

Kann man aus einem Doppelpendel Energie gewinnen?

Horst Eckardt¹,
A.I.A.S. und UPITEC
(www.aias.us, www.atomicprecision.com, www.upitec.org)

Bernhard Foltz²
unabhängiger Forscher

8. Oktober 2020

Zusammenfassung

Nach Aussagen von Milkovic und verschiedenen Erfindern von Rotorver-Systemen soll es möglich sein, aus rotierenden Systemen mit mindestens zwei sich drehenden oder schwingenden Einheiten Energie zu gewinnen, was einem Mechanismus der Gewinnung von Raumenergie entspräche. Wir stützen unsere Arbeit auf den Ansatz eines anonymen Autors, der die Dynamik eines Doppelpendels nach der klassischen Mechanik berechnet hat. Er bekommt bei einer bestimmten Lastcharakteristik einen Energiegewinn. Wir haben nachgewiesen, dass der Autor die zugrundeliegenden Bewegungsgleichungen unter Anwendung einer äußeren Last nicht korrekt benutzt hat. Wenn man dies in kanonischer, d.h. vorgesehener Weise tut, ergibt sich kein Energiegewinn. Wir haben dies für verschiedene Typen von Lastmomenten untersucht. Ein solches System stellt nur eine Energiequelle dar, wenn man nichtkonventionelle physikalische Mechanismen annimmt. Dafür wurde eine „Raumzeitresonanz“ nach der ECE-Theorie verwendet. Dann ergibt sich ein chaotisches Verhalten, das aber im Mittel zu einem deutlichen Energiegewinn führt, wobei eine konstante Nutzleistung dem System entzogen werden kann.

1 Einleitung

Im Rahmen der Erforschung alternativer Energiequellen aus dem Raum (Vakuumenergie, Nullpunktsenergie, Raumenergie) gibt es Ansätze, die versuchen, aus mechanischen Systemen eine Zusatzenergie zu gewinnen. Das erste bekannte System dieser Art war das Besslerrad. In neuerer Zeit sind das Pendel von Milkovic [1] und das Getriebe von Würth [2] bekannt geworden. Ein eindeutiger Nachweis eines Energiegewinns bei diesen Geräten steht allerdings bis heute

¹email: mail@horst-eckardt.de

²email: mail@bernhard-foltz.de

aus. Es gibt Überlegungen mehr qualitativer Art, einen Energiegewinn plausibel zu machen. Diese Überlegungen stammen von Ingenieuren und Erfindern, die meist rein statische Konfigurationen betrachten. Mechanische Geräte sind aber dynamische Systeme, da sich die internen Kräfte und Positionen der Teile, aus denen sie zusammengesetzt sind, zeitlich ändern. Daher ist eine vollständige Beschreibung der Funktionsweise nur über dynamische Betrachtungen und Modelle möglich.

Die Dynamik mechanischer Systeme lässt sich mit Methoden der klassischen Mechanik sehr elegant beschreiben. Wenn die Modelle einfach genug strukturiert sind, d.h. wenn es sich um ein System von Massenpunkten handelt, verwendet man die Lagrange-Theorie, die auf Leonhard Euler (1707-1783) und Joseph-Louis Lagrange (1736-1813) zurückgeht. Die Bewegungsgleichungen heißen daher Euler-Lagrange-Gleichungen. Später hat sie William Rowan Hamilton (1805-1865) in eine Form gebracht, die heutzutage der numerischen Lösung auf dem Computer sehr zugute kommt.

Wenn es sich um Systeme ausgedehnter Festkörper handelt, seien es starre oder deformierbare Körper, verwendet man die neuere Methode der Finiten Elemente. Diese ist sehr rechenaufwendig. Sie wird seit dem Aufkommen der modernen Computer sehr erfolgreich im Ingenieurbereich eingesetzt.

Im Rahmen der Erklärungsversuche eines möglichen Energie-Überschusses beim Milkovic-Pendel hat ein anonymmer Autor eine Lagrange-Rechnung dazu durchgeführt [3]. Dies ist nach unserem Wissen die tiefgehendste Analyse dieses Systems. Wir haben die Rechnung nachvollzogen, aber einen gravierenden Modellierungsfehler beim Autor festgestellt. Das macht seine Ergebnisse, die tatsächlich einen Energieüberschuss ergeben, recht fragwürdig. Als zweites System, das auf dem Prinzip des Doppelpendels aufgebaut ist, haben wir das Planetengetriebe nach Würth [2] untersucht. Vermutlich ist dies das erstmalig, dass solche Überlegungen auf dieser Modellierungstiefe angestellt wurden. Im folgenden beschreiben wir zunächst kurz die Anwendungsklasse des Doppelpendels und die Lagrange-Methodik, bevor wir auf die Ergebnisse zum Doppelpendel und Würth-Getriebe eingehen.

2 Berechnungsmethodik des Doppelpendels

Ein Doppelpendel besteht aus zwei Pendeln, die aneinandergelängt sind und je einen massebehafteten Pendelkörper besitzen. Bei Anstoß in senkrechter Lage vollführen diese Massen unvorhersagbare Schwingungen, es ist ein bekanntes Beispiel für ein chaotisches System. Nach der Lagrange-Theorie benötigt man zur Beschreibung Koordinaten, die der Anzahl der Freiheitsgrade entsprechen. Hier sind es die Winkelauslenkungen φ_1 und φ_2 aus der Senkrechten, s. Abb. 1. Zur Berechnung der Lagrangefunktion

$$\mathcal{L} = T - U \tag{1}$$

benötigt man die kinetische Energie T und die potentielle Energie U der zwei Massen. Die kinetische Energie erhält man am einfachsten aus den kartesischen Koordinaten. Es ist nach Abb. 1:

$$x_1 = l_1 \sin(\varphi_1), \tag{2}$$

$$y_1 = -l_1 \cos(\varphi_1), \tag{3}$$

und

$$x_2 = x_1 + l_2 \sin(\varphi_2), \quad (4)$$

$$y_2 = y_1 - l_2 \cos(\varphi_2). \quad (5)$$

Daraus ergibt sich die kinetische Energie der Massen m_1 und m_2 zu

$$T_1 = \frac{1}{2} m_1 (\dot{x}_1^2 + \dot{y}_1^2), \quad (6)$$

$$T_2 = \frac{1}{2} m_2 (\dot{x}_2^2 + \dot{y}_2^2), \quad (7)$$

$$T = T_1 + T_2. \quad (8)$$

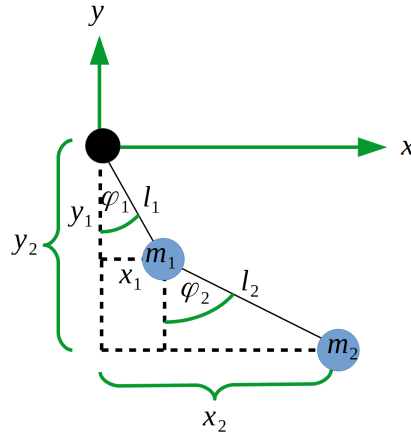


Abbildung 1: Koordinaten des Doppelpendels.

Der Punkt bezeichnet die Zeitableitungen. Die Potentielle Energie folgt aus der Schwerkraft in y -Richtung:

$$U = m_1 g y_1 + m_2 g y_2 \quad (9)$$

mit der Erdbeschleunigung g . Damit ist die Lagrange-Funktion (1) vollständig bestimmt. Die Bewegungsgleichungen folgen aus den Euler-Lagrange-Gleichungen, wobei q_i jeweils für die Koordinaten φ_1 und φ_2 steht:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} = 0. \quad (10)$$

Für diese Gleichungen gilt Energieerhaltung, denn daraus sind sie abgeleitet. Man kann aber sogenannte Dissipationsfunktionen D_i einführen und verallgemeinerte Kräfte Q_i . Eine verallgemeinerte Kraft ist in unserem Fall ein Drehmoment. Dann nehmen die Gleichungen die Form an:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} + \frac{\partial D_i}{\partial \dot{q}_i} = Q_{Ri} \quad (11)$$

und es gilt keine Energieerhaltung mehr. Diesen Fall brauchen wir hier, da ja das System eine zusätzliche Energie liefern soll. Die Dissipationsfunktionen können über die Ersetzung

$$Q_{Ri} = -\frac{\partial D_i}{\partial \dot{q}_i} \quad (12)$$

auf verallgemeinerte Kräfte zurückgeführt werden, wobei mit Q_{Ri} eventuelle Restkräfte bezeichnet sind, die nicht von der Dissipationsfunktion abgedeckt sind.

Die Auswertung der Gleichungen (10) kann auf sehr komplizierte Bewegungsgleichungen führen. Im Falle des Doppelpendels sind sie gerade noch handhabbar. In anderen Fällen wie dem Planetengetriebe werden sie so kompliziert, dass es nicht mehr möglich ist, sie per Hand auszurechnen. Wir verwenden hierzu das Computeralgebrasystem Maxima. Die Euler-Lagrange-Gleichungen sind 2 gekoppelte Differentialgleichungen für die Variablen φ_1 und φ_2 . Sie sind linear in diesen beiden Variablen und müssen nach diesen aufgelöst werden, damit die numerische Lösung (Zeitintegration) durchgeführt werden kann. Es ergeben sich dann die Gleichungen:

$$\begin{aligned} \ddot{\varphi}_1 = & \left[(l_1 l_2 m_2 \sin(\varphi_2) \cos(\varphi_2 - \varphi_1) - (l_1 l_2 m_2 + l_1 m_1 l_2) \sin(\varphi_1)) g \right. \\ & + (l_1^2 l_2 m_2 \dot{\varphi}_1^2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) + l_1 l_2^2 m_2 \dot{\varphi}_2^2) \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \\ & \left. - l_1 Q_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) + l_2 Q_1 \right] \\ & \cdot \frac{1}{l_1^2 l_2 m_2 \sin(\varphi_2 - \varphi_1)^2 + l_1^2 l_2 m_1}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \ddot{\varphi}_2 = & \left[((l_1 l_2 m_2^2 + l_1 m_1 l_2 m_2) \sin(\varphi_1) \cos(\varphi_2 - \varphi_1) - (l_1 l_2 m_2^2 + l_1 m_1 l_2 m_2) \sin(\varphi_2)) g \right. \\ & + ((-l_1^2 l_2 m_2^2 - l_1^2 m_1 l_2 m_2) \dot{\varphi}_1^2 - l_1 l_2^2 m_2^2 \dot{\varphi}_2^2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)) \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \\ & \left. - Q_1 l_2 m_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) + l_1 Q_2 m_2 + l_1 m_1 Q_2 \right] \\ & \cdot \frac{1}{l_1 l_2^2 m_2^2 \sin(\varphi_2 - \varphi_1)^2 + l_1 l_2^2 m_1 m_2}. \end{aligned} \quad (14)$$

3 Ergebnisse

3.1 Verifizierung und Vergleich mit [3]

Ziel unserer Berechnungen war es zunächst, die Ergebnisse der Arbeit [3] zu verifizieren. Wir verglichen zuerst die Bewegungsgleichungen, die in der Referenzarbeit zitiert werden, mit den unsrigen. Es ergab sich keine vollständige Übereinstimmung. Der anonyme Autor hat die Quelle seiner Gleichungen nicht angegeben und spricht nur von „Literatur“. Da diese Literatur mit Sicherheit aus der Zeit stammt, in der es noch keine Computeralgebra gab, kann nicht ausgeschlossen werden, dass ein Rechenfehler vorliegt. Es wäre nicht das erstemal, dass solche Fehler in Lehrbüchern gefunden wurden.

m_1	1 kg
m_2	0.1 kg
l_1	0.2 m
l_2	0.1 m
$\varphi_{1,\text{initial}}$	0
$\varphi_{2,\text{initial}}$	0
$\omega_{1,\text{initial}}$	0
$\omega_{2,\text{initial}}$	$100 \cdot \pi$ rad/s

Tabelle 1: Parameter und Anfangswerte zur Berechnung des Doppelpendels.

Zum Vergleich benutzten wir dieselben Parameter für das Doppelpendel wie der anonyme Autor, s. Tabelle 1. Dabei ist $\omega_{1,2}$ gleichzusetzen mit der Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}_{1,2}$. Die Rechnung erfolgte zunächst ohne äußere Kräfte und ohne Gravitation. Die Anfangswinkelgeschwindigkeit des zweiten Pendels entspricht 50 Hz, ist also recht schnell. Der Autor gibt in seiner Fig. 2 außer dem Zeitverlauf für ω_1 auch ein „Pivot Torque“ und eine „Pivot Power“ an, also ein Drehmoment und eine Leistung an der festen Achse, welche er folgendermaßen berechnet:

$$\tau_{\text{pivot torque}} = m_1 l_1^2 \ddot{\varphi}_1, \quad (15)$$

$$P_{\text{pivot power}} = m_1 l_1^2 \ddot{\varphi}_1 \omega_1. \quad (16)$$

Darin kommen die Beschleunigungen an der Achse vor. Wir haben diese Größen ebenfalls ausgewertet und in Abb. 2 dargestellt. Die Winkelgeschwindigkeit ω_1 ergibt sich aus den Anfangswerten und ist genau gleich wie in Fig. 2 des Referenzdokuments. Drehmoment und Leistung sind um ein paar Prozent geringer, aber ansonsten gleich. Das mag ein Einfluss der unterschiedlichen Bewegungsgleichungen sein. Drehmoment und Leistung heben sich jeweils im zeitlichen Mittel auf. Der Autor spricht von Blindleistung. Das muss so sein, da keine Leistung von dem System abgenommen wird.

Als nächstes betrachten wir die Energiebilanz. Da wir weder äußere Kräfte noch Schwerkraft haben, gibt es nur kinetische Energiebeiträge, die in Summe für beide Massen konstant sein müssen. Dies ist der Fall, wie man aus Abb. 3 sieht. Die Summe entspricht der Anfangsrotation der zweiten Masse von 50 Hz, was etwas über 49 Joule beträgt. Dieselbe Kurve findet sich als Fig. 3 in dem Referenzdokument. Soweit besteht also Übereinstimmung.

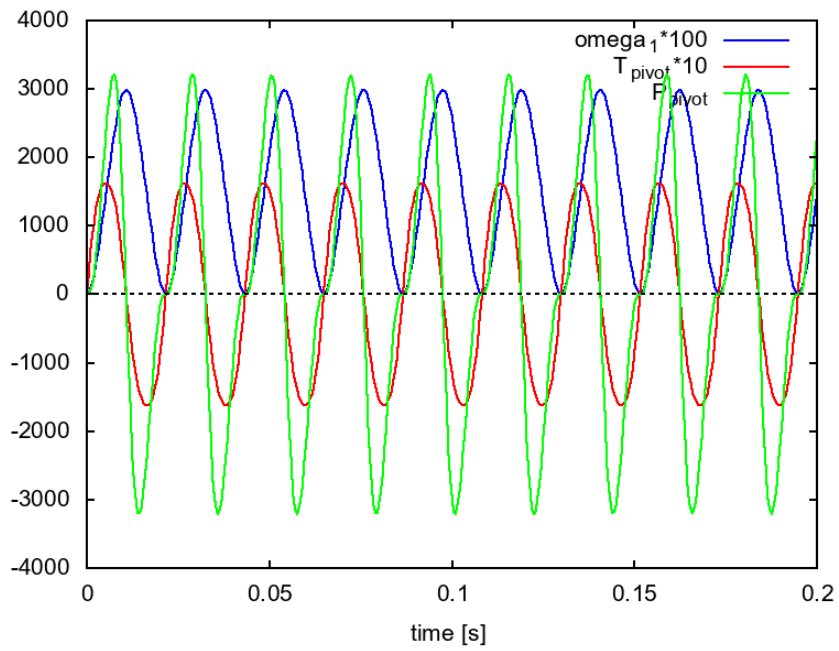


Abbildung 2: Winkelgeschwindigkeit [rad/s], Pivot-Drehmoment [Nm] und Pivot-Leistung [W].

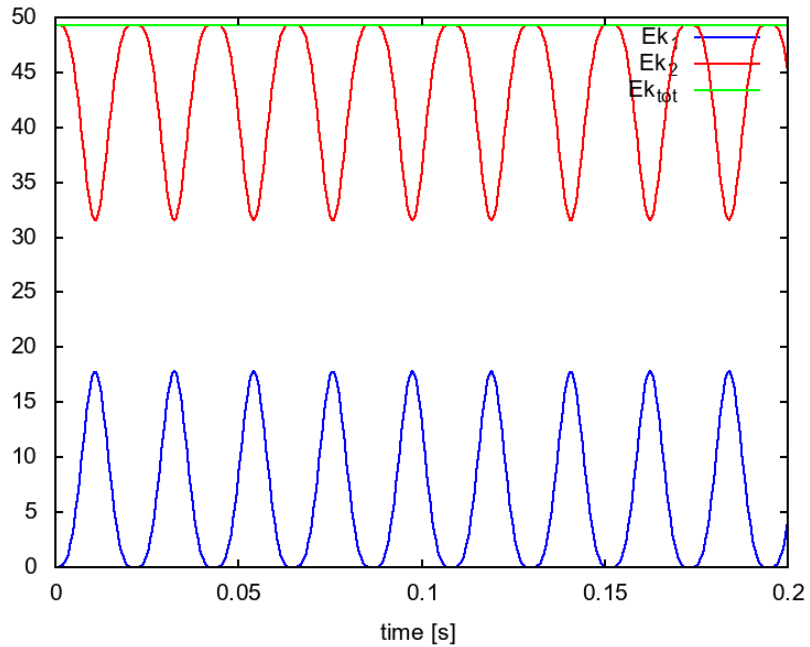


Abbildung 3: Kinetische Energien [J] beider Massen und Gesamtenergie.

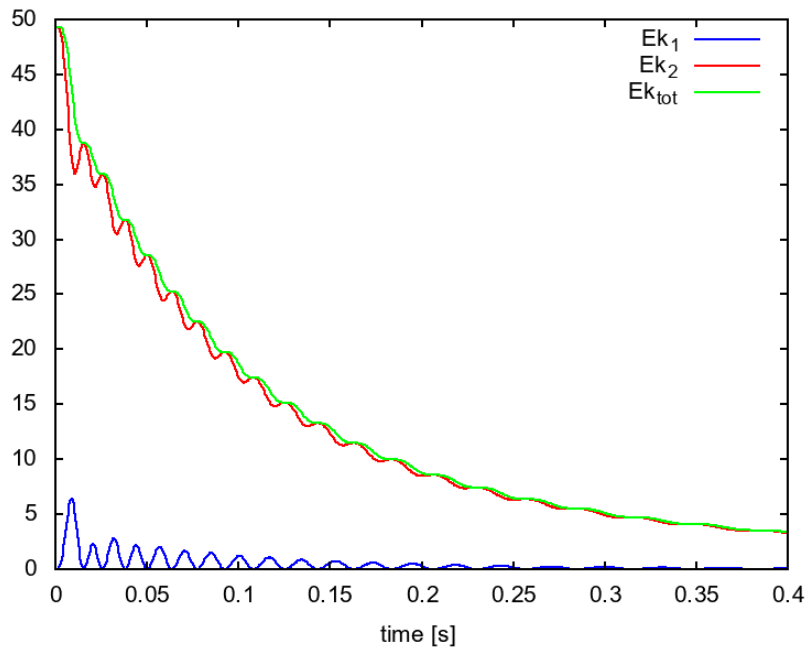


Abbildung 4: Kinetische Energien [J] beider Massen und Gesamtenergie bei Last, kanonische Form.

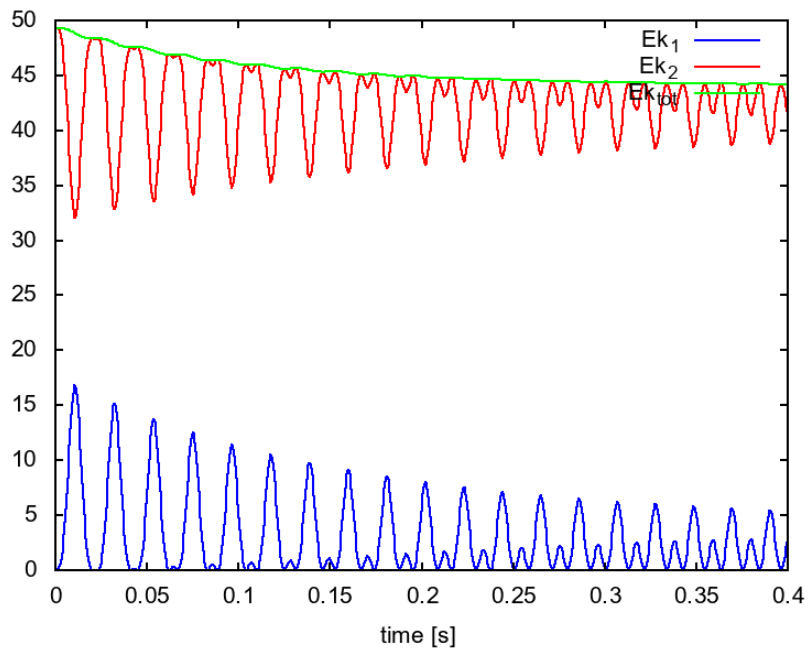


Abbildung 5: Kinetische Energien [J] beider Massen und Gesamtenergie bei Last nach [3].

Wir legen nun eine äußere Last (ein bremsendes Drehmoment) an die feste Achse. Dies wird als verallgemeinerte Kraft in der Form

$$Q_1 = -\frac{\mu}{l_1}\omega_1 \quad (17)$$

modelliert, wobei μ eine Konstante ist. Wir tun dies in Anlehnung an die Arbeit [3]. Das Bremsmoment ist proportional zur Winkelgeschwindigkeit. Die Rechnung mit $\mu = 1$ zeigt, dass die Gesamtenergie exponentiell abnimmt, s. Abb. 4. Gleichzeitig verlangsamt sich die Frequenz. Die Rotationsenergie des äußeren, schnellen Pendels wird auf das innere Pendel übertragen, von wo sie durch das Lastmoment dem System entnommen wird. Dass das Bremsmoment, das ja nur an der Achse des ersten Pendels wirkt, auch auf das äußere Pendel wirkt, kann man direkt der Bewegungsgleichung (14) entnehmen. Hierin steht außer dem (hier nicht verwendeten) Q_2 auch das Bremsmoment Q_1 .

Der anonyme Autor von [3] erhielt für das Bremsmoment (14) gänzlich andere Ergebnisse. Er verwendete nicht das Konzept der verallgemeinerten Kraft, wie es die Lagrange-Theorie vorschreibt, sondern änderte die Gleichung (13) für die Beschleunigung von φ_1 a posteriori, indem er die Ersetzung machte:

$$\ddot{\varphi}_1 \rightarrow \ddot{\varphi}_1 + \frac{\mu}{l_1}\omega_1. \quad (18)$$

Hier hat der Parameter μ andere physikalische Einheiten als in (17), aber das ist nicht entscheidend. Als Folge dieser willkürlichen Ersetzung wirkt das Bremsmoment nur auf die Bewegung des inneren Pendels und die Rotation des äußeren Pendels wird dadurch nicht beeinflusst. Unsere Rechnung mit diesem Ansatz ergibt den Energieverlauf von Abb.5, der mit dem von Fig. 6 in [3] identisch ist. Die Gesamtenergie nimmt nur am Anfang etwas ab und bleibt dann konstant. Lediglich die Schwingungsform ändert sich, es ergibt sich eine Verdopplung der Schwingungsfrequenzen aufgrund des äußeren Bremsmoments. Wie wir ausgeführt haben, ist dies ein willkürlicher Eingriff in die „Physik“ des Doppelpendels. Daher sind alle darauf aufbauenden Ergebnisse in [3] leider als unphysikalisch anzusehen.

3.2 Effekt verschiedener Lastmomente

Wir können jedoch untersuchen, wie man das Lastmoment verändern muss, damit sich eventuell eine Energieerhöhung ergibt, wenn man die korrekten Bewegungsgleichungen verwendet. Mit dem Betragsansatz

$$Q_1 = -\frac{\mu}{l_1}|\omega_1| \quad (19)$$

und $\mu = 0.1$ ergibt sich das Ergebnis von Abb. 6. Es bildet sich eine Phasenänderung für beide Pendel aus, wobei sich nach anfänglichem Absinken der Gesamtenergie eine Verstärkung ergibt. Die Frage ist, ob dies einem Energiegewinn des Gesamtsystems entspricht, oder ob dieser Anstieg durch die Zufuhr externer Energie zustande kommt. Wir untersuchen dazu das externe Dreh- bzw. Bremsmoment τ_{ext} und die zugeführte bzw. abgeführte Leistung P_{ext} . Es gilt:

$$\tau_{\text{ext}} = Q_1 = -\frac{\mu}{l_1}|\omega_1|, \quad (20)$$

$$P_{\text{ext}} = \tau_{\text{ext}}\omega_1. \quad (21)$$

Beide sind in Abb. 7 dargestellt. Das Drehmoment ist aufgrund der Betragsbildung in Gl. (20) immer negativ. Dies führt für die Phasen, in denen die Winkelgeschwindigkeit ω_1 ebenfalls negativ ist, zu einem Moment gleichen Vorzeichens, d.h. die Masse m_1 wird in diese Richtung angetrieben und der Winkelverlauf kehrt sogar die Richtung um. Dementsprechend ist die Leistung (21) positiv, d.h. es wird Energie zugeführt, wie aus Abb. 7 zu erkennen ist. Somit handelt es sich hier um einen Antriebseffekt, das System liefert keinen Energiegewinn.

Man kann die Antriebsphase vermeiden, indem man nur echt bremsende Phasen für das Bremsmoment verwendet:

$$\tau_{\text{ext}} = Q_1 = \begin{cases} -\frac{\mu}{l_1}\omega_1 & \text{für } \omega_1 > 0, \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (22)$$

Dann stellt sich die Gesamtenergie nach einer anfänglichen Bremsphase auf einen Endwert ein, wie in Abb. 8 für $\mu = 0.1$ dargestellt. Den externen Energiefluss kann man über das Integral

$$E_{\text{ext}} = \int P_{\text{ext}} dt \quad (23)$$

berechnen. Die numerische Auswertung in Abb. 9 zeigt, dass anfangs tatsächlich Energie abfließt (negative Werte), dann aber die Energie konstant bleibt, d.h. der Abfluss „versiegt“ ist. Also ist auf diese Weise auch kein Energiegewinn aus dem System selbst zu ziehen.

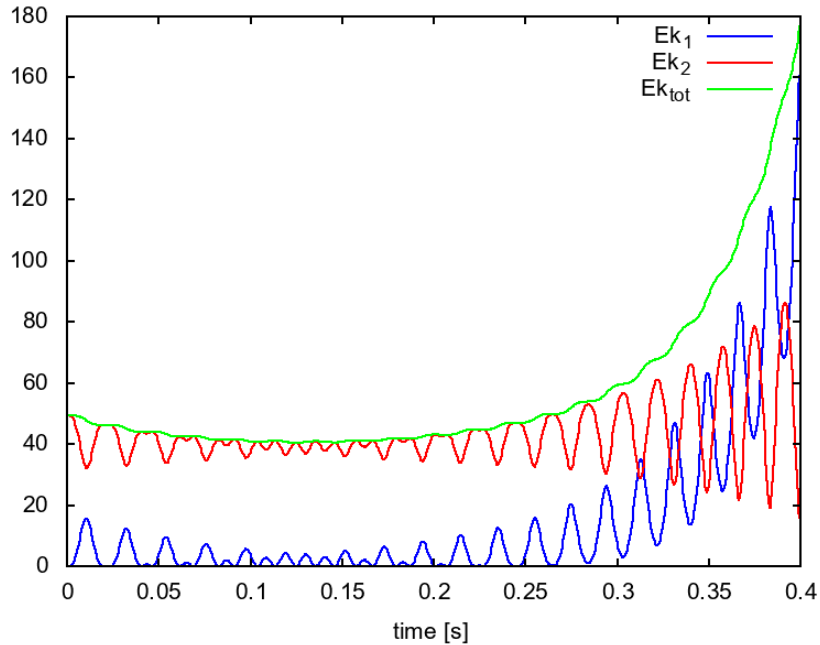


Abbildung 6: Kinetische Energien beider Massen und Gesamtenergie für Last (19).

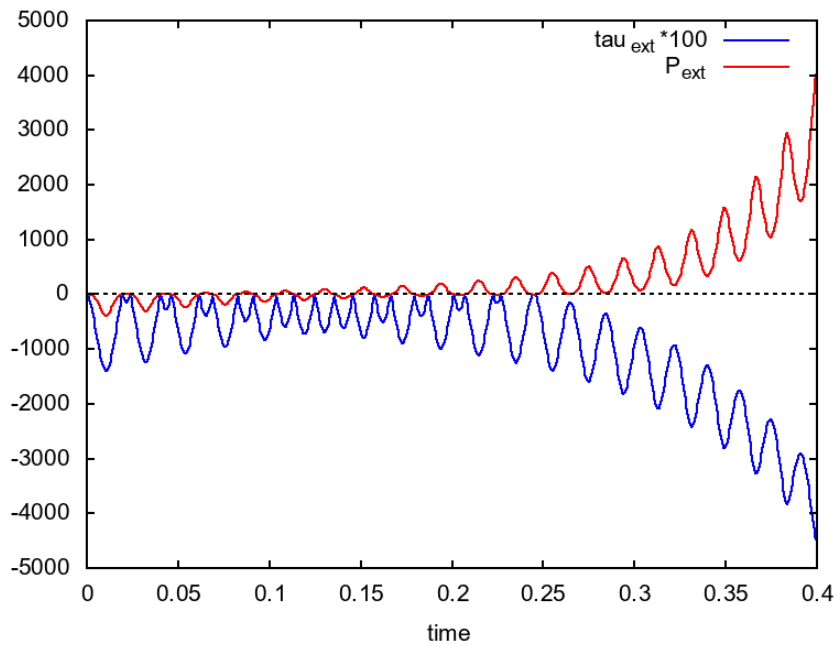


Abbildung 7: Externes Last-Drehmoment und Leistung für Last (19).

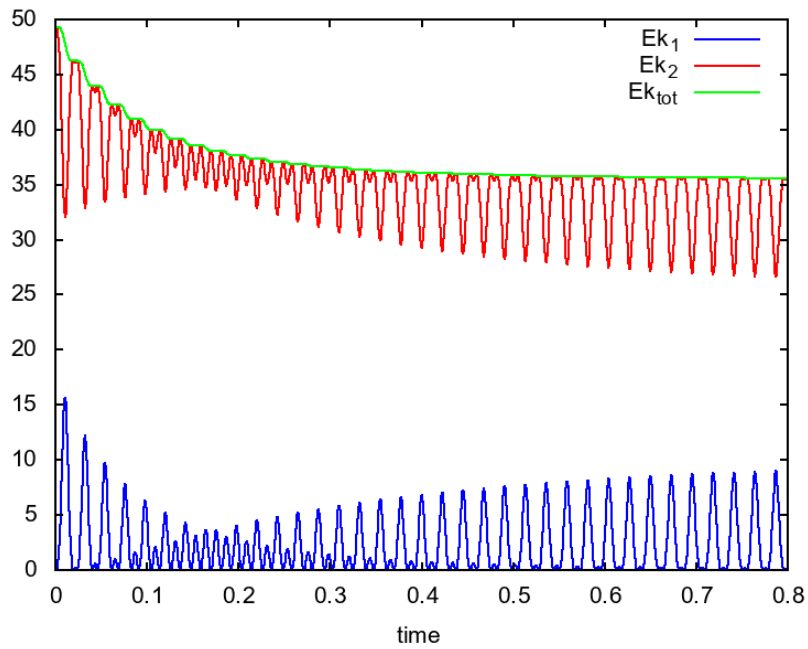


Abbildung 8: Kinetische Energien beider Massen und Gesamtenergie für Last (20).

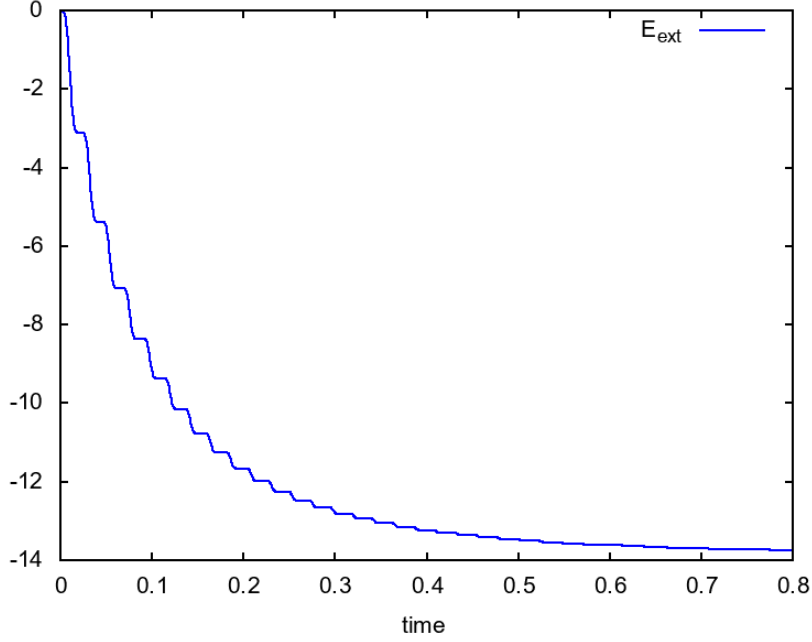


Abbildung 9: Extern abgegebene Energie für Last (20).

3.3 Effekt der Wechselwirkung mit „Raumenergie“

Um den gewünschten Effekt eines Energiegewinns zu bekommen, müssen wir Mechanismen in Betracht ziehen, die nicht in der konventionellen Physik zu finden sind. Wir nehmen hierfür einen Resonanzmechanismus an, der von der ECE-Theorie vorausgesagt wird [4–6]. Dieser wurde für elektromagnetische Systeme berechnet, er gilt aber aufgrund der vollständigen Äquivalenz zwischen elektromagnetischen und mechanischen Systemen auch für die Dynamik. Nach Gl. (20) in [6] gilt dort die Resonanzgleichung

$$\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} + \omega_t \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \frac{\partial \omega_t}{\partial t} \mathbf{A} = \frac{1}{\epsilon_0} \mathbf{J}, \quad (24)$$

wobei \mathbf{A} das Vektorpotential, \mathbf{J} die elektrische Stromdichte und ω_t die Spin-Konnektion (eine Frequenz) der Cartan-Geometrie darstellt. Übertragen auf die Mechanik, lautet diese Gleichung:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{Q}}{\partial t^2} + \omega_t \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \omega_t}{\partial t} \mathbf{Q} = G \mathbf{J}_m, \quad (25)$$

wobei \mathbf{Q} das mechanische Äquivalent zum Vektorpotential, \mathbf{J}_m die Massenstromdichte und G die Einsteinkonstante sind. \mathbf{Q} hat die Einheiten einer Geschwindigkeit, man kann es als „Ätherströmung“ betrachten. Wenn wir uns auf die Rotationskomponente (die φ -Komponente Q_φ) von \mathbf{Q} beschränken und eine lineare Zeitabhängigkeit von ω_t annehmen, lässt sich diese Gleichung in der Form schreiben:

$$\frac{d^2 Q_\varphi}{dt^2} + \alpha \frac{dQ_\varphi}{dt} + \omega_0^2 Q_\varphi = G J_\varphi, \quad (26)$$

und mit einer periodischen Anregung $J_\varphi = G J_0 \cos(\omega t)$:

$$\frac{d^2 Q_\varphi}{dt^2} + \alpha \frac{dQ_\varphi}{dt} + \omega_0^2 Q_\varphi = G J_0 \cos(\omega t). \quad (27)$$

Dies ist die Gleichung einer gedämpften Resonanz mit Resonanzfrequenz ω_0 und Dämpfungskonstante α . Die Lösung dieser Differentialgleichung lautet:

$$Q_\varphi = G J_0 \frac{\alpha \omega \sin(\omega t) + (\omega_0^2 - \omega^2) \cos(\omega t)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \alpha^2 \omega^2}. \quad (28)$$

Für $\alpha \approx 0$ vereinfacht sich die Lösung zu

$$Q_\varphi = G J_0 \frac{\cos(\omega t)}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (29)$$

was ein Resonanzanhebung von Q_φ von unendlicher, d.h. beliebig großer Stärke bedeutet. Wir wenden dies jetzt auf das Doppelpendel an. Wir nehmen an, dass sich das äußere Pendel relativ schnell dreht, wie in den bisherigen Rechnungen angenommen. Dann macht es Sinn, hierbei einen Energieübertrag aufgrund des rotationsförmigen Potentials Q_φ anzunehmen. Im Lagrange-Formalismus tritt dieser dann als äußeres Drehmoment Q_2 auf:

$$Q_2 = Q_\varphi = G J_0 \frac{\alpha \omega_2 \sin(\omega_2 t) + (\omega_0^2 - \omega_2^2) \cos(\omega_2 t)}{(\omega_0^2 - \omega_2^2)^2 + \alpha^2 \omega_2^2}. \quad (30)$$

Dabei haben wir $\omega = \omega_2$ gesetzt, die Winkelgeschwindigkeit des äußeren Pendels. Damit ein Einfluss von Q_2 sichtbar wird, müssen wir den Anfangswert von ω_2 in die Nähe der Resonanzfrequenz ω_0 legen. Zusätzlich nehmen wir eine Energieabnahme durch Abbremsung an der zentralen Drehachse an wie zuvor in Gl. (17):

$$Q_1 = -\frac{\mu}{l_1} \omega_1. \quad (31)$$

Die neuen Konstanten und Anfangswerte sind in Tabelle 2 aufgelistet. Damit ergibt sich dann der in Abb. 10 dargestellte Verlauf der kinetischen Energie. Die Resonanzstruktur von Q_2 erzeugt ein streckenweise chaotisches Verhalten, was eine numerische Stabilität des Ergebnisses erschwert. Der dargestellte Verlauf ließ sich aber bei Variation der Zeitintegrations-Schrittweite Δt qualitativ reproduzieren. In Abb. 10 ist die aus den Anfangsbedingungen errechnete kinetische Energie ebenfalls mit dargestellt. Man sieht, dass die Resonanz eine deutliche Zusatzenergie liefert, außer in einem anfänglichen Einschwingbereich.

μ	0.05
$G J_0$	50 000
α	5.0
ω_0	$11 \cdot \pi$
$\omega_{2,\text{initial}}$	$10 \cdot \pi$

Tabelle 2: Parameter und modifizierte Anfangswerte zur Berechnung des Raumenergie-Effekts.

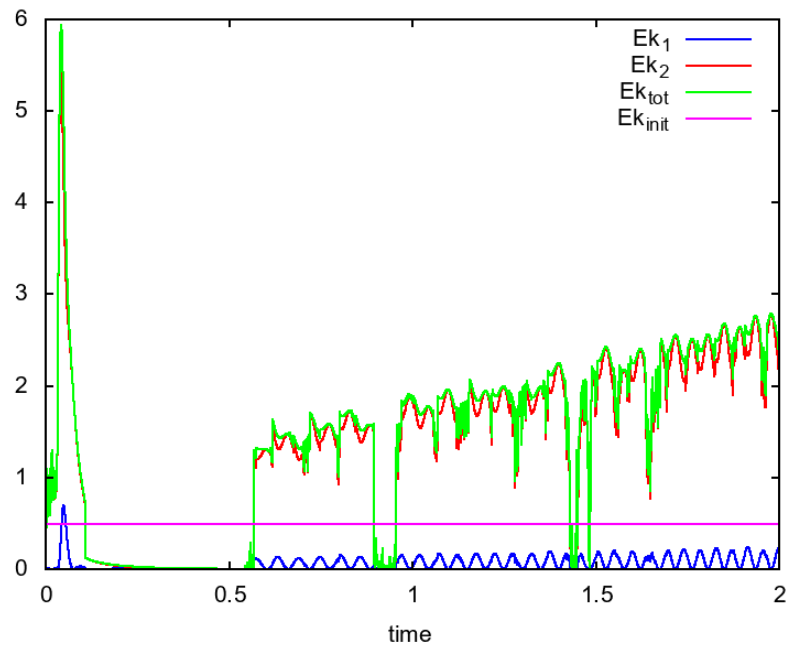


Abbildung 10: Kinetische Energien beider Massen, Gesamtenergie und Anfangsenergie $E_{k_{init}}$ bei Raumenergie-Einkopplung.

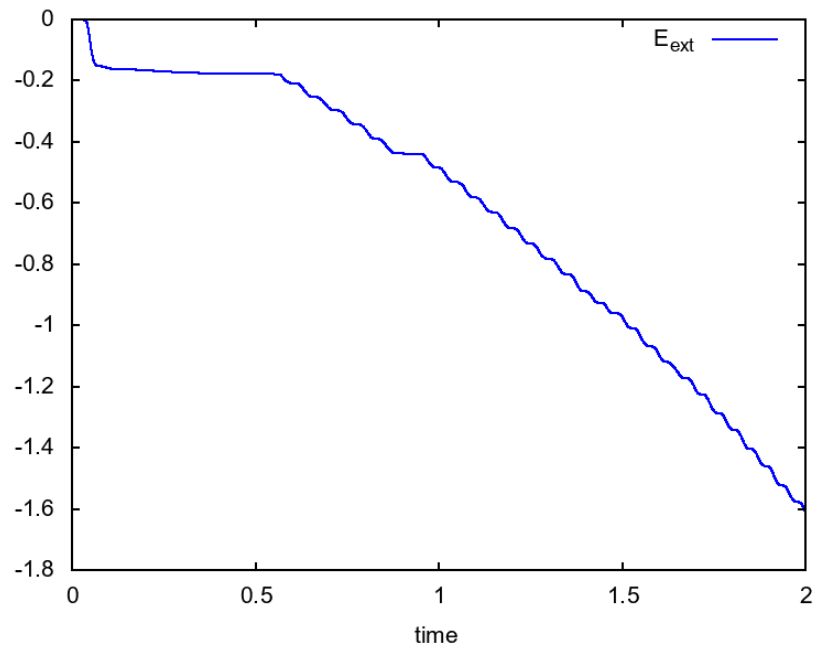


Abbildung 11: Extern abgegebene Energie bei Raumenergie-Einkopplung.

Da wir die Bremskraft berücksichtigt haben, findet die Energieerhöhung un-

ter Abgabe einer Nutzenergie statt. Diese wurde nach G. (23) (wie für Abb. 9) berechnet und ist in Abb. 11 dargestellt. Nach einer Einschwingphase wird eine pro Zeiteinheit in etwa konstante Energiemenge abgegeben, d.h. wir können dem System eine konstante Dauerleistung entziehen. Damit haben wir einen möglichen Mechanismus für ein Doppelpendel gefunden, das von Raumenergie gespeist wird, unter der Voraussetzung, dass die von der ECE-Theorie gelieferte Voraussage tatsächlich zutrifft und im Experiment nachweisbar ist.

4 Zusammenfassung

Die von Milkovic und dem anonymen Autor behauptete Extraktion einer Leistung aus einem System mit zwei gekoppelten, schwingenden Einheiten konnte in dieser Studie nicht bestätigt werden. Verschiedene Ansätze der Leistungsextraktion führen immer zu einer Abnahme der Rotationsenergie, d.h. einer Erhaltung der Gesamtenergie. Das ist von klassischen rotierenden Systemen auch nicht anders zu erwarten. Eine Energieerzeugung aus sich selbst kann solch ein System nur erbringen, wenn es sich mit einem äußeren Energiereservoir in Austausch befindet. Ein solches stellt die Raumenergie des nichtleeren Vakuums dar. Die Modellrechnung hat gezeigt, dass Rotationsfelder des Vakuums solch einen Effekt liefern können. Auch wenn manche Erfinder behaupten, einen solchen Effekt gefunden zu haben, steht eine wissenschaftliche Überprüfung nach wie vor aus. Dazu gehört die Reproduzierbarkeit und Wiederholbarkeit solcher Versuche.

Literatur

- [1] Milkovic pendulum, described in <https://www.veljkomilkovic.com/>
- [2] <http://www.torkado.de/wuerthGetriebe.htm>
- [3] Anonymous author, “Double Pendulum Power”, <https://www.veljkomilkovic.com/Docs/Double-Pendulum-Power-AC-Power-from-a-Mechanical-Oscillator.pdf>
- [4] M. W. Evans, “Generally Covariant Unified Field Theory” (Abramis, 2005), vols. 1-7 .
- [5] H. Eckardt, “ECE UFT - The Geometrical Basis of Physics”, textbook, UFT paper 438, Unified Field Theory (UFT) section of www.aias.us.
- [6] H. Eckardt, “The resonant Coulomb and Ampère-Maxwell law”, UFT paper 440, Unified Field Theory (UFT) section of www.aias.us.