k}) = \mathbf{q}(t) \iff \tilde{\mathbf{q}}(t) = \mathbf{q}(t \cdot \sqrt{k}) \quad (\text{B.19})$$

är en lösning till det nya systemet. Vidare gäller av satsen om entydighet, då \mathbf{F}_L uppfyller kontinuitet och kontinuerliga partiella derivata, att denna lösning är unik. Således följer satsen (B.1). \square

C. Pseudokod för algoritmer

I denna bilaga beskrivs med pseudokod de algoritmer som används för framtagning av alla data till detta arbete. Psuedokoden illustrerar de generella principerna i varje beräkningssteg, utan hänsyn till mindre programmeringsmässiga detaljer såsom datatyper eller deklarering av variabler.

Den exakta källkod som användes för arbetets framtagning av data kan nås med följande länk: <https://github.com/geckoanton/PendulumFractals>

Notera att för att köra koden krävs Microsoft Visual Studio. Koden använder sig även av SDL, ett multimediasbibliotek med öppen licens. För information och dokumentation, se <https://www.libsdl.org/index.php>

C.1 Simulering och framtagning av mängder

Algoritmen som följer i denna sektion beskriver förfarandet för framtagning av mängder med kriterium A. För simuleringen användes RK4 för att uppdatera \mathbf{q} i varje tidsteg, vilket förklaras i större detalj nedan, tills det givna kriteriet uppfylls eller tiden gått ut. Algoritmen ger som utdata vilket av dessa fall som skedde.

C.1.1 Runge-Kuttametoden av fjärde ordningen

De konkreta beräkningar som gjordes för varje tidssteg var var följande, där $\Delta t = h$:

$$\begin{cases} \mathbf{q}_{n+1} = \mathbf{q}_n + \frac{1}{6}h(\mathbf{k}_{q1} + 2\mathbf{k}_{q2} + 2\mathbf{k}_{q3} + \mathbf{k}_{q4}) \\ \dot{\mathbf{q}}_{n+1} = \dot{\mathbf{q}}_n + \frac{1}{6}h(\mathbf{k}_{v1} + 2\mathbf{k}_{v2} + 2\mathbf{k}_{v3} + \mathbf{k}_{v4}) \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

Konstanterna ges av:

$$\begin{cases} \mathbf{k}_{v1} = \mathbf{F}(\mathbf{q}_n, \dot{\mathbf{q}}_n) \\ \mathbf{k}_{q1} = \dot{\mathbf{q}}_n \\ \mathbf{k}_{v2} = \mathbf{F}(\mathbf{q}_n + \frac{\mathbf{k}_{q1}}{2}h, \dot{\mathbf{q}}_n + \frac{\mathbf{k}_{v1}}{2}h) \\ \mathbf{k}_{q2} = \dot{\mathbf{q}}_n + \frac{\mathbf{k}_{v1}}{2}h \\ \mathbf{k}_{v3} = \mathbf{F}(\mathbf{q}_n + \frac{\mathbf{k}_{q2}}{2}h, \dot{\mathbf{q}}_n + \frac{\mathbf{k}_{v2}}{2}h) \\ \mathbf{k}_{q3} = \dot{\mathbf{q}}_n + \frac{\mathbf{k}_{v2}}{2}h \\ \mathbf{k}_{v4} = \mathbf{F}(\mathbf{q}_n + \mathbf{k}_{q3}h, \dot{\mathbf{q}}_n + \mathbf{k}_{v3}h) \\ \mathbf{k}_{q4} = \dot{\mathbf{q}}_n + \mathbf{k}_{v3}h \end{cases} \quad (\text{C.2})$$

Här förkortar funktionen $\mathbf{F}(\mathbf{q}_n, \dot{\mathbf{q}}_n) = \mathbf{F}(\alpha_n, \beta_n, \dot{\alpha}_n, \dot{\beta}_n)$ högerleden i rörelseekvationerna (2.12) för $l_2 = 1$ m. Alltså är $\ddot{\mathbf{q}} = \mathbf{F}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})$.

C.1.2 Algoritm för framtagning av mängder

Algoritmen ges för simulering och framtagning av mängd med kriterium A är den som följer nedan:

Algoritm C.1: Algoritm för framtagning av mängder genom simulering

Indata: Rutbredd R , tidssteg h , längd av mätning t_{stop} , kriterium A

Utdata: Rutnät med punkter klassificerade utifrån om de tillhör mängden för kriterium A

```

1 begin
2    $n \leftarrow 2\pi/R$ 
3   Skapa rutnät med  $n \times n$  rutor från  $\alpha, \beta = -\pi$  till  $\pi$ 
4    $\alpha_0 \leftarrow -\pi + R/2$ 
5   while  $\alpha_0 < \pi$  do
6      $\beta_0 \leftarrow -\pi + R/2$ 
7     while  $\beta_0 < \pi$  do
8       Initiera dubbelpendel med systemkonstanter
          $l_1 = \sigma, l_2 = 1, m_1 = \mu - 1, m_2 = 1$  och begynnelsevärde
          $\alpha \leftarrow \alpha_0, \beta \leftarrow \beta_0, \dot{\alpha} \leftarrow 0$  och  $\dot{\beta} \leftarrow 0$ 
9        $t \leftarrow 0$ 
10      Sätt ruta  $(\alpha_0, \beta_0)$  till att inte tillhöra mängden för kriterium A
11      Måla ruta  $(\alpha_0, \beta_0)$  svart
12      while  $t < t_{stop}$  do
13        Uppdatera dubbelpendel ett tidssteg  $h$  framåt med RK4
14        if kriterium A uppfylls then
15          Sätt ruta  $(\alpha_0, \beta_0)$  till att tillhöra mängden för kriterium A
16          Måla ruta  $(\alpha_0, \beta_0)$  vit
17           $t \leftarrow t + h$ 
18        end
19      end
20       $\beta_0 \leftarrow \beta_0 + R$ 
21    end
22     $\alpha_0 \leftarrow \alpha_0 + R$ 
23 end
```

C.2 Maximal Lyapunov-exponent

Algoritm C.2: Algoritm för framtagande av maximal Lyapunov-exponent

Indata: $\sigma, \mu, \alpha_0, \beta_0, \delta_0, D, N, h$

Utdata: λ_1

```

1 begin
2   Initiera dubbelpendel  $P_{\text{ref}}$  med systemkonstanter
       $l_1 = \sigma, l_2 = 1, m_1 = \mu - 1, m_2 = 1$  och begynnelsevärde  $\alpha_{\text{ref}} \leftarrow \alpha_0, \beta_{\text{ref}} \leftarrow \beta_0,$ 
       $\dot{\alpha}_{\text{ref}} \leftarrow 0, \dot{\beta}_{\text{ref}} \leftarrow 0$ 
3   Initiera dubbelpendel  $P_{\text{test}} \leftarrow P_{\text{ref}}$ 
4    $\alpha_{\text{test}} \leftarrow \alpha_{\text{test}} + \delta_0$ 
5    $t_{\text{tot}} \leftarrow 0$ 
6   for  $i \leftarrow 1$  till  $N$  do
7      $\delta \leftarrow \delta_0$ 
8      $t_i \leftarrow 0$ 
9     while  $\delta < D$  and  $t_i < 20$  do
10       Uppdatera  $P_{\text{ref}}$  ett tidssteg  $h$  framåt med RK4
11       Uppdatera  $P_{\text{test}}$  ett tidssteg  $h$  framåt med RK4
12        $t_i \leftarrow t_i + h$ 
13        $\delta \leftarrow |\phi_{\text{test}} - \phi_{\text{ref}}|$ 
14   end
15    $t_{\text{tot}} \leftarrow t_{\text{tot}} + t_i$ 
16    $a_i \leftarrow \frac{\delta}{\delta_0}$ 
17   Återställ  $P_{\text{test}}$  genom att sätta  $\phi_{\text{test}} \leftarrow \phi_{\text{ref}} + \frac{\phi_{\text{test}} - \phi_{\text{ref}}}{a_i}$ 
18 end
19    $\lambda_1 \leftarrow \frac{1}{t_{\text{tot}}} \sum_{i=1}^N \ln a_i$ 
20   return  $\lambda_1$ 
21 end

```

C.3 Låddimension

Algoritm C.3: Algoritm för framtagning av datapunkter till låddimension

Indata: Matris M över fraktalen F som ska undersökas, rutbredd s

Utdata: $N_F(s)$

```
1 begin
2    $N \leftarrow 0$ 
3   for  $x \leftarrow 0$  till  $n - 1$  do
4      $\alpha_{\min} \leftarrow -\pi + 2\pi \cdot s \cdot x$ 
5      $\alpha_{\max} \leftarrow -\pi + 2\pi \cdot s \cdot (x + 1)$ 
6     for  $y \leftarrow 0$  till  $n - 1$  do
7        $\beta_{\min} \leftarrow -\pi + 2\pi \cdot s \cdot y$ 
8        $\beta_{\max} \leftarrow -\pi + 2\pi \cdot s \cdot (y + 1)$ 
9       Låt  $R = [\alpha_{\min}, \alpha_{\max}] \times [\beta_{\min}, \beta_{\max}]$ 
10      if  $\exists p \in R \cap M : p \in F$  then
11        |  $N \leftarrow N + 1$ 
12      end
13    end
14  end
15  return  $N$ 
16 end
```

C.4 Passardimension

Algoritm C.4: Algoritm för framtagning av datapunkter till passardimension

Indata: Passarlängd r , rutbredd R , parametrar för dubbelpendel, σ och μ

Utdata: $M_F(r)$ för fraktalen F som ges av σ, μ

```

1 begin
2   Function steg() is
3     Vrid stegriktningen 90° medurs
4     Definiera  $p_{\text{test}}$  som ett steg  $R$  i stegriktningen från  $p_{\text{nu}}$ 
5     for rutor  $p_{\text{test}}$  intill  $p_{\text{nu}}$  medsols med början i stegriktning do
6       if  $p_{\text{test}}$  ej utanför rutnät then
7         Simulera dubbelpendel för begynnelsevärde  $(\alpha, \beta) = p_{\text{test}}$ 
8         if  $p_{\text{test}} \in F$  then
9           Sätt stegriktning till riktning från  $p_{\text{nu}}$  till  $p_{\text{test}}$ 
10           $p_{\text{nu}} \leftarrow p_{\text{test}}$ 
11          return
12        end
13      end
14    end
15  end
16  Initiera dubbelpendel med  $l_1 = \sigma$ ,  $l_2 = 1$ ,  $m_1 = \mu - 1$  och  $m_2 = 1$ 
17   $n \leftarrow 2\pi/R$ 
18  Skapa ett  $n \times n$ -rutnät  $(\alpha, \beta)$  från  $\alpha, \beta = -\pi$  till  $\pi$ 
19  /* Höger är positiv  $\alpha$ , uppåt är positiv  $\beta$  */ 
20  if  $\mu\sigma - 1 \geq 0$  then
21     $p_{\text{start}} \leftarrow (0, \pi)$  avrundat till närmaste punkt i rutnätet.
22    /* Startar i mitten på överkanten i rutnätet */ 
23    Sätt stegriktning åt höger, d.v.s.  $(+1, 0)$ 
24  else
25     $p_{\text{start}} \leftarrow (\pi, 0)$  avrundat till närmaste punkt i rutnätet.
26    /* Startar i mitten på högerkanten i rutnätet */ 
27    Sätt stegriktning nedåt, d.v.s.  $(0, -1)$ 
28  end
29   $p_{\text{center}} \leftarrow p_{\text{start}}$ 
30   $p_{\text{nu}} \leftarrow p_{\text{start}}$ 
31  steg()
32   $M \leftarrow 0$ 
33  while  $p_{\text{nu}} \neq p_{\text{start}}$  do
34    if  $|p_{\text{center}} - p_{\text{nu}}| \geq r$  then
35       $M \leftarrow M + 1$ 
36       $p_{\text{center}} \leftarrow p_{\text{nu}}$ 
37    end
38    steg()
39  end
40   $M \leftarrow M + \frac{p_{\text{center}} - p_{\text{start}}}{r}$ 
41  return  $M$ 
42 end

```

D. Tabell över Lyapunov-exponenter och dimensionsmått

Tabell D.1: Erhållna värden för lägesmått för MLE samt dimensionsmått, ordnade utifrån systemparametrar σ och μ . Lägesmått för MLE är angivna i enheten s^{-1} .

σ	μ	$\hat{\lambda}_1$	$U(\lambda_1)$	$U'(\lambda_1)$	$M'(\lambda_1)$	$\overline{\lambda'_1}$	$\dim_B(I)$	$\dim_C(I)$
0,125	1,125	2,0732	1,4681	1,5424	1,3617	1,2632	1,33498	1,33592
0,125	1,1768	1,9628	1,4431	1,5007	1,3505	1,2488	1,34515	1,32999
0,125	1,25	1,9645	1,4024	1,4569	1,3112	1,214	1,34155	1,35474
0,125	1,3536	1,8485	1,3476	1,4068	1,2618	1,179	1,34286	1,3591
0,125	1,5	1,8023	1,3037	1,3671	1,2086	1,1298	1,30563	1,30058
0,125	1,7071	1,7648	1,259	1,3129	1,1699	1,088	1,35637	1,33188
0,125	2	1,6317	1,1813	1,2445	1,1021	1,0267	1,33234	1,33223
0,125	2,414	1,5169	1,0769	1,1626	0,9945	0,9535	1,37703	1,35994
0,125	3	1,3976	0,9963	1,1017	0,918	0,8853	1,39594	1,37053
0,125	3,828	1,3657	0,9302	1,06	0,871	0,8284	1,4051	1,37785
0,125	5	1,2784	0,942	1,0675	0,9333	0,8457	1,37738	1,36658
0,125	6,657	1,226	0,8587	0,9835	0,8395	0,7543	1,40176	1,38657
0,125	9	1,1114	0,7996	0,9055	0,7702	0,7088	1,41322	1,38693
0,1768	1,125	1,9956	1,4653	1,5149	1,3715	1,247	1,31857	1,33812
0,1768	1,1768	1,9496	1,4481	1,4966	1,3568	1,23	1,34128	1,36127
0,1768	1,25	1,8275	1,4223	1,4692	1,3301	1,2125	1,32993	1,35222
0,1768	1,3536	1,8113	1,3826	1,4383	1,2845	1,18	1,3356	1,34644
0,1768	1,5	1,856	1,3256	1,3871	1,2077	1,1255	1,29547	1,31012
0,1768	1,7071	1,7479	1,2667	1,3427	1,147	1,0653	1,31389	1,32697
0,1768	2	1,6856	1,1811	1,2753	1,0788	1,0096	1,35655	1,36441
0,1768	2,414	1,5457	1,1141	1,2095	0,9898	0,9342	1,39491	1,36966
0,1768	3	1,5127	1,0405	1,1445	0,9434	0,8768	1,38556	1,36319
0,1768	3,828	1,3689	1,0312	1,1305	0,981	0,8707	1,36636	1,35849
0,1768	5	1,2412	0,9634	1,0348	0,9287	0,7983	1,4039	1,38263
0,1768	6,657	1,2366	0,8549	0,9385	0,8121	0,7502	1,41646	1,3982
0,1768	9	1,1123	0,7932	0,9093	0,7622	0,7295	1,39189	1,37852
0,25	1,125	1,9356	1,4968	1,5418	1,4061	1,2496	1,33449	1,36372
0,25	1,1768	1,9195	1,4907	1,5297	1,3987	1,2366	1,36185	1,3806
0,25	1,25	1,8548	1,4712	1,5123	1,3759	1,2207	1,34201	1,36671
0,25	1,3536	1,8021	1,4316	1,4804	1,3174	1,1842	1,34114	1,35025
0,25	1,5	1,7898	1,3837	1,4395	1,2408	1,1223	1,35068	1,35095
0,25	1,7071	1,7632	1,3235	1,3904	1,1508	1,0552	1,34209	1,3165
0,25	2	1,6498	1,254	1,3429	1,0386	0,9674	1,33894	1,28572
0,25	2,414	1,5931	1,1506	1,2713	1,0327	0,9393	1,3468	1,33536
0,25	3	1,5142	1,1176	1,2233	1,0563	0,9187	1,3638	1,36101
0,25	3,828	1,3953	1,045	1,1484	0,9799	0,8526	1,39015	1,36847
0,25	5	1,3259	0,9107	1,0532	0,7948	0,774	1,38145	1,36783
0,25	6,657	1,2957	0,8995	1,0292	0,809	0,7758	1,37213	1,36313
0,25	9	1,2337	0,8555	0,976	0,8202	0,7905	1,34464	1,34424

Tabell D.1: Erhållna värden för lägesmått för MLE samt dimensionsmått, ordnade utifrån systemparametrar σ och μ . Lägesmått för MLE är angivna i enheten s^{-1} .

σ	μ	$\hat{\lambda}_1$	$U(\lambda_1)$	$U'(\lambda_1)$	$M'(\lambda_1)$	$\overline{\lambda_1}'$	$\dim_B(I)$	$\dim_C(I)$
0,3536	1,125	1,9075	1,5841	1,6226	1,4719	1,2787	1,3471	1,37247
0,3536	1,1768	1,9229	1,5749	1,6186	1,4542	1,2626	1,36139	1,3833
0,3536	1,25	1,9399	1,5569	1,6037	1,4324	1,2434	1,37265	1,39462
0,3536	1,3536	2,0042	1,5093	1,5629	1,3745	1,1964	1,35344	1,36676
0,3536	1,5	1,8446	1,4654	1,5241	1,2887	1,1291	1,34163	1,32834
0,3536	1,7071	1,8404	1,4207	1,4798	1,1633	1,0385	1,33061	1,32425
0,3536	2	1,7909	1,3445	1,4225	1,088	0,968	1,33531	1,33385
0,3536	2,414	1,7198	1,22	1,3473	1,1101	0,9728	1,35855	1,36186
0,3536	3	1,6339	1,1709	1,3112	1,0329	0,9163	1,37549	1,37224
0,3536	3,828	1,5289	1,0766	1,2397	0,9145	0,8697	1,38681	1,37051
0,3536	5	1,4068	0,9908	1,1911	0,8555	0,8339	1,34505	1,33557
0,3536	6,657	1,4303	0,9988	1,1284	0,9298	0,8761	1,32004	1,31763
0,3536	9	1,405	0,9891	1,0543	0,9327	0,8846	1,34126	1,33179
0,5	1,125	2,1231	1,7227	1,7806	1,5116	1,3133	1,37608	1,39294
0,5	1,1768	2,1251	1,7077	1,7772	1,4797	1,2911	1,39896	1,40523
0,5	1,25	2,0873	1,6901	1,7649	1,4405	1,265	1,402	1,39787
0,5	1,3536	2,084	1,6664	1,7364	1,3748	1,212	1,369	1,36848
0,5	1,5	2,0785	1,6191	1,6893	1,2511	1,1284	1,36903	1,3545
0,5	1,7071	1,9417	1,5402	1,6321	1,1287	1,0465	1,35747	1,3627
0,5	2	1,955	1,4397	1,569	1,0552	0,9861	1,38832	1,38872
0,5	2,414	1,8339	1,3241	1,4838	1,0124	0,9784	1,35027	1,34485
0,5	3	1,7477	1,2129	1,408	1,0033	0,9796	1,3365	1,3356
0,5	3,828	1,623	1,0936	1,2799	0,9671	0,9291	1,34355	1,32297
0,5	5	1,5126	1,0467	1,1529	0,9441	0,8736	1,335	1,32613
0,5	6,657	1,3411	1,0274	1,0656	0,9613	0,8548	1,30399	1,31218
0,5	9	1,141	0,9413	0,9626	0,909	0,8345	1,30368	1,31935
0,7071	1,125	2,3617	1,9154	2,0077	1,4208	1,3385	1,39758	1,41151
0,7071	1,1768	2,3437	1,8895	1,9882	1,3466	1,3041	1,41777	1,41457
0,7071	1,25	2,3005	1,8425	1,9545	1,29	1,2649	1,3733	1,38226
0,7071	1,3536	2,2329	1,7773	1,8952	1,1746	1,2017	1,38174	1,37917
0,7071	1,5	2,1608	1,6819	1,8011	1,0202	1,1218	1,38696	1,38591
0,7071	1,7071	2,1121	1,5752	1,7082	1,0296	1,0795	1,40225	1,41104
0,7071	2	1,9365	1,4411	1,6018	1,0631	1,0382	1,37561	1,38452
0,7071	2,414	1,8055	1,3142	1,4758	1,1033	1,0355	1,3475	1,33223
0,7071	3	1,6185	1,2011	1,3164	1,0978	1,0039	1,27412	1,27956
0,7071	3,828	1,376	1,0925	1,1286	1,0189	0,9186	1,27222	1,28061
0,7071	5	1,2694	0,9527	0,9798	0,9065	0,8264	1,26613	1,25075
0,7071	6,657	1,1535	0,891	0,9189	0,8426	0,791	1,27737	1,25175
0,7071	9	1,0423	0,8453	0,8629	0,8058	0,7636	1,26753	1,26959
1	1,125	2,279	1,8226	1,9164	1,2253	1,2528	1,40912	1,40271
1	1,1768	2,2062	1,7879	1,8876	1,2037	1,225	1,41731	1,42139
1	1,25	2,1535	1,7375	1,8423	1,2018	1,2001	1,42902	1,42102
1	1,3536	2,1029	1,6505	1,767	1,1991	1,162	1,39516	1,39725
1	1,5	1,9783	1,5501	1,647	1,1684	1,0932	1,38316	1,36858

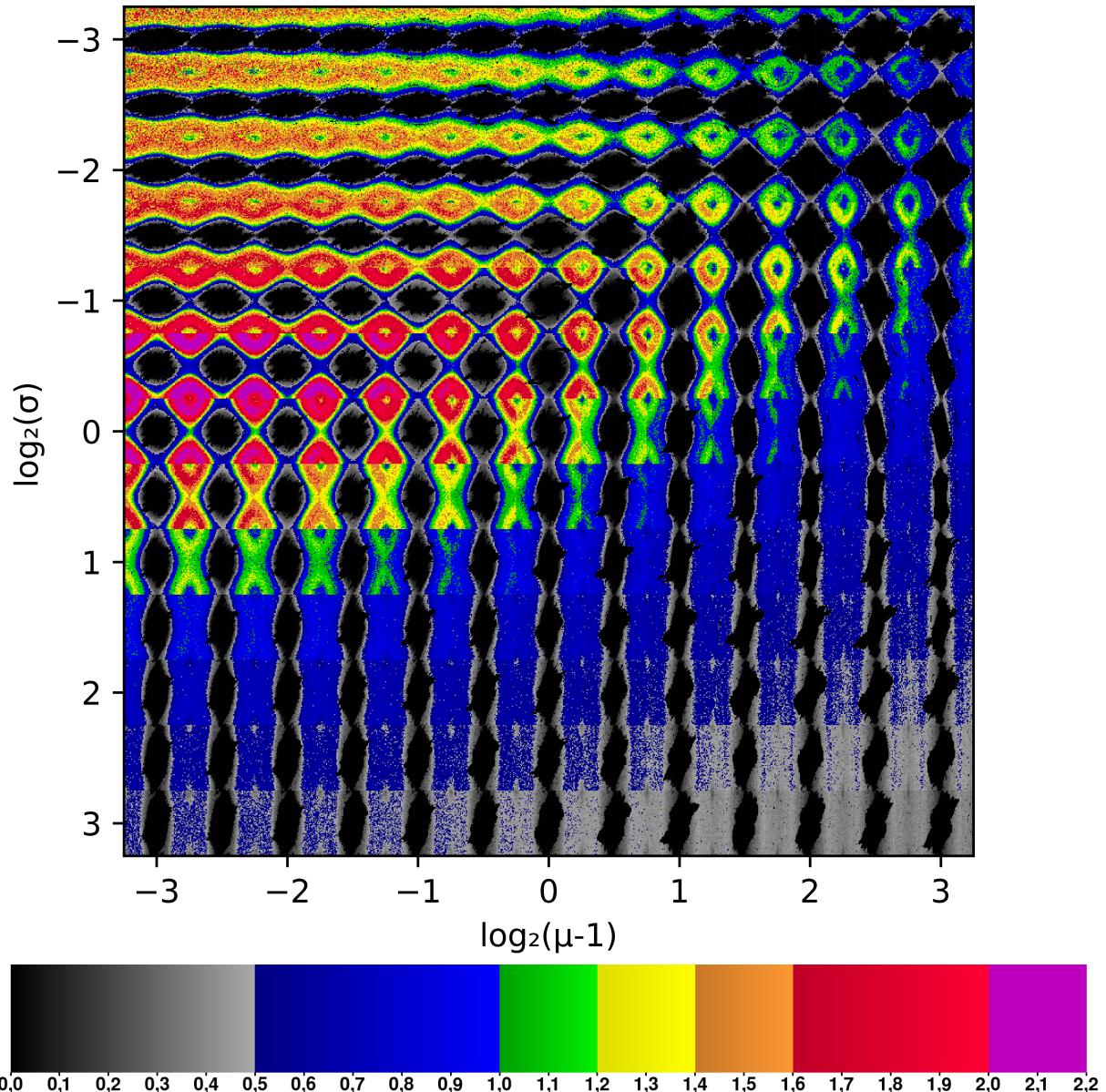
Tabell D.1: Erhållna värden för lägesmått för MLE samt dimensionsmått, ordnade utifrån systemparametrar σ och μ . Lägesmått för MLE är angivna i enheten s^{-1} .

σ	μ	$\hat{\lambda}_1$	$U(\lambda_1)$	$U'(\lambda_1)$	$M'(\lambda_1)$	$\overline{\lambda}_1'$	$\dim_B(I)$	$\dim_C(I)$
1	1,7071	1,8236	1,4114	1,5093	1,1706	1,0446	1,33629	1,34752
1	2	1,6214	1,2843	1,3399	1,1487	0,9802	1,33162	1,33864
1	2,414	1,4207	1,1467	1,1757	1,0949	0,945	1,29758	1,27806
1	3	1,3778	1,0123	1,0548	0,9687	0,886	1,2621	1,26367
1	3,828	1,185	0,9227	0,9547	0,8715	0,8173	1,27551	1,27817
1	5	1,0178	0,8435	0,8589	0,7996	0,7481	1,25606	1,2569
1	6,657	0,9839	0,7949	0,8073	0,7541	0,7034	1,2282	1,24469
1	9	0,9173	0,7613	0,7737	0,7166	0,6715	1,21347	1,2353
1,414	1,125	1,8578	1,5355	1,5956	1,2848	1,1305	1,39438	1,39998
1,414	1,1768	1,8066	1,4911	1,5428	1,2678	1,1033	1,38432	1,38942
1,414	1,25	1,7342	1,4334	1,4823	1,243	1,0677	1,3755	1,3817
1,414	1,3536	1,6642	1,3496	1,3914	1,2032	1,0251	1,36577	1,36186
1,414	1,5	1,5402	1,233	1,2725	1,1328	0,9633	1,34277	1,33641
1,414	1,7071	1,4425	1,1193	1,1658	1,0422	0,9082	1,32864	1,30829
1,414	2	1,3229	1,0254	1,0567	0,9593	0,8522	1,29901	1,29274
1,414	2,414	1,1503	0,9342	0,9558	0,8822	0,7914	1,27194	1,25798
1,414	3	1,0857	0,8607	0,8787	0,8194	0,7479	1,29044	1,24603
1,414	3,828	1,0298	0,8007	0,8156	0,7679	0,7064	1,26381	1,23137
1,414	5	0,9419	0,7475	0,7608	0,7148	0,6664	1,2051	1,21188
1,414	6,657	0,8673	0,7078	0,7177	0,6756	0,6369	1,2217	1,22745
1,414	9	0,827	0,681	0,6902	0,6466	0,6126	1,23232	1,20616
2	1,125	1,3942	1,1556	1,1831	1,0568	0,9096	1,36992	1,3699
2	1,1768	1,3747	1,1247	1,1543	1,0386	0,8968	1,3794	1,3778
2	1,25	1,3456	1,0831	1,1091	1,0029	0,8682	1,3595	1,36409
2	1,3536	1,3045	1,032	1,0594	0,966	0,845	1,34471	1,35886
2	1,5	1,2193	0,9718	0,9954	0,9185	0,8075	1,31105	1,31802
2	1,7071	1,1247	0,907	0,926	0,8606	0,7665	1,27159	1,28102
2	2	1,038	0,8481	0,8658	0,8079	0,7281	1,27231	1,27225
2	2,414	0,9942	0,7853	0,8027	0,7485	0,6841	1,25853	1,25563
2	3	0,9377	0,7293	0,7446	0,6955	0,64	1,25026	1,24028
2	3,828	0,8907	0,6944	0,7077	0,661	0,6143	1,2313	1,21584
2	5	0,8382	0,6691	0,6803	0,6344	0,5922	1,24483	1,21684
2	6,657	0,7796	0,6431	0,6547	0,6112	0,5733	1,24825	1,21423
2	9	0,7678	0,6233	0,6338	0,5922	0,5569	1,23083	1,20296
2,828	1,125	1,0936	0,9064	0,9248	0,8597	0,7531	1,35034	1,34822
2,828	1,1768	1,0933	0,8928	0,9101	0,8487	0,7449	1,3491	1,3504
2,828	1,25	1,0617	0,8684	0,8873	0,8248	0,7288	1,32129	1,31703
2,828	1,3536	1,018	0,837	0,8548	0,7964	0,7056	1,31918	1,3216
2,828	1,5	1,0017	0,7985	0,8155	0,7588	0,6802	1,29652	1,30722
2,828	1,7071	0,9678	0,7574	0,773	0,719	0,649	1,2673	1,27075
2,828	2	0,8909	0,7132	0,727	0,6775	0,6178	1,25685	1,25467
2,828	2,414	0,8481	0,6794	0,6925	0,6472	0,5954	1,24367	1,25156
2,828	3	0,7764	0,6399	0,6529	0,612	0,565	1,23961	1,23573
2,828	3,828	0,779	0,6055	0,6178	0,5808	0,5385	1,21591	1,20404

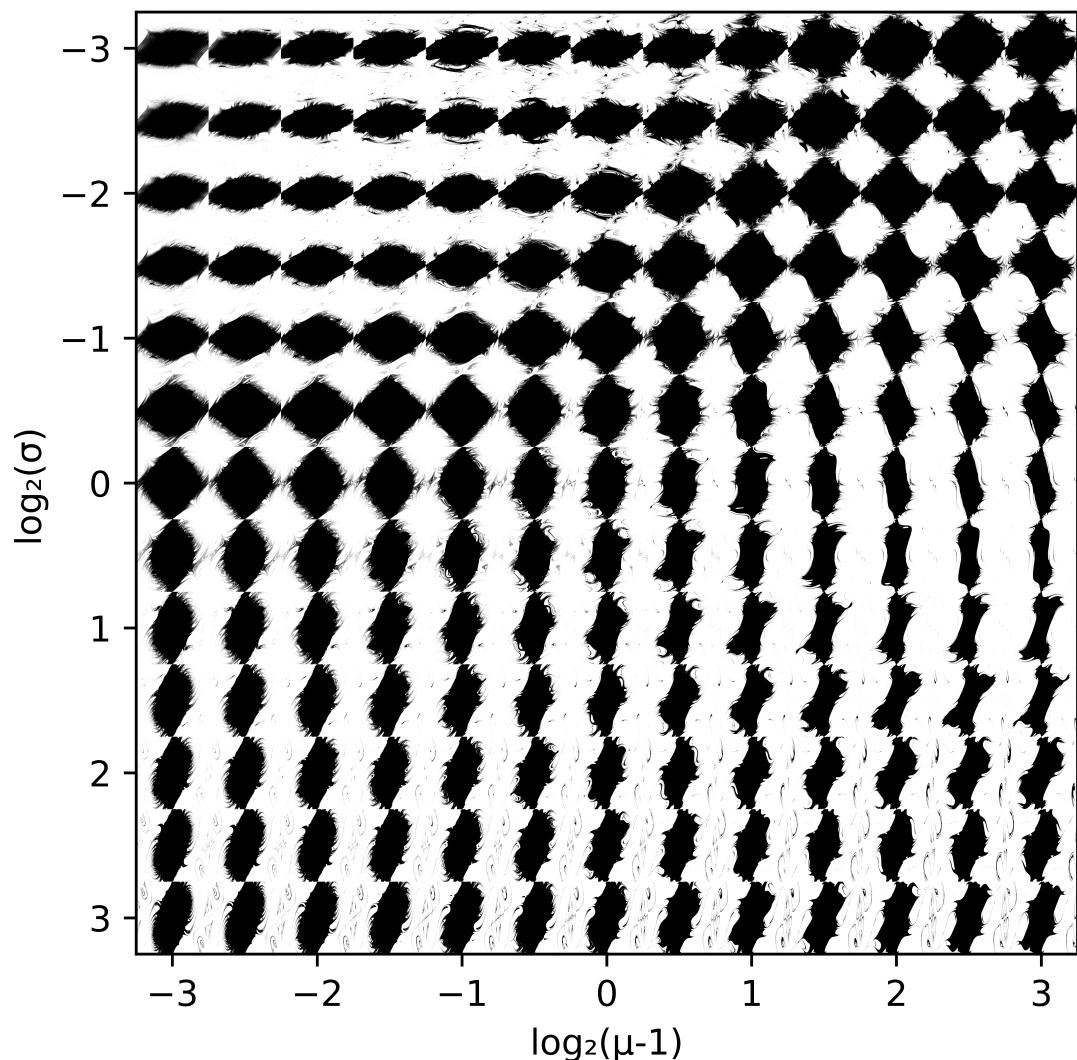
Tabell D.1: Erhållna värden för lägesmått för MLE samt dimensionsmått, ordnade utifrån systemparametrar σ och μ . Lägesmått för MLE är angivna i enheten s^{-1} .

σ	μ	$\hat{\lambda}_1$	$U(\lambda_1)$	$U'(\lambda_1)$	$M'(\lambda_1)$	$\overline{\lambda_1}'$	$\dim_B(I)$	$\dim_C(I)$
2,828	5	0,7373	0,5791	0,5917	0,5535	0,5175	1,19914	1,19405
2,828	6,657	0,7209	0,5627	0,5769	0,5357	0,5055	1,1736	1,17758
2,828	9	0,7248	0,5568	0,5699	0,5239	0,4991	1,18918	1,1846
4	1,125	0,9428	0,7343	0,7544	0,6956	0,6265	1,339	1,33403
4	1,1768	0,934	0,7267	0,7445	0,6892	0,6209	1,32889	1,3278
4	1,25	0,9228	0,7104	0,7278	0,6766	0,61	1,32616	1,3234
4	1,3536	0,8642	0,6915	0,7076	0,6586	0,5964	1,30638	1,30135
4	1,5	0,8658	0,6679	0,683	0,6376	0,5795	1,26622	1,27385
4	1,7071	0,8061	0,6409	0,6552	0,6109	0,558	1,24182	1,24117
4	2	0,7569	0,6122	0,6254	0,584	0,5364	1,22234	1,21619
4	2,414	0,7125	0,5836	0,5944	0,5564	0,5126	1,21057	1,1902
4	3	0,7045	0,5578	0,5692	0,5342	0,4989	1,21118	1,19603
4	3,828	0,6699	0,541	0,552	0,518	0,4846	1,18997	1,19695
4	5	0,6752	0,5213	0,5328	0,4997	0,4688	1,19847	1,19272
4	6,657	0,6381	0,5048	0,5168	0,4834	0,4556	1,2006	1,19466
4	9	0,6472	0,4915	0,5037	0,4701	0,4454	1,20183	1,19223
5,657	1,125	0,8214	0,6125	0,6361	0,5728	0,5302	1,3277	1,32973
5,657	1,1768	0,8054	0,606	0,6257	0,5728	0,5264	1,32611	1,3321
5,657	1,25	0,77	0,597	0,6137	0,5661	0,5201	1,31017	1,30168
5,657	1,3536	0,7723	0,5826	0,599	0,5547	0,51	1,282	1,28067
5,657	1,5	0,7164	0,5673	0,5814	0,5394	0,4968	1,27596	1,26514
5,657	1,7071	0,7088	0,5495	0,563	0,5227	0,4843	1,25551	1,24773
5,657	2	0,6656	0,5264	0,5392	0,5023	0,4671	1,20934	1,19759
5,657	2,414	0,6274	0,5085	0,5195	0,4856	0,4535	1,16835	1,1692
5,657	3	0,6017	0,4894	0,5	0,4692	0,4389	1,14096	1,14612
5,657	3,828	0,5892	0,4729	0,4822	0,4525	0,426	1,14018	1,13098
5,657	5	0,5703	0,4596	0,4701	0,4375	0,4159	1,16641	1,15823
5,657	6,657	0,5715	0,4515	0,4635	0,43	0,4104	1,16057	1,151
5,657	9	0,5689	0,4463	0,4589	0,4244	0,4067	1,16133	1,15079
8	1,125	0,7098	0,5194	0,5453	0,4835	0,4549	1,32735	1,30334
8	1,1768	0,6885	0,5147	0,5369	0,4823	0,4531	1,3209	1,2959
8	1,25	0,6619	0,5072	0,526	0,4792	0,4471	1,31955	1,27936
8	1,3536	0,6446	0,498	0,5144	0,4725	0,4406	1,27747	1,24876
8	1,5	0,6265	0,4872	0,502	0,4632	0,4315	1,25397	1,2249
8	1,7071	0,6052	0,4721	0,4861	0,4513	0,4223	1,2254	1,20976
8	2	0,5732	0,458	0,4702	0,4384	0,4111	1,20935	1,18483
8	2,414	0,5563	0,4428	0,4546	0,4251	0,3999	1,16678	1,1532
8	3	0,5396	0,4272	0,4385	0,4104	0,3877	1,15636	1,14563
8	3,828	0,5337	0,4166	0,4271	0,3981	0,3795	1,16342	1,1417
8	5	0,512	0,4071	0,418	0,3894	0,3724	1,14821	1,12575
8	6,657	0,524	0,3995	0,4109	0,3816	0,3658	1,12677	1,11198
8	9	0,5083	0,3936	0,4046	0,3748	0,3602	1,1185	1,10657

E. Kollage över MLE-grafer och överslagsmängder



Figur E.1: Kollage över samtliga MLE-grafer. Värden för σ och μ är enligt axlarna, och begynnelsevärdena inom de respektive bilderna följer de konventioner som används i övriga grafer.



Figur E.2: Kollage över samtliga Överslagsmängder-grafer. Värden för σ och μ är enligt axlarna, och begynnelsevärdena inom de respektive bilderna följer de konventioner som används i övriga grafer.