

Inhaltsverzeichnis

1	Modellbildung Würfelseite	2
1.1	Untersuchung der Kinematik	2
1.2	Untersuchung der Kinetik	5
2	Modellbildung Würfelseite	6
2.1	Zustandsraumdarstellung	9
3	Regelungstechnik	12
3.1	Entwurf der Reglermatrix \mathbf{F}	13
3.2	Entwurf des Vorfilters \mathbf{V}	13
3.3	Entwurf eines kaskadierten Regelkreises	14
3.4	Einfluss des digitalen Reglers	17
4	Sensorik	21
4.1	Untersuchung der Messsysteme für $\dot{\varphi}$	22
4.2	Ermittlung von φ	23
5	Herleitung/Interpretation Fourier-Spektren	26
6	3D-Modell	28
6.1	Systemparameter	28
6.2	Untersuchung der Kinematik	29
6.3	Untersuchung der Kinetik	32
7	Messung der Zustandsgrößen	39
8	Software	40

1 Modellbildung Würfelseite

Die Untersuchung des Systems beginnt mit der Bestimmung eines mathematischen Modells, welches in diesem Abschnitt näher erläutert wird. Zunächst beschränkt sich die mechanische Untersuchung auf einen vereinfachten Prototypen, welcher aus einer Würfelseite besteht, die auf einer Achse gelagert ist. An der Würfelseite ist ein Motor befestigt, auf dessen Schaft wiederum eine Schwungmasse gelagert ist. Die Herleitung der Bewegungsgleichungen erfolgt mit Hilfe der Methoden nach Kane [Kane], die im Verlauf der Untersuchung näher erläutert werden

1.1 Untersuchung der Kinematik

Zu Beginn der Untersuchung werden die kinematischen Zusammenhänge mit Hilfe von Bezugssystemen beschrieben. Dieser Ansatz ist bereits aus der Relativkinematik bekannt, wobei häufig nur zwischen einem Inertial- und Relativsystem unterschieden wird. Allerdings kann diese Prinzip auf eine beliebige Anzahl von Bezugssystemen erweitert werden.

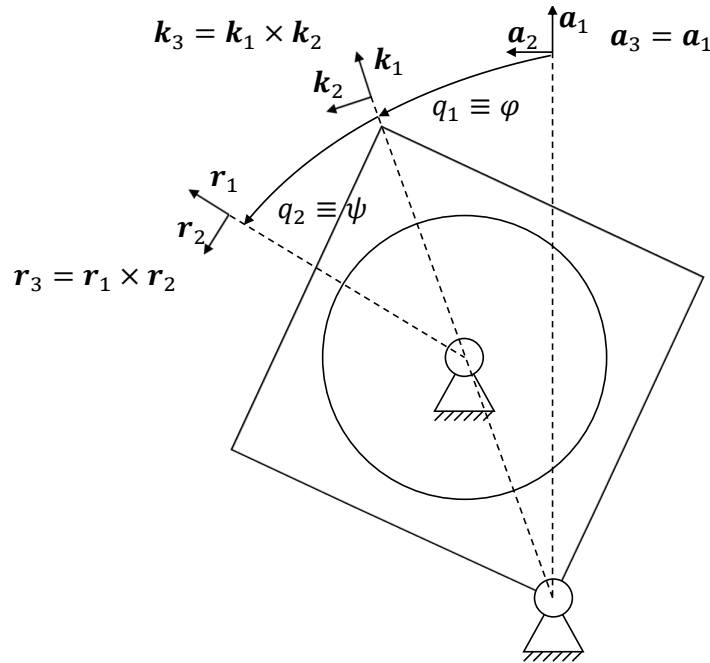


Abbildung 1: Mechanischer Aufbau der Würfelseite, Quelle: eigene Darstellung

Ein Bezugssystem A wird durch drei Vektoren \mathbf{a}_i $i \in 1, 2, 3$ definiert, welche auch als Vektorbasis des Bezugssystem bezeichnet werden. Prinzipiell müssen diese drei Vektoren nur linear unabhängig sein, allerdings werden in dieser Arbeit ausschließlich paarweise orthogonale Einheitsvektoren verwendet, da diese eine leichtere Handhabung ermöglichen. Ist ein Bezugssystem definiert kann ein beliebiger Vektor \mathbf{v} als Linearkombination der Vektorbasis ausgedrückt werden. Als Beispiel sei hierfür das Bezugssystem K genannt, welches durch die die Einheitsvektoren \mathbf{k}_i definiert ist. Diese sind nach 1 an der Würfelseite fixiert, d.h. die Ausrichtung der Einheitsvektoren ändert sich mit der Rotation der Würfelseite.

$$\mathbf{v} = v_{k1}\mathbf{k}_1 + v_{k2}\mathbf{k}_2 + v_{k3}\mathbf{k}_3 = \begin{matrix} K \\ \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \\ v_3 \end{pmatrix} \end{matrix} \quad (1)$$

Da im Verlauf der Untersuchung mehrere Bezugssysteme eingeführt werden, muss die vektorielle Schreibweise neben den einzelnen Komponenten auch das verwendete Bezugssystem wiedergeben. Dies erfolgt durch den vorangehenden Superskript. Um die Bedeutung der Vektorbasis zu veranschaulichen

lichen wird im nächsten schritt das Intertialsystem A mit der Vektorbasis \mathbf{a} definiert. Da es sich bei A um ein Intertialsystem handelt ändert sich die Ausrichtung der Vektoren \mathbf{a}_i im Verlauf der Zeit nicht. Solche Systeme werden auch als im Raum fixierte bzw. raumfeste Bezugssysteme bezeichnet. Nun kann der Vektor \mathbf{v} auch als Linearkombination der Vektoren \mathbf{a}_i dargestellt werden. Man nennt diese Form des Vektors auch dessen Darstellung aus Perspektive von A .

$$\mathbf{v} = v_{a1}\mathbf{a}_1 + v_{a2}\mathbf{a}_2 + v_{a3}\mathbf{a}_3 = \overset{A}{\begin{pmatrix} v_{a1} \\ v_{a2} \\ v_{a3} \end{pmatrix}} \quad (2)$$

Nun stellt sich die Frage wie die beiden Darstellungen des Vektors \mathbf{v} zusammenhängen. Die Komponente eines Vektors \mathbf{v} in Richtung eines Einheitsvektors \mathbf{k}_i ergibt sich aus deren Skalarprodukt ([Kane], S. 23ff). Wird dieser Ansatz auf alle drei Komponenten appliziert ergibt sich am Beispiel der beiden Bezugssysteme A und K die folgende Gleichung.

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= \langle \mathbf{v}, \mathbf{k}_1 \rangle \mathbf{k}_1 + \langle \mathbf{v}, \mathbf{k}_2 \rangle \mathbf{k}_2 + \langle \mathbf{v}, \mathbf{k}_3 \rangle \mathbf{k}_3 = \overset{K}{\begin{pmatrix} \langle \mathbf{v}, \mathbf{k}_1 \rangle \\ \langle \mathbf{v}, \mathbf{k}_2 \rangle \\ \langle \mathbf{v}, \mathbf{k}_3 \rangle \end{pmatrix}} \\ &= \overset{K}{\begin{pmatrix} v_{a1}\langle \mathbf{a}_1, \mathbf{k}_1 \rangle + v_{a2}\langle \mathbf{a}_2, \mathbf{k}_1 \rangle + v_{a3}\langle \mathbf{a}_3, \mathbf{k}_1 \rangle \\ v_{a1}\langle \mathbf{a}_1, \mathbf{k}_2 \rangle + v_{a2}\langle \mathbf{a}_2, \mathbf{k}_2 \rangle + v_{a3}\langle \mathbf{a}_3, \mathbf{k}_2 \rangle \\ v_{a1}\langle \mathbf{a}_1, \mathbf{k}_3 \rangle + v_{a2}\langle \mathbf{a}_2, \mathbf{k}_3 \rangle + v_{a3}\langle \mathbf{a}_3, \mathbf{k}_3 \rangle \end{pmatrix}} = \overset{K}{\left(\underbrace{\begin{bmatrix} \langle \mathbf{a}_1, \mathbf{k}_1 \rangle & \langle \mathbf{a}_2, \mathbf{k}_1 \rangle & \langle \mathbf{a}_3, \mathbf{k}_1 \rangle \\ \langle \mathbf{a}_1, \mathbf{k}_2 \rangle & \langle \mathbf{a}_2, \mathbf{k}_2 \rangle & \langle \mathbf{a}_3, \mathbf{k}_2 \rangle \\ \langle \mathbf{a}_1, \mathbf{k}_3 \rangle & \langle \mathbf{a}_2, \mathbf{k}_3 \rangle & \langle \mathbf{a}_3, \mathbf{k}_3 \rangle \end{bmatrix}}_{\equiv {}^A\mathbf{P}^B} \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} v_{a1} \\ v_{a2} \\ v_{a3} \end{bmatrix}}_{\equiv {}^K\mathbf{v}} \right)} \quad (3) \\ &= \overset{K}{\left(\begin{bmatrix} c_\varphi & s_\varphi & 0 \\ -s_\varphi & c_\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot {}^K\mathbf{v} \right)} \end{aligned}$$

Folglich kann der Zusammenhang zwischen den Darstellung von \mathbf{v} aus den Perspektiven von A und K als lineare Abbildung ausgedrückt werden, welche durch die Matrix ${}^A\mathbf{P}^K$ definiert ist. Diese Matrix hängt von dem Winkel φ ab, welcher eine generalisierte Koordinate ist und einen rotatorischen Freiheitsgrad des Systems beschreibt. Der zweite Freiheitsgrad des Systems entsteht durch die Rotation der Schwungmasse relativ zu der Würfelseite. Diese Drehung wird von dem Winkel ψ beschrieben. Wird nun ein weiteres Bezugssystem R eingeführt, dessen Vektorbasis \mathbf{r} auf der Schwungmasse fixiert ist kann der Zusammenhang der Bezugssysteme K und R wieder mit einer Abbildungsmatrix ${}^K\mathbf{P}^R$ beschrieben werden.

$${}^K\mathbf{P}^R = \begin{pmatrix} c_\psi & -s_\psi & 0 \\ s_\psi & c_\psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4)$$

Die Vorteile dieser Beschreibungsform zeigen sich, wenn man zum Beispiel das Moment $\mathbf{T}^{G/O}$ berechnen möchte, welche durch die Gravitationskraft \mathbf{G} verursacht wird. Dieser Kraftvektor lässt sich leicht aus der Perspektive des Intertialsystems A bestimmen.

$$\mathbf{G} = \overset{A}{\begin{pmatrix} -g \cdot m \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}} \quad (5)$$

Des weiter hängt das Gravitationsmoment von dem Ortsvektor \mathbf{c} des Schwerpunktes C ab, der mit

Hilfe einer CAD-Anwendung aus der Perspektive von K ermittelt wird.

$$\mathbf{c} = \begin{pmatrix} {}^K l_C \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (6)$$

Um nun das Gravitationsmoment zu berechnen muss das Kreuzprodukt der beiden Vektoren gebildet werden. Hierfür müssen die Vektoren aber aus Perspektive des selben Bezugssystems dargestellt werden. Dies erfolgt mit Hilfe der Abbildungsmatrix ${}^K \mathbf{P}^A$.

$$\begin{aligned} \mathbf{T}^{G/O} = \mathbf{c} \times \mathbf{G} &= \begin{pmatrix} {}^A \left({}^K \mathbf{P}^A \cdot \begin{pmatrix} {}^K l_C \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} {}^A \begin{pmatrix} -g \cdot m \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} {}^A \begin{pmatrix} c_\varphi \cdot l_C \\ s_\varphi \cdot l_C \\ 0 \end{pmatrix} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} {}^K \begin{pmatrix} -g \cdot m \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} {}^A \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ m \cdot g \cdot l_C \cdot s_\varphi \end{pmatrix} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (7)$$

Dieses Beispiel zeigt, dass die Einführung von Bezugssystemen eine eindeutige Notation und Vorgehensweise zur Berechnung von Vektoren ermöglicht. Man möge bei diesem Anwendungsfall zwar argumentieren, dass die trigonometrischen Zusammenhänge des Gravitationsmoment auch direkt aus Abbildung 1 gewonnen werden können und keine Abbildungsmatrizen notwendig sind. Allerdings zeigt die Untersuchung des Würfels, dass die obige Vorgehensweise auf Beispiele beliebiger Komplexität angewandt werden kann.

Des weiteren stellt der Ortsvektor \mathbf{c} des Schwerpunktes ein gutes Beispiel dar um die Ableitung eines Vektors zu diskutieren. Aus Perspektive des Bezugssystem K ist der Vektor \mathbf{c} konstant. Wird der Vektor aber in A abgebildet so hängt dieser von der Zeitfunktion $\varphi(t)$ ab. Deshalb muss bei der Ableitung eines Vektors das Bezugssystem angegeben werden, aus dessen Perspektive die Differentiation durchgeführt werden soll ([Kane], S. 25 ff.). Wenn beispielsweise der Vektor \mathbf{c} in A differenziert werden soll, so muss dieser zunächst in A dargestellt werden und anschließend seine Komponenten nach der Zeit abgeleitet werden.

$$\frac{{}^A d\mathbf{c}}{dt} = \frac{d(c_\varphi \cdot l_C)}{dt} \mathbf{a}_1 + \frac{d(s_\varphi \cdot l_C)}{dt} \mathbf{a}_2 + \frac{d(0)}{dt} \mathbf{a}_3 = \begin{pmatrix} {}^A \begin{pmatrix} -s_\varphi \cdot \dot{\varphi} \cdot l_C \\ c_\varphi \cdot \dot{\varphi} \cdot l_C \\ 0 \end{pmatrix} \end{pmatrix} \quad (8)$$

Aus dieser Überlegung resultiert auch die Frage wie sinnvoll die, aus der klassischen Mechanik bekannte, Definition der Geschwindigkeit als Ableitung des Ortes nach der Zeit ist, da diese keinerlei Abhängigkeit eines Bezugssystems beinhaltet. Deshalb führt Kane anstelle der Geschwindigkeit \mathbf{v} eines Punktes P , die Geschwindigkeit ${}^A \mathbf{v}^P$ bzw. Beschleunigung ${}^A \mathbf{a}^P$ eines Punktes relativ zu dem Bezugssystem A mit der folgenden Definition ein ([Kane], S. 28).

$${}^A \mathbf{v}^P = \frac{{}^A d\mathbf{p}}{dt} \quad {}^A \mathbf{a}^P = \frac{{}^A d {}^A \mathbf{v}^P}{dt} \quad (9)$$

Die selbe Notation wird für Winkelgeschwindigkeiten und -beschleunigungen eingeführt, wobei ${}^A \boldsymbol{\omega}^B$ die Winkelgeschwindigkeit bzw. ${}^A \boldsymbol{\alpha}^B$ die Winkelbeschleunigung des Punktes oder Bezugssystems B relativ zu A ist. Die Geschwindigkeit relativ zu einem Intertialsystem wird auch als absolute Geschwindigkeit bezeichnet. Die Winkelgeschwindigkeiten der Bezugssysteme K und R ergeben sich die folgenden Werte, wobei die absolute Winkelgeschwindigkeit eines Bezugssystem die Summe seiner

relativen Winkelgeschwindigkeiten ist ([Kane], S. 24 f).

$${}^A\boldsymbol{\omega}^K = {}^K\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\varphi} \end{pmatrix} \quad {}^K\boldsymbol{\omega}^R = {}^R\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\psi} \end{pmatrix} \quad {}^A\boldsymbol{\omega}^R = {}^A\boldsymbol{\omega}^K + {}^K\boldsymbol{\omega}^R = {}^A\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\varphi} + \dot{\psi} \end{pmatrix} \quad (10)$$

Rückblickend wurden zunächst die generalisierte Koordinaten φ und ψ definiert, welche die beiden rotatorischen Freiheitsgrade des Systems beschreiben. Anschließend wurden die Bezugssysteme K und R eingeführt welche durch die Rotation um φ und ψ entstehen. Die zugehörigen Abbildungsmatrizen ${}^A\mathbf{P}^K$ und ${}^K\mathbf{P}^R$ ermöglichen einen beliebigen Ortsvektors des Systems aus Perspektive des Intertialsystems A darzustellen. Das heißt, dass die Kombination von Bezugssystemen und Abbildungsmatrizen die vollständige Konfiguration des Systems beschreibt, wie es auch von generalisierten Koordinaten gefordert wird. Im nächsten schritt wurden die absoluten Winkelgeschwindigkeiten der Würfelseite K und der Schwungmasse R bestimmt. An dieser Stelle führt Kane einen weiteren Schritt in der Untersuchung der Kinematik ein. Dieser besteht darin die so genannten generalisierten Geschwindigkeiten u_i zu definieren ([Kane, S. 40 ff]) und daraus die partiellen Geschwindigkeiten der Schwungmasse R und des Wurfelkörpers K zu bestimmen ([Kane], S. 45 ff). Bei dem generalisierten Geschwindigkeiten u_i handelt es sich um skalare Größen deren Anzahl gleich der Zahl der generalisierten Koordinaten ist. Die generalisierten Geschwindigkeiten sind für gewöhnlich abhängig von den Zeitableitungen der generalisierten Geschwindigkeiten \dot{q}_i , wobei sie so gewählt werden müssen, dass die Definitionen eindeutig nach den Ableitungen \dot{q}_i aufgelöst werden können. Die Einführung der generalisierten Geschwindigkeiten verfolgt das Ziel, möglichst einfache Ausdrücke für die absoluten Geschwindigkeiten ${}^A\boldsymbol{\omega}^K$ und ${}^A\boldsymbol{\omega}^R$ und, wie sich im späteren Verlauf zeigen wird, einfachere Ausdrücke der Bewegungsgleichungen zu erhalten. Deshalb werden hier die folgenden Definitionen gewählt.

$$u_1 \equiv \dot{\varphi} \quad u_2 \equiv \dot{\varphi} + \dot{\psi} \quad (11)$$

Somit ergeben sich die folgenden Ausdrücke für die Winkelgeschwindigkeiten der Körper.

$${}^A\boldsymbol{\omega}^K = {}^K\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ u_1 \end{pmatrix} \quad {}^A\boldsymbol{\omega}^R = {}^R\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ u_2 \end{pmatrix} \quad (12)$$

Diese Geschwindigkeitsausdrücke können auch in die Form

$$\begin{aligned} {}^A\boldsymbol{\omega}^K &= u_1 \cdot {}^A\boldsymbol{\omega}_1^K + u_2 \cdot {}^A\boldsymbol{\omega}_2^K & {}^A\boldsymbol{\omega}^R &= u_1 \cdot {}^A\boldsymbol{\omega}_1^R + u_2 \cdot {}^A\boldsymbol{\omega}_2^R \\ {}^A\boldsymbol{\omega}_1^K &= \mathbf{k}_3 & {}^A\boldsymbol{\omega}_2^K &= 0 & {}^A\boldsymbol{\omega}_1^R &= 0 & {}^A\boldsymbol{\omega}_2^R &= \mathbf{k}_3 \end{aligned} \quad (13)$$

gebracht werden, wobei die Größen ${}^A\boldsymbol{\omega}_i^K$ und ${}^A\boldsymbol{\omega}_i^R$ partielle Geschwindigkeiten genannt werden. Diese Zerlegung kann so interpretiert werden, dass die generalisierten Geschwindigkeiten u_i als skalare Größen den Betrag der Bewegung und die entsprechende partielle Geschwindigkeit, als vektorielle Größe, deren Richtung wiedergibt. Die Vorteile diese Zerlegung in generalisierte und partielle Geschwindigkeiten wird sich im folgenden Abschnitt zeigen.

1.2 Untersuchung der Kinetik

Der nächste Schritt besteht darin die Bewegungsgleichungen des Systems herzuleiten. Hierfür werden nach Kane die wirkenden Drehmomente bestimmt und daraus die generalisierten aktiven Kräfte F_i ermittelt. Anschließend werden die so genannten generalisierten Trägheitskräfte F_i^* berechnet, welche über Kanes Gleichung $F_i + F_i^* = 0$ die gesuchten Bewegungsgleichungen liefern.

Zunächst werden die wirkenden Drehmomente bestimmt. Die Schwungmasse R wird einerseits von dem Motormoment $\mathbf{T}_M^{R/M}$ angetrieben, andererseits wirkt das Reibmoment $\mathbf{T}_R^{R/M}$ verzögernd. Die Reibung wird als proportional zu der Geschwindigkeit $\dot{\psi}$ modelliert. Somit ergibt sich für das resultierende Drehmoment $\mathbf{T}^{R/M}$ der folgende Wert.

$$\mathbf{T}^{R/M} = \mathbf{T}_M^{R/M} + \mathbf{T}_R^{R/M} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ T_M \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -C_\psi(u_2 - u_1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ T_M - C_\psi(u_2 - u_1) \end{pmatrix} \quad (14)$$

2 Modellbildung Würfelseite

Die Untersuchung des Systems beginnt mit der Bestimmung eines mathematischen Modells, welches in diesem Abschnitt näher erläutert ist. Die Herleitung der Systemdynamik erfolgt mit Hilfe der Methoden nach Kane. Zunächst beschränkt sich die mechanische Untersuchung auf einen vereinfachten Prototypen, welcher aus einer Würfelseite besteht, die auf einer Achse gelagert ist. An der Würfelseite ist ein Motor befestigt, auf dessen Schaft wiederum eine Schwungmasse gelagert ist.

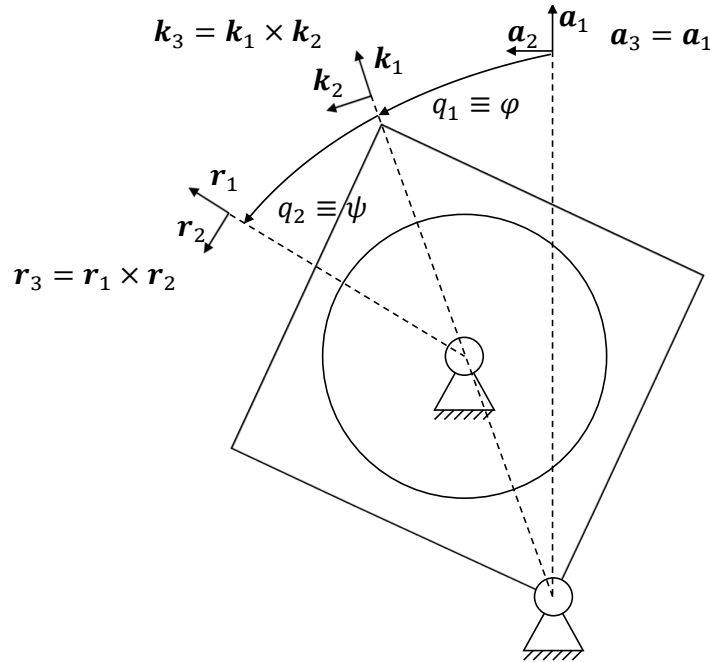


Abbildung 2: Mechanischer Aufbau der Würfelseite, Quelle: eigene Darstellung

Zu Beginn werden der Untersuchung werden die Bezugssysteme festgelegt, welche durch drei, paarweise orthogonale, Einheitsvektoren definiert sind. Die Vektorbasis eines Bezugssystems dient als eine Art Einheit um vektorielle Größen, wie z.B. Position oder Geschwindigkeit, darzustellen. Das untersuchte System verfügt über das raumfixe Bezugssystem A , welches durch die drei Einheitsvektoren $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2$ und \mathbf{a}_3 definiert wird. An der Würfelseite ist ein weiteres Bezugssystem K fixiert, dessen Vektorbasis aus $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ und \mathbf{k}_3 besteht. Zuletzt ist das, aus den Einheitsvektoren $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ und \mathbf{r}_3 bestehende, Bezugssystem R zu nennen, welches auf der Schwungmasse fixiert ist.

Das holonome System verfügt über zwei rotatorische Freiheitsgrade, welche mit Hilfe der generalisierten Koordinaten $q_1 = \varphi$ und $q_2 = \psi$ beschrieben werden. Der Winkel φ beschreibt die Rotation der Würfelseite um den Punkt O . Die Rotation der Schwungmasse R relativ zu der Würfelseite wird von dem Winkel ψ beschrieben. Mit Hilfe der generalisierten Koordinaten ist es möglich einen Vektor, welcher in einem Bezugssystem dargestellt ist, in ein zweites Bezugssystem zu projizieren. Als Beispiel soll die Position des Schwerpunktes von K dienen, welche von dem Vektor \mathbf{c}_K beschrieben wird. Mit

Hilfe des Skalarproduktes eines Vektors mit einem Einheitsvektors, kann der Betrag des Vektors in Richtung des Einheitsvektors ermittelt werden. Folglich können somit die Komponenten eines Vektors in einem beliebigen Bezugssystem dargestellt werden.

$$\mathbf{c}_K = \begin{pmatrix} l_{AC} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{c}_K \cdot \mathbf{a}_1 \\ \mathbf{c}_K \cdot \mathbf{a}_2 \\ \mathbf{c}_K \cdot \mathbf{a}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{k}_1 & \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{k}_2 & \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{k}_3 \\ \mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{k}_1 & \mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{k}_2 & \mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{k}_3 \\ \mathbf{a}_3 \cdot \mathbf{k}_1 & \mathbf{a}_3 \cdot \mathbf{k}_2 & \mathbf{a}_3 \cdot \mathbf{k}_3 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{c}_K = {}^K\mathbf{P}^A \cdot \mathbf{c}_K \quad (15)$$

Die Projektion kann somit in Form einer Matrix ${}^K\mathbf{P}^A$ dargestellt werden, welche aus den Skalarprodukten der Einheitsvektoren besteht. Die umgekehrte Projektion kann mit Hilfe der Matrix ${}^A\mathbf{P}^K$ durchgeführt werden, welche die Transponierte von ${}^K\mathbf{P}^A$ ist. Die Projektionsmatrizen des ursprünglichen Systems sind die folgenden.

$${}^A\mathbf{P}^K = \begin{pmatrix} c_\varphi & s_\varphi & 0 \\ -s_\varphi & c_\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad {}^K\mathbf{P}^A = \begin{pmatrix} c_\psi & s_\psi & 0 \\ -s_\psi & c_\psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (16)$$

Somit kann nun auch der Schwerpunkt der Würfelseite in dem raumfesten Bezugssystem A dargestellt werden.

$$\mathbf{C}_K = \begin{pmatrix} l_{AC} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} {}^A\left({}^K\mathbf{P}^A \cdot \begin{pmatrix} l_{AC} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right) \\ {}^A\left(c_\varphi \cdot l_{AC} \right) \\ {}^A\left(s_\varphi \cdot l_{AC} \right) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (17)$$

An diesem Beispiel ist bereits zu erkennen, von welcher Bedeutung Bezugssysteme bei der Darstellung von Vektoren sind. Die Position des Schwerpunktes ist aus Sicht der Würfelseite konstant, jedoch ist seine Position im raumfesten Bezugssystem A von dem Winkel φ abhängig. Im Kehrschluss ist die Darstellung eines Vektors nur unter Angabe eines Bezugssystem sinnvoll.

Nachdem die Position bzw. Orientierung der Körper mit Hilfe der generalisierten Koordinaten bestimmt wurde besteht der nächste Schritt darin, die Geschwindigkeiten der beiden Körper zu bestimmen. Die Geschwindigkeit eines Körpers ist abhängig von dem Bezugssystem in welchem er sich bewegt. Folglich muss das Bezugssystem in wessen Relation sich ein Körper bewegt, bei der Darstellung der Geschwindigkeit berücksichtigt werden. Als Beispiel dient die Geschwindigkeit der Schwungmasse relativ zu der Würfelseite ${}^K\boldsymbol{\omega}^R$, die Geschwindigkeit der Schwungmasse im raumfesten Bezugssystem ${}^A\boldsymbol{\omega}^R$ und die Geschwindigkeit der Würfelseite in A , ${}^A\boldsymbol{\omega}^K$.

$${}^K\boldsymbol{\omega}^R = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\psi} \end{pmatrix} \quad {}^A\boldsymbol{\omega}^K = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\varphi} \end{pmatrix} \quad {}^A\boldsymbol{\omega}^R = {}^K\boldsymbol{\omega}^R + {}^A\boldsymbol{\omega}^K = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\varphi} + \dot{\psi} \end{pmatrix} \quad (18)$$

Es sei vermerkt, dass eine Geschwindigkeit in einem beliebigen Bezugssystem dargestellt werden kann, es handelt sich allerdings nach wie vor um die Geschwindigkeit des Körpers in dem ursprünglichen Bezugssystem, lediglich die Darstellung wurde verändert.

Um die Darstellung der Geschwindigkeiten zu vereinfachen, werden die generalisierten Geschwindigkeiten $u_1 \equiv \dot{\varphi}$ und $u_2 \equiv \dot{\psi}$ definiert. Somit ist es möglich die Geschwindigkeiten der Schwungmasse ${}^A\boldsymbol{\omega}^R$ und der Würfelseite ${}^A\boldsymbol{\omega}^K$ als Summe der generalisierten Geschwindigkeiten u_i und der partiellen Geschwindigkeiten ${}^A\boldsymbol{\omega}_i^R$ und ${}^A\boldsymbol{\omega}_i^K$.

$${}^A\boldsymbol{\omega}^K = \dot{\varphi} \cdot \mathbf{a}_3 + \dot{\psi} \cdot 0 \rightarrow {}^A\boldsymbol{\omega}_1^K = \mathbf{a}_3 \quad {}^A\boldsymbol{\omega}_2^K = 0 \quad (19)$$

$${}^A\boldsymbol{\omega}^R = \dot{\varphi} \cdot \mathbf{a}_3 + \dot{\psi} \cdot \mathbf{a}_3 \rightarrow {}^A\boldsymbol{\omega}_1^R = \mathbf{a}_3 \quad {}^A\boldsymbol{\omega}_2^R = \mathbf{a}_3 \quad (20)$$

Bei den generalisierten Geschwindigkeiten $\dot{\varphi}$ und $\dot{\psi}$ handelt es sich um Skalare. Sie beschreiben die komponentenweise Zusammensetzung der Geschwindigkeiten der beiden Körper. Die partiellen Geschwindigkeiten hingegen sind Vektoren, welche die Orientierung der generalisierten Geschwindigkeiten wiedergeben und somit deren Beitrag zu der Bewegung in Richtung der Freiheitsgrade darstellen.

Der nächste Schritt besteht darin, die Drehmomente zu untersuchen, welche auf die Würfelseite und die Schwungmasse wirken. Mit Hilfe der wirkenden Kräfte können letzten Endes die Bewegungsgleichungen ermittelt werden.

Die Bewegung der Schwungmasse wird einerseits durch das Motormoment $\mathbf{T}_M^{R/M}$ beeinflusst, andererseits wird sie von der Reibung in M durch das Drehmoment $\mathbf{T}_R^{R/M}$ verzögert. Das Reibmoment wird als proportional zur Geschwindigkeit $\dot{\psi}$ modelliert. Somit ergibt sich das resultierende Drehmoment \mathbf{T}_R .

$$\mathbf{T}^{R/M} = \mathbf{T}_M^{R/M} + \mathbf{T}_R^{R/M} = (T_M + C_\psi \cdot \dot{\psi}) \cdot \mathbf{a}_3 \quad (21)$$

Das Motormoment \mathbf{T}_M und das Reibmoment \mathbf{T}_R wirken in umgekehrter Richtung auf die Würfelseite. Zusätzlich wird diese von dem Gravitationsmoment $\mathbf{T}_G^{K/O}$ und dem Reibmoment der Würfelseite $\mathbf{T}_R^{K/O}$. Aus der Summe dieser Komponenten ergibt sich das resultierende Drehmoment $\mathbf{T}^{K/O}$.

$$\mathbf{T}^{K/O} = \mathbf{T}_G^{K/O} - \mathbf{T}_R^{K/O} - \mathbf{T}_M^{R/M} + \mathbf{T}_R^{R/M} = (m_G \cdot g \cdot l_{AC} \cdot s_\varphi - C_\varphi \cdot \dot{\varphi} - T_M + C_\psi \cdot \dot{\psi}) \cdot \mathbf{a}_3 \quad (22)$$

Über das Skalarprodukt der resultierenden Drehmomente und der partiellen Geschwindigkeiten können die generalisierten aktiven Kräfte F_1 und F_2 berechnet werden. Diese stellen den Einfluss der wirkenden Kräfte und Momente auf die generalisierten Geschwindigkeiten $\dot{\varphi}$ und $\dot{\psi}$ dar.

$$F_1 = {}^A\boldsymbol{\omega}_1^K \cdot \mathbf{T}^{K/O} + {}^A\boldsymbol{\omega}_1^R \cdot \mathbf{T}^{R/M} = m_G \cdot g \cdot l_{AC} \cdot s_\varphi - C_\varphi \cdot \dot{\varphi} \quad (23)$$

$$F_2 = {}^A\boldsymbol{\omega}_2^K \cdot \mathbf{T}^{K/O} + {}^A\boldsymbol{\omega}_2^R \cdot \mathbf{T}^{R/M} = T_M - C_\psi \cdot \dot{\psi} \quad (24)$$

Die letztendlichen Bewegungsgleichungen werden über das Gleichgewicht der generalisierten, aktiven Kräfte und der generalisierten Trägheitskräfte gewonnen. Folglich muss zuletzt das Trägheitsmoment der Schwungmasse \mathbf{T}_R^* und der Würfelseite \mathbf{T}_K^* bestimmt werden. Ersteres ergibt sich aus dem Massenträgheitsmoment $I^{R/M}$ der Schwungmasse um den Punkt M und seiner Winkelbeschleunigung in A .

$$\mathbf{T}_R^* = -I^{R/M} \cdot {}^A \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \ddot{\varphi} + \ddot{\psi} \end{pmatrix} \quad (25)$$

Das Trägheitsmoment der Würfelseite hängt von ihrer Winkelbeschleunigung in A , ihrem Massenträgheitsmoment $I^{K/O}$ um O und der Position bzw. dem Gewicht der Schwungmasse ab.

$$\mathbf{T}_K^* = -(I^{K/O} + m_R \cdot l_{AB}^2) \cdot {}^A \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \ddot{\varphi} \end{pmatrix} \quad (26)$$

Die generalisierten Trägheitskräfte F_1^* und F_2^* ergeben sich wiederum durch die Skalarmultiplikation mit den partiellen Geschwindigkeiten. Das heißt die Trägheitsmomente der beiden Körper werden in die Bewegungsrichtung der generalisierten Geschwindigkeiten, also der Freiheitsgrade, projiziert.

$$F_1^* = {}^A\boldsymbol{\omega}_1^K \cdot \mathbf{T}_K^* + {}^A\boldsymbol{\omega}_1^R \cdot \mathbf{T}_R^* = -(I^{K/O} + I^{R/M} + m_R \cdot l_{AB}^2) \cdot \ddot{\varphi} - I^{R/M} \cdot \ddot{\psi} \quad (27)$$

$$F_2^* = {}^A\omega_2^K \cdot \mathbf{T}_K^* + {}^A\omega_2^R \cdot \mathbf{T}_R^* = -I^{R/M} \cdot (\ddot{\varphi} + \ddot{\psi}) \quad (28)$$

Die Bewegungsgleichungen ergeben sich nun aus der Summe der generalisierten aktiven Kräfte F_i und der generalisierten Trägheitskräfte F_i^* . Die Aussage dieser Gleichungen besteht darin, dass die Projektion, der wirkenden Kräfte in Richtung der partiellen Geschwindigkeiten, gleich der Projektion der Impulsänderung in Richtung der partiellen Geschwindigkeiten ist.

$$F_1 + F_1^* = 0 \rightarrow (I^{K/O} + I^{R/M} + m_R \cdot l_{AB}^2) \cdot \ddot{\varphi} = m_G \cdot g \cdot l_{AC} \cdot s_\varphi - C_\varphi \cdot \dot{\varphi} - I^{R/M} \cdot \ddot{\psi} \quad (29)$$

$$F_2 + F_2^* = 0 \rightarrow I^{R/M} \cdot \ddot{\psi} = T_M - C_\psi \cdot \dot{\psi} - I^{R/M} \cdot \ddot{\varphi} \quad (30)$$

2.1 Zustandsraumdarstellung

Ein beliebiges Differentialgleichungssystem kann in ein System von Differentialgleichungen 1. Ordnung transformiert werden. Dadurch lässt sich die so genannte Zustandsraumdarstellung bestimmen, welche erhebliche Vorteile in der Systemanalyse und dem bei Reglerentwurf mit sich bringt. Ausgangspunkt zur Bestimmung dieser Darstellung ist die Definition des Zustandvektors \mathbf{x} . Für die Würfelseite wird folgende Definition verwendet.

$$\mathbf{x} = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \varphi \\ \dot{\varphi} \\ \dot{\psi} \end{pmatrix} \quad (31)$$

Mit Hilfe der Zustände können die linearisierten Bewegungsgleichungen in ein System aus drei Differentialgleichungen erster Ordnung umgeschrieben werden. Zusätzlich muss hierfür der Eingangsvektor \mathbf{u} definiert werden, der in diesem Fall lediglich aus dem Motormoment T_M besteht.

$$\mathbf{u} \equiv T_M \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \dot{x}_1 &= x_2 \\ \dot{x}_2 &= \frac{m_G \cdot g \cdot l_M \cdot x_1 - C_\varphi \cdot x_2 + C_\psi - u}{I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2} \\ \dot{x}_3 &= \frac{I^{G/O} \cdot (T_M - C_\psi \cdot x_3)}{I^{R/M}(I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2)} - \frac{m_G \cdot g \cdot l_C \cdot x_1 - C_\varphi \cdot x_2}{I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2} \end{aligned} \quad (33)$$

Dieses Gleichungssystem lässt sich in die folgende, vektorielle Form umschreiben, welche die erste Gleichung der Zustandsraumdarstellung ist.

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{x} + \mathbf{B} \cdot \mathbf{u} \quad (34)$$

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ \frac{m_G \cdot g \cdot l_C}{I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2} & \frac{-C_\varphi}{I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2} & \frac{C_\psi}{I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2} \\ \frac{-m_G \cdot g \cdot l_C}{I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2} & \frac{C_\varphi}{I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2} & \frac{C_\psi}{I^{G/O}(I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2)} \end{pmatrix} \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2} \\ \frac{I^{G/O}}{I^{R/M}(I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2)} \end{pmatrix} \quad (35)$$

Die Matrizen \mathbf{A} und \mathbf{B} heißen System- bzw. Eingangsmatrix und stellen den Zusammenhang zwischen des Zustand- und Eingangsvektors zu der zeitlichen Änderung des Zustandvektors dar. Im nächsten Schritt wird der Ausgangsvektor \mathbf{y} definiert. Hierfür werden die Ausgangsmatrix \mathbf{C} und die Durchgangsmatrix \mathbf{D} bestimmt, welche den Einfluss des Zustands- und Eingangsvektors auf die Ausgangsgrößen wiedergeben. In dem Fall der Würfelseite primär der Ausfallwinkel φ geregelt werden, welcher somit als Ausgangsgröße aufgeführt wird. Zusätzlich soll die Geschwindigkeit der Schwungmasse $\dot{\psi}$ minimiert werden, weshalb diese Größe ebenfalls im Ausgangsvektor enthalten ist. einzige

Ausgangsgröße dar.

$$\mathbf{y} = \begin{pmatrix} \varphi \\ \dot{\psi} \end{pmatrix} \quad (36)$$

$$\mathbf{y} = \mathbf{C} \cdot \mathbf{x} + \mathbf{D} \cdot \mathbf{u} \quad (37)$$

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \mathbf{D} = \begin{pmatrix} 0 \end{pmatrix} \quad (38)$$

Als nächstes stellt sich die Frage, wie aus der Zustandsraumdarstellung die Lösung der Bewegungsgleichungen bestimmt werden können. Hierfür kann nach (RT2, S.6 ff.) der Exponentialansatz für einzelne Differentialgleichungen auf die vektorielle Zustandsraumdarstellung übertragen werden.

$$\mathbf{x} = e^{\mathbf{A} \cdot t} \cdot \mathbf{x}_0 + \int_0^t e^{\mathbf{A}(t-\tau)} \mathbf{B} \cdot \mathbf{u}(\tau) d\tau \quad (39)$$

Die Matrix-Exponentialfunktion $e^{\mathbf{A} \cdot t}$ heißt Fundamentalmatrix $\Phi(t)$. Für die Herleitung der folgenden Definition sei ebenfalls auf (RT2, S.6 ff.) verwiesen.

$$\Phi(t) = e^{\mathbf{A} \cdot t} = \sum_{k=0}^{\infty} \mathbf{A}^k \cdot \frac{t^k}{k!} \quad (40)$$

Mit Hilfe der Fundamentalmatrix kann einerseits die homogene Lösung \mathbf{x}_h des Zustandsraums bestimmt werden.

$$\mathbf{x}_h(t) = \Phi(t) \cdot \mathbf{x}_0 \quad | \quad \mathbf{x}_0 = \mathbf{x}(t=0) \quad (41)$$

Diese die Eigenbewegung des Systems, welche von den Anfangswerten der Zustände abhängt. Andererseits kann die partikuläre Lösung \mathbf{x}_p berechnet werden, welche die, durch die Eingangsgrößen verursachte, Systembewegung wiedergibt.

$$\mathbf{x}_p(t) = \int_0^t \Phi(t-\tau) \cdot \mathbf{B} \cdot \mathbf{u}(\tau) d\tau \quad (42)$$

Neben dem Verlauf der Zustandsvektors \mathbf{x} spielt der Zusammenhang der Eingangs- und Ausgangsgrößen eine zentrale Rolle. Dieser wird von der Übertragungsfunktion $g(t)$ bzw., bei Mehrgrößensystemen, der Übertragungsmatrix $\mathbf{G}(t)$ beschrieben. Die zweite Gleichung der Zustandsraumdarstellung führt zu dem Verlauf des Ausgangvektors $\mathbf{y}(t)$. Setzt man die Lösung für $\mathbf{x}(t)$ ein ergibt sich:

$$\mathbf{y}(t) = \mathbf{C}\Phi(t)\mathbf{x}_0 + \int_0^t \mathbf{C}\Phi(t-\tau)\mathbf{B}\mathbf{u}(\tau)d\tau \quad (43)$$

Durch die folgende Definition der Übertragungsmatrix $\mathbf{G}(t)$ lässt sich diese Gleichung weiter vereinfachen.

$$\mathbf{y}(t) = \mathbf{C}\Phi(t)\mathbf{x}_0 + \int_0^t \mathbf{G}(t-\tau)\mathbf{u}(\tau)d\tau \quad | \quad \mathbf{G}(t) = \mathbf{C}\Phi(t)\mathbf{B} + \mathbf{D}\delta(t) \quad (44)$$

Die Lösung des Ausgangvektors setzt sich ebenfalls aus der homogenen Lösung

$$\mathbf{y}_h(t) = \mathbf{C}\Phi(t)\mathbf{x}_0 \quad (45)$$

und der partikulären Lösung, welche sich aus dem Faltungsintegral der Übertragungsmatrix und des Eingangsvektors ergibt.

$$\mathbf{y}_p(t) = \int_0^t \mathbf{G}(t-\tau)\mathbf{u}(\tau)d\tau = \mathbf{G}(t) * \mathbf{u}(t) \quad (46)$$

Die obigen Darstellungen zeigen, dass mit Hilfe der Fundamental- und Übergangsmatrix sowohl die

homogenen als auch partikulären Lösungen des Zustands- und Ausgangsvektors berechnet werden können. Das bedeutet, dass sie das vollständige Systemverhalten wiedergeben. Deshalb sollen im nächsten Schritt weitere Methoden untersucht werden um die beiden Matrizen zu ermitteln.

Durch die Laplace-Transformation der Zustandsraumdarstellung ergeben sich die folgenden Gleichungen im Bildbereich.

$$s\mathbf{X}(s) - \mathbf{x}_0 = \mathbf{A}\mathbf{X}(s) + \mathbf{B}U(s) \quad (47)$$

$$\mathbf{Y}(s) = \mathbf{C}\mathbf{X}(s) + \mathbf{D}U(s) \quad (48)$$

Aus der ersten Gleichung lässt sich die Lösung des Zustandvektors im Bildbereich ermitteln.

$$\mathbf{X}(s) = (s \cdot \mathbf{I} - \mathbf{A})^{-1} \mathbf{x}_0 + (s \cdot \mathbf{I} - \mathbf{A})^{-1} \mathbf{B}U(s) \quad (49)$$

Vergleicht man diese Gleichung mit der Lösung im Zeitbereich so ergibt sich für die Laplace-Transformierte der Fundamentalmatrix:

$$\mathcal{L}(\Phi(t)) = \Phi(s) = (s \cdot \mathbf{I} - \mathbf{A})^{-1} \quad (50)$$

Somit kann nun auch die Übertragungsmatrix im Bildbereich berechnet werden.

$$\mathcal{L}(\mathbf{G}(t)) = \mathbf{G}(s) = \mathbf{C}\Phi(s)\mathbf{B} + \mathbf{D} \quad (51)$$

Mit Hilfe der Berechnungsvorschriften im Bildbereich können nun auch die Fundamental- und Übertragungsmatrix der Würfelseite bestimmt werden. Es sei allerdings angemerkt, dass die Berechnung, welche im Vergleich zu den Vorschriften im Zeitbereich relativ einfach ist, nur mit Hilfe von Hilfsmitteln wie MATLAB durchzuführen ist. Auch die Darstellung der symbolischen Wert führt zu kaum interpretierbaren Ergebnissen, weshalb die ermittelten Werte für die Systemgrößen verwendet werden.

$$\Phi(s) \Rightarrow (\quad (52)$$

$$\mathbf{G}(s) = \begin{pmatrix} \frac{17,0}{s+9,7} + \frac{-16,0}{s-7,9} + \frac{-1,0}{s+0,3} \\ \frac{169,8}{s+9,7} + \frac{122,1}{s-7,9} + \frac{8558,6}{s+0,3} \end{pmatrix} \quad (53)$$

In den Darstellung ist leicht zu erkennen, dass das System über Pole verfügt, welche in der rechten Halbebene liegen, und somit instabil ist.

3 Regelungstechnik

Der Aufbau der Würfelseite stellt ein inverses Pendel dar, folglich handelt es sich um ein instabiles System. Diese Aussage lässt sich leicht an Hand der Pole des Systems überprüfen. Da die Systemmatrix \mathbf{A} die vollständige Information über das Eigenverhalten enthält, muss diese auch die Pole des Systems beinhalten, welche über die charakteristische Gleichung

$$P^*(s) = |s \cdot \mathbf{I} - \mathbf{A}| = 0 \quad (54)$$

berechnet werden können. Für das Modell der Würfelseite ergibt sich die folgende charakteristische Gleichung. Die Lösung dieser Gleichung führt wiederum auf die Pole des Systems.

$$P^*(s) = s^3 + 2,08s^2 - 76s - 20,4 = 0 \quad (55)$$

$$p_1 = 7,89 \quad p_2 = -0,27 \quad p_3 = -9,7 \quad (56)$$

Da der erste Pole einen positiven Realteil besitzt ist das System instabil. Folglich muss ein Regelungskonzept entworfen werden um das System zu stabilisieren. Die primäre Aufgabe des Reglers besteht darin, den Winkel φ möglichst rasch in den Sollwert zu überführen. Hierfür wird der Ansatz der Zustandsrückführung gewählt, welcher im folgenden Blockschaltbild dargestellt ist. In dem geschlos-

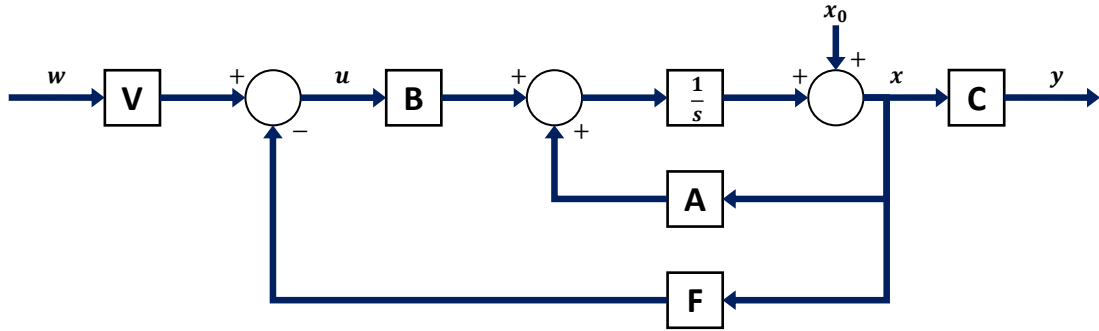


Abbildung 3: Geschlossener Regelkreis, Quelle: eigene Darstellung, Inhalt aus RT2

senen Regelkreis wurde einerseits der Führungsvektor \mathbf{w} eingeführt, der mit dem Vorfilter \mathbf{V} gewichtet wird. Die Funktion des Vorfilters wird später genauer betrachtet. Zusätzlich wird der Zustandsvektor über die Reglermatrix \mathbf{F} zurückgeführt. Dadurch ergibt sich eine neue Zustandsraumdarstellung. Die ursprüngliche Eingangsgröße u setzt sich nun aus dem gewichteten Führungsvektor $\mathbf{V}\mathbf{w}$ und dem zurückgeführten Zustandsvektor $\mathbf{F}\mathbf{x}$ zusammen.

$$u = \mathbf{V}\mathbf{w} - \mathbf{F}\mathbf{x} \quad (57)$$

Einsetzen in die erste Gleichung der Zustandsraumdarstellung führt auf das folgende Ergebnis.

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{B} \otimes \mathbf{V}\mathbf{w} - \mathbf{B} \otimes \mathbf{F}\mathbf{x} = (\mathbf{A} - \mathbf{B} \otimes \mathbf{F})\mathbf{x} + \mathbf{B} \otimes \mathbf{V}\mathbf{w} \quad (58)$$

Somit ergeben sich für den geschlossenen Regelkreis die neue Systemmatrix $\mathbf{A}_g = \mathbf{A} - \mathbf{B} \otimes \mathbf{F}$ und Eingangsmatrix $\mathbf{B}_g = \mathbf{B} \otimes \mathbf{V}$. Die zweite Gleichung der Zustandsraumdarstellung bleibt unverändert.

$$\mathbf{C}_g = \mathbf{C} \quad \mathbf{D}_g = \mathbf{D} \quad (59)$$

3.1 Entwurf der Reglermatrix \mathbf{F}

Das Eigenverhalten des neuen Systems wird nun von der Systemmatrix \mathbf{A}_g bestimmt. Deren Pole können ebenfalls über die charakteristische Gleichung

$$P^*(s) = |s \cdot \mathbf{I} - \mathbf{A}_g| = 0 \quad (60)$$

berechnet werden. Somit besteht die erste Aufgabe des Reglerentwurfes darin die Filtermatrix \mathbf{F} so zu entwerfen, dass alle Pole des geschlossenen Regelkreises in der linken Halbebene liegen, wodurch die Stabilität des Systems gegeben ist. Hierfür wird der Ansatz des optimalen Zustandreglers nach dem quadratischen Gütekriterium gewählt. Das heißt, dass ein Gütekriterium I gewählt wird, welches durch die Wahl von \mathbf{F} minimiert werden muss.

$$I = \int_0^\infty (\mathbf{x}^T \mathbf{Q} \mathbf{x} + \mathbf{u}^T \mathbf{R} \mathbf{u}) dt \stackrel{!}{=} \min \quad (61)$$

Einschub wie dieses Optimierungsproblem gelöst werden kann

Die positiven Matrizen \mathbf{Q} und \mathbf{R} dienen zur Gewichtung des Zustand- und Eingangsvektors. Die Wahl der Gewichtungsmatrizen liegt bei dem Entwickler und bietet die Beeinflussung des dynamischen Verhaltens des Regelkreises. In diesem Anwendungsfall werden Diagonalmatrizen verwendet, deren Diagonalelemente über die maximal zulässigen Werte der Zustands- und Eingangsgrößen festgelegt werden.

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} (\varphi_{max})^{-2} & 0 & 0 \\ 0 & (\dot{\varphi}_{max})^{-2} & 0 \\ 0 & 0 & (\dot{\psi}_{max})^{-2} \end{pmatrix} \quad \mathbf{R} = \left((T_{Mmax})^{-2} \right) \quad (62)$$

Dadurch ergeben sich die folgenden Werte für die Reglermatrix \mathbf{F} .

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} -0,9120 & -0,0773 & -0,0001 \end{pmatrix} \quad (63)$$

Mit Hilfe der Filtermatrix kann nun die charakteristische Gleichung des geschlossenen Regelkreises gelöst werden, wodurch man die Pole des Systems erhält.

$$|s \cdot \mathbf{I} - \mathbf{A}_g| = 0 \quad \rightarrow \quad p_1 = -0.117 \quad p_{2,3} = -11.9 \pm 6.55j \quad (64)$$

Da alle Pole einen negativen Realteil besitzen ist die Stabilität des Systems nachgewiesen.

3.2 Entwurf des Vorfilters \mathbf{V}

Die zweite Aufgabe des Reglerentwurfes besteht darin das Vorfilter \mathbf{V} so zu entwerfen, dass im stationären Zustand $\dot{\mathbf{x}} = 0$ der Führungs- und Ausgangsvektor übereinstimmen.

$$\mathbf{w} = \mathbf{y} = \mathbf{C} \cdot \mathbf{x} \quad (65)$$

Im stationären Zustand gilt für die erste Gleichung der Zustandsraumdarstellung:

$$\dot{\mathbf{x}} = (\mathbf{A} - \mathbf{B} \otimes \mathbf{F})\mathbf{x} + \mathbf{B} \otimes \mathbf{V}\mathbf{w} = 0 \quad \rightarrow \quad \mathbf{x} = (\mathbf{A} - \mathbf{B} \otimes \mathbf{F})^{-1}(\mathbf{B} \otimes \mathbf{V})\mathbf{w} \quad (66)$$

Durch Einsetzen der Lösung in (65) erhält man das folgende Ergebnisse.

$$\mathbf{w} = \mathbf{C}(\mathbf{A} - \mathbf{B} \otimes \mathbf{F})^{-1}(\mathbf{B} \otimes \mathbf{V})\mathbf{w} \quad (67)$$

Aus diesem Ausdruck ist leicht zu erkennen, dass die folgende Gleichung gelten muss.

$$\mathbf{C}(\mathbf{A} - \mathbf{B} \otimes \mathbf{F})^{-1}(\mathbf{B} \otimes \mathbf{V} = \mathbf{I} \quad \rightarrow \quad \mathbf{V} = [\mathbf{C}(\mathbf{B} \otimes \mathbf{F} - \mathbf{A})^{-1}\mathbf{B}]^{-1} \quad (68)$$

Berechnet man \mathbf{V} nach der obigen Formel erhält man für das Vorfilter die folgenden Werte.

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} 0 & 3,316 \cdot 10^{-5} \end{pmatrix} \quad (69)$$

Das Verschwinden des ersten Elements des Vorfilters lässt sich damit begründen, dass das System nur bei dem Führungswert $\varphi = 0$ stabilisiert werden kann. Die erste Bewegungsgleichung

$$(I^{K/O} + I^{R/M} + m_R \cdot l_{AB}^2) \cdot \ddot{\varphi} = m_G \cdot g \cdot l_{AC} \cdot s_\varphi - C_\varphi \cdot \dot{\varphi} - I^{R/M} \cdot \ddot{\psi} \quad (70)$$

zeigt, dass durch die Gravitation ein konstantes Moment entsteht falls $\varphi \neq 0$ gilt. Somit muss der Motor eine konstante Beschleunigung der Schwungmasse erzeugen um φ auf dem Führungswert zu halten. Diese Beschleunigung bedeutet allerdings, dass der Zustand $\dot{\psi}$ divergiert und das System somit nicht stabil sein kann.

3.3 Entwurf eines kaskadierten Regelkreises

Nach dem Entwurf des stabilen Systems, ist dessen Verhalten in Abhängigkeit von dem Anfangszustand \mathbf{x}_0 von Interesse. Der Führungsvektor ist dabei konstant $\mathbf{w} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \end{pmatrix}^T$. Das bedeutet, dass die Würfelseite in der aufrechten Position stehen soll und die Schwungmasse dabei zum Stillstand kommt. Um die Endwerte für diesen Führungsvektor zu bestimmen wird die Zustandsraumdarstellung des geschlossenen Regelkreises in den Bildbereich transformiert.

$$s \cdot \mathbf{X}(s) - \mathbf{x}_0 = (s \cdot \mathbf{I} - \mathbf{A}_g)\mathbf{X}(s) \quad \rightarrow \quad \mathbf{X}(s) = (s \cdot \mathbf{I} - \mathbf{A}_g)^{-1}\mathbf{x}_0 \quad (71)$$

Mit Hilfe des Endwertsatzes

$$x(\infty) = \lim_{s \rightarrow 0} s \cdot \mathbf{X}(s) \quad (72)$$

können die Endwerte des Zustandvektors berechnet werden. Voraussetzung hierfür ist, dass die Endwerte existieren. Dies ist allerdings durch die Stabilität des Systems gegeben. Für den Fall, dass der Führungsvektor \mathbf{w} verschwindet, konvergieren die Zustandsgrößen gegen null.

$$x(\infty) = \lim_{s \rightarrow 0} s \cdot \mathbf{X}(s) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (73)$$

Allerdings zeigt eine Simulation bei $\mathbf{x}_0 = \begin{pmatrix} 5^\circ & 0 & 0 \end{pmatrix}^T$, dass lediglich der Winkel φ in kurzer Zeit gegen Null konvergiert. Die Geschwindigkeit $\dot{\psi}$ benötigt einen verhältnismäßig großen Zeitraum um abzuklingen. Das sekundäre Regelungsziel besteht darin, die nötige Zeit für die Konvergenz von $\dot{\psi}$ zu reduzieren. Da der Führungsvektor entfällt ist für das Verhalten des geschlossenen Regelkreises nur die Fundamentalmatrix von Bedeutung. Die Übertragungsmatrix beschreibt lediglich das Verhalten des Systems auf ein Eingangssignal und ist somit hier nicht relevant. Außerdem wird hier lediglich das Produkt der Ausgangsmatrix \mathbf{C} und der Fundamentalmatrix Φ betrachtet, da sich die Zustandsgröße $\dot{\varphi}$ aus dem Verlauf von φ ergibt.

$$\mathbf{C} \cdot \Phi(s) = \begin{pmatrix} \frac{2,54s^2+60,9s-1,3}{2,54s^3+60,9s^2+478s+55,1} & \frac{6,87s-2,02}{6,87s^3+165s^2+1300s+149} & \frac{-0,53}{55s^3+1320s^2+10400s+1190} \\ \frac{1720s+13900}{0,22s^3+5,16s^2+40,5s} & \frac{147s+1720}{0,22s^3+5,16s^2+40,5s+4,66} & \frac{0,22s^2+5,22s+40,6}{0,22s^3+5,16s^2+40,55s+4,66} \end{pmatrix} \quad (74)$$

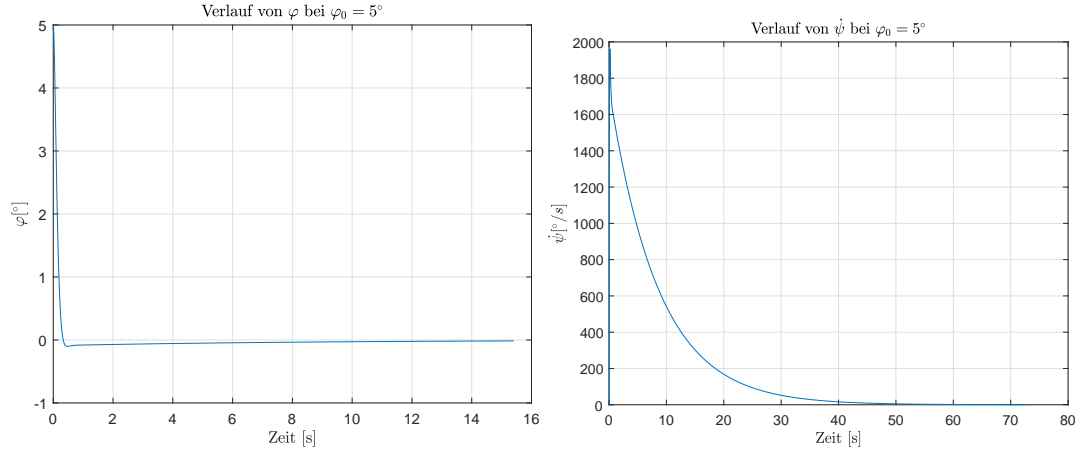


Abbildung 4: Verlauf von φ und $\dot{\psi}$, Quelle: eigene Darstellung

	φ_0		$\dot{\varphi}_0$		$\dot{\psi}_0$	
φ	$D_{1,2} = 0.078$	$D_3 = 0.155$	$D_{1,2} = 0.006$	$D_3 = 0.019$	$D_{1,2} = 4 \cdot 10^{-6}$	$D_3 = 4.5 \cdot 10^{-6}$
$\dot{\varphi}$	$D_{1,2} = 24.6$	$D_3 = 2984$	$D_{1,2} = 1.86$	$D_3 = 371$	$D_{1,2} = 0.001$	$D_3 = 8.71$

Das Zeitverhalten des geschlossenen Regelkreises wird durch die Pole vorgegeben. Diese sind in der Fundamentalmatrix enthalten. Hierbei gilt, dass ein Pol, der weit von der imaginären Achse entfernt ist zu einem schnelleren Systemverhalten führt. Bei Systemen mit mehreren Polen gibt das Dominanzmaß D_i den relativen Einfluss der Pole wieder. Hierfür werden die Teilübertragungsfunktionen bzw. Elemente der Fundamentalmatrix in Partialbrüche umgeformt.

$$G(s) = \sum_i \frac{A_i}{s - p_i} \quad (75)$$

$$D_i = \left| \frac{A_i}{p_i} \right| \quad (76)$$

Die folgende Tabelle zeigt die Dominanzmaße der drei Pole

$$p_{1,2} = -11.9 + 6.55j \quad p_3 = -0.117 \quad (77)$$

in den Elementen der Fundamentalmatrix. Diese geben wieder, wie stark Zusammenhang zwischen Ausgangsvektor und Anfangswert des Zustandsvektors von den verschiedenen Polen beeinflusst wird. Aus der Tabelle ergibt sich, dass der dominierende Pol des Systems $p_3 = -0.117$ ist. Dessen kleiner Realteil führt zu einer langsamen Eigenbewegung. Allerdings fließen das komplex konjugierte Polpaar $p_{1,2} = -11.9 \pm 6.55j$ nach wie vor in den Verlauf von φ ein. Dadurch lässt sich die relativ rasche Konvergenz von φ gegen den Endwert erklären. Der Verlauf der Zustandsgröße $\dot{\psi}$ wird allerdings von dem Pol p_3 dominiert. Das Dominanzmaß der Polpaars $p_{1,2}$ ist um mehrere Potenzen geringer und beeinflusst somit den Verlauf von $\dot{\psi}$ kaum. Dies erklärt wiederum das langsame Konvergenzverhalten von $\dot{\psi}$.

Folglich muss entweder die Lage der Pole oder deren Dominanzmaß verändert werden um die Systemdynamik zu beeinflussen. Hierfür wird eine kaskadierte Regelung verwendet, das heißt der Ausgangsvektor des geschlossenen Regelkreises wird auf den Führungsvektor zurückgeführt. Aus dem Blockschaltbild ist zu erkennen, dass für den Führungsvektor \mathbf{w} der folgende Zusammenhang gilt.

$$\mathbf{w} = \mathbf{F}' \mathbf{y} \quad (78)$$

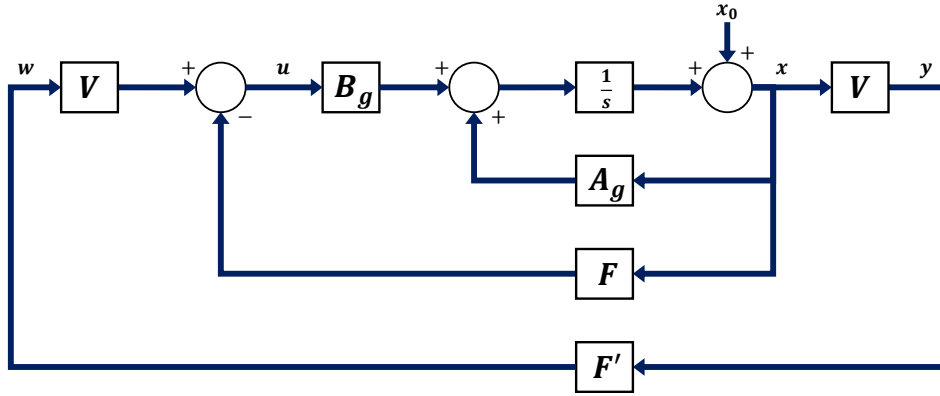


Abbildung 5: Kaskadierter Regelkreis, Quelle: eigene Darstellung

Durch Einsetzen in die erste Gleichung der Zustandsraumdarstellung ergibt sich:

$$\dot{x} = A_g x + (B_g \otimes F') y = (A_g + B_g \otimes F' \otimes C) x = A_c x \quad (79)$$

diadische Produkte beweisen, ist vlt nicht ganz richtig Die zweite Reglermatrix F' setzt sich aus zwei wählbaren und zwei Nullelementen zusammen. Der Grund dafür, dass zwei Elemente der Matrix verschwinden liegt darin, dass der Wert für φ im Führungsvektor keinen Einfluss auf das System hat, da der Vorfilter diesen nicht gewichtet.

$$F' = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ F_1 & F_2 \end{pmatrix} \quad (80)$$

Die charakteristische Gleichung des kaskadierten Regelkreises hängt von der Reglermatrix F' ab. Folglich können auch die Pole des Systems durch die Wahl der Matrixelemente beeinflusst werden.

$$P^*(s) = |s \cdot I - A_c| = s^3 + (24 + 0,29F_2)s^2 + (200 + 0,41F_2 - 0,01F_1)s + (22,0 - 22F_2 + 10^{-19}) = 0 \quad (81)$$

3Dplots zeigen, dass F1 praktisch irrelevant ist, optimales Erbenis sollte man erreichen indem man nur F2 betrachtet und den Betrag der Pole+Dominanzmaß mit dem Stabilitätsrand vergleicht, optimale Lösung ist die Kombination aus maximalen Betrag aller Pole die nach wie vor stabil sind, Frage ob das noch praktisch analysierbar zu lösen ist oder man einfach das Optimum aus den Plots rausnimmt

Die folgenden Darstellung zeigen den Verlauf der Zustandsgrößen bei $\mathbf{x}_0 = \begin{pmatrix} 5^\circ & 0 & 0 \end{pmatrix}^T$ des kaskadierten Regelkreises. Für die zweite Reglermatrix wurden die Werte $F_1 = 0$ und $F_2 = -17$ verwendet.

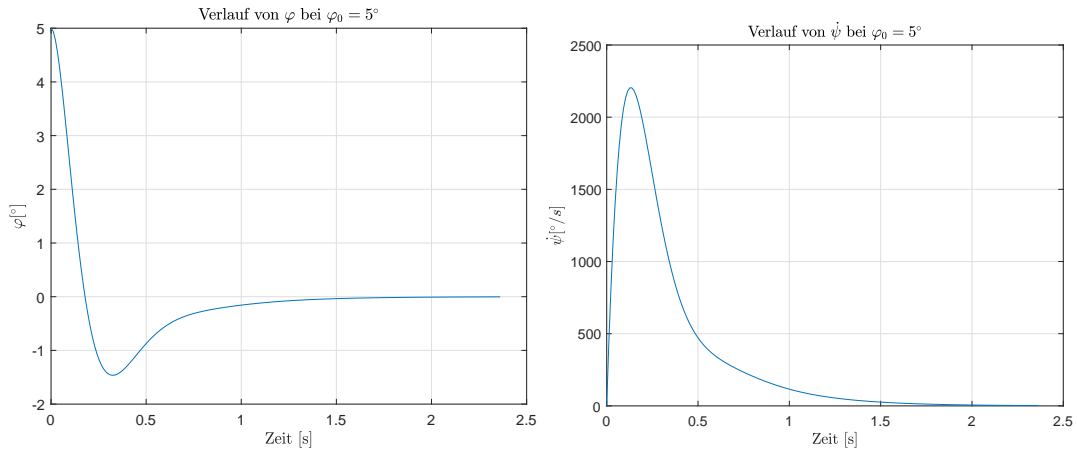


Abbildung 6: Verlauf von φ und $\dot{\psi}$, Quelle: eigene Darstellung

3.4 Einfluss des digitalen Reglers

Bisher wurde der Regelkreis als zeitkontinuierliches System betrachtet. Allerdings wird der Regler selbst mit Hilfe eines Digitalrechners implementiert. Deshalb werden in diesem Abschnitt die Einflüsse der diskreten Systeme auf den Regelkreis untersucht und anschließend Methoden erläutert um den diskreten Regelkreis zu analysieren.

Der Rechner erfasst den Verlauf des Zustandsvektors an äquidistanten Zeitpunkten $k \cdot T$. Dies entspricht einem δ -Abtaster der die kontinuierliche Funktion des Zustandvektors in die Zahlenfolge $\mathbf{x}(k)$ überführt. Auch der Verlauf des Eingangssignales $u(t)$ wird durch den Rechner beeinflusst. Der Stellwert des Regelkreises wird an den Abtastzeitpunkten berechnet und ist somit eine Zahlenfolge. Um diese in eine kontinuierliche Funktion zu überführen wird ein Halteglied nullter Ordnung verwendet. Dadurch entsteht eine Treppenfunktion, deren Wert an den Abtastzeitpunkten aktualisiert wird. Das Verhalten des Haltegliedes wird von der folgenden Übertragungsfunktion beschrieben.

$$H_0(s) = \frac{1 - e^{T \cdot s}}{s} \quad (82)$$

Die Analyse von kontinuierlichen Systemen wird durch die Laplace-Transformation stark erleichtert. Für diskrete Systeme stellt die z-Transformation das diskrete Analogon dar. Allerdings muss der vollständige Regelkreis als diskretes System dargestellt werden um die z-Transformation anwenden zu können. Das heißt, dass die Bewegung der Würfelseite, welche ein kontinuierliches System darstellt, mit Hilfe von Differenzengleichungen beschrieben werden muss. Dadurch besteht eine diskrete Beschreibung des gesamten Regelkreises, wodurch die z-Transformation zur Analyse genutzt werden kann.

Die Modellierung des kontinuierlichen Systems erfolgt mit Hilfe der Zustandsraumdarstellung. Diese kann auch für diskrete Systeme formuliert werden, welche sich aus Differenzengleichungen erster Gleichung zusammensetzt. Das heißt bei den Eingangs-, Zustands- und Ausgangsvektor handelt es

sich nicht mehr um kontinuierliche Zeitfunktionen sondern um diskrete Zahlenfolgen.

Die Matrizen \mathbf{A}_d , \mathbf{B}_d , \mathbf{C}_d und \mathbf{D}_d stellen die diskrete System-, Eingangs-, Ausgangs- und Durchgangsmatrix dar. Somit kann das kontinuierliche System in ein diskretes überführt werden, wenn der Zusammenhang der Matrizen der kontinuierlichen und diskreten Zustandsraumdarstellung hergestellt wurde. Hierfür soll zunächst die Lösung des kontinuierlichen Zustandsvektors $\mathbf{x}(t)$ betrachtet werden.

$$\mathbf{x}(t) = e^{\mathbf{A}t} \mathbf{x}(t_0) + \int_0^t e^{\mathbf{A}(t-\tau)} \mathbf{B} \mathbf{u}(\tau) d\tau \quad (83)$$

Der Verlauf zwischen zwei Abtastzeitpunkten $(k+1)T$ und kT wird berechnet indem $t_0 = kT$ und $t = (k+1)T$ gilt.

$$\begin{aligned} \mathbf{x}(t) &= e^{\mathbf{A}(k+1)T} \mathbf{x}(kT) + \int_{kT}^{(k+1)T} e^{\mathbf{A}([k+1]T-\tau)} \mathbf{B} \mathbf{u}(\tau) d\tau \\ &= e^{\mathbf{A}(k+1)T} \mathbf{x}(kT) + e^{\mathbf{A}T} \int_0^T e^{\mathbf{A}(kT-\tau)} \mathbf{B} \mathbf{u}(\tau) d\tau \end{aligned} \quad (84)$$

Für die Lösung des Integrals muss der Verlauf von \mathbf{u} bekannt sein. Das Halteglied nullter Ordnung führt die diskrete Zahlenfolge der Stellgröße in eine Treppenfunktion über. Das heißt \mathbf{u} ist im Verlauf einer Abtastperiode konstant.

$$\mathbf{u}(kT + t) = \mathbf{u}(kT) \quad | \quad 0 \leq t < T \quad (85)$$

Somit folgt für die Lösung der Gleichung:

$$\mathbf{x}([k+1]T) = e^{\mathbf{A}T} \mathbf{x}(kT) + e^{\mathbf{A}T} (\mathbf{I} - e^{-\mathbf{A}T}) \mathbf{A}^{-1} \mathbf{B} \mathbf{u}(kT) \quad (86)$$

Diese Lösung stellt den Zusammenhang zwischen den kontinuierlichen Differentialgleichungen und der diskreten Differenzengleichung dar. Vergleicht man die obige Lösung mit der der kontinuierlichen Form lassen sich die folgenden Zusammenhänge ablesen.

$$\mathbf{A}_d = e^{\mathbf{A}T} \quad \mathbf{B}_d = (e^{\mathbf{A}T} - \mathbf{I}) \mathbf{A}^{-1} \mathbf{B} \quad (87)$$

Mit der Definition

$$\mathbf{S} = T \sum_{v=0}^{\infty} \mathbf{A}^v \frac{T^v}{(v+1)!} \quad (88)$$

kann die Definition vereinfacht und die Berechnung der inversen Matrix vermieden werden.

$$\mathbf{A}_d = \mathbf{I} + \mathbf{S} \mathbf{A} \quad \mathbf{B}_d = \mathbf{S} \mathbf{B} \quad (89)$$

Somit beschreibt die Matrix \mathbf{S} einerseits den Einfluss des Halteglieds auf den Regelkreis, andererseits ermöglicht sie die Überführung in eine diskrete Darstellung. Diese besteht aus einem System von Differenzengleichungen erster Ordnung. Die Lösung des Zustandsvektors ist somit eine Zahlenfolge.

$$\begin{aligned} \mathbf{x}(1) &= \mathbf{A}_d \mathbf{x}(0) + \mathbf{B}_d \mathbf{u}(0) \\ &\vdots \\ \mathbf{x}(k) &= \mathbf{A}_d^k \mathbf{x}(0) + \sum_{j=0}^{k-1} \mathbf{A}_d^{k-j-1} \mathbf{B}_d \mathbf{u}(j) \end{aligned} \quad (90)$$

Diese setzt sich ebenfalls aus einer homogenen und partikulären Lösung zusammen. Der Vergleich mit

der kontinuierlichen Lösung liefert die folgenden Definitionen für die diskrete Fundamentalmatrix Φ .

$$\Phi(k) = \mathbf{A}_d^k \quad (91)$$

$$\mathbf{x}(k) = \Phi(k)\mathbf{x}(0) + \sum_{j=0}^{k-1} \Psi(k-j-1)\mathbf{B}_d\mathbf{u}(j) \quad (92)$$

$$\mathbf{y}(k) = \mathbf{C}\Phi(k)\mathbf{x}(0) + \mathbf{C}_d \sum_{j=0}^{k-1} [\Phi(k-j-1)\mathbf{B}_d\mathbf{u}(j)] + \mathbf{D}_d\mathbf{u}(k) \quad (93)$$

Die Berechnung der Fundamental- und Übertragungsmatrix kann ebenfalls im Bildbereich berechnet werden. Hierfür wird nun die z-Transformation angewandt.

$$\begin{aligned} z\mathbf{X}(z) - z\mathbf{x}(0) &= \mathbf{A}_d\mathbf{X}(z) + \mathbf{B}_d\mathbf{U}(z) \\ \mathbf{X}(z)(z \cdot \mathbf{I} - \mathbf{A}_d) &= z \cdot \mathbf{x}(0) + \mathbf{B}_d\mathbf{U}(z) \\ \mathbf{X}(z) &= (z \cdot \mathbf{I} - \mathbf{A}_d)^{-1} z \cdot \mathbf{x}(0) + (z \cdot \mathbf{I} - \mathbf{A}_d)^{-1} \mathbf{B}_d\mathbf{U}(z) \end{aligned} \quad (94)$$

Der Vergleich mit den Laplace-Transformierten Lösungen der kontinuierlichen Funktionen liefert die folgenden Definitionen.

$$\Phi(z) = (z \cdot \mathbf{I} - \mathbf{A}_d)^{-1} \cdot z \quad (95)$$

$$\mathbf{G}(z) = \mathbf{C}_d(z \cdot \mathbf{I} - \mathbf{A}_d)^{-1} \mathbf{B}_d + \mathbf{D}_d \quad (96)$$

Auch die charakteristische Gleichung und somit die Pole des Systems können mit Hilfe der z-Transformierten der Zustandsraumdarstellung bestimmt werden.

$$|z \cdot \mathbf{I} - \mathbf{A}_d| = 0 \quad (97)$$

Somit stehen nun äquivalente Methoden zur Untersuchung von diskreten Systemen bereit. Weshalb im nächsten Schritt der Zusammenhang zwischen den Polen z_i des diskreten Systems und dessen Stabilitäts- bzw. Zeitverhalten hergestellt werden soll.

Die Herleitung der z-Transformation basiert auf der folgenden Substitution.

$$z = e^{T \cdot s} \quad | \quad s = \sigma + \omega j \quad (98)$$

Wobei die Position von z in der imaginären Zahlenebene mit Hilfe von Polarkoordinaten beschrieben wird. $|z|$ beschreibt dabei den Abstand des Punktes zum Ursprung und ψ beschreibt den Winkel zwischen dem Punkt und der reellen Achse entgegen des Uhrzeigersinnes. Die Koordinaten werden über den folgenden Zusammenhang berechnet.

$$|z| = e^{T \cdot \sigma} \quad \phi = \omega \cdot T \quad (99)$$

Die Stabilität eines kontinuierlichen Systems ist gegeben, wenn die Realteile σ_i seiner Pole s_i negativen sind. Daraus folgt, dass

$$|z_i| = e^{T \cdot \sigma_i} \stackrel{!}{<} 1 \quad | \quad \sigma_i \stackrel{!}{<} 0 \quad (100)$$

gelten muss. Das Zeitverhalten eines kontinuierlichen Systems wird von dem Abstand seiner Pole zu der imaginären Achse definiert. Hierbei gilt je kleiner der Realteil eines stabilen Pols ist, desto schneller konvergiert das System gegen seinen Endwert. Folglich führen diskrete Pole mit kleinen Beträgen zu einem schnellerem System.

Die zweite Koordinate der diskreten Pole wird durch den Imaginärteil der Variable s definiert. Bei

einem komplex konjugierten Polpaar definieren diese die Eigenfrequenz des Systems. Allerdings lässt sich diese nicht eindeutig aus der Abbildung der diskreten Polen z_i in der Zahlenebene rekonstruieren, da nach

$$\psi = \omega \cdot T \tag{101}$$

unendliche viele Punkte in der s-Ebene der Position des diskreten Pols entsprechen.

4 Sensorik

Für die Berechnung des Regelkreises müssen die Zustandsgrößen erfasst werden, deshalb beschäftigt sich der folgende Abschnitt mit der verwendeten Sensorik und derer Auswertung. Hierfür müssen die Sensoren in das mechanische Modell eingebunden werden um Messkennlinien zu bestimmen. Hierbei zeigt sich, dass mehrere Möglichkeiten bestehen die verschiedenen Größen zu ermitteln. Eine Vorarbeit hat gezeigt, dass diese von unterschiedlichen Störungen betroffen sind, weshalb Methoden erarbeitet werden müssen um einen qualitativen Vergleich zu ermöglichen.

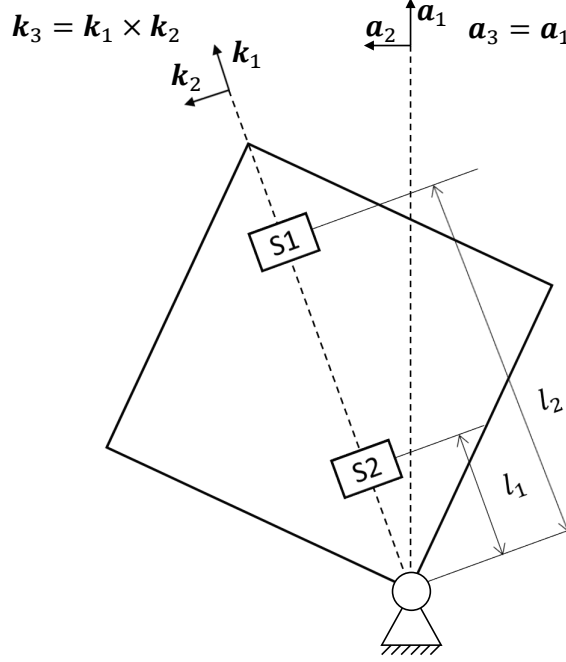


Abbildung 7: Anordnung der Sensoren an der Würfelseite, Quelle: eigene Darstellung

An der Würfelseite sind zwei MPU6050-ICs angebracht, um die Größen φ , $\dot{\varphi}$ und $\ddot{\varphi}$ zu messen. Die ICs verfügen über einen Beschleunigungs- und Drehratensensor, welche jeweils Messwerte in Richtung von drei Achsen liefern. Zuerst müssen Messkennlinien ermittelt werden. Das heißt die Messwerte der Sensoren werden mit Hilfe des mechanischen Modells in Zusammenhang mit den Messgrößen φ , $\dot{\varphi}$ und $\ddot{\varphi}$ gebracht.

Die Messwerte der Drehratensensoren entsprechen der Winkelgeschwindigkeit der Würfelseite im körperfesten Bezugssystem K .

$$\omega_{S_i} = \begin{pmatrix} \omega_x^{S_i} \\ \omega_y^{S_i} \\ \omega_z^{S_i} \end{pmatrix} = {}^K ({}^A \omega^K) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\varphi} \end{pmatrix} \quad (102)$$

Somit sind nur die Komponenten in Richtung der Z-Achse von Bedeutung. Diese werden als Messwerte y_i definiert.

$$y_i \equiv \omega_z^{S_i} \quad y_i = \dot{\varphi} \quad (i = 1, 2) \quad (103)$$

Die Ausgabewerte \mathbf{a}_{S_i} der Beschleunigungssensoren setzt sich, nach dem idealisierten Modell, aus zwei Termen zusammen. Der erste Term entspricht der Beschleunigung der Sensoren im raumfesten Bezugssystem A , welche gleich der zweiten Ableitung des Ortsvektors \mathbf{s}_i der Sensoren mit Respekt zu A ist.

$$\begin{aligned}
{}^A\mathbf{a}^{S_i} &= \frac{{}^Ad {}^A\mathbf{v}^{S_i}}{dt} = \frac{{}^Ad}{dt} ({}^A\boldsymbol{\omega}^K \times \mathbf{s}_i) = \frac{{}^Ad {}^A\boldsymbol{\omega}^K}{dt} \times \mathbf{s}_i + {}^K\boldsymbol{\omega}^{S_i} \times \frac{{}^Ad\mathbf{s}_i}{dt} \\
&= {}^K\boldsymbol{\alpha}^{S_i} \times \mathbf{s}_i + {}^A\boldsymbol{\omega}^K \times ({}^A\boldsymbol{\omega}^K \times \mathbf{s}_i) \\
&= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \ddot{\varphi} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} l_i \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\varphi} \end{pmatrix} \times \left(\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\varphi} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} l_i \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right) = \begin{pmatrix} -\dot{\varphi}^2 \cdot l_i \\ \ddot{\varphi} \cdot l_i \\ 0 \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{104}$$

Der zweite Term wird von der Gravitation beeinflusst. Das heißt er entspricht der Darstellung des Erdbeschleunigungsvektors im körperfesten Bezugssystem K .

$$\mathbf{g} = {}^A\mathbf{P}^K \cdot \begin{pmatrix} -g \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -g \cdot c_\varphi \\ g \cdot s_\varphi \\ 0 \end{pmatrix} \tag{105}$$

Somit ergeben sich die folgenden Zusammenhänge für die Anzeigewerte \mathbf{a}_{S_i} der Beschleunigungssensoren, welche wiederum als Messwerte y_3, \dots, y_6 definiert werden.

$$\mathbf{a}_{S_i} = \begin{pmatrix} \ddot{x}_{S_i} \\ \ddot{y}_{S_i} \\ \ddot{z}_{S_i} \end{pmatrix} = {}^K ({}^A\mathbf{a}^{S_i} + \mathbf{g}) = \begin{pmatrix} -\dot{\varphi}^2 \cdot l_i - g \cdot c_\varphi \\ \ddot{\varphi} \cdot l_i + g \cdot s_\varphi \\ 0 \end{pmatrix} \tag{106}$$

$$\begin{aligned}
y_3 &\equiv a_x^{S_1} & y_3 &= -\dot{\varphi}^2 \cdot l_1 - g \cdot c_\varphi \\
y_4 &\equiv a_x^{S_2} & y_4 &= -\dot{\varphi}^2 \cdot l_2 - g \cdot c_\varphi \\
y_5 &\equiv a_y^{S_1} & y_5 &= \ddot{\varphi} \cdot l_1 + g \cdot s_\varphi \\
y_6 &\equiv a_y^{S_2} & y_6 &= \ddot{\varphi} \cdot l_2 + g \cdot s_\varphi
\end{aligned} \tag{107}$$

4.1 Untersuchung der Messsysteme für $\dot{\varphi}$

Die Winkelgeschwindigkeit der Würfelseite kann mit Hilfe der beiden Drehratensensoren gemessen werden. Da zwei dieser Sensoren verwendet werden kann ein dritter Messwert definiert werden, welcher der Mittlung der beiden Sensorwerte entspricht.

$$\begin{aligned}
y_1 &\equiv \omega_z^{S_1} y_1 = \dot{\varphi} \\
y_2 &\equiv \omega_z^{S_2} y_2 = \dot{\varphi} \\
y_3 &\equiv \frac{y_1 + y_2}{2} y_3 = \dot{\varphi}
\end{aligned} \tag{108}$$

Die drei Messsysteme besitzen die selbe Kennlinie und somit identische Empfindlichkeit, weshalb diese nicht als Bewertungskriterium verwendet werden kann. Allerdings können die Messwerte in der Ruhelage über einen Zeitraum T aufgenommen werden. In dieser Messreihe verschwindet der Wert der Messgröße $\dot{\varphi} = 0$. Deshalb handelt es sich bei den gemessenen Werten um reine Rauschsignale, derer Effektivwerte bestimmt werden können. Diese sollen als erstes Bewertungskriterium verwendet werden. Aus der Messreihe über $n = 8096$ Werte bei einer Abtastfrequenz $f_a = 50\text{Hz}$ ergeben sich

die folgenden Effektivwerte.

$$\begin{aligned}
R_1^{Eff} &= \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n y_1(k)^2} = 0.0010 \\
R_2^{Eff} &= \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n y_2(k)^2} = 0.0010 \\
R_3^{Eff} &= \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n y_3(k)^2} = 0.0007
\end{aligned} \tag{109}$$

Der Effektivwert des Rauschens wird durch die Mittelung der beiden Sensorwerte minimiert. Deshalb wird der Messwert y_3 zur Bestimmung von $\dot{\varphi}$ verwendet.

4.2 Ermittlung von φ

Zuerst sollen die Möglichkeiten zur Bestimmung von φ näher untersucht werden. Die Kennlinien der Beschleunigungssensoren zeigen, dass die momentane Ausrichtung der Würfelseite deren Anzeigewerte beeinflusst. Allerdings hängen die Beschleunigungswerte von weiteren Messgrößen ab, weshalb ein einzelner Wert nicht ausreicht um den Winkel φ zu berechnen. Allerdings kann durch die gewichtete Differenz zweier Beschleunigungswerte der Einfluss der Winkelgeschwindigkeit und -beschleunigung eliminiert werden.

$$\begin{aligned}
y_9 &\equiv y_3 - \frac{l_1}{l_2} y_4 y_9 = -g \cdot c_\varphi \cdot \left(1 - \frac{l_1}{l_2}\right) \\
y_{10} &\equiv y_5 - \frac{l_1}{l_2} y_6 y_{10} = g \cdot s_\varphi \cdot \left(1 - \frac{l_1}{l_2}\right) \\
y_{11} &\equiv \frac{y_{10}}{y_{11}} y_{11} = -\tan(\varphi)
\end{aligned} \tag{110}$$

Als erstes Beurteilungskriterium werden die Empfindlichkeiten der Messsysteme verwendet, welche sich durch die partielle Ableitung der Kennlinien nach der Messgröße ergeben.

$$\begin{aligned}
S_9(\varphi) &= \frac{\partial y_9}{\partial \varphi} = g \cdot s_\varphi \cdot \left(1 - \frac{l_1}{l_2}\right) \\
S_{10}(\varphi) &= \frac{\partial y_{10}}{\partial \varphi} = g \cdot c_\varphi \cdot \left(1 - \frac{l_1}{l_2}\right) \\
S_{11}(\varphi) &= \frac{\partial y_{11}}{\partial \varphi} = -\tan(\varphi)^2 - 1
\end{aligned} \tag{111}$$

In der Abbildung ist deutlich zu erkennen, dass der Messwert y_{10} die höchste Empfindlichkeit besitzt. Hieraus folgt, dass bereits kleine Änderung der Messgröße zu einer deutlichen Änderung des Messwertes führen. Folglich ist zu erwarten, dass das Signal-Rausch-Verhältnis mit zunehmender Empfindlichkeit größer wird. Um die Signal-Rausch-Verhältnisse der Messsysteme zu bestimmen, wird die Würfelseite in einer bekannten Ausrichtung fixiert. Dadurch entsteht ein stationärer Prozess und es kann angenommen werden, dass der Mittelwert des Signales dem Nutzsignal entspricht. Die folgende Abbildung zeigt den Verlauf der Messgröße φ aus den drei Messsystemen.

Die resultierenden Signal-Rausch-Verhältnisse sind:

$$SNR(y_9) = 20.57dB \quad SNR(y_{10}) = 31.21dB \quad SNR(y_{11}) = 31.50dB \tag{112}$$

Hier zeigt sich, dass das SNR von y_{11} trotz niedriger Empfindlichkeit am höchsten ist. Einen mögliche Ursache hierfür ist, dass es sich bei dem Rauschen nicht um rein zufällige Signale handelt

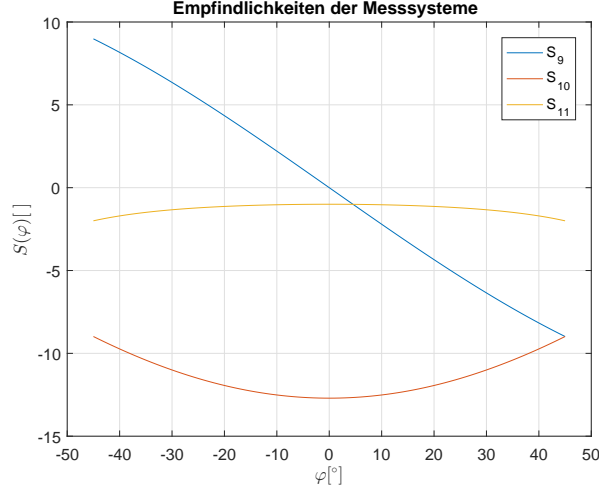


Abbildung 8: Empfindlichkeiten für φ , Quelle: eigene Darstellung

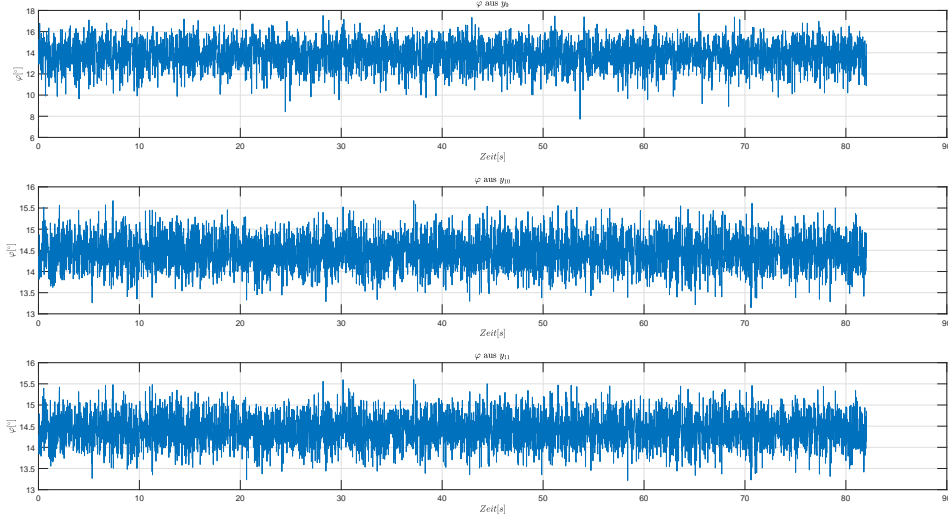


Abbildung 9: Signal-Rausch-Verhältnis der φ -Messsysteme, Quelle: eigene Darstellung

sondern diese von Störeinflüssen wie z.B. der Temperatur abhängen. Die Temperatur fließt nach Hersteller als weitere Proportionalität in die Kennlinie ein und wird somit durch die Division zweier mehrere Messwerte gekürzt. Weshalb die Division der beiden Messwerte zu einem verbesserten Signal-Rausch-Verhältnis führt. In einer Vorarbeit hat sich herausgestellt, dass die Winkelschätzung aus den Beschleunigungssensoren bei hochfrequenten Anregungen von starken Störungen betroffen sind. Deshalb wird neben den Beschleunigungssensoren kann der Winkel φ auch aus den integrierten Winkelgeschwindigkeiten berechnet werden. Somit ergeben sich die beiden Schätzungen für den Winkel φ .

$$\varphi_A = -atan(y_{11}) \quad \varphi_G = \int y_3 dt \quad (113)$$

Um die bereits angesprochen Störungen der Beschleunigungssensoren bei hochfrequenter Anregung zu untersuchen werden im nächsten Schritt Schwingversuche durchgeführt. Hierfür wird die Würfelseite als gewöhnliches Pendel aufgehängt, wodurch sich das Vorzeichen des Gravitationsmomentes ändert. Somit ergibt sich die folgende Zustandsraumdarstellung.

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{x} + \mathbf{B} \cdot \mathbf{u} \quad (114)$$

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ \frac{-m_G \cdot g \cdot l_C}{I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2} & \frac{-C_\varphi}{I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2} & \frac{C_\psi}{I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2} \\ \frac{m_G \cdot g \cdot l_C}{I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2} & \frac{C_\varphi}{I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2} & \frac{C_\psi}{I^{G/O}(I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2)} \end{pmatrix} \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2} \\ \frac{I^{G/O}}{I^{R/M}(I^{K/O} + m_r \cdot l_M^2)} \end{pmatrix} \quad (115)$$

$$\mathbf{y} = \begin{pmatrix} \varphi \end{pmatrix} \quad (116)$$

$$\mathbf{y} = \mathbf{C} \cdot \mathbf{x} + \mathbf{D} \cdot \mathbf{u} \quad (117)$$

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \mathbf{D} = \begin{pmatrix} 0 \end{pmatrix} \quad (118)$$

Mit Hilfe der Zustandsraumdarstellung kann die Übertragungsfunktion $G(s)$ im Bildbereich berechnet werden.s

5 Herleitung/Interpretation Fourier-Spektren

Die Beurteilung der dynamischen Störungen erfolgt über eine Spektralanalyse. Hierfür wird die DFT der Messgrößen berechnet. Um die Interpretation der DFT-Spektren zu ermöglichen, wird zuerst der Zusammenhang der DFT und der Fourier-Transformation des zu Grunde liegendem Signal hergeleitet. Die Fourier-Transformation basiert auf der Theorie, dass alle zeitkontinuierlichen Signale aus einer Summe von harmonischen Schwingungen synthetisiert werden können. Der Betrag der Fourier-Transformation gibt die Amplituden der beteiligten Schwingungen wieder. Nun ergibt sich die Frage wie das Spektrum eines zeitdiskreten Signals, das über einen begrenzten Zeitraum abgetastet wird, berechnet werden kann. Hierfür wird zunächst die komplexe harmonische Schwingung x_n mit der Frequenz f betrachtet, welche mit einer Frequenz f_a ($T_a = 1/f_a$) abgetastet wird. Mit Hilfe der normierten Kreisfrequenz $\Omega = 2 \cdot \pi \cdot f/f_a$, welche das Verhältnis der Schwingungsfrequenz und der Abtastrate darstellt, ergibt sich die folgende Funktion für x_n .

$$x_n = e^{j \cdot 2 \cdot \pi \cdot n \cdot \frac{f}{f_a}} = e^{j \cdot n \cdot \Omega} \quad (119)$$

Wenn nun ein System, welches die diskrete Impulsantwort h_n besitzt, von dem Signal x_n angeregt wird, ergibt sich der folgende Zusammenhang für dessen Ausgangssignal y_n .

$$y_n = h_n * x_n = \sum_{k=-\infty}^{\infty} h_k \cdot e^{j \cdot \Omega \cdot (n-k)} = e^{j \cdot n \cdot \Omega} \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} h_k \cdot e^{-j \cdot \Omega \cdot k} \quad (120)$$

Hieraus folgt, dass die Antwort eines Systems auf eine diskrete harmonische Schwingung als Produkt der Schwingung mit dem Term $\sum h_k \cdot e^{-j \cdot \Omega \cdot k}$. Dieser kann somit als Systemverstärkung einer komplexen Eingangsschwingung mit der normierten Frequenz Ω interpretiert werden. Diese Systemeigenschaft entspricht der Aussage der gewöhnlichen Fourier-Transformierten einer zeitkontinuierlichen Übertragungsfunktion. Deshalb gilt für die DTFT (Discrete-Time-Fourier-Transform) eines Signals x_n :

$$X_{DTFT}(\Omega) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x_k \cdot e^{-j \cdot \Omega \cdot k} \quad (121)$$

Hierbei ist zu beachten, dass die DTFT lediglich in Abhängigkeit der normierten Kreisfrequenz Ω berechnet werden kann. Dies ist eine Folge der Abtastung, da das zeitdiskrete Signal x_n keine Information über den zeitlichen Abstand seiner Stützstellen enthält. Somit können auch die absoluten Frequenzen des Spektrums nur mit Hilfe der Abtastrate f_a rekonstruiert werden. Für den Zusammenhang zwischen dem FT-Spektrum $X(j\omega)$ des ursprünglichen, zeitkontinuierlichen Signal und dem DTFT-Spektrum $X_{DTFT}(\Omega)$ des zeitdiskreten Signales :

$$\frac{1}{f_a} X_{DTFT}\left(\frac{\omega}{f_a}\right) = X(j\omega) \quad (122)$$

Die Problematik der DTFT liegt darin, dass es sich zwar um ein zeitdiskretes Signal handelt, dieses aber nach wie vor über einen unendlichen Wertebereich definiert ist. D.h. es liegt eine geschlossene Funktion vor. Somit ermöglicht die DTFT nicht die Berechnung der Spektralanteile eines Signales, dessen Abtastwerte nur über einen begrenzten Zeitraum bekannt ist. Zusätzlich ist die DTFT selbst eine kontinuierliche Funktion und somit nur schwierig auf digitalen Rechnern umsetzbar. Deshalb soll nun erläutert werden wie ein diskretes Spektrum eines abgetasteten Signals, welches nur über einen begrenzten Zeitraum definiert ist, berechnet werden kann. Hierfür wird das Signal \hat{x}_n betrachtet, welches für die ersten N Abtastwerte der komplexen harmonischen Schwingung x_n entspricht und

anschließend verschwindet.

$$\hat{x}_n = \begin{cases} x_n & n \in [0; N-1] \\ 0 & n \notin [0; N-1] \end{cases} \quad (123)$$

Somit ergibt sich für die DTFT von \hat{x}_n :

$$\hat{X}_{DTFT}(\Omega) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \hat{x}_k \cdot e^{-j \cdot k \cdot \Omega} = \sum_k^{N-1} x_k \cdot e^{-j \cdot k \cdot \Omega} \quad (124)$$

Wird nun die DTFT wiederum über N Werte diskretisiert erhält man als Ergebnisse die diskrete Fourier-Transformation (DFT).

$$X_{DFT}(m) = \sum_{k=0}^{N-1} x_k \cdot e^{-j \cdot k \cdot \Omega_m} \quad \Omega_m = \frac{2 \cdot \pi \cdot m}{N} \quad (125)$$

Bei der Herleitung der DFT wird ersichtlich, dass das berechnete Spektrum nicht dem des zeitdiskreten Signales x_n entspricht, sondern dem Spektrum von x_n multipliziert mit einem Rechteckimpuls, dessen Breite dem Beobachtungszeitraum entspricht. Die Auswirkungen dieser Fensterung auf das DFT-Spektrum werden als Leakage-Effekte bezeichnet. Da für gewöhnlich Informationen über das Spektrum des ursprünglichen, zeitkontinuierlichen Signals gesucht sind müssen einerseits die Leakage-Effekte minimiert werden und der Zusammenhang zwischen FT-Spektrum und DFT-Spektrum hergestellt werden. Falls ein periodisches Signal $x(t)$ wird über einen Zeitraum T beobachtet wird und T kein Vielfaches der Periodenlänge des Signales ist so entstehen Signalsprünge am Ende der Beobachtung. Diese Sprünge führen zu spektrale Überlappungen, welche wiederum das DFT-Spektrum verfälschen. Deshalb ist der Beobachtungszeitraum mit der Schwingung eines periodischen Signales zu synchronisieren. Des weiteren können Leakage-Effekte minimiert werden indem ein möglichst großer Beobachtungszeitraum gewählt wird. Ist dies der Fall gilt folgender Zusammenhang für Spektralanteile, welche keinen unendlichen Wert besitzen.

$$X_{DFT}(m) \approx f_a \cdot X(j \cdot m \cdot \Delta\omega) \quad \Delta\omega = 2 \cdot \pi \cdot \frac{f_a}{N} \quad (126)$$

Falls das Spektrum $X(j \cdot \omega)$ an der Stelle $m \cdot \Delta\omega$ einen Dirac-Impuls-Anteil besitzt so gilt für den komplexen Fourierkoeffizienten c_k des Signales an dieser Frequenz:

$$X_{DFT}(m) = N \cdot c_k \quad (127)$$

6 3D-Modell

Das nächste Ziel besteht darin ein Regelungskonzept zu entwickeln, welches das Balancieren des Würfels auf einer Ecke ermöglicht. Hierfür werden drei Motor verwendet, wodurch das gesamte System über sechs Freiheitsgrade verfügt. Die Vorgehensweise erfolgt analog zu dem Reglerentwurf der Würfelseite. Somit besteht der erste Schritt in dem Entwurf eines mechanischen Modells, welches wiederum zu einer Zustandsraumdarstellung führt, die als Grundlage für den Reglerentwurf verwendet wird. Zu Beginn dieses Kapitels werden die Systemparameter vorgestellt, deren Bestimmung diskutiert und erste Annahmen getroffen um die weitere Modellbildung zu vereinfachen. Im zweiten Abschnitt wird die Kinematik des Systems untersucht. Hierbei werden zunächst die nötigen Bezugssysteme und generalisierten Koordinaten definiert, die anschließend für die Bestimmung der generalisierten und partiellen Geschwindigkeiten benötigt werden. Der nächste Abschnitt widmet sich der Kinematik. Hierunter fallen sowohl die wirkenden Kräfte und die draus resultierenden Drehmomente als auch die Trägheitsmomente der Körper. Daraus werden die generalisierten Kräfte und Trägheitskräfte ermittelt, welche nach Kanes Gleichungen auf die Bewegungsgleichungen führen. Diese werden anschließend in eine Zustandsraumdarstellung überführt. Im letzten Abschnitt wird Kanes Methodik mit an Hand des gegebenen Beispiels mit den Lagrange-Formalismus verglichen.

6.1 Systemparameter

Zunächst soll die Parameter des mechanischen Systems vorgestellt und diskutiert werden. Das System setzt sich aus drei Schwungmassen und dem Würfelfkörper. Unter dem Würfelfkörper ist das Würfelgehäuse inklusive der montierten Motoren, Sensoren und Elektrik zu verstehen und wird mit K bezeichnet. Bei der Herleitung der Bewegungsgleichungen wird die Annahme getroffen, dass der Würfelfkörper nicht translativ bewegt wird, sondern lediglich um Punkt O rotiert. Der Punkt O ist hierbei die Ecke auf welcher der Würfel balanciert. Des weiteren beschreiben alle Ortsvektoren den Vektor von O zu dem jeweiligen Zielpunkt. Die drei Schwungmassen R_i sind mit jeweils einem rotatorischem Freiheitsgrad auf den Motorwellen gelagert. Die Position der Lagerung wird mit M_i bezeichnet und fällt auf Grund des symmetrischen Aufbau der Schwungmassen mit deren Schwerpunkt zusammen. Die Massen m_R und Trägheitstensoren $\mathbf{I}^{Ri/Mi}$ der Schwungmassen werden mit Hilfe der CAD-Anwendung ermittelt, wobei die Trägheitstensoren relativ zu den Punkten M_i berechnet werden.

$$m_R = 0,155[kg] \quad (128)$$

Die Trägheitstensoren werden dabei aus der Perspektive des körperfesten Bezugssystem K ermittelt, welches in den folgenden Abschnitt näher erläutert wird. Für den Tensor der Schwungmasse R_1 ergibt sich der folgende Wert.

$$\mathbf{I}^{R1/M1} = \begin{pmatrix} 3,358 \cdot 10^{-4} & 2,641 \cdot 10^{-11} & 0 \\ 2,651 \cdot 10^{-11} & 1,961 \cdot 10^{-4} & 4,527 \cdot 10^{-9} \\ 0 & 4,527 \cdot 10^{-9} & 1,691 \cdot 10^{-4} \end{pmatrix} [kg \cdot m^2] \quad (129)$$

Hieran ist zu erkennen, dass die Vektorbasis des Bezugssystem K nahezu den Haupträgheitsachsen der Schwungmasse entspricht, da die Deviationsmomente um die Größenordnung 10^5 kleiner als die Haupträgheitsmomente sind. Deshalb wird bei der folgenden Untersuchung die Annahme getroffen,

dass die Deviationsmomente vernachlässigt werden können.

$$\begin{aligned}
\mathbf{I}^{R1/M1} &= \begin{pmatrix} I_{11}^{R1} & 0 & 0 \\ 0 & I_{22}^{R1} & 0 \\ 0 & 0 & I_{33}^{R1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 3,358 \cdot 10^{-4} & 0 & 0 \\ 0 & 1,961 \cdot 10^{-4} & 0 \\ 0 & 0 & 1,691 \cdot 10^{-4} \end{pmatrix} [kg \cdot m^2] \\
\mathbf{I}^{R2/M2} &= \begin{pmatrix} I_{11}^{R2} & 0 & 0 \\ 0 & I_{22}^{R2} & 0 \\ 0 & 0 & I_{33}^{R2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1,691 \cdot 10^{-4} & 0 & 0 \\ 0 & 3,358 \cdot 10^{-4} & 0 \\ 0 & 0 & 1,961 \cdot 10^{-4} \end{pmatrix} [kg \cdot m^2] \\
\mathbf{I}^{R3/M3} &= \begin{pmatrix} I_{11}^{R3} & 0 & 0 \\ 0 & I_{22}^{R3} & 0 \\ 0 & 0 & I_{33}^{R3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1,961 \cdot 10^{-4} & 0 & 0 \\ 0 & 1,691 \cdot 10^{-4} & 0 \\ 0 & 0 & 3,358 \cdot 10^{-4} \end{pmatrix} [kg \cdot m^2]
\end{aligned} \tag{130}$$

Für die Masse m_K und den Trägheitstensor $\mathbf{I}^{GH/O}$ des Würfelkörpers um den Punkt O aus Perspektive des Bezugssystem K ergeben sich die folgenden Werte. Bei der Berechnung der des Tensors $\mathbf{I}^{GH/O}$ wird der Einfluss der Schwungmassen nicht beachtet, dies erfolgt bei der Berechnung der Trägheitsmomente in den folgenden Abschnitten.

$$\begin{aligned}
m_K &= 1,07[kg] \\
\mathbf{I}^{GH/O} &= \begin{pmatrix} I_{11}^{GH/O} & I_{12}^{GH/O} & I_{13}^{GH/O} \\ I_{21}^{GH/O} & I_{22}^{GH/O} & I_{23}^{GH/O} \\ I_{31}^{GH/O} & I_{32}^{GH/O} & I_{33}^{GH/O} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1,520 \cdot 10^{-2} & -5,201 \cdot 10^{-3} & 5,375 \cdot 10^{-3} \\ -5,201 \cdot 10^{-3} & 1,52 \cdot 10^{-2} & 5,225 \cdot 10^{-3} \\ 5,375 \cdot 10^{-3} & 5,225 \cdot 10^{-3} & 1,542 \cdot 10^{-2} \end{pmatrix} [kg \cdot m^2]
\end{aligned} \tag{131}$$

Für die Masse m des Gesamtsystems folgt

$$m = 1,532[kg]. \tag{132}$$

Der Ortsvektor \mathbf{c} des Schwerpunkts des Gesamtsystems wird ebenfalls numerisch ermittelt. Da sich die Komponenten des Ortsvektors \mathbf{c} lediglich um $10^{-1}mm$ unterscheiden werden diese als identischen angenommen.

$$\mathbf{c} = \begin{pmatrix} -6,61 \\ -6,60 \\ -6,57 \end{pmatrix} [cm] \approx \begin{pmatrix} l_C \\ l_C \\ l_C \end{pmatrix} \quad | \quad l_C = 6,6[cm] \tag{133}$$

Des weiteren entsteht durch die Bewegung der Schwungmassen ein Reibmoment, welches analog zu dem Modell der Würfelseite, als proportional zu den Winkelgeschwindigkeiten der Schwungmassen modelliert wird. Für Proportionalitätsfaktor C_ψ wurde experimentell der folgende Wert ermittelt.

$$C_\psi = 3,1176 \cdot 10^{-5} [kg \cdot m^2 \cdot s^{-1}] \tag{134}$$

6.2 Untersuchung der Kinematik

Der erste Schritt in der Modellbildung besteht in der Definition der Bezugssystem, welche zur Beschreibung der Systembewegung dienen. Der Ausgangspunkt ist das Inertialsystem A , welches durch die drei Einheitsvektoren \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 und \mathbf{a}_3 definiert wird. Das Würfelgehäuse verfügt über drei rotatorische Freiheitsgrade, welche durch die Winkel φ_1 , φ_2 und φ_3 beschrieben werden.

Durch die Rotation des Würfels um den Winkel φ_1 in Richtung des Vektors \mathbf{a}_1 entsteht das

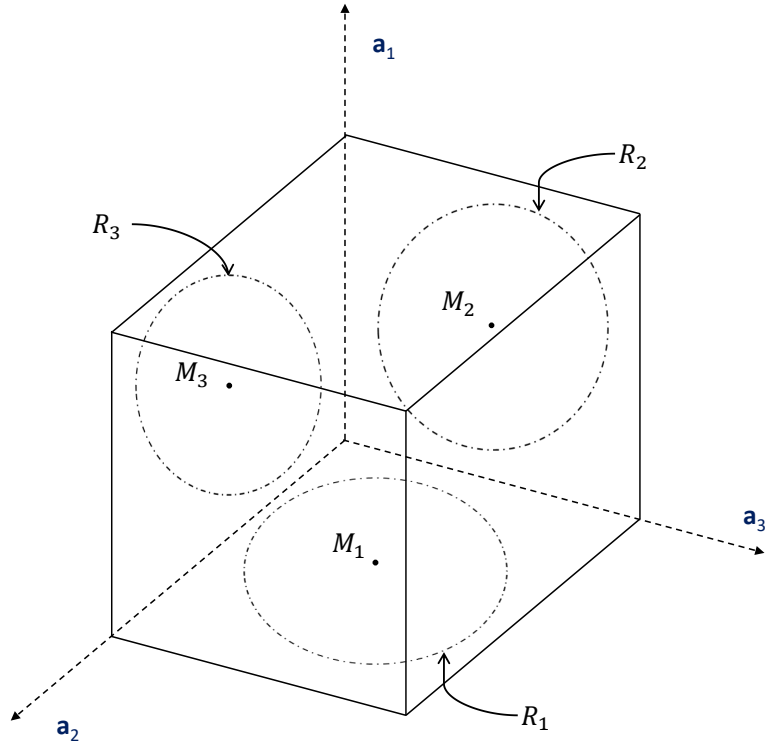


Abbildung 10: Mechanischer Aufbau der Würfelseite, Quelle: eigene Darstellung

Hilfsbezugssystem B , das durch die Einheitsvektoren \mathbf{b}_1 , \mathbf{b}_2 und \mathbf{b}_3 aufgespannt wird.

$${}^A\mathbf{v} = {}^B \left({}^A\mathbf{P}^B \cdot {}^A\mathbf{v} \right) = {}^B\mathbf{v} \quad | \quad {}^A\mathbf{P}^B = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{\varphi_1} & s_{\varphi_1} \\ 0 & -s_{\varphi_1} & c_{\varphi_1} \end{pmatrix} \quad (136)$$

Die Rotation um den Winkel φ_2 in Richtung des Vektors \mathbf{b}_2 führt zu dem zweiten Hilfsbezugssystem C mit den drei Einheitsvektoren \mathbf{c}_1 , \mathbf{c}_2 und \mathbf{c}_3 .

$${}^B\mathbf{v} = {}^C \left({}^B\mathbf{P}^C \cdot {}^B\mathbf{v} \right) = {}^C\mathbf{v} \quad | \quad {}^B\mathbf{P}^C = \begin{pmatrix} c_{\varphi_2} & 0 & -s_{\varphi_2} \\ 0 & 1 & 0 \\ s_{\varphi_2} & 0 & c_{\varphi_2} \end{pmatrix} \quad (137)$$

Die letzte Rotation des Würfels in Richtung von \mathbf{c}_3 um den Winkel φ_3 führt zu dem körperfesten Bezugssystem K , welches durch die drei Vektoren \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 und \mathbf{k}_3 definiert ist.

$${}^C\mathbf{v} = {}^K \left({}^C\mathbf{P}^K \cdot {}^C\mathbf{v} \right) = {}^K\mathbf{v} \quad | \quad {}^C\mathbf{P}^K = \begin{pmatrix} c_{\varphi_3} & s_{\varphi_3} & 0 \\ -s_{\varphi_3} & c_{\varphi_3} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (138)$$

Hier sei angemerkt, dass es sich bei den Bezugssystem B und C um theoretische Konstrukte handelt, für die kein physisches Gegenstück existiert. Sie werden lediglich als Hilfsmittel zur Beschreibung des Systems verwendet.

Durch die Rotation der Schwungmassen besitzt das System drei weitere Freiheitsgrade, welche von den Winkeln ψ_1 , ψ_2 und ψ_3 beschrieben werden. Somit entstehen drei weitere Bezugssysteme, deren Vektorbasen jeweils an den Schwungmassen fixiert sind. Allerdings spielen diese keine weitere Rolle, da es sich bei den Winkeln ψ_i um zyklische Koordinaten handelt. Das heißt, dass der Impuls des Systems

nicht von der Ausrichtung der Schwungmassen abhängt. Lediglich die Winkelgeschwindigkeiten $\dot{\psi}_i$ beeinflussen auf Grund der Reibung das System.

Die Position und Ausrichtung des Systems wird von den sechs Winkeln φ_i und ψ_i vollständig beschrieben. Deshalb werden diese als generalisierte Koordinaten q_i definiert.

$$q_i = \varphi_i \quad q_j = \psi_j \quad (i = 1, 2, 3; j = 4, 5, 6) \quad (139)$$

Mit Hilfe der Bezugssysteme und generalisierten Koordinaten können nun die Winkelgeschwindigkeit des Würfels ${}^A\boldsymbol{\omega}^K$ und der Schwungmassen ${}^A\boldsymbol{\omega}^{R_i}$ bestimmt werden. Diese ergeben sich aus der Addition der relativen Rotationsgeschwindigkeiten der Bezugssysteme zueinander.

$$\begin{aligned} {}^A\boldsymbol{\omega}^K &= {}^A\boldsymbol{\omega}^B + {}^B\boldsymbol{\omega}^C + {}^C\boldsymbol{\omega}^K = \begin{pmatrix} \dot{\varphi}_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \dot{\varphi}_2 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\varphi}_3 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \dot{\varphi}_2 \cdot s_{\varphi_3} + \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_2} \cdot c_{\varphi_3} \\ \dot{\varphi}_2 \cdot c_{\varphi_3} - \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_2} \cdot s_{\varphi_3} \\ \dot{\varphi}_3 + \dot{\varphi}_1 \cdot s_{\varphi_2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (140)$$

Die Winkelgeschwindigkeiten der Schwungmassen ${}^K\boldsymbol{\omega}^{R_i}$ relativ zu dem Würfel entsprechen der ersten Ableitung der Winkel ψ_i . Mit Hilfe des Additionstheorems für Winkelgeschwindigkeiten kann daraus auch die absolute Winkelgeschwindigkeit der Schwungmassen ${}^A\boldsymbol{\omega}^{R_i}$ berechnet werden.

$${}^K\boldsymbol{\omega}^{R_1} = \begin{pmatrix} \dot{\psi}_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad {}^K\boldsymbol{\omega}^{R_2} = \begin{pmatrix} 0 \\ \dot{\psi}_2 \\ 0 \end{pmatrix} \quad {}^K\boldsymbol{\omega}^{R_3} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\psi}_3 \end{pmatrix} \quad (141)$$

$${}^A\boldsymbol{\omega}^{R_i} = {}^A\boldsymbol{\omega}^K + {}^K\boldsymbol{\omega}^{R_i} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (142)$$

Im nächsten Schritt werden die absoluten Geschwindigkeiten der Teilsysteme in Komponenten zerlegt, welche sich aus den generalisierten Geschwindigkeiten u_i und partiellen Geschwindigkeiten ${}^A\boldsymbol{\omega}_i^j$ zusammensetzen. Hierfür müssen zu nächst die generalisierten Geschwindigkeiten u_i definiert werden. An dieser Stelle sei erwähnt, dass die Definition der generalisierten Geschwindigkeiten die Form der resultierenden Bewegungsgleichungen stark beeinflusst. Das letztendliche Ziel bei der Wahl der generalisierten Geschwindigkeiten ist es möglichst einfache Bewegungsgleichungen zu erhalten. Dies kann, nach einer Heuristik von Kane, erreicht werden, in dem die generalisierten Geschwindigkeiten so gewählt werden, dass die Geschwindigkeiten der Körper im Inertialsystem auf möglichst einfache Terme reduziert werden können. In diesem Anwendungsfall werden nach diesem Ansatz die folgenden generalisierten Geschwindigkeiten gewählt.

$$\begin{aligned} u_1 &= \dot{\varphi}_2 \cdot s_{\varphi_3} + \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_2} \cdot c_{\varphi_3} \\ u_2 &= \dot{\varphi}_2 \cdot c_{\varphi_3} - \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_2} \cdot s_{\varphi_3} \\ u_3 &= \dot{\varphi}_3 + \dot{\varphi}_1 \cdot s_{\varphi_2} \\ u_4 &= \dot{\varphi}_2 \cdot s_{\varphi_3} + \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_2} \cdot c_{\varphi_3} + \dot{\psi}_1 \\ u_5 &= \dot{\varphi}_2 \cdot c_{\varphi_3} - \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_2} \cdot s_{\varphi_3} + \dot{\psi}_2 \\ u_6 &= \dot{\varphi}_3 + \dot{\varphi}_1 \cdot s_{\varphi_2} + \dot{\psi}_3 \end{aligned} \quad (143)$$

Mit diesen Definitionen können die Winkelgeschwindigkeiten der Körper im A in die folgende Form

gebracht werden.

$${}^A\boldsymbol{\omega}^K = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix}, {}^A\boldsymbol{\omega}^{R1} = \begin{pmatrix} u_4 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix}, {}^A\boldsymbol{\omega}^{R2} = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_5 \\ u_3 \end{pmatrix}, {}^A\boldsymbol{\omega}^{R3} = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_6 \end{pmatrix} \quad (144)$$

Die Einführung der generalisierten Geschwindigkeiten führt einerseits zu einem stark vereinfachten Ausdruck der absoluten Winkelgeschwindigkeiten. Andererseits können dadurch auch die partiellen Geschwindigkeiten ${}^A\boldsymbol{\omega}_i^j$ in einfachen Termen ausgedrückt werden, wie die folgenden Gleichungen zeigen. Dadurch werden die folgenden Schritte der Modellbildung zunehmend erleichtert.

$${}^A\boldsymbol{\omega}^K = u_1 \cdot \mathbf{k}_1 + u_2 \cdot \mathbf{k}_2 + u_3 \cdot \mathbf{k}_3 \quad \rightarrow \quad {}^A\boldsymbol{\omega}_1^K = \mathbf{k}_1, {}^A\boldsymbol{\omega}_2^K = \mathbf{k}_2, {}^A\boldsymbol{\omega}_3^K = \mathbf{k}_3 \quad (145)$$

$${}^A\boldsymbol{\omega}_4^K = 0, {}^A\boldsymbol{\omega}_5^K = 0, {}^A\boldsymbol{\omega}_6^K = 0 \quad (146)$$

$${}^A\boldsymbol{\omega}^{R1} = u_4 \cdot \mathbf{k}_1 + u_2 \cdot \mathbf{k}_2 + u_3 \cdot \mathbf{k}_3 \quad \rightarrow \quad {}^A\boldsymbol{\omega}_1^K = 0, {}^A\boldsymbol{\omega}_2^K = \mathbf{k}_2, {}^A\boldsymbol{\omega}_3^K = \mathbf{k}_3 \quad (147)$$

$${}^A\boldsymbol{\omega}_4^K = \mathbf{k}_1, {}^A\boldsymbol{\omega}_5^K = 0, {}^A\boldsymbol{\omega}_6^K = 0 \quad (148)$$

$${}^A\boldsymbol{\omega}^{R2} = u_1 \cdot \mathbf{k}_1 + u_5 \cdot \mathbf{k}_2 + u_3 \cdot \mathbf{k}_3 \quad \rightarrow \quad {}^A\boldsymbol{\omega}_1^K = \mathbf{k}_1, {}^A\boldsymbol{\omega}_2^K = 0, {}^A\boldsymbol{\omega}_3^K = \mathbf{k}_3 \quad (149)$$

$${}^A\boldsymbol{\omega}_4^K = 0, {}^A\boldsymbol{\omega}_5^K = \mathbf{k}_2, {}^A\boldsymbol{\omega}_6^K = 0 \quad (150)$$

$${}^A\boldsymbol{\omega}^{R3} = u_1 \cdot \mathbf{k}_1 + u_2 \cdot \mathbf{k}_2 + u_6 \cdot \mathbf{k}_3 \quad \rightarrow \quad {}^A\boldsymbol{\omega}_1^K = \mathbf{k}_1, {}^A\boldsymbol{\omega}_2^K = \mathbf{k}_2, {}^A\boldsymbol{\omega}_3^K = 0 \quad (151)$$

$${}^A\boldsymbol{\omega}_4^K = 0, {}^A\boldsymbol{\omega}_5^K = 0, {}^A\boldsymbol{\omega}_6^K = \mathbf{k}_3 \quad (152)$$

Die Unterteilung der absoluten Winkelgeschwindigkeiten in generalisierte und partielle Geschwindigkeiten ermöglicht den Übergang der vektoriellen Rechnung in die skalare. Die generalisierten Geschwindigkeiten geben als skalare Größen den Betrag der Bewegung in die Richtung der jeweiligen Freiheitsgrade wieder. Wobei die partiellen Geschwindigkeiten diese Richtung der Freiheitsgrade als vektorielle Größe mit Bezug auf das körperfeste Bezugssystem K wiedergeben. Dadurch können weitere Vektoren wie z.B. Trägheitsmomente durch die Skalarmultiplikation mit den partiellen Geschwindigkeiten in die Richtung der Freiheitsgrade abgebildet werden.

6.3 Untersuchung der Kinetik

Der nächste Schritt besteht darin die Kräfte zu modellieren, die auf den Würfelförper und die drei Schwungmassen wirken. Aus diesen können im Anschluss mit Hilfe der partiellen Geschwindigkeiten die generalisierten aktiven Kräfte F_i ermittelt werden. Zunächst sollen die resultierenden Drehmomente $\mathbf{T}^{Ri/Mi}$ der Schwungmassen R_i um ihren jeweiligen Drehpunkt M_i ermittelt werden. Hierfür muss einerseits das Drehmoment $\mathbf{T}_M^{Ri/Mi}$ des antreibenden Motors und das verzögernde Reibmoment $\mathbf{T}_R^{Ri/Mi}$ beachtet werden.

$$\mathbf{T}^{R1/M1} = \mathbf{T}_M^{R1/M1} + \mathbf{T}_R^{R1/M1} = \begin{pmatrix} T_{M1} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -C_\psi \cdot (u_4 - u_1) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (153)$$

$$\mathbf{T}^{R2/M2} = \mathbf{T}_M^{R2/M2} + \mathbf{T}_R^{R2/M2} = \begin{pmatrix} 0 \\ T_{M2} \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ -C_\psi \cdot (u_5 - u_2) \\ 0 \end{pmatrix} 0 \quad (154)$$

$$\mathbf{T}^{R3/M3} = \mathbf{T}_M^{R3/M3} + \mathbf{T}_R^{R3/M3} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ T_{M3} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -C_\psi \cdot (u_6 - u_3) \end{pmatrix} \quad (155)$$

Der Würfelförper wird einerseits durch das Gravitationsmoment \mathbf{T}^{K/O_G} und die resultierenden Momente der Schwungmassen $\mathbf{T}^{Ri/Mi}$, welche in umgekehrter Richtung auf den Würfel wirken, beeinflusst. Das Gravitationsmoment hängt von der Gewichtskraft $\mathbf{G} = \begin{pmatrix} -m \cdot g \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$ und der Position des Schwerpunktes bsc ab.

$$\mathbf{T}_G^{K/O} = \mathbf{c} \times \mathbf{G} = \begin{pmatrix} l_C \\ l_C \\ l_C \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} -m \cdot g \cdot c_{\varphi_2} \cdot c_{\varphi_3} \\ -m \cdot g \cdot c_{\varphi_2} \cdot s_{\varphi_3} \\ -m \cdot g \cdot s_{\varphi_2} \end{pmatrix} = -m \cdot l_C \cdot g \begin{pmatrix} s_{\varphi_2} + c_{\varphi_2} s_{\varphi_3} \\ -s_{\varphi_2} + c_{\varphi_2} c_{\varphi_3} \\ -c_{\varphi_2} c_{\varphi_3} - c_{\varphi_2} \cdot s_{\varphi_3} \end{pmatrix} \quad (156)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{T}^{K/O} &= \mathbf{T}_G^{K/O} - \mathbf{T}^{R1/M1} - \mathbf{T}^{R2/M2} - \mathbf{T}^{R3/M3} \\ &= -m \cdot l_C \cdot g \begin{pmatrix} s_{\varphi_2} + c_{\varphi_2} s_{\varphi_3} \\ -s_{\varphi_2} + c_{\varphi_2} c_{\varphi_3} \\ -c_{\varphi_2} c_{\varphi_3} - c_{\varphi_2} \cdot s_{\varphi_3} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} T_{M1} - C_\psi(u_4 - u_1) \\ T_{M2} - C_\psi(u_5 - u_2) \\ T_{M3} - C_\psi(u_6 - u_3) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (157)$$

Im nächsten Schritt können die generalisierten aktiven Kräfte berechnet werden. Dies geschieht durch die Summe der inneren Produkte der resultierenden Drehmomente und der entsprechenden partiellen Geschwindigkeit der Körper. Wenn die partiellen Geschwindigkeiten als die möglichen Bewegungsrichtungen der Körper betrachtet werden, so stellt die Skalarmultiplikation der partiellen Geschwindigkeit und dem resultierenden Drehmoments dessen Abbildung in die Bewegungsrichtung dar. Folglich handelt es sich bei den generalisierten aktiven Kräften um skalare Größen, welche den Einfluss der wirkenden Kräfte und Momente in Richtung der Freiheitsgrade wiedergeben.

$$F_1 = \langle {}^A\boldsymbol{\omega}_1^K, \mathbf{T}^{K/O} \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle {}^A\boldsymbol{\omega}_1^{Ri}, \mathbf{T}^{Ri/Mi} \rangle = m \cdot l_C \cdot g(-s_{\varphi_2} - c_{\varphi_2} s_{\varphi_3}) - T_{M1} + C_\psi(u_4 - u_1) \quad (158)$$

$$F_2 = \langle {}^A\boldsymbol{\omega}_2^K, \mathbf{T}^{K/O} \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle {}^A\boldsymbol{\omega}_2^{Ri}, \mathbf{T}^{Ri/Mi} \rangle = m \cdot l_C \cdot g(s_{\varphi_2} - c_{\varphi_2} c_{\varphi_3}) - T_{M2} + C_\psi(u_5 - u_2) \quad (159)$$

$$F_3 = \langle {}^A\boldsymbol{\omega}_3^K, \mathbf{T}^{K/O} \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle {}^A\boldsymbol{\omega}_3^{Ri}, \mathbf{T}^{Ri/Mi} \rangle = m \cdot l_C \cdot g(c_{\varphi_2} c_{\varphi_3} + c_{\varphi_2} s_{\varphi_3}) - T_{M3} + C_\psi(u_6 - u_3) \quad (160)$$

$$F_4 = \langle {}^A\boldsymbol{\omega}_4^K, \mathbf{T}^{K/O} \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle {}^A\boldsymbol{\omega}_4^{Ri}, \mathbf{T}^{Ri/Mi} \rangle = T_{M1} - C_\psi(u_4 - u_1) \quad (161)$$

$$F_5 = \langle {}^A\boldsymbol{\omega}_5^K, \mathbf{T}^{K/O} \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle {}^A\boldsymbol{\omega}_5^{Ri}, \mathbf{T}^{Ri/Mi} \rangle = T_{M2} - C_\psi(u_5 - u_2) \quad (162)$$

$$F_6 = \langle {}^A\boldsymbol{\omega}_6^K, \mathbf{T}^{K/O} \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle {}^A\boldsymbol{\omega}_6^{Ri}, \mathbf{T}^{Ri/Mi} \rangle = T_{M3} - C_\psi(u_6 - u_3) \quad (163)$$

Neben den aktiven Kräften müssen auch die generalisierten Trägheitskräfte F_i^* ermittelt werden um die Bewegungsgleichungen zu bestimmen. Hierfür werden zunächst die Trägheitsmomente \mathbf{T}_* der Körper ermittelt werden. Nach Kane gilt für diese Trägheitsmomente der folgende Zusammenhang.

$$\mathbf{T}_* = -\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{I} - \boldsymbol{\omega} \times (\mathbf{I} \cdot \boldsymbol{\omega}) \quad (164)$$

Wobei $\boldsymbol{\alpha}$ und $\boldsymbol{\omega}$ die Winkelbeschleunigung- bzw. geschwindigkeit des Körpers und \mathbf{I} dessen Trägheitstensor bezeichnen. Die Winkelgeschwindigkeiten der Körper sind bereits bekannt, die Winkelbeschleunigung

ergeben sich durch die Ableitung der Winkelgeschwindigkeiten mit Bezug auf die Vektorbasis von A .

$${}^A\boldsymbol{\alpha}^K = \frac{{}^Ad}{{}^Adt} {}^A\boldsymbol{\omega}^K, {}^A\boldsymbol{\alpha}^{R1} = \frac{{}^Ad}{{}^Adt} {}^A\boldsymbol{\omega}^{R1}, {}^A\boldsymbol{\alpha}^{R2} = \frac{{}^Ad}{{}^Adt} {}^A\boldsymbol{\omega}^{R2}, {}^A\boldsymbol{\alpha}^{R3} = \frac{{}^Ad}{{}^Adt} {}^A\boldsymbol{\omega}^{R3} \quad (165)$$

Zunächst sollen die Trägheitsmomente $\mathbf{T}_*^{Ri/Mi}$ der Schwungmassen bestimmt werden. Deren Trägheitstensoren $\mathbf{I}^{Ri/Mi}$ im Bezug auf die Drehpunkte M_i wurde, wie in Abschnitt 1 erläutert, mit Hilfe der CAD-Programme ermittelt.

$$\mathbf{I}^{Ri/Mi} = \begin{pmatrix} I_{11}^{Ri} & 0 & 0 \\ 0 & I_{22}^{Ri} & 0 \\ 0 & 0 & I_{33}^{Ri} \end{pmatrix} \quad (166)$$

$$\mathbf{T}_*^{Ri/Mi} = -{}^A\boldsymbol{\alpha}^{Ri} - {}^A\boldsymbol{\omega}^{Ri} \times (\mathbf{I}^{Ri/Mi} \cdot {}^A\boldsymbol{\omega}^{Ri}) \quad (167)$$

Der Trägheitstensor $\mathbf{I}^{K/O}$ des Würfelförpers um den Punkt O setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen. Einerseits wird er durch den Trägheitstensor $\mathbf{I}^{GH/O}$ des Gehäuses um den Punkt O beeinflusst, dieser Tensor beschreibt die Trägheitseigenschaften des Würfels ohne die Schwungmassen und kann mit Hilfer der CAD-Anwendung ermittelt werden, andererseits beeinflussen die Schwungmassen das Trägheitsmoment des Würfelförpers. Um diesen Einfluss nachzuvollziehen wird die Bewegung der Schwungmassen in zwei Komponenten zerlegt. Einerseits rotieren die Schwungmassen R_i um die Punkte M_i , welche die Schwerpunkte der Schwungmassen sind. Andererseits bewegen sich die Schwerpunkte M_i um den Punkt O und sind bei der Betrachtung der Trägheitseigenschaften dem Würfelförper zuzuordnen, da sie auf diesem fixiert sind. Hierbei sind sie als Punktmassen mit der Masse m_R zu behandeln. Diese Interpretation entspricht der Aussage des Steiner'schen Satzes. Somit ist der Trägheitstensor $\mathbf{I}^{K/O}$ gleich der Summe von $\mathbf{I}^{GH/O}$ und den Trägheitstensoren der drei Massepunkte M_i mit der Masse m_R um O , wobei \mathbf{r}_i den Ortsvektor des Punktes M_i beschreibt.

$$\mathbf{I}^{K/O} = \mathbf{I}^{GH/O} + \sum_{i=1}^3 m_R (\langle \mathbf{r}_i, \mathbf{r}_i \rangle - \mathbf{r}_i \otimes \mathbf{r}_i) \quad (168)$$

$$\mathbf{T}_*^{K/O} = -{}^A\boldsymbol{\alpha}^K \cdot \mathbf{I}^{K/O} - {}^A\boldsymbol{\omega}^K \times (\mathbf{I}^{K/O} \cdot {}^A\boldsymbol{\omega}^K) \quad (169)$$

Prinzipiell können nun analog zu den generalisierten aktiven Kräfte durch die Skalarmultiplikation mit den partiellen Geschwindigkeiten die generalisierten Trägheitskräfte berechnet werden. Allerdings handelt es sich bei Trägheitsmomenten um recht komplexe und insbesondere stark nichtlinearen Termen. Diese führen wiederum auf schwer nachzuvollziehende Bewegungsgleichungen. Außerdem werden für die Transformation in eine Zustandsraumdarstellung lineare Differentialgleichungen vorliegen. Für diesen Fall schlägt Kane eine vorzeitige Linearisierung vor. Das heißt an Stelle die vollständigen, nicht linearen Bewegungsgleichungen zu bestimmen und anschließend zu linearisieren, werden bereits die generalisierten Geschwindigkeiten $\hat{\boldsymbol{\omega}}$, sowie die resultierenden Dreh- und Trägheitsmomente \hat{F}_i und \hat{F}_i^* linearisiert und daraus die linearen Bewegungsgleichungen bestimmt. Hierfür muss zunächst der Arbeitspunkt des Systems bestimmt werden, welcher der balancieren Position entspricht. Die Winkel φ_i müssen folglich so gewählt werden, dass der Ortsvektor des Schwerpunktes \mathbf{c} aus Perspektive des Inertialsystems lediglich eine Komponente in Richtung von \mathbf{a}_1 besitzt.

$${}^A \begin{pmatrix} |\mathbf{c}| \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \stackrel{!}{=} {}^K \mathbf{P}^A \cdot \begin{pmatrix} l_C \\ l_C \\ l_C \end{pmatrix} \rightarrow \varphi_{10} = 0, \quad \varphi_{20} = -2 \cdot \text{atan}(\sqrt{2} - \sqrt{3}) \approx 0.62, \quad \varphi_{30} = \frac{-\pi}{4} \quad (170)$$

$$\hat{\varphi}_i = \varphi_{i0} + \bar{\varphi}_i \quad (171)$$

In dem Gleichgewichtspunkt verschwinden die Winkelgeschwindigkeiten des Systems, folglich gilt für die generalisierten Geschwindigkeiten im Arbeitspunkt $u_{i0} = 0$.

$$\begin{aligned}
\hat{u}_1 &= \dot{\varphi}_2 \cdot s_{\varphi_{30}} + \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}} \\
\hat{u}_2 &= \dot{\varphi}_2 \cdot c_{\varphi_{30}} - \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} \\
\hat{u}_3 &= \dot{\varphi}_3 + \dot{\varphi}_1 \cdot s_{\varphi_{20}} \\
\hat{u}_4 &= \dot{\varphi}_2 \cdot s_{\varphi_{30}} + \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}} + \dot{\psi}_1 \\
\hat{u}_5 &= \dot{\varphi}_2 \cdot c_{\varphi_{30}} - \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} + \dot{\psi}_2 \\
\hat{u}_6 &= \dot{\varphi}_3 + \dot{\varphi}_1 \cdot s_{\varphi_{20}} + \dot{\psi}_3
\end{aligned} \tag{172}$$

$${}^A\hat{\omega}^K = \begin{pmatrix} \hat{u}_1 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_3 \end{pmatrix}, \quad {}^A\hat{\omega}^{R1} = \begin{pmatrix} \hat{u}_4 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_3 \end{pmatrix}, \quad {}^A\hat{\omega}^{R2} = \begin{pmatrix} \hat{u}_1 \\ \hat{u}_5 \\ \hat{u}_3 \end{pmatrix}, \quad {}^A\hat{\omega}^{R3} = \begin{pmatrix} \hat{u}_1 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_6 \end{pmatrix} \tag{173}$$

Insbesondere die Winkelbeschleunigungen werden durch die linearisierten Winkelgeschwindigkeiten stark vereinfacht.

$${}^A\hat{\alpha}^K = \frac{A_d}{dt} {}^A\hat{\omega}^K = \begin{pmatrix} \ddot{\varphi}_2 \cdot s_{\varphi_{30}} + \ddot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}} \\ \ddot{\varphi}_2 \cdot c_{\varphi_{30}} - \ddot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} \\ \ddot{\varphi}_3 + \ddot{\varphi}_1 \cdot s_{\varphi_{20}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{u}_1 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_3 \end{pmatrix} \tag{174}$$

$${}^A\hat{\alpha}^{R1} = \frac{A_d}{dt} {}^A\hat{\omega}^{R1} = \begin{pmatrix} \ddot{\varphi}_2 \cdot s_{\varphi_{30}} + \ddot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}} + \ddot{\psi}_1 \\ \ddot{\varphi}_2 \cdot c_{\varphi_{30}} - \ddot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} \\ \ddot{\varphi}_3 + \ddot{\varphi}_1 \cdot s_{\varphi_{20}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{u}_4 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_3 \end{pmatrix} \tag{175}$$

$${}^A\hat{\alpha}^{R2} = \frac{A_d}{dt} {}^A\hat{\omega}^{R2} = \begin{pmatrix} \ddot{\varphi}_2 \cdot s_{\varphi_{30}} + \ddot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}} \\ \ddot{\varphi}_2 \cdot c_{\varphi_{30}} - \ddot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} + \ddot{\psi}_2 \\ \ddot{\varphi}_3 + \ddot{\varphi}_1 \cdot s_{\varphi_{20}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{u}_1 \\ \hat{u}_5 \\ \hat{u}_3 \end{pmatrix} \tag{176}$$

$${}^A\hat{\alpha}^K = \frac{A_d}{dt} {}^A\hat{\omega}^K = \begin{pmatrix} \ddot{\varphi}_2 \cdot s_{\varphi_{30}} + \ddot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}} \\ \ddot{\varphi}_2 \cdot c_{\varphi_{30}} - \ddot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} \\ \ddot{\varphi}_3 + \ddot{\varphi}_1 \cdot s_{\varphi_{20}} + \ddot{\psi}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{u}_1 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_6 \end{pmatrix} \tag{177}$$

Somit können nun die linearisierten Trägheitsmomente berechnet werden, wobei der zweite Term auf Grund der Linearisierung entfällt.

$$\hat{\mathbf{T}}_*^{R1/M1} = - {}^A\hat{\alpha}^{R1} \cdot \mathbf{I}^{R1/M1} = \begin{pmatrix} -\hat{u}_4 \cdot I_{11}^{R1} \\ -\hat{u}_2 \cdot I_{22}^{R1} \\ -\hat{u}_3 \cdot I_{33}^{R3} \end{pmatrix} \tag{178}$$

$$\hat{\mathbf{T}}_*^{R2/M2} = - {}^A\hat{\alpha}^{R2} \cdot \mathbf{I}^{R2/M2} = \begin{pmatrix} -\hat{u}_1 \cdot I_{11}^{R2} \\ -\hat{u}_5 \cdot I_{22}^{R2} \\ -\hat{u}_3 \cdot I_{33}^{R2} \end{pmatrix} \tag{179}$$

$$\hat{\mathbf{T}}_*^{R3/M3} = - {}^A\hat{\alpha}^{R3} \cdot \mathbf{I}^{R3/M3} = \begin{pmatrix} -\hat{u}_1 \cdot I_{11}^{R3} \\ -\hat{u}_2 \cdot I_{22}^{R3} \\ -\hat{u}_6 \cdot I_{33}^{R3} \end{pmatrix} \tag{180}$$

Bei der Berechnung des Trägheitsmomentes $\hat{\mathbf{T}}^{K/O}$ muss beachtet werden, dass die Deviationsmomente des Tensors $\mathbf{I}^{K/O}$ nicht verschwinden und deshalb ein etwas komplexerer Ausdruck für das

Trägheitsmoment resultiert.

$$\hat{\mathbf{T}}_*^{K/O} = -{}^A\hat{\boldsymbol{\alpha}}^K \cdot \mathbf{I}^{K/O} = - \begin{pmatrix} \hat{u}_1 \cdot I_{11}^K + \hat{u}_2 \cdot I_{21}^K + \hat{u}_3 \cdot I_{31}^K \\ \hat{u}_1 \cdot I_{12}^K + \hat{u}_2 \cdot I_{22}^K + \hat{u}_3 \cdot I_{32}^K \\ \hat{u}_1 \cdot I_{13}^K + \hat{u}_2 \cdot I_{23}^K + \hat{u}_3 \cdot I_{33}^K \end{pmatrix} \quad (181)$$

Nun können nun mit Hilfe der partiellen Geschwindigkeiten, welche durch die Linearisierung nicht beeinflusst werden, die generalisierten Trägheitskräfte \hat{F}_i^* berechnet werden.

$$\hat{F}_1^* = \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{K/O}, {}^A\boldsymbol{\omega}_1^K \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{Ri/Mi}, {}^A\boldsymbol{\omega}_1^{Ri} \rangle = -\hat{u}_1(I_{11}^K + I_{11}^{R2} + I_{11}^{R3}) - \hat{u}_2 \cdot I_{21}^K - \hat{u}_3 \cdot I_{31}^K \quad (182)$$

$$\hat{F}_2^* = \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{K/O}, {}^A\boldsymbol{\omega}_2^K \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{Ri/Mi}, {}^A\boldsymbol{\omega}_2^{Ri} \rangle = -\hat{u}_1 \cdot I_{12}^K - \hat{u}_2(I_{22}^K + I_{22}^{R1} + I_{22}^{R3}) - \hat{u}_3 \cdot I_{32}^K \quad (183)$$

$$\hat{F}_3^* = \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{K/O}, {}^A\boldsymbol{\omega}_3^K \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{Ri/Mi}, {}^A\boldsymbol{\omega}_3^{Ri} \rangle = -\hat{u}_1 \cdot I_{13}^K - \hat{u}_2 \cdot I_{23}^K - \hat{u}_3(I_{33}^K + I_{33}^{R1} + I_{33}^{R2}) \quad (184)$$

$$\hat{F}_4^* = \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{K/O}, {}^A\boldsymbol{\omega}_4^K \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{Ri/Mi}, {}^A\boldsymbol{\omega}_4^{Ri} \rangle = -\hat{u}_4 \cdot I_{11}^{R1} \quad (185)$$

$$\hat{F}_5^* = \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{K/O}, {}^A\boldsymbol{\omega}_5^K \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{Ri/Mi}, {}^A\boldsymbol{\omega}_5^{Ri} \rangle = -\hat{u}_5 \cdot I_{22}^{R2} \quad (186)$$

$$\hat{F}_6^* = \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{K/O}, {}^A\boldsymbol{\omega}_6^K \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{Ri/Mi}, {}^A\boldsymbol{\omega}_6^{Ri} \rangle = -\hat{u}_6 \cdot I_{33}^{R3} \quad (187)$$

Zuletzt müssen nur noch die generalisierten aktiven Kräfte linearisiert werden um mit Hilfe von Kanes Gleichungen die Bewegungsgleichungen zu ermitteln. Hierbei muss lediglich das Gravitationsmoment $\mathbf{T}_G^{K/O}$ linearisiert werden, da die restlichen Momente bereits in linearer Form vorliegen.

$$\hat{\mathbf{T}}_G^{K/O} = -m \cdot g \cdot l_C \begin{pmatrix} (c_{\varphi_{20}} - s_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}}) \bar{\varphi}_2 + c_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}} \bar{\varphi}_3 \\ (-c_{\varphi_{20}} - s_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}}) \bar{\varphi}_2 - c_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} \bar{\varphi}_3 \\ (s_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} + s_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}}) \bar{\varphi}_2 + (c_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} - c_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}}) \bar{\varphi}_3 \end{pmatrix} \quad (188)$$

$$\hat{F}_1 = -m \cdot g \cdot l_C (c_{\varphi_{20}} - s_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}}) \bar{\varphi}_2 + c_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}} \bar{\varphi}_3 - T_{M1} + C_\psi (\hat{u}_4 - \hat{u}_1) \quad (189)$$

$$\hat{F}_2 = -m \cdot g \cdot l_C [(-c_{\varphi_{20}} - s_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}}) \bar{\varphi}_2 - c_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} \bar{\varphi}_3] - T_{M2} + C_\psi (\hat{u}_5 - \hat{u}_2) \quad (190)$$

$$\hat{F}_3 = -m \cdot g \cdot l_C [(s_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} + s_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}}) \bar{\varphi}_2 + (c_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} - c_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}}) \bar{\varphi}_3] - T_{M3} + C_\psi (\hat{u}_6 - \hat{u}_3) \quad (191)$$

$$\hat{F}_4 = T_{M1} - C_\psi (\hat{u}_4 - \hat{u}_1) \quad (192)$$

$$\hat{F}_5 = T_{M2} - C_\psi (\hat{u}_5 - \hat{u}_2) \quad (193)$$

$$\hat{F}_6 = T_{M3} - C_\psi (\hat{u}_6 - \hat{u}_3) \quad (194)$$

An dieser Stelle können nun prinzipiell nach Kanes Gleichung

$$F_i + F_i^* = 0 \quad (195)$$

die Bewegungsgleichungen bestimmt werden. Allerdings wird in diesem Fall eine vektorielle Vorgehensweise gewählt, welche einen eleganten Weg zur gewünschten Zustandsraumdarstellung darstellt.

Zunächst werden die folgenden Definition getroffen.

$$\mathbf{u}_K \equiv \begin{bmatrix} \hat{u}_1 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_3 \end{bmatrix} \quad \mathbf{u}_R \equiv \begin{bmatrix} \hat{u}_4 \\ \hat{u}_5 \\ \hat{u}_6 \end{bmatrix} \quad (196)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_K^* &= \begin{bmatrix} -F_1^* \\ -F_2^* \\ -F_3^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{u}_1(I_{11}^K + I_{11}^{R2} + I_{11}^{R3}) + \hat{u}_2 \cdot I_{21}^K + \hat{u}_3 \cdot I_{31}^K \\ \hat{u}_1 \cdot I_{12}^K + \hat{u}_2(I_{22}^K + I_{22}^{R1} + I_{22}^{R3}) + \hat{u}_3 \cdot I_{13}^K \\ \hat{u}_1 \cdot I_{13}^K + \hat{u}_2 \cdot I_{23}^K + \hat{u}_3(I_{33}^K + I_{33}^{R1} + I_{33}^{R2}) \end{bmatrix} \\ &= \underbrace{\begin{bmatrix} I_{11}^K + I_{11}^{R1} + I_{11}^{R2} & I_{21}^K & I_{31}^K \\ I_{12}^K & I_{22}^K + I_{22}^{R1} + I_{22}^{R3} & I_{32}^K \\ I_{13}^K & I_{23}^K & I_{33}^K + I_{33}^{R1} + I_{33}^{R2} \end{bmatrix}}_{\equiv \mathbf{I}_K} \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} \hat{u}_1 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_3 \end{bmatrix}}_{\equiv \dot{\mathbf{u}}_K} \end{aligned} \quad (197)$$

$$\mathbf{F}_R^* = \begin{bmatrix} -F_4^* \\ -F_5^* \\ -F_6^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{u}_4 \cdot I_{11}^{R1} \\ \hat{u}_5 \cdot I_{22}^{R2} \\ \hat{u}_6 \cdot I_{33}^{R3} \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} I_1^{R1} & 0 & 0 \\ 0 & I_{22}^{R2} & 0 \\ 0 & 0 & I_{33}^{R3} \end{bmatrix}}_{\equiv \mathbf{I}_R} \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} \hat{u}_4 \\ \hat{u}_5 \\ \hat{u}_6 \end{bmatrix}}_{\equiv \dot{\mathbf{u}}_R} \quad (198)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_K &= \begin{pmatrix} m \cdot l_C \\ m \cdot l_C \\ m \cdot l_C \end{pmatrix} \times \underbrace{\begin{pmatrix} -g \cdot c_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}} \\ g \cdot c_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} \\ -g \cdot s_{\varphi_{20}} \end{pmatrix}}_{\equiv \mathbf{g}} + C_\psi \cdot \begin{bmatrix} \hat{u}_4 - \hat{u}_1 \\ \hat{u}_5 - \hat{u}_2 \\ \hat{u}_6 - \hat{u}_3 \end{bmatrix} - \underbrace{\begin{bmatrix} T_{M1} \\ T_{M2} \\ T_{M3} \end{bmatrix}}_{\equiv \mathbf{T}_M} \\ &= \underbrace{\begin{bmatrix} 0 & -m \cdot l_C & m \cdot l_C \\ m \cdot l_C & 0 & -m \cdot l_C \\ -m \cdot l_C & m \cdot l_C & 0 \end{bmatrix}}_{\equiv \mathbf{G}_{LA}} \cdot \mathbf{g} + C_\psi \cdot \mathbf{u}_R - C_\psi \cdot \mathbf{u}_K - \mathbf{T}_M \end{aligned} \quad (199)$$

$$\mathbf{F}_R = \begin{bmatrix} F_4 \\ F_5 \\ F_6 \end{bmatrix} = \sum_{i=1}^3 {}^K \mathbf{T}^{Ri/Mi} = \begin{bmatrix} T_{M1} \\ T_{M2} \\ T_{M3} \end{bmatrix} - C_\psi \cdot \begin{bmatrix} \hat{u}_4 - \hat{u}_1 \\ \hat{u}_5 - \hat{u}_2 \\ \hat{u}_6 - \hat{u}_3 \end{bmatrix} \quad (200)$$

Nach Kanes Gleichung gilt $F_i = -F_i^*$, somit muss auch $\mathbf{F}_K = \mathbf{F}_K^*$ und $\mathbf{F}_R = \mathbf{F}_R^*$ gelten. Daraus resultieren die folgenden Zusammenhänge.

$$\dot{\mathbf{u}}_K = \mathbf{I}_K^{-1} \cdot \mathbf{F}_K^* = \mathbf{I}_K^{-1} \cdot \mathbf{F}_K = \mathbf{I}_K^{-1} \cdot \mathbf{G}_{LA} \cdot \mathbf{g} - C_\psi \cdot \mathbf{I}_K^{-1} \cdot \mathbf{u}_K + C_\psi \cdot \mathbf{I}_K^{-1} \cdot \mathbf{u}_R - \mathbf{I}_K^{-1} \cdot \mathbf{T}_M \quad (201)$$

$$\dot{\mathbf{u}}_R = \mathbf{I}_R^{-1} \cdot \mathbf{F}_R^* = \mathbf{I}_R^{-1} \cdot \mathbf{F}_K = C_\psi \cdot \mathbf{I}_R^{-1} \cdot \mathbf{u}_K - C_\psi \cdot \mathbf{I}_R^{-1} \cdot \mathbf{u}_R + \mathbf{I}_R^{-1} \cdot \mathbf{T}_M \quad (202)$$

Wenn nun ein Zustandsvektor $\mathbf{x} \equiv \begin{bmatrix} \mathbf{g} & \mathbf{u}_K & \mathbf{u}_R \end{bmatrix}^T$ und ein Eingangsvektor $\mathbf{u} \equiv \mathbf{T}_M$ definiert werden, geben die obigen Gleichungen bereits zwei Drittel der gesuchten Zustandsraumdarstellung wieder. Der letzte Teil ergibt sich durch die Ableitung des Gravitationsmomentes \mathbf{g} in Bezug auf das körperfeste System K . Nach Kane gilt für einen Vektor \mathbf{p} der in einem Bezugssystem B fixiert ist, welches sich mit der Winkelgeschwindigkeit ${}^A\boldsymbol{\omega}^B$ in dem Bezugssystem A bewegt:

$$\frac{{}^A d\mathbf{p}}{dt} = {}^A\boldsymbol{\omega}^B \times \mathbf{p} \quad (203)$$

Dieser Zusammenhang kann genutzt werden um die Ableitung von \mathbf{g} mit Respekt zu K zu bestimmen. Und zwar ist der Gravitationsvektor \mathbf{g} im Intertialsystem A fixiert. Des weiteren bewegt sich das Intertialsystem A aus Perspektive des Würfelförpers mit der Geschwindigkeit ${}^K\boldsymbol{\omega}^A$, welche gleich der

richtungsinvertierten Winkelgeschwindigkeit ${}^A\boldsymbol{\omega}^K$ des Würfels ist. Somit gilt für die erste Ableitung von \mathbf{g} in K :

$$\begin{aligned} \frac{{}^K d\mathbf{g}}{dt} &= {}^K\boldsymbol{\omega}^A \times \mathbf{g} = -{}^A\boldsymbol{\omega}^A \times \mathbf{g} = \begin{pmatrix} -g \cdot c_{\varphi 20} c_{\varphi 30} \\ g \cdot c_{\varphi 20} s_{\varphi 30} \\ -g \cdot s_{\varphi 20} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \hat{u}_1 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_3 \end{pmatrix} \\ &= \underbrace{\begin{bmatrix} 0 & g \cdot s_{\varphi 20} & g \cdot c_{\varphi 20} s_{\varphi 30} \\ -g \cdot s_{\varphi 20} & 0 & g \cdot c_{\varphi 20} c_{\varphi 30} \\ -g \cdot c_{\varphi 20} s_{\varphi 30} & -g \cdot c_{\varphi 20} c_{\varphi 30} & 0 \end{bmatrix}}_{\dot{\mathbf{g}}_{LA}} \cdot \mathbf{u}_K \end{aligned} \quad (204)$$

Diese Umformung macht sich analog zu der Berechnung von \mathbf{G}_{LA} zu Nutze, dass Kreuzprodukte als lineare Abbildung dargestellt werden können. Nun können die Gleichungen (204), (201) und (202) zu einer Zustandsraumdarstellung zusammengeführt werden.

$$\underbrace{\begin{bmatrix} \dot{\mathbf{g}} \\ \dot{\mathbf{u}}_K \\ \dot{\mathbf{u}}_R \end{bmatrix}}_{\equiv \dot{\mathbf{x}}} = \underbrace{\begin{bmatrix} 0^{3 \times 3} & \dot{\mathbf{g}}_{LA} & 0^{3 \times 3} \\ \mathbf{I}_K^{-1} \cdot \mathbf{G}_{LA} & -C_\psi \cdot \mathbf{I}_K^{-1} & C_\psi \cdot \mathbf{I}_K^{-1} \\ 0^{3 \times 3} & C_\psi \cdot \mathbf{I}_R^{-1} & -C_\psi \cdot \mathbf{I}_R^{-1} \end{bmatrix}}_{\equiv \mathbf{A}} \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} \mathbf{g} \\ \mathbf{u}_K \\ \mathbf{u}_R \end{bmatrix}}_{\equiv \mathbf{x}} + \underbrace{\begin{bmatrix} 0^{3 \times 3} \\ -\mathbf{I}_K^{-1} \\ \mathbf{I}_R^{-1} \end{bmatrix}}_{\equiv \mathbf{B}} \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} T_{M1} \\ T_{M2} \\ T_{M3} \end{bmatrix}}_{\equiv \mathbf{u}} \quad (205)$$

7 Messung der Zustandsgrößen

Die Berechnung der Stellgröße benötigt die aktuellen Werte des Zustandsvektors. Somit müssen Methoden entwickelt werden um diese Größen zu messen. Hierfür werden, analog zu dem Modell der Würfelseite, Beschleunigungs- und Drehratensensoren verwendet, welche die Beschleunigung und Winkelgeschwindigkeit des Würfelkörpers erfassen. Die Geschwindigkeiten der Schwungmassen wird wiederum durch die Auswertung eines analogen Signals ermittelt.

Auf dem Würfelkörper sind insgesamt sechs 9250-Module montiert, welche dreiachsige Beschleunigungs- und Drehratensensoren besitzen. Es werden jeweils zwei der Module parallel zu einem Einheitsvektor \mathbf{k}_i angeordnet. Auf Grund dieser Ausrichtung entsprechen die Sensorachsen der Darstellung im Bezugssystem K . Folglich können die Anzeigewerte der Drehratensensoren leicht ermittelt werden.

$$\boldsymbol{\omega}_{ij} = {}^K \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix} \quad (i \in 1, 2, 3; j \in 1, 2) \quad (206)$$

Die Anzeigewerte \mathbf{a}_{ij} der Beschleunigungssensoren setzen sich aus der resultierenden Beschleunigung ${}^A \mathbf{a}^{S_{ij}}$ und dem Erdbeschleunigungsvektor ${}^K \mathbf{g}$ aus Perspektive des Würfelkörpers zusammen.

$$\mathbf{a}_{ij} = {}^A \mathbf{a}^{S_{ij}} + {}^K \mathbf{g} \quad (207)$$

An dieser Stelle ist lediglich der Gravitationsanteil von Interesse, da dieser als Zustandsgröße in der Regelung eine Rolle spielt. Deshalb muss, ähnlich zu der Würfelseite, eine Berechnungsvorschrift ermittelt werden um den Einfluss der resultierenden Beschleunigung zu eliminieren. Hierfür sei angenommen, dass die Ortsvektoren \mathbf{s}_{ij} und \mathbf{s}_{kn} zweier Sensoren und eine Diagonalmatrix \mathbf{A} mit den folgenden Elementen gegeben sei.

$$\mathbf{s}_{ij} = {}^K \begin{pmatrix} x_{ij} \\ y_{ij} \\ z_{ij} \end{pmatrix} \quad \mathbf{s}_{kn} = {}^K \begin{pmatrix} x_{kn} \\ y_{kn} \\ z_{kn} \end{pmatrix} \quad \mathbf{A} = \begin{pmatrix} A_1 & 0 & 0 \\ 0 & A_2 & 0 \\ 0 & 0 & A_3 \end{pmatrix} \quad (208)$$

Dann gilt für die Messgröße $\mathbf{y} = \mathbf{a}_{ij} - \mathbf{A} \cdot \mathbf{a}_{kn}$ der folgende Zusammenhang.

$$\mathbf{y} = {}^A \mathbf{a}^{S_{ij}} + {}^K \mathbf{g} - \mathbf{A} \cdot {}^A \mathbf{a}^{S_{kn}} - \mathbf{A} \cdot {}^K \mathbf{g} = [{}^A \mathbf{a}^{S_{ij}} - \mathbf{A} \cdot {}^A \mathbf{a}^{S_{kn}}] + [\mathbf{I} - \mathbf{A}] \cdot {}^K \mathbf{g} \quad (209)$$

Zunächst wird nur der erste Summand dieser Summe betrachtet.

$$\begin{aligned} {}^A \mathbf{a}^{S_{ij}} - \mathbf{A} \cdot {}^A \mathbf{a}^{S_{kn}} &= \frac{{}^A d}{{}^A dt} ({}^A \boldsymbol{\omega}^K \times \mathbf{s}_{ij}) - \mathbf{A} \cdot \frac{{}^A d}{{}^A dt} ({}^A \boldsymbol{\omega}^K \times \mathbf{s}_{kn}) \\ &= [{}^A \boldsymbol{\alpha}^K \times \mathbf{s}_{ij} + {}^A \boldsymbol{\omega}^K \times {}^A \mathbf{v}^{S_{ij}}] - \mathbf{A} \cdot [{}^A \boldsymbol{\alpha}^K \times \mathbf{s}_{kn} + {}^A \boldsymbol{\omega}^K \times {}^A \mathbf{v}^{S_{kn}}] \end{aligned} \quad (210)$$

Abbildung 11: Übersicht der Komponenten, Quelle: eigene Darstellung

Abbildung 12: Klassendiagramm der Komponenten, Quelle: eigene Darstellung

8 Software

Wie bereits beschrieben wird der Regler auf einem digitalen Rechner realisiert. Somit muss eine SW-Anwendung entworfen werden, welche die Auswertung der Sensorik, Berechnung des Regelkreises und Ansteuerung der Aktorik übernimmt. Allerdings muss die SW-Infrastruktur neben dem Regler weitere Aufgaben erfüllen. Beispielsweise müssen im Entwicklungsverlauf verschiedene Versuche durchgeführt werden um die Sensoren zu justieren, Modellwerte zu bestimmen und Theorien zu widerlegen. Hierfür müssen Messdaten visualisiert und für folgende Untersuchungen gespeichert werden. Hierbei spielt die Informatik die Rolle der zugrunde liegenden Infrastruktur und beeinflusst somit erheblich die Effizienz des Entwicklungsprozesses. Eine durchdachte SW-Basis führt zwar zu einem deutlichen Mehraufwand, der sich allerdings durch die folgende Effizienzsteigerung mehr als bezahlt macht. Deshalb soll an dieser Stelle zunächst eine Grundstruktur vorgestellt werden, welche in verschiedenen mechatronischen Projekten verwendet werden kann. Im nächsten schritt wird diese Basis um die projektspezifischen Anforderungen und Funktionen, wie z.B. die vorgestellten Regelungskonzepte, erweitert. Als Ausgangspunkt wird die Idee der Komponentenarchitektur aus [WieTra] übernommen, wobei für jede zentrale Aufgabe ein logisches Geräte, eine so genannte Komponente, entworfen wird. Allerdings handelt es sich bei den in [WieTra] vorgestellten Ideen um Muster für die Entwicklung von umfangreichen Infotainment-Anwendungen im Automobilbereich. Weshalb sie die relativ trivialen Anforderung eines mechatronischen SW-Systems weit übertreffen und somit zu unnötig komplexen Anwendungen führen. Dennoch können die zugrunde liegenden Ideen wiederverwendet und in vereinfachter Form angewandt werden. Wie bereits erwähnt besteht der erste Schritt darin, die Hauptaufgaben der Anwendung zu definieren und auf logische Komponenten zu verteilen. Hier ist zuerst die Reglerkomponente zu nennen, welche die Auswertung und Skalierung der Sensorik, die Berechnung des Regelkreises und Ansteuerung der Aktorik übernimmt. Des weiteren steuert diese Komponente den Kontroll- und Signalfuss in den verschiedenen Versuchen des Entwicklungsprozesses. Um eine komfortable Auswertung der Experimente und Analyse der Messdaten zu ermöglichen, müssen die Signale des Regelkreises an einen Host-PC übertragen und dort visualisiert werden. Des weiteren soll die Anwendung in der Lage sein Steuerbefehle zu empfangen, um beispielsweise Regler- oder Filterparameter festzulegen. Diese Aufgaben werden einer Kommunikations-Komponente zugeordnet, welche den Informationsaustausch zwischen der Regelungseinheit und einem Entwicklungs-PC ermöglicht. An dieser Stelle sei angemerkt, dass die obigen Anforderungen für viele mechatronische Projekte gelten und somit auch der vorgestellte Lösungsansatz auf diese übertragen werden kann. Deshalb wird bei der folgenden Umsetzung der Konzepte in C++ darauf geachtet, dass projektspezifische Teile flexibel hinzugefügt und verändert werden können.

Die Realisierung der Komponenten erfolgt in der Form von Klassen, welche von der abstrakten Klasse *AComponenteBase* erben. Diese erfüllt wiederum das Interface *IRunnable*. Dadurch wird eine einheitliche Struktur der Komponenten geschaffen, welche die wesentlichen Elemente definiert.

Um die unabhängige Abarbeitung der Komponenten zu ermöglichen werden diese in parallelen Threads ausgeführt. Diese werden als Instanzen der Klasse *CThread* erzeugt und gestartet, welche somit als Träger der Komponenten fungieren (siehe [WieTra] für mehr Infos).

Im nächsten Schritt muss eine Form des Datenaustausch zwischen den Komponenten etabliert werden. Hierfür werden Events verwendet, welche in Form von Nachrichten übertragen werden. Die Implementierung der Ereignisse erfolgt als Enumeration.

Die Nachrichten werden als Klassen aus einem Event und Feldern für Zusatzinformationen komponiert. Mit Hilfe von setter- und getter-Methoden kann die Erzeugung und Auswertung von Nachrichten zusätzlich gesteuert werden.

Ein großer Vorteil der Kommunikation mittels Nachrichten besteht darin, dass sie prozessorübergreifend eingesetzt werden können. Beispielsweise kann in der Client-Anwendung eine Nachricht instanziiert werden, welche ein Event zur Auswahl des Reglers enthält. Diese Nachricht wird anschließend über die TCP/IP-Verbindung byteweise an die Zielapplikation gesendet. Hier wird die Nachricht von der Kommunikations-Komponente empfangen und an die Regelungs-Komponente weitergeleitet. Analog können Daten aus dem Regelkreis an die Client-Anwendung auf dem Host-Rechner übertragen werden. Die Erzeugung und Versendung erfolgt über einen Proxy, der Methoden für die auszuführenden Aktionen bereitstellt.

Die Komponenten besitzen jeweils eine Queue, welche als Eingangspuffer für Nachrichten dient. Der Proxy kennt die Queues der Komponenten und legt neue Nachrichten in Abhängigkeit des jeweiligen Events, in die Eingangslisten des Empfängers.