Praxis der Naturwissenschaften - Physik 39/8, 19 (1990)

Physikalische Phänomene am Dampf-Jet-Boot

H. Joachim Schlichting und B. Rodewald

Einleitung

Die Renaissance der Blechspielzeuge hat auch ein kleines Spielzeugboot wieder verfügbar gemacht das besonders in der Nachkriegszeit weit verbreitet war.

Dieses - von uns so genannte - Dampf-Jet-Boot, zuweilen auch mit Putt-putt-Boot bezeichnet., erweist sich als äußerst interessant für den Physikunterricht:

- Als relativ ungewöhnliches Spielzeug vermag es die Neugier und den Spieltrieb der Schüler zu wecken. Daraus läßt sich in vielen Fallen die Motivation zu physikalischen Untersuchungen gewinnen.
- Das Dampf-Jet-Boot ähnelt mehr einen technischen Gebrauchsgegenstand als einen Gerät der Lehrmittelindustrie. Während letztere nur dazu geschaffen wurden, jene künstlichen Phänomene hervorzubringen, an denen möglichst nur ein isoliertes physikalisches Prinzip erkennbar wird enthält das Dampf-Jet-Boot noch eine gewisse Komplexität. Es eröffnet damit die Möglichkeit für verschiedenartige physikalische Fragestellungen und erlaubt, Unterrichtsinhalte zu integrieren. die sonst nur isoliert behandelt werden können.
- Je nachdem auf welchem Anspruchsniveau das Boot behandelt werden soll, lassen sich qualitative und quantitative Modellierungen erarbeiten. Neben klassischen Fragestellungen können dabei auch Aspekte aufgegriffen werden, die erst in jüngster Zeit in der Physik Bedeutung erlangt haben.

Die Absicht dieses Aufsatzes besteht nicht darin, einen entsprechenden Unterrichtsgang darzustellen. Vielmehr sollen als Grundlage für den Unterricht einige uns interessant erscheinende physikalische Probleme herausgegriffen und möglichst elementar beschrieben werden. In einzelnen befassen wir uns mit.

- den mechanischen Aspekten des Bootantriebs,
- dem zugrundeliegenden Wärmekraftprinzip,
- dem nichtlinearen Schwingungsverhalten und der damit verbundenen Möglichkeit zur Selbstorganisation.

Mit dem letzten Punkt betreten wir insofern physikalisches Neuland als hier Probleme der modernen Physik (Synergetik, dissipative Strukturen) angesprochen werden, die bislang nicht zum Stoffkanon des Physikunterrichts gehören. Die Darstellung zeigt jedoch, daß diese Probleme zu einen tiefergehenden Verständnis des Systems beitragen, ohne daß der übliche Schwierigkeitsgrad überschritten würde. Wir tragen damit außerdem Bestrebungen Rechnung, den Physikunterricht auch für solche Probleme zu öffnen (siehe z B. *Sauer* 1984, *RodewaId* 1981 *Rodewald* et al. 1986).

Die folgenden Untersuchungen wurden an einem käuflich erworbenen Spielzeug vorgenommen. Auf Untersuchungen, die auf konstruktive Abänderungen des fertigen Objekts hinauslaufen, wurde vorerst verzichtet,

Das Dampf-Jet-Boot wurde kürzlich von *Berge* (1982, S.75) als physikalisches Spielzeug beschrieben, nachdem es unseres Wissens zuletzt vor mehr als 20 Jahren fachdidaktische Aufmerksamkeit erlangte (z. B, *Finnie* et al. 1962, *Mackay* 1958, *Miller* 1958).

Beschreibung des Boots

Das Herzstück des Boots besteht (gemäß Abb. 1) ins einem flachen Dampfkessel (K). Von diesen gehen zwei dünne Röhren (R) aus und ragen am Heck des Boots ins Wasser. Die Oberseite des Kessels besteht aus einer dünnen Messingmembrane (M). Will man das Boot in Bewegung versetzen, so füllt man vorerst den Kessel und die Röhren mit Wasser auf und heizt sodann den Kessel von unten mit einer Kerze oder Esbit (W). Nach kurzer Zeit setzt sich das. Boot tukkernd in Bewegung. Das Tuckern rührt von der Membrane her, die sich in regelmäßigem Rhythmus (sichtbar) auf- und abbewegt. Mit gleicher Frequenz wird aus den Röhren am Heck Wasser ausgestoßen und angesaugt, wodurch der Antrieb des Bootes zustande kommt. Das Boot bewegt sich solange fort, wie die Wärme-

zufuhr erfolgt. Wir haben Fahrten von einer Stunde und länger aufrecht erhalten können.

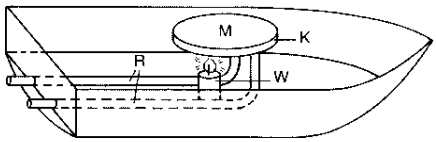

Abb. 1: Schematische Darstellung des Dampf-Jet-Bootes; K = Kessel, M = Membrane, R = Röhren, W = Wärmequelle

Antrieb des Bootes

Auf den ersten Blick scheint der Antriebsmechanismus des Bootes mit dem eines Düsenjets vergleichbar zu sein: Dadurch, daß das Dampf-Jet - Boot Wasser nach hinten stößt, wird durch den damit verbundenen Impulsübertrag ein entsprechender Vortrieb (Rückstoß) bewirkt.

Im Unterschied zum Düsenjet wird das *nach hinten* ausgestoßene Wasser (zumindest in zeitlichen Mittel) auch wieder *von hinten* eingesogen. Berücksichtigt man, daß die Beträge der Aus- und Einströmgeschwindigkeit sich nicht wesentlich unterscheiden (siehe unten) so stellt sich die Frage, wieso die mit dem Ausström- und Einsaugvorgang verbundenen Impulsübertrag sich nicht ausgleichen und das Boot sich auf der Stelle hin- und herbewegt. Man beobachte vielmehr eine ruckweise Vorwärtsbewegung im Halbtakt des Wasserausstoßens und keine Bewegungsänderung im Halbtakt des Wassereinsaugens. Daraus folgt daß die Impulsüberträge in bzw. gegen Fahrtrichtung beim Ausstoßen bzw. Einsaugen des Wassers von stark unterschiedlichem Betrag sein müssen. Ein solcher Sachverhalt läßt sich nur mit einer Asymmetrie des Ein- und Ausströmvorganges erklären:

Vereinfacht argumentiert behält die ausgestoßene Wassersäule beim Verlassen der Röhren i. w. ihre Richtung bei, wodurch die gesamte Masse zur Entfaltung des Impulsübertrages beiträgt. Demgegenüber ist beim Einsaugen keine Richtung ausgezeichnet. Das Wasser strömt aus fast allen Richtungen kommend den Rohrenden wie einem Ausguß zu (siehe Abb. 2). Dabei prallen die jeweils aus entgegengesetzten Richtungen kommenden Wasserteile aufeinander, ihre Impulse heben sich auf. Nur der in Rohrrichtung strömende Wasseranteil kam seinen Impuls auf das Boot übertragen, weil er keinen Partner mit entgegengesetztem Impuls vorfindet. Dieser Wasseranteil (siehe schraffierte Fläche in Abb. 2b) ist im Vergleich zur gesamten einströmenden Wassermenge (sie erfüllt eine gedachte Kugel vom Radius r, siehe Abb 2b) umso kleinen je dünner das Rohr ist.

Aufgrund dieser einfachen, die wesentlichen Aspekte berücksichtigenden Modellierung, kommt man zu folgender quantitativen Abschätzung:

- *Wasserausstoß*: Innerhalb der Zeit t = l/(2·ν) (ν = Frequenz des Tuckerns) werde die Wassermasse m = ρAl (ρ, A und l bezeichnen Dichte des Wasser, Querschnitt und Länge der Wassersäule) mit der Geschwindigkeit v = l/t = 2lν ausgestoßen. Damit ist ein Impulsübertrag

$$p_a = mv = \rho \cdot A \cdot l \cdot l / t = 2\rho \cdot A \cdot l^2 \cdot \nu \qquad (1)$$

verbunden.

- *Wassereinsaugen*: Innerhalb derselben Zeit t werde aus dem Kugelvolumen vom effektiven Radius r (Siehe Abb. 2b) die Wassermasse m_e eingesogen. Im stationären Betrieb ist die eingesogene Wassermasse m_e gleich der ausgestoßenen m. Nimmt man vereinfachend an, daß das Wasser radial (gradlinig) den Rohrenden zuströmt, dann wird nur der Impuls p_e‘ wirksam, der in der Abb. 2b schraffiert eingezeichneten Wassermasse entspricht:

$$p_e' = m_e' v_e' = \rho \cdot A \cdot r \cdot \frac{r}{t}. \qquad (2)$$

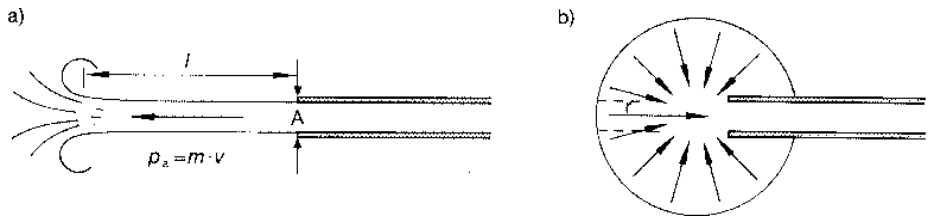

Abb. 2: a)Ausstoßen des Wasserjets; b) Einsaugen des Wasser (Pfeile stellen die Impulsrichtung der Wasserteilchen dar)

Der den Vortrieb bestimmende Impuls Δp beträgt. demnach:

$$\Delta p = p_a - p'_e = p_a\left(1-\frac{r^2}{l^2}\right), \qquad (3)$$

wobei r und l noch über die Beziehung

$$Al = \frac{4}{3}\pi r^3 - Ar$$

zusammenhängen.

Bei langen schlanken Röhren wie im Falle des vorliegenden Spielzeuges kann wegen r << l der zweite Summand in (3) vernachlässigt werden. Dies wird durch die Beobachtung gestützt, daß während des Halbtakts des Wassereinsaugens keine Rückwärtsbewegung erfolgt. Umgekehrt würde man bei dikken Röhren nur ein Hin- und Herschwingen des Bootes erwarten.

Dem Impulsübertrag $\Delta p \approx p_a$ entspricht nach (1) bei Berücksichtigung beider Röhren eine über eine Periode gemittelte Vortriebskraft (Antriebskraft) von

$$F_A = 2\cdot\Delta p\cdot\nu = 4\rho\cdot A\cdot l^2\cdot\nu^2 = \rho A\nu^2 \qquad (4)$$

Die Antriebskraft läßt sich messen, indem man das arbeitende Boot mit einer geeigneten Federwaage festhält und die der Auslenkung entsprechende Kraft F_A abliest. Unabhängig davon lassen sich aber auch die übrigen in (4) auftretenden Größen abschätzen: Die Frequenz kann beispielsweise akustisch registriert werden Die Wasserjets sind in der Regel aufgrund von Wirbelbegrenzungen gut zu erkennen. Ihre Länge l kann daher mit einem darübergehaltenen Lineal abgeschätzt werden. Mit diesen Informationen läßt sich die Güte der bei der Ableitung von (4) benutzten Näherung bestimmen. In unserem Fall betrug $\nu \approx 4s^{-1}$, l ≈ 2cm, A ≈ 0,13cm^2 und F_A = 0,1Nm womit der Güte der Abschätzungen entsprechend eine größenordnungsmäßige Übereinstimmung gegeben ist. Bestimmt man auch noch die Geschwindigkeit v_A des Boots, so kann man über $P_A = F_A v_A$ die Antriebsleistung ermitteln. Sie betrug in unserem Fall $P_A \approx 0{,}1mN \cdot 0{,}07$ m/s = $0{,}7\cdot10^{-6}$W. Setzt man P_A ins Verhältnis zur Leistung P_H der Heizquelle, dann erhält man einen Ausdruck für den Wirkungsgrad des Boots. P_H läßt sich durch den Massenverlust pro Zeiteinheit des Brennmaterials multipliziert mit dem massenspezifischen Heizwert des Brennmaterials ermitteln. Der Wirkungsgrad erweist sich als sehr klein. Außerdem schwankt er in einem sehr weiten Bereich, weil es schwierig ist, die Flammengröße so optimieren, daß nicht der Erwärmung des Wassers dienende Energieverluste unterbunden werden.

Das Vorhandensein von zwei Antriebsröhren hat zu der falschen Erklärung geführt (vgl. z.B *Miller* 1958, S. 199), das Wasser werde durch das eine Rohr angesogen und durch das andere ausgetrieben. Dem widerspricht nicht nur die Tatsache, daß Boot auch mit einer Röhre arbeitet, wie man durch Zustöpseln der anderer zeigen kann, sondern auch das bei sorgfältiger Beobachtung (unterstützt mit gefärbtem Wasser) feststellbare synchrone Ausströmen des Wasser aus beiden Röhren.

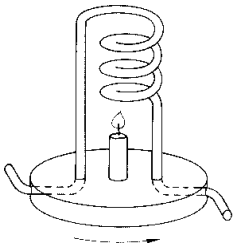

Abb. 3: Wärmekraftdreher

Durch eine geringfügige konstruktive Abänderung läßt sich allerdings auch ein ähnlicher „Antrieb“ realisieren (siehe Abb. 3), bei dem Wasser kontinuierlich aus dem einen Rohr ausgestoßen und gleichzeitig Wasser in das andere eingesogen wird. Aufgrund der speziellen Konstruktion kommt es dann ebenfalls zu einer Drehbewegung (vgl. *Sükoso* 1983). Schwingungen treten niecht nicht auf. Das zyklische an dem Vorgang besteht, wenn man so will, in der Verdampfung des Wassers. Die Erwärmung sorgt für ein Aufsteigen des leichteren warmen Wassers und bewirkt dadurch das Ausstoßen von Wasser am einen und das Einsaugen von Wasser am anderen Rohrende.

Wärmekraftmechanismus

Das Antriebsaggregat des Dampf-Jet-Bootes ist eine Wärmekraftmaschine ohne bewegliche mechanische Teile. Der Wärmekraftzyklus besteht aus folgenden Teilvorgängen:

- Das Wasser im Dampfkessel wird durch die kontinuierlich zugeführte Wärmeernergie der Heizquelle(Kerze, Esbit, o.ä.) zum Verdampfen gebracht.
- Die dadurch bewirkte Volumenzunahme führt zu einer Auslenkung der Wassersäulen in den Röhren und damit zum direkt beobachtbaren Ausstoß der Wasserjets. Wir haben gesehen, daß dadurch der Antrieb des Bootes zustande kommt.
- Der auf diese Weise mit den vorher vom Wasser gekühlten Rohrwandungen in Ver-

bindung kommende Dampf wird abgekühlt und kondensiert.

- Dadurch kommt eine Kontraktion des Dampfvolumens und ein Zurückströmen des Wassers von außen in die Röhren zustande. Gleichzeitig wird die Erwärmung der Rohrwandungen durch das zurückströmende Wasser wenigstens teilweise wieder aufgehoben. Nun kann ein neuer Zyklus beginnen.

Der eigentliche Kühler der Wärmekraftmaschine ist das umgebende Wasser. Die in den Röhren ausgelenkten Wassersäulen werden im stationären Betrieb normalerweise nicht vollständig herausgedrückt. Es wird weder entweichender Dampf noch werden Wasserjets voll der Länge der Röhren beobachtet. Damit eine hinreichende Abkühlung erfolgen kann, muß die Auslenkung der Wassersäule so groß sein, daß diese eine genügend große Fläche gekühlter Rohrwandungen berührt. Läßt man das Boot nämlich in heißem (fast kochendem) Wasser schwimmen, so kommt die Schwingung zum Erliegen Dies ist ein sehr anschauliches Beispiel für die Bedeutung des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik.

Oszillator

Das Dampf-Jet-Boot fällt vor allem durch ein regelmäßiges Tuckern auf, welches an eine ungedämpfte Schwingung erinnert. In Wirklichkeit unterliegt die Schwingung natürlich starken Dämpfungen, die nur deshalb nicht zum Erliegen der Schwingung führen, weil durch die Wärmeenergiezufuhr eine gleichgroße Anfachung der Schwingung erfolgt.

Als schwingende Elemente des Dampf-Jet-Bootes kommen die das tuckernde Geräusch produzierende Membran des Dampfkessels sowie die mit gleicher Frequenz in den Röhren schwingenden Wassersäulen in Frage. Die Membrane ist insofern unwesentlich als auch dann eine Schwingung zustande kommt, wenn sie durch einen starren Deckel ersetzt wird (vgl. *Macaky* 1958). Sie sorgt jedoch für das Geräusch des Tuckerns und beeinflußt den Schwingungsverlauf. Zur Beschreibung der Schwingung werde daher die Lage z des Meniskus der Wassersäule herangezogen (Abb. 4). Damit es überhaupt zu einer Auslenkung kommt, muß es erst einmal zu einer Verdampfung von Wasser kommen. Der zugeführte Wärmestrom muß demnach größer sein als die nicht der Erwärmung des Wassers dienenden Wärmeverluste. Die Verdampfung von Wasser führt zum Austreiben von Wasser aus dem Kessel und damit zu einer Auslenkung der Wassersäule. Von dem Momenent an, da der Dampf aus dem Erwär mungsbereich heraus in die dünnen Röhren dringt, beginnt sich mit zunehmendem z ein Wärmeverlust aufzubauen, der schließlich zu einer Kondensation und damit zu einer die Auslenkung stoppenden rücktreibenden Kraft führt. Bei einer bestimmten Auslenkung z_0 wird ein stationärer Gleichgewichtszustand erreicht, bei dem sich Ausdehnungs- und Zusammenziehungstendenz die Waage halten. Om diesen Gleichgewichtszustand z_0 vollziehe sich die Schwingung die im folgenden durch die Elongation $x = z - z_0$ beschrieben werde (Abb. 4).

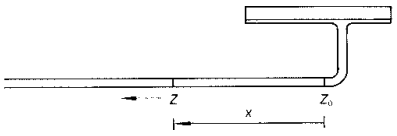

Abb. 4: Darstellung der Auslenkung der schwingenden Wassersäule

Gedämpft wird die Schwingung vor allein durch den oben beschriebenen Antrieb des Bootes: Das Ausstoßen des Wasserjets aus den Rohrenden erfolgt nach dem Prinzip „actio gleich reaetio“ mit einer mittleren Kraft der Größe $F_D \sim v^2 = \dot{x}^2$ (s. Gl. (4)). Dieses ausgestoßene Wasser wechselwirkt wiederum mit der im Rohr verbliebenen Wassersäule und führt nach dem gleichen Prinzip zu einer dieser Säule abbremsenden Kraft proportional zu $\dot{x}^2$. Da diese Dämpfungskraft F_0 i. w. nur im Halbtakt des Ausströmens wirkt gilt für sie:

$$F_D = d\dot{x}^2 \cdot \Theta(\dot{x}) \text{, wobei}$$

$$\Theta(\dot{x}) = \begin{cases} 1 & \text{für } \dot{x} > 0 \\ 0 & \text{für } \dot{x} < 0 \end{cases} \qquad (5)$$

Veranschaulichen läßt sich dieser Dämpfunvorgang z. B. durch den Versuch, von einem ans Ufer treibenden Boot an Land zu springen. Der mit dem Sprung verbundene Impulsübertrag bremst die Fahrt. des Bootes ab.

Weitere Dämpfungskräfte , wie z. B. Stömungswiderstand in den Röhren setzen wir mit; $F_R = r \cdot \dot{x}$ an. Für die Anregung der Schwingung sorgt der hier als konstant vorausgesetzte Wärmestrom von der Heizquelle zum Kessel. Wir gehen von der einfachen Annahme aus, daß er eine der Geschwindigkeit proportionale Kraft erzeugt: $F_A = a\dot{x}$.

Als Trägheit, die die Bewegung über die Gleichgewichtslage z hinausführt werde die mittlere Masse m der schwingenden Wassersäule angesehen.

Demnach ergibt sich im Rahmen dieser einfachen Modellierung die folgende Bewegungsgleichung:

$$m\ddot{x} + kx + r\dot{x} + d\dot{x}^2\Theta(\dot{x}) = a\dot{x} \text{ bzw.}$$

$$\ddot{x} + \omega^2 x + \gamma\dot{x} + \delta\dot{x}^2\Theta(\dot{x}) = \alpha\dot{x} \qquad (6)$$

wenn man die Abkürzungen α = a/m, ω2 = k/m, γ = r/m und δ = d/m benutzt. Diese nichtlineare Differentialgleichung ist elementar nicht auswertbar. Eine numerische Integration ist allerdings i.a. problemlos durchzuführen.

In Abb. 5a und 5b ist das Orts-Zeit-Diagramm für zwei verschiedene Ausgangssituationen dargestellt. Wie immer der Ausgangspunkt auch sein mag, es stellt sich stets derselbe stationäre Endzustand ein. In 5a wurde der Normalfall der sich aufgrund einer kleinen Störung aufschaukelnden Schwingung aufgetragen, in 5b der Fall einer sehr starken Anfangauslenkung. Auffallend ist die Asymmetrie der Hin- und Her-Amplituden. Wegen der starken Energieabgabe zum Antrieb des Bootes beim Ausstoßen des Wassers ist die Amplitude der Hin-Schwingung kleiner als die mit dem Einsaugen des Wassers verbundene Her-Schwingung.

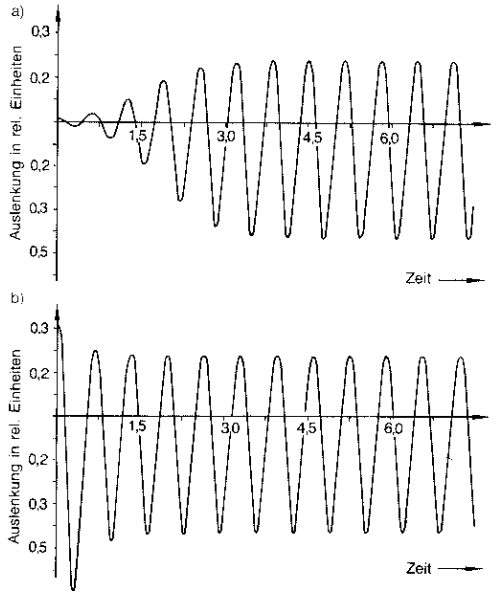

Abb. 5a: Orts-Zeit-Diagramm (Erläuterungen im Text); **b**: Orts-Zeit-Diagramm (Erläuterungen im Text)

Energiebetrachtungen

Multipliziert man Gl. (9) mit $\dot{x}$, so läßt sie sich als Energiebilanzgleichung schreiben und erlaubt eine anschauliche Interpretation:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}\dot{x}^2 + \frac{1}{2}\omega^2 x^2\right) + \left(\delta\dot{x}^3\Theta(\dot{x}) + \gamma\dot{x}^2\right) = \alpha\dot{x}^2 \qquad (10)$$

Der erste Term auf der liunken Seite von Gl. (10) stellt die zeitliche Änderung der im Oszillator gespeicherten Energie dar, der zweite Term den durch Dämpfung abgeführten Energiestrom. Beide Anteile müssen durch den auf der rechten Seite dargestellten Anregungsenergiestrom aufgebracht werden.

Wir gehen näherungsweise davon aus, daß die Schwingung pro Periode harmonisch ist. Es gilt also für die Auslenkung $x \cong A\cdot\sin(\omega t + \varphi) + A_0$, wobei A die Amplitude, ω die Frequenz der Schwingung ist. Dann kann man aus Gl. (10) den über eine Periode gemittelten Dämpfungsenergiestrom P_D und Anregungsenergiestrom P_A bestimmen:

$$P_D = \int_0^T \left(\frac{\delta A^3\omega^4}{2\pi}\cos^3\omega t + \frac{\gamma A^2\omega^3}{2\pi}\cos^2\omega t\right)\cdot dt = A^2\omega^2\left(\frac{\delta A\omega}{3\pi} + \frac{\gamma}{2}\right) \qquad (8a)$$

$$\overline{P_A} = \int_0^T \frac{A^2\omega^3}{2\pi}\cos^2\omega t\cdot dt = \frac{\alpha A^2\omega^2}{2} \qquad (8b)$$

In Abb. 6 wurden die mittleren Energieströme P_A und P_D als Funktion der Amplitude A aufgetragen. Aufgrund der Nichtlinearität vermögen sich die beiden Kurven zu treffen wodurch - wie unten noch ausgeführt wird - das stationäre Endverhalten selbsttätig eingeregelt werden kann.

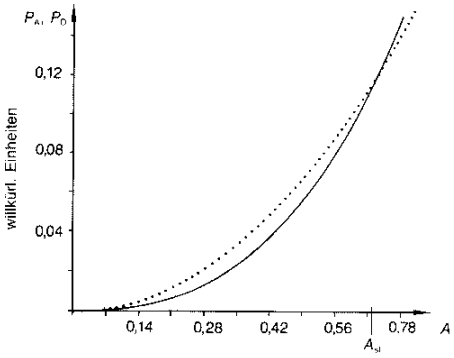

Abb. 6: Schematische Darstellung des über eine Periode gemittelten Anregungs- (P_A) und Dämpfungsenergiestrom (P_D) in Abhängigkeit von der Amplitude A. A_{st} bezeichnet die stationäre Amplitude

Im stationären Gleichgewichtszustand x = 0 sind wegen $\ddot{x} = \dot{x} = 0$ Anregungs- und Dämpfungskraf't gleich. Dieser Zustand ist jedoch labil. Eine zu einer noch so kleine Auslenkung δx führenden Störung bewirkt eine Aufschaukelung der Schwingung, Denn die linearisierte Gl. (6)

$$\delta\ddot{x} + \omega^2\delta\xi - (\alpha - \gamma)\delta\dot{x} = 0$$

beschreibt für $\alpha > \gamma$ eine sich aufschaukelnde Schwingung. Die Bedingung $\alpha > \gamma$ bringt zum Ausdruck, daß die Energiezufuhr genügend groß sein muß, damit überhaupt eine Schwingung zustande kommt. In der Tat muß der zugeführte Wärmestrom einen kritischen Schwellenwert überschreiten, unterhalb dessen keine Auslenkung der Wassersäule erfolgt. Wie man Abb 6 entnimmt, gewinnt infolge der Aufschaukelung mit wachsender Amplitude A der kubische Term P_D zunehmend an Bedeutung, bis er nach Erreichen einer bestimmten Amplitude A_{st} größer wird als der quadratische Term P_A. Dann überwiegt der dämpfende Anteil den anfachenden und verhindert eine weitere Aufschaukelung, Das System erreicht auf diese Weise einen stabilen Grenzzyklus. Damit wird eine geschlossene Kurve im Geschwindigkeits- bezeichnet, auf der die Werte von $\dot{x}(t)$ „umlaufen“ und die Stationarität und Stabilität des Systems zum Ausdruck bringen (Abb. 7).

Selbstorganisation

Daß ein solches durch starke Dämpfungen charakterisiertes System überhaupt mit konstanter Frequenz zu schwingen vermag, liegt in seiner energetischen Offenheit begründet. Dem System wird ständig Energie zu geführt, und es gibt ständig Energie an die Umgebung ab. Im stationären Schwingungszustand ist die im System enthaltene Gesamtenergie zeitlich konstant. Die gesamte zu geführte hochwer-tige Wärmeenergie (Wärme bei hoher Temperatur) wird als wertlose Wärme bei niedriger Temperatur) an die Umgebung abgeführt. Der eigentliche Antrieb ist demnach in der Dissipation von Energie zu sehen. Solche Systeme werden daher nach *Prigogine*(1980) auch d*issipative Systeme oder Strukturen* genannt. Solange das System diesen stationären Zustand noch nicht erreicht hat, wird für den Fall, daß die Amplitude A kleiner als die stationäre Amplitude A_{st} ist, nicht die gesamte zugeführte Energie dissipiert. Ein Teil verbleibt im System und manifestiert sich in der schrittweise wachsenden Amplitude bzw. Geschwindigkeit, bis die mit wachsender Amplitude bzw. Geschwindigkeit noch „schneller“ wachsende dissipierte Energie den Betrag der zugeführten Energie gerade kompensiert. Eine ähnliche Argumentation gilt für die Einregelung der stationären Amplitude A_{st}, wenn die anfängliche Amplitude A größer ist als A_{st}. Für den hier noch einmal skizzierten Regelvorgang ist das *nicht-lineare Verhalten* des Systems verantwortlich, d.h. die Tatsache, daß zwei konkurrierende Terme in der Bewegungsgleichung unterschiedlich „schnell" mit der Amplitude A variieren, so daß sie sich bei einem bestimmten Wert von A, nämlich bei A_{st} „treffen“ können. Die Nichtlinearität bewirkt demnach ein Wechselspiel zwischen positiver und negativer *Rückkopplung* (siehe Abb. 8), durch das ein stabiles Endverhalten des Systems, d. h. eine (dissipative) Struktur eingeregelt wird. Das System besitzt demnach die Fä-

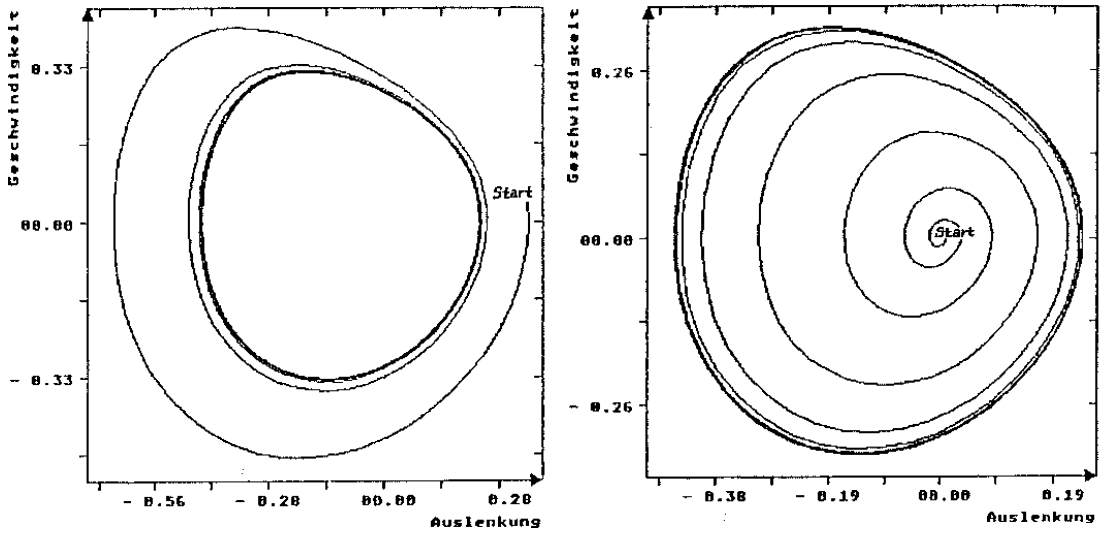

Abb. 7: Schematische Darstellung des Grenzzyklus einer Schwingung. Zustände innerhalb der geschlossenen Kurve führen jeweils zur Aufschaukelung, außerhalb zur Dämpfung, derart, daß es aus jeder Anfangslage zu einer Einmündung in den stationären Zustand kommt

higkeit ein charakteristisches, gegen äußere Störungen stabiles Verhalten selbst zu organisieren (*Selbstorganisation*) und gewissermaßen eine durch die Struktur definierte Individualität in einer sich (in Grenzen) änderndem Umwelt zubewahren.

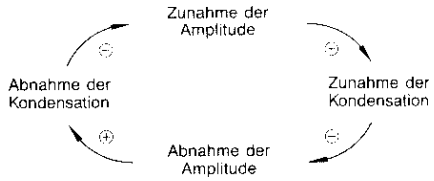

Abb. 8: Das Wechselspiel zwischen positiver und negativer Rückkopplung regelt ein stabiles Endverhalten ein

Literatur

[1] *O.E. Berge*: Spielzeug im Physikunterricht. Heidelberg: Quelle & Meyer 1982

[2] *I. Finnie* und *R.L. Curl*: Physics in a Toy Boat. Am. J. Physics **31**, 289 (1963)

[3] *R.S. Mackey*: Boat Driven by Thermal Oscillations. Am. J. Physics **26**, 583 (1958)

[4] *J.S. Miller*: Physics in a Toy Boat. Am. J. Physics **26**, 199 (1958)

[5] *I. Prigogine* und *I. Stengers*: Dialog mit der Natur. München: Piper 1983

[6] *B. Rodewald*: Phasenübergangsähnliche Phänomene in der Mechanik – ein Gegenstand zur Einführung synergetischer Grundbegriffe im Schulunterricht. PdN-Ph. **32/2**, 35 (1983)

[7] *B. Rodewald* und *H.J. Schlichting*: Prinzipien der Synergetik- erarbeitet an Spielzeugen. PdN-Ph. **35/4**, 33 (1986)

[8] *G.Sauer*: Synergetik in der Sekundarstufe II. In: *W. Kuhn* (Hrsg.): Vorträge Physikertagung in Münster 1984

[9] *C. Sükoso*: Schoolexperiments in the second law. In: *G. Marx* (ed.): Entropy in the School. Budapest 1983, S.497