



EUROPASKOLAN STRÄNGNÄS

GYMNASIEARBETE

# Dubbelpendeln och kaosteori

*Oscar Landberg*  
*KFSCI23b*

Handledare:  
Erik Waltersson

Första utkast inlämnad: 2026-02-08

## Abstract

Here is my Triangle.

# Innehåll

<b>Inledning</b>	<b>3</b>
1.1 Introduktion och bakgrund . . . . .	3
1.2 Syfte och frågeställning . . . . .	4
1.3 Avgränsning . . . . .	4
<b>Teoretisk genomgång</b>	<b>5</b>
2.1 Kaosteori . . . . .	5
2.2 Lagrange-mekanik . . . . .	5
2.2.1 Principen om minsta verkan . . . . .	5
2.3 Dubbelpendeln . . . . .	6
2.3.1 Härledning av dubbelpendels rörelseekvationer . . . . .	7
2.4 Numerisk metod för att lösa differentialekvationer . . . . .	9
2.4.1 Behandling av dubbelpendels rörelseekvationer för att möjliggöra RK4-metoden . . . . .	10
2.4.2 Allmänna definitionen av RK4-metoden . . . . .	10
<b>Metod/Numerisk simulering</b>	<b>11</b>
3.1 Teori . . . . .	11
3.1.1 Runge-Kuttametoden (RK4-metoden) . . . . .	11
3.1.2 Behandling av rörelseekvationerna för RK4-metoden . . . . .	12
3.2 Numeriska metoder . . . . .	13
<b>Resultat</b>	<b>15</b>

<b>Diskussion</b>	<b>17</b>
<b>Appendix</b>	<b>I</b>
A - Härledning av Euler-Lagrange ekvationen (2.3) . . . . .	I
B - Kod för simulering av dubbelpendeln . . . . .	I
<b>Litteraturförteckning</b>	<b>II</b>

# Inledning

## 1.1 Introduktion och bakgrund

Pendeln är något som alltid har fascinerat mänskligheten genom tiderna. Redan under det första århundradet lyckades de gamla kineserna att utveckla en seismograf med hjälp av pendeln, vars funktion var att aktivera ett säkerhetssystem vid jordsbävningar [1]. Inte minst används också pendlar än idag; Mora-klockors tidshållning bygger på en svängande pendel, medan den klassiska metronomens tickande styrs av en inverterad variant. Det är därmed tydligt hur pendeln än idag är relevant.

På så sätt är det inte konstigt varför studiet av pendlar har länge varit en central del av fysikundervisningen, inte minst på gymnasiet. De flesta före detta (naturvetenskapliga) gymnasieelever känner säkert igen att majoriteten av de enkla pendlarna kan beskrivas som en harmonisk svängningsrörelse, och att formeln för en pendels svängningstid är  $T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$ .

Tyvärr så ingår det ingen riktig fördjupning för pendlar inom gymnasiestudierna<sup>1</sup>, och mycket av det som lärdes ut om pendlar gäller bara om startvinkeln  $\theta$  är relativt liten. Det är bara när detta villkor är uppfyllt som pendlar kan beskrivas som en harmonisk svängningsrörelse, inte minst gäller detta även för svängningstidsformeln ovan.

På så vis kan en vanlig ”enkel” pendel bli rätt så komplicerad, långt utanför gymnasiefysikens gränser. Däremot finns det många fler sätt att vidareutveckla problemet, bland annat går det att skapa en så kallad *dubbelpendel* genom att koppla två enkla pendlar ihop. Mycket forskning har redan skett på dubbelpendeln, och idag används dubbelpendeln ofta som klassiskt exempel inom kaosteori (CITE). Med detta menas att systemets rörelse är extremt känsligt för begynnelsevillkoren, det vill säga att extremt små skillnader i startpositionen ger gigantiska utslag i systemets rörelse, trots att den i varje ögonblick styrs av väldefinierade rörelseekvationer (CITE). Kaoteori är nämligen det område inom fysiken och matematiken som studerar deterministiska system vars långsiktiga beteende blir praktiskt oförutsägbara (CITE), ett fenomen som brukar kallas för fjärilseffekten” (CITE/FOOTNOTE).

---

<sup>1</sup>Det går även att argumentera för motsatsen, det kanske är bättre att lämna det åt universitetsstudenter att lära sig...

## 1.2 Syfte och frågeställning

Dubbelpendeln har länge varit ett klassiskt exempel inom kao [\[2, 3\]](#)

Som tidigare konstaterat har dubbelpendeln länge vart ett klassiskt

## 1.3 Avgränsning

# Teoretisk genomgång

## 2.1 Kaosteori

Kaosteori är ett tvärvetenskapligt forskningsområde område som fokuserar på att studera mönster hos deterministiska system som är extremt känsliga till begynnelsevillkor [2]. Med detta menas att, om inte exakt samma

## 2.2 Lagrange-mekanik

För att lösa mer komplexa problem, som exempelvis dubbelpendeln, är det oftare lättare att använda Lagrange-mekanik för att beskriva dess rörelse. Även om det är teoretiskt sätt möjligt att beskriva en dubbelpendels rörelse med klassisk newtonsk mekanik, kan det fort bli mödosamt och onödigt krångligt. Lagrange-mekanik är egentligen bara en annan matematisk metod för att beskriva omvärlden, vilket i en viss typ av problem, blir betydligt lättare att lösa.

### 2.2.1 Principen om minsta verkan

Lagrange-mekanik bygger sin grund på *principen om minsta verkan*, eller ibland även kallad *principen om stationär verkan* [4]. Denna princip säger att ett objekt kommer alltid att sträva efter att färdas den väg som minimerar den fysikaliska *verkan* [4, s.2]. Givet att vi har ett objekt  $Q$  som rör sig längs  $x(t)$ , där  $Q$  har startpunkten  $x(t_1)$  och slutpunkten  $x(t_2)$ , samt att  $T(t)$  och  $V(t)$  är objektets rörelse respektive kinetiska energi, definieras verkan  $S$  inom tidsintervallet  $t_1 \leq t \leq t_2$  som [4, s.10]:

$$S = \int_{t_1}^{t_2} (T(t) - V(t)) dt. \quad (2.1)$$

Denna storhet har enheten [Js] och har dimensionerna (Energi  $\times$  Tid) [3, s.221]. Själva differensen  $T(t) - V(t)$  visar sig vara så relevant inom fysiken, att den har fått namnet 'the Lagrangian' och brukar betecknas  $\mathcal{L}$  [3, s.218], det vill säga:

$$\mathcal{L} = T - V \quad (2.2)$$

Principen om minsta verkan säger att fysikens lagar alltid kommer att sträva efter att förminska ekvation (2.1)<sup>1</sup>. Detta är så fysikaliskt grundläggande, att nästan all fysik kan härledas ur detta grundläggande antagande [4].<sup>2</sup>

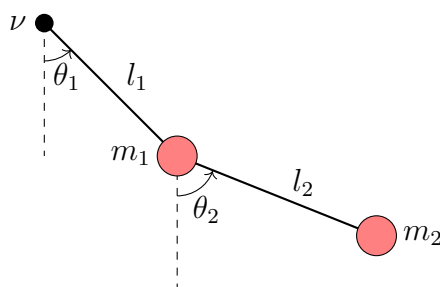
För att bestämma ett objekts väg som minimerar verkan  $S$  används *Euler-Lagrange ekvationen* [3, s. 222], se ekvation (2.3). I ekvation (2.3) är  $i = 1, 2, 3, \dots$ , och normalt sätt betecknar de olika koordinataxlar, eller i detta fall olika vinklar. Härledning av (2.3) ges i appendix A.

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} = 0, \quad (2.3)$$

## 2.3 Dubbelpendeln

Om två vanliga enkla pendlar är sammankopplade sägs de bilda en dubbelpendel, se figur 2.1. Den första pendeln består av en punktformig massa  $m_1$  som är kopplad till en masslös pinne med längden  $l_1$ , vilket sitter i en friktionslös rotationspunkt  $\nu$ . Den andra pendeln består också av en punktformig massa  $m_2$  som är kopplad till en masslös pinne med längden  $l_2$ . Denna andra pendeln har sin friktionslösa rotationspunkt tillkopplad i  $m_1$ . Den enda kraften som verkar på respektive massa är tyngdkraften och alla annan friktion från t.ex luftmotstånd försummas.

Låt vinklarna  $\theta_1, \theta_2$  vara vinklarna mellan den lodräta linjen från rotationspunkten och den faktiska positionen av pendeln, se figur 2.1. Vinklarna  $\theta_1$  och  $\theta_2$  är inte begränsade mellan  $-\pi \leq \theta_{1,2} \leq \pi$ , dvs de kan rotera fritt hur många varv som helst runt rotationspunkterna. Det antas även här att varje pendel inte kan kollidera med varandra.



Figur 2.1: Schematisk figur över en matematisk dubbelpendel.

<sup>1</sup>Egentligen, rent matematiskt, strävar verkan  $S$  att hitta ett stationärt värde av  $S$ , det vill säga en lokal extrem- eller terrasspunkt till grafen av  $S$ . Detta är anledningen varför principen även kallas för *principen om stationär verkan* [3, s.222].

<sup>2</sup>Men varför vill naturen alltid förminska  $S$ ? Problemet med att besvara denna fråga är att svaret innefattar kvantmekanik, vilket ligger utanför denna rapports syfte/omfattning. För en enklare förklaring om varför principen om minsta verkan, se [3, s. 225].



### 2.3.1 Härledning av dubbelpendels rörelseekvationer

Härledningen utgår från figur 2.1, där dubbelpendeln ritats in i ett koordinatsystem där origo utgår från vridpunkten  $\nu$ . De punktformiga massorna  $m_1$  och  $m_2$  har koordinaterna  $(x_1, y_1)$  respektive  $(x_2, y_2)$ .

Vi kan beskriva punkterna  $x_1, x_2, y_1$  och  $y_2$  genom trigonometriska samband enligt:

$$x_1 = l_1 \sin \theta_1 \quad (2.4)$$

$$y_1 = -l_1 \cos \theta_1 \quad (2.5)$$

$$x_2 = l_1 \sin \theta_1 + l_2 \sin \theta_2 \quad (2.6)$$

$$y_2 = -l_1 \cos \theta_1 - l_2 \cos \theta_2. \quad (2.7)$$

Eftersom tidsderivatan av position är hastighet, kan vi få hastigheterna  $\dot{x}_1, \dot{y}_1, \dot{x}_2$  och  $\dot{y}_2$  enligt:

$$\dot{x}_1 = \dot{\theta}_1 l_1 \cos \theta_1 \quad (2.8)$$

$$\dot{y}_1 = \dot{\theta}_1 l_1 \sin \theta_1 \quad (2.9)$$

$$\dot{x}_2 = \dot{\theta}_1 l_1 \cos \theta_1 + \dot{\theta}_2 l_2 \cos \theta_2 \quad (2.10)$$

$$\dot{y}_2 = \dot{\theta}_1 l_1 \sin \theta_1 + \dot{\theta}_2 l_2 \sin \theta_2. \quad (2.11)$$

Vi kan därmed definiera dubbelpendelns potentiella energi  $V$  som summan av den potentiella energin för respektive massa. Detta ger:

$$V = m_1 g y_1 + m_2 g y_2$$

$$(2.5), (2.7) \Rightarrow V = -(m_1 + m_2) g l_1 \cos \theta_1 - m_2 g l_2 \cos \theta_2. \quad (2.12)$$

Vi kan också bestämma dubbelpendelns kinetiska energi  $T$  enligt:

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2 \\ &= \frac{1}{2} m_1 (\dot{x}_1^2 + \dot{y}_1^2) + \frac{1}{2} m_2 (\dot{x}_2^2 + \dot{y}_2^2) \\ (2.8) - (2.11) \Rightarrow &= \frac{1}{2} m_1 \left( \dot{\theta}_1^2 l_1^2 \cos^2 \theta_1 + \dot{\theta}_1^2 l_1^2 \sin^2 \theta_1 \right) + \frac{1}{2} m_2 \left( \dot{\theta}_1^2 l_1^2 \cos^2 \theta_1 \right. \\ &\quad \left. + 2 \dot{\theta}_1 \dot{\theta}_2 l_1 l_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \dot{\theta}_2^2 l_2^2 \cos^2 \theta_2 + \dot{\theta}_1^2 l_1^2 \sin^2 \theta_1 \right. \\ &\quad \left. + 2 \dot{\theta}_1 \dot{\theta}_2 l_1 l_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 + \dot{\theta}_2^2 l_2^2 \sin^2 \theta_2 \right) \\ \Rightarrow &= \frac{1}{2} m_1 \dot{\theta}_1^2 l_1^2 (\cos^2 \theta_1 + \sin^2 \theta_1) + \frac{1}{2} m_2 \left( \dot{\theta}_1^2 l_1^2 (\sin^2 \theta_1 + \cos^2 \theta_1) \right. \\ &\quad \left. + \dot{\theta}_2^2 l_2^2 (\sin^2 \theta_2 + \cos^2 \theta_2) + 2 \dot{\theta}_1 \dot{\theta}_2 l_1 l_2 (\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2) \right). \end{aligned}$$

Eftersom  $\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1$  och  $\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 = \cos(\theta_1 - \theta_2)$  (trigonometriska ettan respektive subtraktionsformeln för cosinus) kan vi förenkla uttrycket till:

$$T = \frac{1}{2}m_1\dot{\theta}_1^2 l_1^2 + \frac{1}{2}m_2 \left( \dot{\theta}_1^2 l_1^2 + \dot{\theta}_2^2 l_2^2 + 2\dot{\theta}_1\dot{\theta}_2 l_1 l_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) \right). \quad (2.13)$$

Nu när vi har uttryckt  $V$  och  $T$  som funktioner av  $\theta_1$  och  $\theta_2$ , kan vi beräkna  $\mathcal{L}$ . Enligt (2.2), (2.12) och (2.13) får vi att:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= T - V \\ &= \frac{1}{2}m_1\dot{\theta}_1^2 l_1^2 + \frac{1}{2}m_2 \left( \dot{\theta}_1^2 l_1^2 + \dot{\theta}_2^2 l_2^2 + 2\dot{\theta}_1\dot{\theta}_2 l_1 l_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) \right) \\ &\quad - \left( -(m_1 + m_2)gl_1 \cos \theta_1 - m_2 gl_2 \cos \theta_2 \right) \\ \Rightarrow \mathcal{L} &= \frac{1}{2}m_1\dot{\theta}_1^2 l_1^2 + \frac{1}{2}m_2 \left( \dot{\theta}_1^2 l_1^2 + \dot{\theta}_2^2 l_2^2 + 2\dot{\theta}_1\dot{\theta}_2 l_1 l_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) \right) \\ &\quad + (m_1 + m_2)gl_1 \cos \theta_1 + m_2 gl_2 \cos \theta_2. \end{aligned} \quad (2.14)$$

### Tillämpning av Euler-Lagrange ekvationen

Vi ska nu använda ekvation (2.14) i Euler-Lagrange ekvationen (2.3) för att lösa ut ekvationen som beskriver vinklarna  $\theta_1$  och  $\theta_2$  i dubbelpendeln. Vi beräknar för fallet för  $q_i = \theta_1$ .

Deriveringsregler för att bestämma  $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}_1}$  och  $\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}_1} \right)$  ger:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}_1} &= m_1 l_1^2 \dot{\theta}_1 + m_2 l_1^2 \dot{\theta}_1 + m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) \\ \Rightarrow \frac{d}{dt} \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}_1} \right) &= m_1 l_1^2 \ddot{\theta}_1 + m_2 l_1^2 \ddot{\theta}_1 + m_2 l_1 l_2 \ddot{\theta}_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) \\ &\quad - m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_2 \sin(\theta_1 - \theta_2) (\dot{\theta}_1 - \dot{\theta}_2) \\ \Rightarrow \frac{d}{dt} \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}_1} \right) &= (m_1 + m_2) l_1^2 \ddot{\theta}_1 + m_2 l_1 l_2 \ddot{\theta}_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) \\ &\quad - m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_1 \dot{\theta}_2 \sin(\theta_1 - \theta_2) + m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_2^2 \sin(\theta_1 - \theta_2). \end{aligned} \quad (2.15)$$

Deriveringsregler för att bestämma  $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \theta_1}$  ger:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \theta_1} = -m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_1 \dot{\theta}_2 \sin(\theta_1 - \theta_2) - (m_1 + m_2) gl_1 \sin \theta_1. \quad (2.16)$$

Insättning av (2.15) och (2.16) i (2.3) ger:

$$\begin{aligned} 0 &= (m_1 + m_2) l_1^2 \ddot{\theta}_1 + m_2 l_1 l_2 \ddot{\theta}_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) - m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_1 \dot{\theta}_2 \sin(\theta_1 - \theta_2) \\ &\quad + m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_2^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) + m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_1 \dot{\theta}_2 \sin(\theta_1 - \theta_2) + (m_1 + m_2) gl_1 \sin \theta_1 \\ \Leftrightarrow 0 &= (m_1 + m_2) l_1 \ddot{\theta}_1 + m_2 l_2 \ddot{\theta}_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) + m_2 l_2 \dot{\theta}_2^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) \\ &\quad + (m_1 + m_2) g \sin \theta_1. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Därmed är (2.17) ekvationen som beskriver vinkeln  $\theta_1$  i dubbelpendeln. Nu ska Euler-Lagrange ekvationen (2.3) lösas fast för  $q_i = \theta_2$ .

Deriveringsregler för att bestämma  $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}_2}$  och  $\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}_2} \right)$  ger:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}_2} &= m_2 l_2^2 \dot{\theta}_2 + m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) \\ \Rightarrow \frac{d}{dt} \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}_2} \right) &= m_2 l_2^2 \ddot{\theta}_2 + m_2 l_1 l_2 \left( \ddot{\theta}_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) - \dot{\theta}_1 \sin(\theta_1 - \theta_2) (\dot{\theta}_1 - \dot{\theta}_2) \right) \\ \Rightarrow \frac{d}{dt} \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}_2} \right) &= m_2 l_2^2 \ddot{\theta}_2 + m_2 l_1 l_2 \ddot{\theta}_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) - m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_1^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) \\ &\quad + m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_1 \dot{\theta}_2 \sin(\theta_1 - \theta_2). \end{aligned} \quad (2.18)$$

Deriveringsregler för att bestämma  $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \theta_2}$  ger:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \theta_2} = m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_1 \dot{\theta}_2 \sin(\theta_1 - \theta_2) - m_2 g l_2 \sin \theta_2. \quad (2.19)$$

Insättning av (2.18) och (2.19) i (2.3) ger:

$$\begin{aligned} 0 &= m_2 l_2^2 \ddot{\theta}_2 + m_2 l_1 l_2 \ddot{\theta}_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) - m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_1^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) \\ &\quad + m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_1 \dot{\theta}_2 \sin(\theta_1 - \theta_2) - m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_1 \dot{\theta}_2 \sin(\theta_1 - \theta_2) + m_2 g l_2 \sin \theta_2 \\ \Leftrightarrow 0 &= m_2 l_2 \ddot{\theta}_2 + m_2 l_1 \ddot{\theta}_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) - m_2 l_1 \dot{\theta}_1^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) + m_2 g \sin \theta_2. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Detta innebär att (2.20) är den ekvation som beskriver vinkeln  $\theta_2$  i dubbelpendeln. Därmed har vi nu funnit våra två ekvationer som enligt Euler-Lagrange ekvationen (2.3) beskriver dubbelpendelns rörelse, se ekvationssystemet (2.21):

$$\begin{cases} 0 &= (m_1 + m_2) l_1 \ddot{\theta}_1 + m_2 l_2 \ddot{\theta}_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) + m_2 l_2 \dot{\theta}_2^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) \\ &\quad + (m_1 + m_2) g \sin \theta_1. \\ 0 &= m_2 l_2 \ddot{\theta}_2 + m_2 l_1 \ddot{\theta}_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) - m_2 l_1 \dot{\theta}_1^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) + m_2 g \sin \theta_2. \end{cases} \quad (2.21)$$

## 2.4 Numerisk metod för att lösa differentialekvationer

Differentialekvationerna i (2.21) är icke-linjära och av andra ordningen, vilket gör det omöjligt att lösa rent analytiskt. Därmed måste ekvationerna lösas numeriskt, vilket kan göras med *Runge-Kuttametoden*. Denna metod<sup>3</sup>, utvecklat och namngivet

<sup>3</sup>Egentligen är Runge-kuttametoden en familj av metoder, då den innefattar ett flertal metoder, bland annat Eulers stegmetod. Däremot brukas RK4-metoden menas med "Runge-Kuttametoden", vilket är den vi kommer att använda här. För vidare förklaring, se [5].

av de tyska matematikerna Carl Runge och Martin Willhelm Kutta, är en kraftfull metod för att lösa ordinära differentialekvationer (ODE:s) [5, s. 93].

Runge-Kuttametoden ger oss en metod att lösa ekvationer på formen  $x' = f(t, x)$ , där  $x(t)$  är den okända funktionen. Metoden bygger på att approximera lösningen stegvis med ett litet  $h$ , men istället för att bara beräkna nuvarande lutningen (det som sker i Eulers metod), så beräknas flera mellanliggande lutningar där ett viktad medelvärde istället dras.

### 2.4.1 Behandling av dubbelpendelns rörelseekvationer för att möjliggöra RK4-metoden

### 2.4.2 Allmänna definitionen av RK4-metoden

Låt  $\mathbf{x}$  vara en tillståndsvektor sådan att  $\mathbf{x} = [x_1, x_2, \dots, x_n]^T$ ,  $\mathbf{x}' = \frac{d\mathbf{x}}{dt}$  och låt  $\mathbf{f} = [f_1, f_2, \dots, f_n]^T$ . Dessutom har vi begynnelsevärdet TODO Vi vill beräkna värdet av tillståndsvektorn  $\mathbf{x}$  över tidsintervallet  $[t_0, t]$  med steglängden  $h$ . Givet att  $\mathbf{x}' = \mathbf{f}(t, \mathbf{x})$ , så definieras nästa tillståndsvektor  $\mathbf{x}_{n+1}$  enligt:

$$\mathbf{x}_{n+1} = \mathbf{x}_n + \frac{h}{6} (\mathbf{K}_{1n} + 2\mathbf{K}_{2n} + 2\mathbf{K}_{3n} + \mathbf{K}_{4n}), \quad (2.22)$$

$$t_{n+1} = t_n + h, \quad (2.23)$$

där värdena av  $\mathbf{K}_{1n}, \mathbf{K}_{2n}, \mathbf{K}_{3n}$  och  $\mathbf{K}_{4n}$  är definierade sådan att:

$$\mathbf{K}_{1n} = \mathbf{f}(t, \mathbf{x}_n) \quad (2.24)$$

$$\mathbf{K}_{2n} = \mathbf{f}\left(t + \frac{h}{2}, \mathbf{x}_n + \frac{h}{2}\mathbf{K}_{1n}\right) \quad (2.25)$$

$$\mathbf{K}_{3n} = \mathbf{f}\left(t + \frac{h}{2}, \mathbf{x}_n + \frac{h}{2}\mathbf{K}_{2n}\right) \quad (2.26)$$

$$\mathbf{K}_{4n} = \mathbf{f}(t + h, \mathbf{x}_n + h\mathbf{K}_{3n}) \quad (2.27)$$

---

<sup>4</sup>Definitionen av RK4-metoden är hämtat från [6]

# Numerisk simulering och metod

## 3.1 Teori

### 3.1.1 Runge-Kuttametoden (RK4-metoden)

Differentialekvationerna i (2.21) är icke-linjära och av andra ordningen, vilket gör de omöjligt att lösa rent analytiskt. Därmed måste ekvationerna lösas numeriskt. Vid enklare differentialekvationer används *Eulers stegmetod* vid numeriska lösningar av differentialekvationer. Nackdelen med denna metod är att lösningen fort divergerar från sin faktiska lösning. Därmed har *Runge-Kuttametoden*<sup>1</sup> (RK4-metoden) använts för att numeriskt lösa ekvationssystemet (2.21) [5, s. 93].

Runge-Kuttametoden är en metod som kan lösa ekvationer på formen  $y' = f'(t, y)$ , där  $y(t)$  är den okända funktionen. Metoden bygger på att approximera lösningen stegvis med ett litet  $h$ , men istället för att bara beräkna nuvarande lutningen (det som sker i Eulers stegmetod), så beräknas flera mellanliggande lutningar, där ett viktad medelvärde istället dras.

#### Definitionen av RK4-metoden

Låt  $\mathbf{X} = [x_1, x_2, \dots, x_n]$  vara en tillståndsvektor som beskriver ett systems rörelse, där begynnelsevillkoret  $\mathbf{X}_0$  är känt. Låt även  $\mathbf{f} = [f_1, f_2, \dots, f_n]$  vara en vektor med funktioner som beskriver systemets rörelseförändring, det vill säga  $\dot{\mathbf{X}} = \mathbf{f}(t, \mathbf{X})$ . Därmed ger Runge-kuttametoden att nästa tillståndsvektor  $\mathbf{X}_{n+1}$  definieras enligt:

$$\mathbf{X}_{n+1} = \mathbf{X}_n + \frac{h}{6} (\mathbf{K}_{1n} + 2\mathbf{K}_{2n} + 2\mathbf{K}_{3n} + \mathbf{K}_{4n}) \quad (3.1)$$

$$t_{n+1} = t_n + h, \quad (3.2)$$

---

<sup>1</sup>Egentligen är Runge-Kuttametoden en familj av metoder, då den innefattar ett flertal metoder, bland annat Eulers stegmetod. Däremot brukas RK4-metoden menas med "Runge-Kuttametoden", vilket är den som användes här. För vidare förklaring, se [5].

där  $\mathbf{K}_{1n}, \mathbf{K}_{2n}, \mathbf{K}_{3n}$  och  $\mathbf{K}_{4n}$  är definierade sådan att:

$$\mathbf{K}_{1n} = \mathbf{f}(t, \mathbf{x}_n) \quad (3.3)$$

$$\mathbf{K}_{2n} = \mathbf{f}\left(t + \frac{h}{2}, \mathbf{x}_n + \frac{h}{2}\mathbf{K}_{1n}\right) \quad (3.4)$$

$$\mathbf{K}_{3n} = \mathbf{f}\left(t + \frac{h}{2}, \mathbf{x}_n + \frac{h}{2}\mathbf{K}_{2n}\right) \quad (3.5)$$

$$\mathbf{K}_{4n} = \mathbf{f}(t + h, \mathbf{x}_n + h\mathbf{K}_{3n}). \quad (3.6)$$

### 3.1.2 Behandling av rörelseekvationerna för RK4-metoden

Som visades i sektion 2.3.1, ekvation (2.21), har rörelseekvationerna för dubbelpendeln härletts med hjälp av Lagrange-mekanik. Dessa är:

$$\begin{cases} 0 &= (m_1 + m_2) l_1 \ddot{\theta}_1 + m_2 l_2 \ddot{\theta}_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) + m_2 l_2 \dot{\theta}_2^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) \\ &+ (m_1 + m_2) g \sin \theta_1. \\ 0 &= m_2 l_2 \ddot{\theta}_2 + m_2 l_1 \ddot{\theta}_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) - m_2 l_1 \dot{\theta}_1^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) + m_2 g \sin \theta_2. \end{cases} \quad (3.7)$$

För att däremot kunna använda (3.7) med Runge-Kuttametoden, måste de skrivas om till ordinära differentialekvationer på formen  $y' = f(t, y)$ . Därför genomfördes substitutionen  $\dot{\theta}_1 = \omega_1$  och  $\dot{\theta}_2 = \omega_2$ , vilket ger:

$$\begin{cases} \dot{\theta}_1 &= \omega_1 \\ \dot{\theta}_2 &= \omega_2 \\ 0 &= (m_1 + m_2) l_1 \dot{\omega}_1 + m_2 l_2 \dot{\omega}_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) + m_2 l_2 \omega_2^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) \\ &+ (m_1 + m_2) g \sin \theta_1 \\ 0 &= m_2 l_2 \dot{\omega}_2 + m_2 l_1 \dot{\omega}_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) - m_2 l_1 \omega_1^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) + m_2 g \sin \theta_2. \end{cases} \quad (3.8)$$

Däremot är fortfarande tredje och fjärde ekvationerna i (3.8) sammankopplade (på engelska, 'coupled'). För att kunna använda (3.8) i Runge-kuttametoden gjordes följande substitution enligt (3.9).

$$\begin{cases} \Delta\theta &= \theta_1 - \theta_2 \\ \alpha &= (m_1 + m_2) l_1 \\ \beta &= m_2 l_2 \cos(\Delta\theta) \\ \gamma &= m_2 l_1 \cos(\Delta\theta) \\ \delta &= m_2 l_2 \\ \epsilon &= -m_2 l_2 \omega_2^2 \sin(\Delta\theta) - (m_1 + m_2) g \sin \theta_1 \\ \zeta &= m_2 l_2 \omega_1^2 \sin(\Delta\theta) - m_2 g \sin \theta_2 \end{cases} \quad (3.9)$$

Det går nu skriva om ekvationssystemet (3.8) med hjälp av substitutionerna i (3.9) enligt:

$$\begin{cases} \dot{\theta}_1 &= \omega_1 \\ \dot{\theta}_2 &= \omega_2 \\ 0 &= \alpha\dot{\omega}_1 + \beta\dot{\omega}_2 - \epsilon \\ 0 &= \delta\dot{\omega}_2 + \gamma\dot{\omega}_1 - \zeta. \end{cases} \quad (3.10)$$

Därmed kan nu tredje och fjärde ekvationerna i (3.10) skrivas om som ett system av ekvationer i matrisform enligt:

$$\begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \dot{\omega}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon \\ \zeta \end{pmatrix}^2 \quad (3.11)$$

Multiplikation med inversen av  $\begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix}$  i (3.11) ger:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \dot{\omega}_2 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \epsilon \\ \zeta \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \dot{\omega}_2 \end{pmatrix} &= \frac{1}{\alpha\delta - \beta\gamma} \begin{pmatrix} \delta & -\beta \\ -\gamma & \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon \\ \zeta \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \dot{\omega}_2 \end{pmatrix} &= \frac{1}{\alpha\delta - \beta\gamma} \begin{pmatrix} \delta\epsilon - \beta\zeta \\ -\gamma\epsilon + \alpha\zeta \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \dot{\omega}_2 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \frac{\delta\epsilon - \beta\zeta}{\alpha\delta - \beta\gamma} \\ \frac{\alpha\zeta - \gamma\epsilon}{\alpha\delta - \beta\gamma} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Det går därmed att avläsa från (3.12) nya, icke-sammankopplade uttryck för  $\dot{\omega}_1$  och  $\dot{\omega}_2$ , vilket ger ett ekvationssystemet (3.13) som beskriver dubbelpendelns rörelse i ordinära, icke-sammankopplade differentialekvationer.

$$\begin{cases} \dot{\theta}_1 &= \omega_1 \\ \dot{\omega}_1 &= \frac{\delta\epsilon - \beta\zeta}{\alpha\delta - \beta\gamma} \\ \dot{\theta}_2 &= \omega_2 \\ \dot{\omega}_2 &= \frac{\alpha\zeta - \gamma\epsilon}{\alpha\delta - \beta\gamma} \end{cases} \quad (3.13)$$

## 3.2 Numeriska metoder

För att utnyttja Runge-kuttametoden definierades en tillståndsvektor  $\mathbf{X} = [\theta_1, \omega_1, \theta_2, \omega_2]$ , vilket därmed ger att  $\dot{\mathbf{X}} = [\omega_1, \dot{\omega}_1, \omega_2, \dot{\omega}_2]$ . Ett program skrevs sedan i Python med hjälp av dessa tillståndsvektorer, först med Eulers-stegmetod, sedan med Runge-Kuttametoden, för att simulera en dubbelpendel. Dessa jämfördes för att demonstrera effektiviteten av respektive metod.

---

<sup>2</sup>Detta eftersom matrismultiplikation ger att  $\alpha\dot{\omega}_1 + \beta\dot{\omega}_2 = \epsilon$  och  $\gamma\dot{\omega}_1 + \delta\dot{\omega}_2 = \zeta$ , vilket är de ursprungliga ekvationerna.

Sedan skrevs kod där två pendlar simulerades med RK4-metoden, där den andra pendeln hade 0.001% större begynnelsevinklar relativt den första pendeln. Detta genomfördes för tre huvudsakliga energitillstånd<sup>3</sup> under 30 sekunder genom att starta vinklarna med vinklarna enligt tabell (TODO).

Därefter plottades vinklarna  $\theta_1$  och  $\theta_2$  parametriskt mot varandra enligt startvinklarna i tabell (TODO). Dessutom plottades vinklarna tillsammans mot varandra som funktion av tiden enligt samma värden i tabell (TODO).

Sedan simulerades en dubbelpendel med RK4-metoden under 30 sekunder enligt startvinklarna i tabell (TODO), där vinklarna  $\theta_1$  och  $\theta_2$  plottades parametriskt mot varandra. Dessutom plottades även samma vinklar tillsammans som funktion av tiden, enligt samma begynnelsevinklar i tabell (TODO).

För alla pendlar antogs att pendlarna släpptes från vila, det vill säga att  $\omega_1$  och  $\omega_2 = 0$  vid  $t = 0$  s. Dessutom antogs att båda massorna  $m_1, m_2 = 1$  kg, längderna  $l_1, l_2 = 1$  m, samt att  $g = 9.82$  m/s<sup>2</sup>. All simuleringskod som skrevs sammanställdes i appendix B.

$\theta_1$	$\theta_2$	'Energinivå'
0.5	0.5	Låg
1.6	1.6	Medel
2.5	2.5	Hög

Tabell 3.1: Tre begynnelsevinklar för  $\theta_1$  och  $\theta_2$ , där  $\theta_1$  och  $\theta_2$  motsvarar vinklarna i figur 2.1. Vinklarna har även angetts med respektive 'energinivå', det vill säga hur mycket potentiell energi som pendlarna har vid startläget.

$\theta_1$	$\theta_2$
0.5	0.5
1.6	1.6
2.5	2.5
-0.5	0.3
2.119	1.623
2.899	1.913
2.9	3.1
-1.5	1.0

Tabell 3.2: Flera olika begynnelsevinklar för  $\theta_1$  och  $\theta_2$ , där  $\theta_1$  och  $\theta_2$  motsvarar vinklarna i figur 2.1.

---

<sup>3</sup>Det vill säga att de startades med olika vinklar, sådan att de får olika mängd potentiell energi. Ju större startvinklar, desto större blir potentiella energin i systemet



# Resultat

Resultatet av simuleringarna som beskrevs i sektion 3.2 redovisades i figurerna nedan. Första simuleringen, där Eulers-stegmetod och Runge-Kuttametoden jämfördes, redovisades i figur (TODO). Simuleringen där två pendlar simulerades med RK4-metoden, där den andra pendeln hade 0.001% större begynnelsevinklar, redovisades i figur (TODO). Resultatet från de parametriska plottarna av  $\theta_1$  och  $\theta_2$ , samt plottarna av vinklarna  $\theta_1$  och  $\theta_2$  som funktion av tiden, redovisas i figur (TODO) respektive figur (TODO).

testtest

# Diskussion

# Appendix

## A - Härledning av Euler-Lagrange ekvationen (2.3)

Denna härledning är huvudsakligen baserat på [3, s. 222-223]. Givet att funktionen  $x_0(t)$  beskriver den väg av ett objekt, med startpunkterna  $x(t_1) = x_1$  och  $x(t_2) = x_2$ , som ger ett stationärt<sup>1</sup> värde av objektets verkan  $S$ , då gäller att:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} = 0. \quad (1)$$

*Bevis:* Eftersom  $x_0(t)$  är den funktion som ger ett stationärt värde av  $S$ , så kommer en funktion som är väldigt nära  $x_0(t)$  ger i princip exakt samma verkan. Betrakta därmed funktionen:

$$x_a(t) = x_0(t) + a\beta(t), \quad (2)$$

där  $a$  är ett tal och  $\beta(t)$  uppfyller  $\beta(t_1) = \beta(t_2) = 0$  så att ändpunkterna för  $x_a(t)$  och  $x_0(t)$  är detsamma.

## B - Kod för simulering av dubbelpendeln

dsanuhasd

---

<sup>1</sup>Kan alltså vara ett lokalt minimum, maximum eller terrasspunkt av  $S$ . Däremot är detta oftast ett minimum, därför det oftast benämns som *principen om minsta verkan*.

# Litteraturförteckning

- [1] W. Scott Morton och Charlton M. Lewis. *China: Its History and Culture*. New York: McGraw-Hill, Inc., 2005, s. 70.
- [2] The Editors of Encyclopaedia Britannica. *Chaos Theory*. Hämtad 2026-01-18. Encyclopædia Britannica, Inc. 19 dec. 2025. URL: <https://www.britannica.com/science/chaos-theory>.
- [3] David Morin. *Introduction to Classical Mechanics: With Problems and Solutions*. Cambridge University Press, 2007.
- [4] N. S. Manton. *The Principle of Least Action in Dynamics*. <https://www.damtp.cam.ac.uk/user/nsm10/PrincLeaAc.pdf>. Hämtad: 2025-01-21. Cambridge, UK, 25 april 2013.
- [5] J. C. Butcher. *Numerical Methods for Ordinary Differential Equations*. 2. utg. Chichester, UK: John Wiley & Sons Ltd, 2008. ISBN: 978-0-470-72335-7.
- [6] John Jr. Allard. *Simulating a Double Pendulum – Part 1: Theory and Derivation*. Hämtad: 2026-01-25. John Allard Jr.'s Blog. 4 mars 2015. URL: [https://www.jhallard.com/blog/double\\_pendulum.html](https://www.jhallard.com/blog/double_pendulum.html).