Kapitel 1

Bemerkungen zum Karlsruher Physikkurs

1.1 Vorbemerkungen

Gegenwärtig drängt sich unbeteiligten Beobachtern der Verdacht auf, daß der sogenannte Karlsruher Physikkurs im gymnasialen Physikunterricht mit Gewalt durchgesetzt werden soll. Selbst wenn man von Aspekten der didaktischen Freiheit, die in vernünftigem Ausmaß eigentlich nicht zur Diskussion stehen sollte, einmal völlig absieht, muß eine solche Entwicklung Widerspruch herausfordern.

Grundlage des Karlsruher Physikkurses ist eine von G. Falk vorgelegte Darstellung der theoretischen Physik, die stark thermodynamisch orientiert ist und auf der Dynamik der sogenannten extensiven Größen makroskopischer Systeme aufbaut [155], [156]. Das Konzept wurde darauf aufbauend an der Universität Karlsruhe von Falk und F. Herrmann gegründet [158]; die selbe Idee veröffentlichte etwa gleichzeitig A. A. diSessa am MIT [124]. Seither wurde es stetig weiterentwickelt[1]. Ausgangspunkt ist dabei entsprechend der Vorlage die Betrachtung mengenartiger und damit bilanzierbarer Größen, die sich in allen Bereichen der Physik finden, und eine darauf aufbauende streng analoge Vorgehensweise in den unterschiedlichen Teilgebieten. Im Zentrum der Betrachtung stehen dabei zeitliche Änderungen solcher mengenartiger Größen und deren Übergänge über Systemgrenzen hinweg, was als „Strömungen" gedeutet wird. In diesem Sinn erfolgt dann jeweils die Einführung von Strömen und Stromstärken, welche die entsprechenden herkömmlichen Begriffe ersetzen sollen[2].

Außerdem wird der Begriff des Energietransports in den Mittelpunkt gestellt, oder

[1]Hinweise auf den Karlsruher Physikkurs finden sich auch im Baden-Württemberger Lehrplan für allgemeinbildende Gymnasien, in der Fassung von 1994 nur an einer Stelle und ausdrücklich nur als mögliche Alternative, in derjenigen von 2004 schon etwas deutlicher, dafür aber undifferenziert und diffus.

[2]Gelegentlich vergleicht man den Karlsruher Physikkurs mit Blick auf seine von der traditionellen Terminologie abweichenden Sprechweise mit der von David Hestenes als neue Grundlage für Mathematik und Physik propagierten sogenannten geometrischen Algebra [236], [238]. Das ist nicht gerechtfertigt, denn Hestenes erklärt zwar gewissermaßen mit Hilfe von Clifford-Algebren die ganze Welt, er startet dabei jedoch mit Konzepten der relativistischen Quantenfeldtheorie und steht damit stets fest auf der Basis der etablierten Mikrophysik. Er verwendet lediglich eine besondere mathematische Sprache, versucht aber an keiner Stelle, das begriffliche Gerüst der Physik umzukrempeln.

genauer gesagt die Aussage, daß Energietransport nie allein, sondern stets zusammen mit einer zweiten physikalischen Größe erfolgt, die dann generell als „Energieträger“ bezeichnet wird. Wie oben angedeutet wird dann von Energieströmen und der Energiestromstärke geredet, wobei sich hinter letzterer nichts anderes als die Leistung verbirgt[3]. Um die Sache anschaulich zu halten, wird das Konzept zunächst ausführlich am Beispiel von Wasserstromkreisen eingeführt. Analogien hierzu werden nun in allen anderen Bereichen gesucht und gefunden. So wird beispielsweise in der Mechanik mit dem Impuls angefangen, dieser als Energieträger erkannt, und Kräfte werden dann als Impulsstromstärken eingeführt. In der Thermodynamik muß entsprechend die Entropie sehr frühzeitig eingeführt werden, um eine als Energieträger verwendbare Größe zur Verfügung zu haben [415]. Ähnlich geht man mit dem Drehimpuls oder in der Elektrizitätslehre[4] und in sonstigen Teilgebieten der Physik vor.

Selbst wenn wir fachliche Aspekte für den Moment außer Acht lassen, kommen wir nicht umhin, die Konsequenzen eines derart umgekrempelten Physikunterrichts als fatal einzuschätzen. Das Problem liegt unter anderem in einer extremen Überstrapazierung der Verwendung von Analogien und dem Gebrauch von Begriffen, deren Abstraktionsgrad deutlich über das in der Schule vernünftige Maß hinausgeht. So ist etwa das Energieträger-Konzept im Rahmen der Thermodynamik innerhalb gewisser enger Grenzen tragfähig; die physikalischen Größen, die als Energieträger herangezogen werden, sind auch gelegentlich recht anschaulich (Licht, elektrischer Strom, Wasser, ...), sehr oft jedoch äußerst abstrakt (Impuls, Drehimpuls, Entropie, ...), so daß die damit gebildeten Analogien eben gerade nicht die gewünschte Erklärungskraft entfalten, sondern bestenfalls zu einem Scheinverständnis führen dürften. Inwiefern beispielsweise die Einführung von Kräften als Impulsstromstärken Lernschwierigkeiten beseitigen helfen soll, ist schwer nachvollziehbar. Ähnliches gilt für die Verwendung der Entropie in diesem Zusammenhang, was die Schülerinnen und Schüler dazu bringt, Entropie für dasselbe wie Wärme zu halten[5]. Und hierin zeichnet sich ein weiteres zentrales Problem ab: Die Schülerinnen und Schüler werden mit dem Karlsruher Physikkurs auf einen begrifflichen Weg gebracht, der sie weit von den etablieten Vorstellungen wegführt, eine Entwicklung, die schwer rückgängig zu machen sein dürfte.

Bevor wir unsere Einwände präzisieren, beschäftigen wir uns kurz mit den Grundlagen

[3]Diese Idee ist nicht neu. Ein entsprechendes Konzept wurde bereits 1898 von Gustav Mie veröffentlicht [366], allerdings selbstverständlich nicht mit der Absicht, daraus eine Didaktik der Schulphysik zu fabrizieren.

[4]Die Einführung einer Substanz namens „Elektronium“ als elektrischem Grundstoff, aus dem etwa auch die Atomhüllen aufgebaut und deren „Quanten“ dann die Elektronen sein sollen, ist ein besonders abwegiges Beispiel der Kreation neuer, der Fachwelt unbekannter Begriffe, auf das noch zurückzukommen sein wird.

[5]Es mag zwar unglaublich klingen, aber es existieren inzwischen tatsächlich ernstgemeinte Vorschläge, im Unterricht Entropie mit Wärme gleichzusetzen [345], also objektiv falsche Aussagen zu vermitteln. Diese Position wird bei Fortbildungsveranstaltungen offen vetreten. Im Übrigen stand die Gleichsetzung von Entropie und Wärme im Mittelpunkt der undifferenzierten und einseitigen Berichterstattung, die in der Tagespresse im Jahr 2004 zu lesen war [13], [248], [314]; dort wird der Karlsruher Physikkurs völlig kritiklos und fachlich unqualifiziert als alternativlose neue Physikdidaktik und Lösung aller Probleme des Physikunterrichts gefeiert, Umdenken und -lernen der Physiklehrerinnen und Physiklehrer gefordert und deren mangelnde Bereitschaft hierzu beklagt. Die diametral falsche Aussage zur Entropie, mit der in [13] eine Schülerin zitiert wird, mag auf ein Versehen der Autorin zurückzuführen sein, sie paßt gleichwohl hervorragend zur Lage der Dinge.

des Karlsruher Physikkurses aus der Sicht der theoretischen Physik. Es werden sich dabei bereits erste Hinweise auf die Problematik dieses Konzepts ergeben.

1.2 Physikalische Vorbetrachtungen

Die Strategie des Karlsruher Physikkurses besteht im wesentlichen darin, die Thermodynamik zu *der* fundamentalen Disziplin der Physik überhaupt zu erklären. Wenn wir das zunächst einmal unkommentiert stehen lassen, so erscheint es in jedem Fall sinnvoll, diejenigen physikalischen Begriffe und Gesetze, die für diese Strategie von Bedeutung sind, kurz zu rekapitulieren. Wir setzen dabei voraus, daß der Leser mit den Grundlagen der Mechanik, der Thermodynamik und der Statistik vertraut ist. Der Abschnitt kann jedoch auch ohne Nachteile für das Verständnis des restlichen Kapitels überschlagen werden.

1.2.1 Energie und der Energieerhaltungssatz

Der übliche umgangssprachliche Gebrauch des Begriffs der *Energie* täuscht schnell darüber hinweg, daß es sich aus physikalischer Sicht hierbei um ein sehr abstraktes Konzept zur Beschreibung des Zustands physikalischer Systeme handelt. Ausgangspunkt zur Definition dieses Begriffs ist das *Noethersche Theorem* [397], wonach jede Symmetrie der Lagrange-Dichte eines Sytems auf einen Erhaltungssatz einer bestimmten Größe führt[6]. Im vorliegenden Zusammenhang ist die Zeittranslationssymmetrie von Interesse, also salopp gesagt die Tatsache, daß es aus der Sicht der Physik eigentlich egal sein sollte, wann ein Experiment durchgeführt wird. Man erkennt das am besten in relativistisch kovarianter Schreibweise.

Dazu betrachten wir ein System mit Lagrange-Dichte

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}\left(\psi_1, \psi_2, \ldots, \psi_N, \frac{\partial\psi_1}{\partial x^\mu}, \frac{\partial\psi_2}{\partial x^\mu}, \ldots, \frac{\partial\psi_N}{\partial x^\mu}\right),$$

wobei die ψ_A irgendwelche Felder sein sollen; wir verwenden im folgenden die Einsteinsche Summenkonvention und schreiben kurz $\partial A/\partial\mu \equiv A_{|\mu}$ sowie $\mathcal{L} = \mathcal{L}(\psi_A, \psi_{A|\mu})$. Die Lagrange-Dichte sei invariant unter Raum-Zeit-Translationen $x^\mu \longrightarrow x^\mu + a^\mu$. Für eine infinitesimale Translation $x^\mu \longrightarrow x^\mu + \varepsilon^\mu$, wobei ε^μ klein sein soll, gilt wegen $\delta x^\mu = \varepsilon^\mu$ für die Felder und die Lagrange-Dichte zunächst

$$\begin{aligned}
\delta\psi_A &= \varepsilon^\mu \psi_{A|\mu}, \\
\delta\psi_{A|\mu} &= \varepsilon^\nu \psi_{A|\mu|\nu}, \\
\delta\mathcal{L} &= \varepsilon^\mu \mathcal{L}_{|\mu};
\end{aligned}$$

andererseits gilt für die Lagrange-Dichte aber auch

$$\begin{aligned}
\delta\mathcal{L} &= \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\psi_A}\,\delta\psi_A + \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\psi_{A|\mu}}\,\delta\psi_{A|\mu} \\
&= \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\psi_A}\,\varepsilon^\mu\psi_{A|\mu} + \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\psi_{A|\mu}}\,\varepsilon^\nu\psi_{A|\mu|\nu},
\end{aligned}$$

[6] Für Details siehe zum Beispiel [135].

was mit Hilfe der Euler-Lagrange-Gleichungen

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi_A} - \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi_{A|\mu}} \right)_{|\mu} = 0$$

umgeformt werden kann zu

$$\begin{aligned} \delta \mathcal{L} &= \varepsilon^\nu \left[\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi_{A|\mu}} \right)_{|\mu} \psi_{A|\nu} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi_{A|\mu}} \psi_{A|\mu|\nu} \right] \\ &= \varepsilon^\nu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi_{A|\mu}} \psi_{A|\nu} \right)_{|\mu} . \end{aligned}$$

Zusammengenommen findet man also

$$\left(\mathcal{L} \, \delta^\mu{}_\nu - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi_{A|\mu}} \psi_{A|\nu} \right)_{|\mu} \varepsilon^\nu = 0,$$

das heißt einen differentiellen Erhaltungssatz der Form

$$T^\mu{}_{\nu|\mu} = 0 \tag{1.1}$$

mit dem kanonischen Energie-Impuls-Tensor

$$T^\mu{}_\nu = \mathcal{L} \, \delta^\mu{}_\nu - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi_{A|\mu}} \psi_{A|\nu}.$$

Integriert man über (1.1) und verwendet den Gaußschen Satz, so läßt sich daraus ein integraler Erhaltungssatz herleiten. Es gilt

$$\begin{aligned} \iiint T^\mu{}_{\nu|\mu} \, d^3x &= \iiint T_0{}^\mu{}_{|0} \, d^3x + \iiint T_i{}^\mu{}_{|i} \, d^3x \\ &= \frac{d}{dt} \iiint T_0{}^\mu \, d^3x + \oiint T_i{}^\mu \, dS_i = 0 \end{aligned}$$

(griechische Indizes laufen von 0 bis 3, lateinische Indizes von 1 bis 3), und da die Felder ψ_A im Unendlichen als hinreichend schnell verschwindend angenommen werden dürfen, fällt der Oberflächenterm weg. Der daraus folgende integrale Erhaltungssatz lautet

$$\frac{d}{dt} P^\mu = 0. \tag{1.2}$$

Die hier auftretende Größe

$$P^\mu \equiv \iiint T_0{}^\mu \, d^3x$$

ist also eine Erhaltungsgröße und heißt *4-Impuls*; ihre drei räumlichen Komponenten nennt man Komponenten des relativistischen Impulses, die zeitliche Komponente

$$E \equiv \iiint T_0{}^0 \, d^3x$$

erhält die Bezeichnung *Energie*. (1.2) ist gerade der Energie-Impuls-Erhaltungssatz, der sich damit als eine Folge der Invarianz der Lagrange-Dichte unter Raum-Zeit-Translationen erweist. Damit haben wir die allgemeinste Definition der Energie:

Energie ist diejenige Erhaltungsgröße, die aus der Zeittranslationssymmetrie eines physikalischen Systems folgt.

Diese Definition hat allerdings den Nachteil, sehr formal zu sein. Im nächsten Abschnitt folgt eine operationale und damit anschaulichere Variante.

1.2.2 Die physikalische Arbeit

Auch der Begriff der *Arbeit* ist aus der Umgangssprache bekannt und erfährt in der Physik eine Umdeutung; allerdings ist der Abstraktionsgrad hier bei weitem nicht so hoch. Wir kehren zur Definition dieser Größe von der relativistischen zur gewöhnlichen Schreibweise zurück und betrachten eine Kraft, die durch ein Vektorfeld $\vec{F}(\vec{r})$ beschrieben werden soll. Wird ein Körper, der mit diesem Feld wechselwirkt, in demselben entlang eines Weges Γ bewegt, so ist die dabei verrichtete beziehungsweise freiwerdende Arbeit definiert durch das Kurvenintegral

$$W = \int_\Gamma \vec{F}\,d\vec{r}.$$

Anschaulich läßt sich das interpretieren, indem man sagt, daß an einem System Arbeit verrichtet wird, wenn man es gegen eine auf dieses wirkende Kraft verschiebt; umgekehrt kann das System selbst Arbeit verrichten, wenn es sich in Richtung einer auf sich wirkenden Kraft bewegt. Ist $\vec{F}$ auf ein möglicherweise geschwindigkeitsabhängiges Potential

$$U = U(\vec{r}, \dot{\vec{r}}) = V(\vec{r}) + D(\dot{\vec{r}})$$

zurückführbar gemäß

$$F_j = \frac{\partial U}{\partial r_j} + \frac{d}{dt}\frac{\partial U}{\partial \dot{r}_j} = \frac{\partial V}{\partial r_j} + \frac{d}{dt}\frac{\partial D}{\partial \dot{r}_j},$$

wobei von der vereinfachenden, aber häufig in guter Näherung zutreffenden Annahme ausgegangen wird, daß sich das Potential aus einem konservativen und einem geschwindigkeitsabhängigen Anteil zusammensetzt, dann folgt

$$W = \int_\Gamma \sum_j \left(\frac{\partial V}{\partial r_j} + \frac{d}{dt}\frac{\partial D}{\partial \dot{r}_j} \right) dr_j = \int dV + \int_\Gamma \sum_j \frac{d}{dt}\frac{\partial D}{\partial \dot{r}_j}\,dr_j = V + \frac{dB}{dt}.$$

Die Größe

$$B = \int_\Gamma \sum_j \frac{\partial D}{\partial \dot{r}_j}\,dr_j$$

hat die Dimension einer Wirkung und ist ein Maß dafür, wie stark das System energetisch an die Umgebung gekoppelt ist, bedispielsweise durch dissipative Prozesse; wenn B zeitlich konstant ist, wird keine Energie an die Umgebung abgegeben oder aus dieser aufgenommen. In diesem Fall ist das System rein konservativ, und es gilt $\Delta W = \Delta V$, das heißt, es wird Arbeit verrichtet, um die potentielle Energie des Systems zu vergrößern, oder letztere nimmt ab, und das System verrichtet selbst Arbeit.

Ein wichtiger Sonderfall ist durch das geschwindigkeitsabhängige „Potential“

$$D = \sum \frac{1}{2} m_j\, \dot{r}_j^2$$

gegeben. In diesem Fall gilt

$$F_j = \frac{\partial V}{\partial r_j} + m_j \, \ddot{r}_j$$

und somit

$$W = V + \int\limits_{\Gamma} \sum_j m_j \, \ddot{r}_j \, dr_j = V + \int\limits_{t_0}^{t} \sum_j \ddot{r}_j \, m_j \, \dot{r}_j \, dt' = V + \sum_j \frac{1}{2} m_j \, (v_j^2 - v_{j0}^2).$$

Das ist die Standard-Situation der Mechanik; die an einem System verrichtete Arbeit wird beispielsweise dazu verwendet, die potentielle und die kinetische Energie desselben zu vergrößern[7].

Arbeit wird also genau dann verrichtet, wenn Energie unter der Wirkung einer Kraft über eine Systemgrenze hinweg übertragen wird und dabei im allgemeinen in eine andere Form umgewandelt wird[8]. Wird an einem System Arbeit verrichtet, so nimmt dessen Energie zu, verrichtet das System selbst Arbeit, nimmt seine Energie ab. Das läßt sich auch folgendermaßen formulieren:

Energie ist die Fähigkeit eines Systems, Arbeit zu verrichten.

Dabei ist zu beachten, daß es sich hierbei zunächst nicht um eine thermodynamische Aussage handelt. Wird die Thermodynamik, und das heißt nichts anderes als die Komplexität makroskopischer Systeme, mitberücksichtigt, wird klar, daß es sich dabei keineswegs vollständig um technisch nutzbare Arbeit handeln muß[9]. Im allgemeinen findet ein erheblicher Teil der verrichteten Arbeit auf mikroskopischer Ebene und noch dazu in völlig ungeordneter Art und Weise und folglich absolut unkontrollierbar statt[10]. Führt man den Begriff der Wärme als über eine Systemgrenze hinweg transportierte thermische Energie ein, läßt sich das besonders einfach ausdrücken. Man hat dann zwei Arten von Arbeit zu unterscheiden: *Mechanische Arbeit* und *thermische Arbeit*, also Wärme. Erstere ist Energieübertragung *ohne* Entropieerhöhung, letztere ist Energieübertragung *mit* Entropierhöhung.

1.2.3 Das Boltzmannsche Prinzip und die statistische Definition der Entropie

Im Gegensatz zur Energie ist die Entropie kein aus der Umgangssprache geläufiger Begriff. Eine einigermaßen anschauliche Vorstellung gewinnt man durch deren von Boltzmann entdeckte statistische Deutung [71]; diese ist im Bereich der Betrachtung von Systemen im Gleichgewicht zur auf Clausius zurückgehenden thermodynamischen Entropie äquivalent, aber darüberhinausgehend sowie insbesondere aus naturphilosophischer Sicht

[7] Natürlich können Zu- und Abnahme der beteiligten Energieformen in beliebiger Kombination auftreten.

[8] Man sagt daher auch, Arbeit sei eine *Prozeßgröße*. Weitere Beispiele für Prozeßgrößen sind Wärme und Entropie, wie wir noch sehen werden. Im Gegensatz dazu ist Energie eine *Systemgröße*, genauer gesagt sogar eine *Zustandsgröße*. Näheres dazu steht in Abschnitt 1.2.4.1.

[9] Im Gegensatz zum Wunschdenken mancher Physikdidaktiker kümmert sich die Physik keineswegs um ihre technische Anwendbarkeit und ist insbesondere auch nicht primär für letztere da.

[10] Das ist genau das, was mit dem populären Begriff der Energieentwertung gemeint ist.

fundamentaler als letztere. Die Thermodynamik hat in ihrer Eigenschaft, auf makroskopische Größen beschränkt zu sein, rein phänomenologischen Charakter, im Gegensatz zur statistischen Mechanik, auf die sie weitgehend zurückführbar ist. Machen wir also zunächst einen kurzen Abstecher dorthin.

In der statistischen Mechanik werden im allgemeinen Systeme mit sehr vielen Freiheitsgraden betrachtet, typischerweise 10^{23} und mehr. Betrachten wir ein klassisches System aus N identischen Einzelsystemen mit jeweils f Freiheitsgraden, so ist der Phasenraum dieser Einzelsysteme $2f$-dimensional, und jeder mögliche Zustand eines Einzelsystems entspricht darin einem Punkt. Zur statistischen Beschreibung unterteilt man diesen Phasenraum in kleine jeweils gleich große Bereiche oder *Elementarzellen*, mathematisch gesehen in unendlich viele. Beschränkt auf den tatsächlich besetzten Bereich ist ihre Anzahl eine endliche, jedoch gewöhnlich unvorstellbar große Zahl. Entsprechend ist eine noch unvorstellbar viel größere Anzahl verschiedener Verteilungen der Einzelsysteme auf diese Zellen denkbar. Jede dieser möglichen Verteilungen nennt man einen *Mikrozustand* des Gesamtsystems. Allerdings lassen sich die Mikrozustände in Gruppen einteilen, innerhalb derer jeweils jede Zelle j eine feste Teilchenzahl N_j aufweist und sich die zugehörigen Mikrozustände folglich nach außen nicht unterscheiden. Jede solche Gruppe nennt man einen *Makrozustand* des Gesamtsystems. Insbesondere bei sehr großen System sind häufig nur diese Makrozustände unmittelbar zugänglich, da sie sich in makroskopischen Eigenschaften wie beispielsweise Volumen, Druck oder Temperatur unterscheiden, und deshalb versucht man häufig, große Systeme unter Verwendung solcher makroskopischer, durch Mittelung über mikroskopische Eigenschaften entstehender Größen zu beschreiben. Dazu muß man über die Verteilung der Mikrozustände im Phasenraum Bescheid wissen. Hierin liegt gerade der Unterschied zwischen Thermodynamik und statistischer Mechanik: Während sich erstere mit makroskopischen Größen beschäftigt, ohne Bezug auf mikroskopische Sachverhalte zu nehmen, also rein phänomenologisch vorgeht, beschreibt letztere makroskopische Eigenschaften unter expliziter Zuhilfenahme der mikroskopischen, indem sie, ganz ihrem Namen verpflichtet, diese mit statistischen Mitteln betrachtet.

Die Makrozustände sind durch Angabe der *Besetzungszahlen* N_j vollständig bestimmt, und es gilt natürlich $\sum\limits_j N_j = N$. Elementare Kombinatorik lehrt, daß die Anzahl der Mikrozustände, die zu einem bestimmten Makrozustand führen, durch

$$W = \frac{N!}{\prod\limits_j N_j!} \tag{1.3}$$

gegeben ist. Die W werden dabei in Abweichung von der üblichen Sprechweise *thermodynamische Wahrscheinlichkeiten* der zugehörigen Makrozustände genannt oder auch statistische Gewichte der Makrozustände; auch sie sind im allgemeinen sehr große Zahlen. Sie sind keine Wahrscheinlichkeiten in der mathematischen Bedeutung dieses Wortes[11], sie geben aber dennoch Auskunft darüber, denn die statistische Wahrscheinlichkeit des Eintretens eines bestimmten Makrozustandes ist um so größer, je größer die Anzahl der Mikrozustände ist, durch die dieser Makrozustand realisiert wird[12].

[11] Das ist schon an deren allgemeiner Eigenschaft $W \geqq 1$ erkennbar.

[12] Die Berechnung dieser statistischen Wahrscheinlichkeit ist nicht allgemein möglich, da die W natür-