nachher erst findet in Folge der Durchbiegung ein Gleiten nach den Flächen n statt. Auch beim Abbiegen einer etwa millimeterdicken Platte nach der Faserrichtung erhält man häufig ziemlich spiegelnde Flächen, die nicht senkrecht zur Medianebene stehen. Ausserdem ist es wohl nicht wahrscheinlich, dass am Gyps zwei zur Medianebene senkrechte Blätterbrüche existiren, welche nur einen Winkel von 10° mit einander machen.

Tübingen 29 Oct. 1868.

XII. Ueber die Beziehung der Pole zur magnetischen Vertheilungscurve; von R. Most.

Lehrer an d. Friedrich-VWilhelms-Schule in Stettin.

Wählt man die Magnetaxe eines Linearmagnets zur X -Axe, die Mitte des Magnets zum Anfangspunkt der Coordinaten, so mag die Vertheilungscurve durch $y = fx$ gegeben seyn; nimmt man $2n + 1$ Molecüle an, so bezeichnet $+y_0 = +f(x=0)$ das Nordfluidum des mittleren Molecüls und $+y_i = +fx_i$ das Nordfluidum des i ten Molecüls nach rechts gezählt; ist δ der Durchmesser eines Molecüls, so ist $y_i \delta$ das magnetische Moment des i ten Molecüls, das nach van Rees ¹⁾ ersetzt wird durch $\frac{y_i \delta}{\epsilon} \cdot \epsilon$, wo ϵ die Entfernung zweier Molecüle ist, so dass zwischen dem i ten und $i + 1$ ten Molecül, wenn das Nordfluidum in jedem Molecül nach der positiven Richtung hinliegt, die Masse $\frac{\delta}{\epsilon} (y_i - y_{i+1}) = -\frac{\delta}{\epsilon} \frac{dy_i}{dx_i} \epsilon$ frei zu denken ist; ausserdem ist noch auf die magnetische Masse $+\frac{\delta}{\epsilon} y_n$ hinter dem letzten Molecül zu achten. Der Schwerpunkt der so auf dem rechten Theil

1) Pogg. Ann. Bd. 70, S. 435.

des Magnets frei gedachten magnetischen Massen ist der Nordpol; seine Masse M ist also:

$$1. \quad M = -\frac{\delta}{\epsilon} \int_0^{x_n} \frac{dfx}{dx} dx + \frac{\delta}{\epsilon} f x_n = + \frac{\delta}{\epsilon} f(x=0).$$

die Pole sind also mit magnetischen Massen erfüllt zu denken, welche so viel mal kleiner sind als die magnetischen Massen des mittleren Molecüls, wie die Entfernung zweier Molecüle gröfser ist als ihr Durchmesser.

Für den Abstand e des Poles von der Mitte hat man die Bedingungsleichung:

$$2. \quad M \cdot e = \frac{\delta}{\epsilon} \left[\left(x_n + \frac{\epsilon}{2} \right) f x_n + \sum_{i=0}^{i=n-1} \left(x_i + \frac{\epsilon}{2} \right) (y_i - y_{i+1}) \right] \\ = \frac{\delta}{\epsilon} \int_0^l f x \cdot dx,$$

wenn $2l$ die Länge des Magnets ist; setzt man für M den aus 1. erhaltenen Werth ein, so ist:

$$3. \quad e \cdot y_0 = \int_0^l f x \, dx.$$

Legt man also bei einem Magnet AB mit der Vertheilungcurve CD (Fig. 1 Taf. IV) durch die Mitte G derselben ein Rechteck $SEFN$, welches an Inhalt gleich ist dem Flächenstück $ACGDB$, so sind S und N die Pole des Magnets.

Diese Construction der Pole sagt deutlich, dafs die Pole bei einer convexen Vertheilungcurve, wie sie Fig. 1 Taf. IV zeigt, innerhalb, bei einer geradlinigen in den Endpunkten und bei einer concaven Vertheilungcurve (Fig. 2 Taf. IV) ausserhalb des Magnets liegen müssen. Hält man also eine solche Vertheilung, bei der die mittleren Theile schwächer erregt sind als die an den Enden, für möglich, so mufs man auch angeben, dafs die Pole ausserhalb des Magnets liegen können. — Bekanntlich haben Lambert und Kupffer ¹⁾

1) Gehler's physikalisches Wörterbuch Bd. VI, S. 804.

eine solche Lage der Pole beobachtet, während Lamont ¹⁾ dieselbe für unmöglich erklärt. — Fragt man sich, wo eine concave Vertheilungscurve am leichtesten vorkommen kann, so wird man dieselbe besonders bei den kurzen Magneten vermuthen dürfen, weil bei denselben die Endmoleculë so gut wie die mittleren der Induction aller übrigen ausgesetzt sind; ferner ist nun zu berücksichtigen, daß die wirklichen Magnete nicht Linearmagnete sind, sondern eine gewisse Dicke haben, so daß der Gesamt-Magnetismus der Querschnitte zu vergleichen ist; da nun die inneren Moleculë der mittleren Querschnitte durch die umliegenden stärker geschwächt werden, als dies in den äußeren Querschnitten geschieht, so kann es wohl kommen, daß, obwohl die äußeren Theile der mittleren Schnitte stärker inducirt sind als die äußeren Theile der Endschnitte, doch in Summa die mittleren Querschnitte schwächer erscheinen als die Endschnitte. Außerdem muß die concave Curve bei starken Magneten eher als bei schwachen eintreten, da bei einer Maximalinduction von außen die gegenseitige Molecularinduction nothwendiger Weise nur schwach zur Geltung kommen kann.

Daß übrigens bei einer concaven Vertheilungscurve die Pole außerhalb liegen müssen, kann auch leicht aus der dazu gehörigen Intensitätscurve des freien Magnetismus (Fig. 3 Taf. IV) ersehen werden; hinter den freien magnetischen Massen m der Enden liegt eine entgegengesetzte Masse μ ; — die letztere bei kleinen Magneten im Experimente etwa durch eine noch kleinere Nadel nachzuweisen wird unmöglich seyn, da die nahe liegende entgegengesetzte Masse m der Endfläche mit ihrem Einfluß überwiegt; — hat der Schwerpunkt der Masse μ die Entfernung a von der Mitte, so ist für den Pol:

$$\begin{aligned} e(m - \mu) &= ml - \mu a \\ &> ml - \mu l \end{aligned}$$

also

$$e > l.$$

Daß der Pol auch als Schwerpunkt ungleichartiger Mas-

1) Karsten's Encyclopädie der Physik Bd. XV, S. 297.

sen, wie er sich in der letzten Betrachtung darstellt, seine Eigenschaft, für grössere Entfernungen der Centralpunkt der von der einen Hälfte des Magnets ausgeübten Kräfte zu seyn, behält, braucht wohl kaum hervorgehoben zu werden.

XIII. *Ein einfacher Beweis des zweiten Wärme-Gesetzes; von R. Most.*

Das zweite Wärmegesetz, welches ohne Rücksicht auf den Träger des Kreisprocesses, ob derselbe nun ein permanentes Gas oder Dampf oder der elektrische Strom sey, die Beziehung der zu- und abgeleiteten Wärmemengen zu den Temperaturen, d. h. zu eigenen Eigenschaften der Wärme darstellt und sich also ganz im Kreise der wirkenden Ursachen bewegt, ist seinem Wesen nach einfacher als das erste Wärmegesetz, welches die Beziehung der Wärme nicht nur zur Temperatur, sondern auch zur Disgregation und äusseren Arbeit feststellt. Nichts desto weniger bietet die zweite Wärmegleichung Schwierigkeiten in ihrer Ableitung; vermeidet Zeuner es, den Beweis wie Clausius auf ein eigenes Princip zu stützen, so sieht er sich doch gezwungen, die im integrirenden Factor eingeführte Temperaturfunction durch eine Hypothese¹⁾ zu bestimmen.

Im Nachfolgenden glaube ich, mit Vermeidung eines eigenen Grundsatzes oder einer besonderen Hypothese, nur gestützt auf die geläufigen Vorstellungen von einer Wärmequantität und von einem Kreisprocesse als einem sich wiederholenden Vorgange, das zweite Wärmegesetz streng ableiten zu können. Sollte ich aber die Strenge des Beweises zu hoch anschlagen, so wird man die nachfolgende Darlegung vielleicht als brauchbare Veranschaulichung des zweiten Wärmegesetzes gelten lassen.

1) Zeuner, Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie S. 74—76.