

0. KAPITEL
0.1 GRUNDGEDANKEN ZUR ENTROPIE

Wenn wir davon ausgehen, daß ein thermodynamisch abgeschlossenes System dem zweiten Hauptsatz von *Clausius* folgt, dann muß es zunächst thermisch isoliert und keinerlei Wechselwirkungen von außen unterzogen sein. Es darf mithin keine Energiezufuhr von außerhalb des Systems erfolgen. Daß dies eine Idealisierung aller real vorkommenden Systeme ist bedeutet nicht gleichermaßen, daß man diese Sicht aus erkenntnistheoretischen Gründen nicht einnehmen kann. Wenn die innere Energie: dU eines Systems gegen null geht stellt sich mithin ein Gleichgewichtszustand ein, der als konstantes Gleichgewicht: aTS bezeichnet werden soll. Wir definieren dann den Gleichgewichtszustand nicht über die Enthalpie: $G_0 = dU + pdV - TS = 0$, sondern beschreiben ihn als eine Konstante des vorliegenden Gleichgewichts.

Angenommen wird daher, daß wir ein beliebiges System im Gleichgewichtszustand vorfinden. Dieser Zustand sei beschrieben durch: $aTS = \text{Konstante des Gleichgewichts}$. Man wird daher das System nicht im Zustand null antreffen können, sondern nur im Zustand: aTS . Alle thermodynamischen Prozesse werden so beschrieben, daß die Größe: ENTROPIE im Gleichgewicht maximal sein soll. Das bedeutet, die Enthalpie kann nicht gleichzeitig absolut null sein, sondern die Größe: G_0 kann allenfalls den Modus der Nichtveränderung anzeigen. Es ist allerdings absolut irreführend, wenn wir die Konstante: aTS kongruent zu: $G_0 = 0$ setzen. Vielmehr gehen wir davon aus, daß hier mit absoluten Größen innerhalb von Prozeßverläufen gerechnet werden muß. Nehmen wir aus heuristischen Gründen zunächst an, der Erwartungswert des Systems sei: 0, und nehmen wir dann weiterhin an, dieser Wert würde auch: aTS zukommen, dann müßte zumindest eine Konvergenzbasis vorhanden sein, die eine schwache Konvergenz bedingt. Schwache Konvergenz meint in diesem Zusammenhang, daß der Erwartungswert einer Zufallsgröße: M_n entspricht, die dem Integral:

$$\int \frac{P(dw)}{\varphi(w)}$$

entnommen werden müßte. Dann liegt aber immer eine Streuung vor, das bedeutet, es liegt eine Abweichungskonstante vor, die diese Streuung definiert, über: $D_n = (M_n - \bar{M}_n)^2$. Ferner muß die Kovarianz gesichert sein, die über: $Ko: (n \cdot \eta)$ existiert. Die Kovarianz nehmen wir als gesichert an, lösen sie aber aus dem Zufallsprozeß heraus und setzen sie isomorph zur Orts-Impulskoordinate ein: $Ko: = p = (mv)$. Das Wahrscheinlichkeitsmaß in Bezug auf das Vorhandensein: von n -Strukturen sei gebildet aus:

$$\frac{N!}{n! \cdot (N-n)!} \cdot p^n \cdot (1-p)^{(N-n)}.$$

Es erbringt bei: $N = 3$ und $n = 2$, im Rahmen von: $p = \frac{v^{(3)}}{\text{Volumen}}$, das Wahrscheinlichkeitsmaß: 0,002044059, dafür daß n -Strukturen vorliegen. Das würde bedeuten, es liegt zumindest der Radius des Elektrons mit:

$$Q = \frac{e^2}{m \cdot c^2 \cdot 4\pi \cdot \epsilon_0} = 0,002776998$$

vor. In diesem Moment ist dann die Wechselwirkung:

$$\frac{0,002044059}{0,002776998} = 0,736067869$$

gegeben. Bei einer anzunehmenden Lichtgeschwindigkeit von: 299.728,9973 und einer Ladungsverfügung von: $e = 1,598243388$.

Daß die vorgefundene Gleichgewichtskonstante: aTS keine Zufallsgröße sein kann, - denn dann müßte der zweite Hauptsatz in einen zufallsbedingten Hauptsatz umformuliert werden, er stellt aber die Unbedingtheit des thermodynamischen Prozeßverlaufs als Quasi-Absolutum auf -, ist evident. Demnach muß: aTS mit allen Folgeerscheinungen, die entropisch bestimmt sind, korreliert sein. Als Folgeerscheinungen werten wir alle Prozesse, die das System aus der vorgefundene Gleichgewichtslage in einen Ablauf von Ungleichgewichtslagen transformiert. Das System erfährt also n -te Änderungen: Δn , die das System in die eindeutig funktionelle Abhängigkeit: $f_n(aTS)$; Δn bringen. Die thermodynamisch bestimmten Änderungen im System beschreiben wir daher als Veränderungen in Abhängigkeit von: aTS .

Veränderungen im System werden vornehmlich durch Energiezufuhr von außen oder durch kinetische Bewegungsabläufe des Systems im Ganzen oder durch Schwankungsterme im Inneren des Systems hervorgerufen. Wird das System von außen angeregt, also findet eine Energiezufuhr statt, werden die Terme im Inneren des Systems eine Kette von Ungleichgewichtszuständen durchlaufen, die über Trajektorien beschrieben werden. Dann durchläuft das System bei konstanter Energiezufuhr und bei Konstanthaltung des Volumens (isochor, exothermer Verlauf) nach und nach eine Vielzahl von Nichtgleichgewichtszuständen, deren Verlauf, von der zuvor vorgefundene Gleichgewichtslage: aTS ausgehend, abweichende Parameter produziert. Dies geschieht prozeßbedingt und innerhalb eines definierten und bestimmten Gesamtrahmens, so daß das System erneut in einen Gleichgewichtszustand gerät, den wir dann: $S_{\max}$ nennen müssen. Die entscheidende Frage lautet dann: Wird $S_{\max}$ der gleiche Zustand sein, den wir als vorgefundene Zustand: aTS bezeichnet haben? Gilt also strikt: $S_{\max} = aTS$ oder differiert das System?

Zunächst müssen wir konstatieren, daß, wenn die neue Maxime: $S_{\max}$ erreicht wird, auch ein ‚neuer‘ Gleichgewichtszustand definiert werden muß, dies geschieht schon allein deshalb, weil wir zwei zeitlich voneinander getrennte Gleichgewichtszustände definiert haben. Der ‚neue‘ Gleichgewichtszustand: $S_{\max}$ kann sich nur einstellen, wenn mannigfache Ketten von internen Ungleichgewichtszuständen durchlaufen worden sind. So wird der gesamte Prozeßverlauf durch die Entropie(n) der jeweiligen Ungleichgewichtszustände bestimmt und insofern auch berücksichtigt werden müssen. Es kann daher nur gelten: $aTS(0) \rightarrow S_{\max}(1)$ oder: $aTS(1) \rightarrow S_{\max}(0)$ oder: $aTS(1) \rightarrow S_{\max}(0)$ oder: $aTS(0) \rightarrow S_{\max}(1)$. Es kann also keine gleichlautende Bewertung von Entropie(verläufen) geben. Wenn wir korrekt vorgehen, dann muß: aTS als möglicher Ausgangspunkt des Gleichgewichtszustandes (Vergangenheit) gewertet werden. Der neue Zustand: $S_{\max}$ wird demnach gegenüber: aTS in der Zukunft liegen. Die Trajektorien können aber nur in der jeweiligen Gegenwart laufen, denn die Gegenwart ist immer das jeweilige Jetzt!. Das bedeutet, es gilt: $aTS \rightarrow S_{\max}$; $aTS \leftarrow S_{\max}$. Es sind demnach avancierte und retardierte Potentiale ins Geschehen involviert. Von daher kann die Bedeutung: $G_0 = 0$, das meint, die gesetzte Enthalpie: G ist gleich null, nicht als Absolutum möglich sein. Hierzu müßte die innere Energie: dU absolut konstant sein, und das Volumen, welches über: $p dV$ die Enthalpiegleichung bestimmt, muß ebenfalls konstant sein, die Temperatur kann dann nur exotherm erbracht werden. Sie wird unseres Erachtens allein durch die immer schon vorhandene Molwärme: Q_{cv} erbracht, also über den Ansatz: $C_v = \frac{5}{2} k_B N(ol)$, der die abgewandelte *Loschmidt*-Konstante: N_L enthält. Unverständlich bleibt dann allemal die Formulierung, daß: $S_{\max}$ ein Gleichgewichtszustand sein soll, wenn: aTS schon ein Gleichgewichtszustand war. Es kann ja nur über den Verlauf der Nichtgleichgewichtszustände, also über die Bestimmung der Trajektorien und Phasenräume ein erneutes Gleichgewicht erzielt werden, welches aber keinesfalls: $d(\max) = S_{\max} - aTS = 0$ aufweist. Und das ist der entscheidende Punkt der bisherigen Sicht innerhalb der Thermodynamik, daß dieser Umstand nicht berücksichtigt wurde. Das *Poincaré*sche Wiederkehrtheorem kann nur unter der Bedingung gültig sein, daß die Bedingung: $d(\max) = 0$ ist. Das ist aber innerhalb realer Prozeßverläufe nur möglich, wenn: $d(\max) \neq 0$ ist und damit genau dem Wert des Umkehrpunktes innerhalb des Wiederkehrtheorems entspricht. Der reale Fall wird aber stets synergetische Effekte, und damit Wechselwirkungsmodi einer schwachen thermodynamischen Wechselwirkung belegen, die gleichermaßen reagiert wie die schwache Wechselwirkung der Elementarteilchentheorie, die ja eine Brechung der Parität: P beinhaltet, weil die Spiegelsymmetrie nicht erhalten bleibt. Dieses Muster kann sicher eins zu eins auf den thermodynamischen Fall angewandt werden, in dem Moment, da man nicht zyklisch argumentiert, sondern funktionentheoretisch. Dann muß die Frage erlaubt sein, warum man hier eigentlich funktionentheoretisch argumentieren will und nicht zunächst zyklisch, und dann bezogen auf das Maß des Wiederkehrwertes? Nun ist evident, daß die Antizipation von: linear,

nicht-linear, im Wechselspiel vollzogen, ein wesentlicher Zug der Natur zu sein scheint. Das meint, die Funktionen erlauben gebrochene Dimensionen, so daß die Symmetrie der schwachen Wechselwirkung ebenfalls gebrochen vorliegt. Dies werden wir im Verlauf des gesamten Kompendiums noch ausführlich bewerten.

These: Wenn das Wiederkehrtheorem von *Poincaré* gültig sein soll, muß: $aTS - S_{\max} = 0$ sein, das heißt, das System geht auch nach allen Durchläufen durch die Nichtgleichgewichtszustände in den Ausgangszustand: $S_{\max}$ zurück. Aber unter welchen Bedingungen? Wie sollen wir diesen Ablauf beschreiben, denn das System besteht realiter aus unzähligen Freiheitsgraden, und zudem existieren weiterhin spezifische, durch das Medium bestimmte Einflußgrößen, die auch durch die Einführung von Untersystemen nicht beseitigt werden. Allerdings bekommen die Untersysteme eine gewisse Bedeutung im Rahmen der Betrachtung des Systemverlaufs. Wir stellen die These auf, daß das *Poincaré'sche* Wiederkehrtheorem zunächst exakt gilt, wenn die Bedingung: $X_k = 1,05 \cdot n = 84$ lautet, und:

$$n = \frac{H}{S_{\max} - aTS} = 80$$

ist, da der H-Wert dem *Boltzmann'schen* H-Theorem entspricht, ist die Sicht gültig, weil eine Mannigfaltigkeit von:

$$\frac{36^\circ}{X_k} \cdot 2 = aTS - S_{\max}$$

ist. Das bedeutet, das Wiederkehrtheorem ist nur dann gültig, wenn es Abweichungen innerhalb des trajektoriiellen Verlaufs des Systems gibt. Die Abweichungen können mit: $(X_k \cdot 2) - 2$ beziffert werden, liegen also im Bereich von: +2, -2. Wir nennen diesen Abweichungsmodus eine existentiell mögliche und sinnvolle Schwankungsbreite, ohne die es keine Viererwechselwirkung im System geben könnte, oder auch keine Gleichverteilungssystematik, da ja gilt:

$$\begin{aligned} \frac{4-2}{2} \cdot 4 &= 4, \\ \text{und auch : } \frac{4+2}{2} \cdot 4 &= 12, \\ \text{und auch : } \frac{3+2}{2} \cdot 3 &= 7,5, \\ \text{und auch : } \frac{3-2}{2} \cdot 3 &= 1,5. \end{aligned}$$

Die thermodynamische Basis kann also nie einem Bereich der starken thermodynamischen Wechselwirkung entnommen werden, obgleich die starke thermodynamische Wechselwirkung die Bedingungen eines entropischen Systems allererst schafft, indem es Möglichkeiten der Erzeugung von Instabilitäten creiert. Es wird daher auch keine wirklich starke thermodynamische Stabilität geben. Eine Möglichkeit, die schwache thermodynamische Stabilität zu umgehen, bietet sich aber dennoch an. Hierbei greifen wir nicht auf die Stabilitätsbedingung der *Ljapunov*-Stabilität zurück, denn sie konstatiert eine enge Verbindung aller Systemzustände miteinander, wenn die Anfangszustände in einem nur beliebig kleinen Maßstab voneinander abweichen. Diese Bedingung hat *Boltzmann* innerhalb seiner Phasenbedingungen schon gleichermaßen formuliert. Eine starke thermodynamische Stabilitätsbedingung scheint nur dann möglich, wenn wir einen Anfangszustand mit: $x_0 = 0$ vorfinden, der keine periodische Bewegung im Anfangsterm aufweist. Zunächst denkt man daran, daß es keinen Anfangszustand geben kann, der allein aufgrund der Potentiale des avancierten Zustands und des retardierten Zustands möglich sei, weil diese Zu-stände sich rein additiv wie: $1 + (-1) = 0$ verhalten. Das wäre aber nur ein Ausweichargument. Auf die Bedingung eines möglichen Anfangszustands kommen wir noch zurück.

Es seien zunächst alle Phasentrajektorien, also alle Möglichkeiten von Nichtgleichgewichtszuständen innerhalb eines bestimmten Zeitabschnitts in Betracht zu ziehen. Mögliche wechselwirkende Einflüsse von

„außen“ werden durch den zweiten Hauptsatz ausgeschlossen, so daß die energetischen Einflüsse konstant bleiben. Das heißt, es liegt ein abgeschlossenes System vor. Dann kann eine Veränderung von Entropie nur über den Ansatz: $\Delta(x) = aTS - S_{\max}$ bestimmt werden. Es muß also nach der bisherigen Definition von Entropie zwei unterschiedlich zu betrachtende Entropiewerte geben, nämlich: aTS und $S_{\max}$, die beide als Maximalwerte fungieren. Würden sie dies nicht tun, könnte man die bisherige Definition des Gleichgewichts, als Maximalwert der Entropie, nicht mehr aufrechterhalten. Beide Werte unterscheiden sich aber! Das spricht zunächst gegen eine Möglichkeit, das Wiederkehrtheorem von *Poincaré* zu stabilisieren, dem ist aber nicht so. In welcher Form das Wiederkehrtheorem also gilt, wird von uns noch spezifisch untersucht werden. Zunächst bleiben wir bei der Darstellung, daß es einen Wert geben muß, nämlich den Wert: $\Delta(x)$, der, wie soeben gezeigt, als diskreter Term definiert wird. Dies ist unbedingt notwendig, ansonsten könnte, auch nach der Auffassung von Bernhard *Riemann*, die alles zusammenhaltende Metrik nicht eo ipso im System enthalten sein. Differentialgleichungen benötigen aber eine Unbedingtheit, die man als das Vorliegen von Diskretheit bezeichnen muß. Das Manko von Differentialgleichungen liegt also darin, daß es keineswegs als gesichert gilt, daß Differentialgleichungen reale Vorgänge abbilden, denn wir können das lokale Verhalten einer Funktion differentialbezogen nicht erschließen. Man kann daher sagen, die Prozesse, die wir beobachten und wertemäßig erfassen, suggerieren uns in jeder Hinsicht reale Terme, also Naturvorgänge, die wir allerdings nicht in den Rang einer absoluten Erkenntnis erheben können.

Die bisherige Vorgehensweise läßt also den Schluß zu, daß gelten kann:

$$\frac{S_0}{\Delta(x)} = S_n.$$

Diese Form beschreibt den Abgleich der Nichtgleichgewichtsentropie: $\Delta(x)$ mit einer Erzeugenden-Entropie: S_0 . Die Entropie: S_0 tritt hier als neuer Term auf und wird in Kapitel 3.1 definiert. Damit besitzen wir exakt vier verschiedene Entropiewerte:

- (1.) aTS = den zunächst vorgefundenen Gleichgewichtszustand,
- (2.) $S_{\max}$ = den erneuten Gleichgewichtszustand,
- (3.) $\Delta(x)$ = die hierbei auftretende Nichtgleichgewichtsentropie, die also zwischen den Zuständen: aTS und: $S_{\max}$ auftritt,
- (4.) den S_0 -Entropiewert, der als Basiswert, also als Erzeugende zu definieren ist.

Nun bestehen die Systemzustände aus den einzelnen Phasen der Nichtgleichgewichtszustände, die das System vom Ausgangspunkt der Betrachtung, nämlich von: aTS aus gesehen, durchlaufen. Dies bedingt die Einführung von sogenannten Untersystemen, die innerhalb des abgeschlossenen Systems zu definieren sind. Diese Untersysteme sind insofern notwendig, da jedes System einen bestimmten Freiheitsgrad: fr und einen bestimmten Ordnungsparameter: Ord besitzt. Eine phänomenologische Betrachtung des Systems wird daher nur möglich sein, wenn man die verschiedenen Nichtgleichgewichtszustände auf die Untersysteme verteilt. Das System als Ganzheit ist davon nicht betroffen, denn es muß ja immer gewährleistet sein, daß die Untersysteme das makroskopische System wiedergeben. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Untersysteme nicht mehr als abgeschlossene Systeme fungieren. Hier liegt ein wesentlicher Punkt der Betrachtung vor. Die Untersysteme können nämlich sehr wohl mit einer reduzierten Entropie, also mit einer Abnahme von Entropie reagieren, während das Gesamtsystem eine Zunahme von Entropie impliziert. Wäre dieser Widerspruch nicht gewährleistet, könnte es keinen Lebensprozeß, also keinen biologischen Prozeß geben. Das Gesamtsystem bleibt aber immer makroskopisch definiert und wird als Phasenraum bezeichnet. Innerhalb des Phasenraums definieren wir dann die spezifischen Parameter der Ortskoordinaten: q von n -Punkten, die zudem mit ihren spezifischen Impulskoordinaten: p ausgestattet sind. Die Freiheitsgrade: fr entsprechen der Dimension des Systems. Wenn das System also die Anzahl von Ungleichgewichtszuständen: $\Delta(x)$ durchläuft, wird: $\Delta(x)$ auf den Bereich der Untersysteme zu beziehen sein. Bei einer Annahme von: n -Untersystemen wird es also: $n \cdot \Delta(x)$ Trajektorien, das meint: Phasenverläufe geben. Untersysteme sind daher eigentlich Idealisierungen mathematischer Art, denn sie liegen ja nicht abgeschlossen gegenüber dem Gesamtsystem vor. Dadurch wächst die Zahl der Freiheitsgrade, denn jedes Untersystem besitzt ebenso eine Vielzahl von Freiheitsgraden.

Die bisherige Vorgehensweise bei der Behandlung dieses Problems ist die statistische Methode. Wir wollen diese Methode durch die Einführung des Ordnungsgrads: Ord des Systems nicht ersetzen, aber effektiver gestalten. Dabei sei gesagt, daß wir hier nicht die Simplifizierung des Entropiebegriffs als Ordnung oder Unordnung meinen!! Die Entropie folgt nach unseren Vorstellungen ganz eindeutig einem diskreten Maß, zeigt also zwischen zwei Zustandsebenen immer das jeweilige Entropiemaß des Übergangs von: aTS zu $S_{\max}$, oder von: $S_{\max}$ zu aTS an; es ist daher avanciert und oder retardiert. Der Ordnungsgrad: Ord bezeichnet daher eine Möglichkeit, die statistische Methode nicht auf den Wahrscheinlichkeitsbegriff der quantentheoretischen Normierungsbedingung: (eins) zu reduzieren. Um unseren Ansatz ausführen zu können, bedarf es zunächst einmal einer Betrachtung in Bezug auf die Gültigkeit des Wiederkehrtheorems.