

## Werk

**Jahr:** 1970

**Kollektion:** fid.geo

**Signatur:** 8 Z NAT 2148:36

**Digitalisiert:** Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

**Werk Id:** PPN101433392X\_0036

**PURL:** [http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X\\_0036](http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0036)

**LOG Id:** LOG\_0062

**LOG Titel:** Die Theorien der thermoremanenten Magnetisierung von Gesteinen

**LOG Typ:** article

## Übergeordnetes Werk

**Werk Id:** PPN101433392X

**PURL:** <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

**OPAC:** <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=101433392X>

## Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

## Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen  
Georg-August-Universität Göttingen  
Platz der Göttinger Sieben 1  
37073 Göttingen  
Germany  
Email: [gdz@sub.uni-goettingen.de](mailto:gdz@sub.uni-goettingen.de)

# Die Theorien der thermoremanenten Magnetisierung von Gesteinen<sup>1)</sup>

## The Theories of Thermoremanent Magnetization in Rocks<sup>1)</sup>

Von H. SOFFEL, München<sup>2)</sup>

Eingegangen am 8. April 1970

*Zusammenfassung:* Die gegenwärtig diskutierten Theorien der thermoremanenten Magnetisierung (TRM) von Gesteinen werden vorgestellt und an Hand von neueren Untersuchungen an Gesteinen und künstlichen Proben kritisch beurteilt, vor allem im Hinblick auf neue Ergebnisse über den Ablauf von Magnetisierungs-Prozessen. Im einzelnen werden betrachtet:

a) Die klassische Theorie von NÉEL [1949] der TRM von kleinen Teilchen, die nur aus einem einzigen WEISSschen Bezirk bestehen (Einbereichs-Teilchen) sowie ihre Erweiterung durch DUNLOP [1969a] für den Fall magnetostatischer Wechselwirkung zwischen den Teilchen.

b) Die Theorien der TRM von Teilchen, die aus mehr als nur einem WEISSschen Bezirk aufgebaut sind (Mehrbereichs-Teilchen), von NÉEL [1955], STACEY [1958] und EVERITT [1962a].

c) Die Theorien von VERHOOGEN [1959] sowie OZIMA und OZIMA [1965], welche die TRM von postulierten Zonen mit Eigenschaften von Einbereichs-Teilchen innerhalb der WEISSschen Bezirke von Mehrbereichs-Teilchen behandeln.

Während die Richtigkeit der Theorie der Einbereichs-Teilchen von NÉEL [1949] durch neuere Untersuchungen bestätigt werden konnte, sind die Theorien der TRM von Mehrbereichs-Teilchen noch recht unbefriedigend und stimmen zum Teil nicht mit den experimentell gefundenen Eigenschaften der TRM überein. Für die unter c) genannten Theorien fehlen bisher noch die experimentellen Bestätigungen.

*Summary:* The presently discussed theories of thermoremanent magnetization of rocks (TRM) are presented in the light of recent investigations on rocks and synthetic samples as well as of new results on the nature of the magnetization processes. The theories under discussion are as follows:

a) The classical theory by NÉEL [1949] of the TRM of small particles consisting of only one single magnetic domain (single domain particles) and its extension for magnetostatic interaction between the ore grains by DUNLOP [1969a].

b) The theories of the TRM of particles consisting of several magnetic domains (multi-domain particles) by NÉEL [1955], STACEY [1958] and EVERITT [1962a].

c) The theories by VERHOOGEN [1959] and OZIMA and OZIMA [1965] of the TRM located in postulated zones with single domain behaviour within the multidomain grains.

The validity of the single domain theory by NÉEL [1949] could be confirmed by recent investigations, whereas the different multidomain theories are still quite unsatisfactory and are often not in agreement with the properties of TRM as found by experiments. The theories quoted under c) are still lacking any experimental confirmation.

<sup>1)</sup> Vom Vorstand der DGG erbetener Übersichtsartikel.

<sup>2)</sup> Privatdozent Dr. HEINRICH SOFFEL, Institut für Angewandte Geophysik, Universität, 8000 München 2, Richard-Wagner-Str. 10.

## I. Kapitel

### Einleitung

Die thermoremanente Magnetisierung (TRM) zeichnet sich gegenüber anderen möglichen Prozessen, die zu einer remanenten Magnetisierung von Gesteinen führen, durch ihre Bedeutung für den Paläomagnetismus aus. Wie durch zahlreiche Untersuchungen nachgewiesen wurde, besitzt die TRM die Eigenschaft, die Richtung und — mit gewissen Einschränkungen — auch die Intensität desjenigen Magnetfeldes zu konservieren, dem die Gesteinsprobe bei der Bildung der TRM ausgesetzt war. Die Tatsache, daß sich eine remanente Magnetisierung in einem Material über Jahrtausende oder gar Jahrmillionen hinweg fast unverändert erhalten kann, wurde zu Beginn der Untersuchungen der TRM auf Grund der bisher in der Physik gewonnenen Erfahrungen mit massiven ferromagnetischen Materialien wie Eisen, Nickel und Kobalt sowie deren Legierungen zunächst vielfach nicht für möglich gehalten. Erst die Ergebnisse der Untersuchungen an kleinen Teilchen der obengenannten Metalle sowie an Ferriten beseitigten die Zweifel an der dem Paläomagnetismus zugrunde liegenden Hypothese über die Erhaltung einer remanenten Magnetisierung in Gesteinen über lange Epochen der Erdgeschichte hinweg. Zur Stütze der Hypothese wurden neben experimentellen und theoretischen Überlegungen auch die Remanenz von Gesteinen direkt herangezogen und spezielle Testverfahren zur Überprüfung ihrer zeitlichen Stabilität entwickelt [GRAHAM, 1949]. Darauf soll im folgenden nicht näher eingegangen werden.

Obwohl die TRM für den Paläomagnetismus, d. h. die Methode zur Erforschung des Magnetfeldes der Erde in zurückliegenden Epochen der Erdgeschichte eine so überragende Bedeutung hat, sind die physikalischen Vorgänge bei der Entstehung der TRM in den ferri- und antiferromagnetischen Mineralien in den Gesteinen noch nicht voll verstanden. Die Hauptschwierigkeit besteht darin, daß ganz allgemein die Magnetisierungsprozesse der ferromagnetischen Stoffe in ihrer Abhängigkeit von den verschiedensten Parametern noch nicht genügend erforscht sind. Beim Gesteinsmagnetismus wird das Problem zusätzlich kompliziert durch die noch weitgehend unbekannt Abhängigkeit einzelner, für die Bildung der TRM wichtiger Parameter von der Realstruktur der Materie und von der Temperatur. Die Träger der remanenten Magnetisierung in Gesteinen, von denen im nächsten Kapitel kurz die Rede sein wird, sind zudem oft Mineralkörner, deren chemische Zusammensetzung selten exakt bekannt ist und die wegen ihres geringen Durchmessers oft nicht genau genug analysiert werden können. In manchen Fällen sind sie sogar kleiner als das Auflösungsvermögen der Lichtmikroskope und entziehen sich dann jedem direkten Nachweis in Gesteinsanschliffen. In der Regel sind in den Mineralien die für die Magnetisierung verantwortlichen Ionen zum Teil durch andere Ionen ersetzt worden, entweder primär, d. h. bei der Entstehung des Gesteins, oder nachträglich durch sekundäre Einwirkungen wie z. B. Diffusion oder Oxydation. Das führt dazu, daß die magnetischen Eigenschaften innerhalb einer

Gesteinsprobe von Erzkorn zu Erzkorn oder sogar innerhalb eines Erzkornes sowohl räumlich als auch zeitlich variabel sein können.

In dieser wenig hoffnungsvollen Situation ist es bei dem gegenwärtigen Stand der Kenntnisse der Magnetisierungsprozesse nicht möglich, eine alle Eigenschaften der TRM quantitativ auch nur hinreichend gut beschreibende Theorie der TRM von Gesteinen vorzustellen. Bei einem Teil der „Theorien“ der TRM handelt es sich bei kritischer Betrachtung um gar keine Theorien im eigentlichen Sinne, sondern lediglich um die Versuche, einige der wesentlichsten Eigenschaften der TRM in einer einfachen Formel auch quantitativ einigermaßen richtig wiederzugeben. Angesichts der sehr komplizierten und — wie weiter oben schon ausgeführt — noch nicht voll verstandenen Abhängigkeit der Magnetisierungsprozesse von den verschiedensten Parametern, kann man sie höchstens als Näherungen betrachten.

## II. Kapitel

### Die Träger der TRM in Gesteinen

Als Träger der TRM und auch der anderen Remanenzen, die ein Gestein erwerben kann, und auf die im folgenden nicht näher eingegangen werden soll [siehe dazu NAGATA 1961], kommen nur ferri- oder antiferromagnetische [NÉEL 1948] Mineralien in Betracht, wobei sich die meisten in das ternäre System  $\text{FeO}-\text{Fe}_2\text{O}_3-\text{TiO}_2$  einordnen lassen (Abb. 1). Innerhalb dieses Systems sind Mischreihen (feste Lösungen) nachgewiesen worden, so die Mischreihe der kubischen Titanomagnetite zwischen den Endgliedern Magnetit und Ulvöspinell, und die in der Natur allerdings nicht vollständig realisierte Mischreihe zwischen Hämatit und Ilmenit mit rhomboedrischer Struktur (Hämo-Ilmenite bzw. Ilmo-Hämatite). Die Sättigungsmagnetisierung  $J_{s,0}$  bei Raumtemperatur und die Curie-Temperatur  $T_c$  ändern sich längs der Mischreihe der ferri-magnetischen Titanomagnetite nahezu linear von  $J_{s,0} = 480$  Gauß und  $T_c = 578^\circ\text{C}$  bei Magnetit zu  $J_{s,0} = 0$  und  $T_c = -200^\circ\text{C}$  beim Ulvöspinell. Auf der Mischreihe Hämatit-Ilmenit ändert sich  $T_c$  linear von  $T_c = 675^\circ\text{C}$  beim Hämatit zu  $T_c = -200^\circ\text{C}$  beim Ilmenit, während die Sättigungsmagnetisierung  $J_{s,0}$  des antiferromagnetischen Hämatit nur ca. 2 Gauß beträgt und für Ilmenit  $J_{s,0} = 0$  ist. Glieder dieser Mischreihe mit etwa  $\frac{2}{3}$  Ilmenit und  $\frac{1}{3}$  Hämatit besitzen jedoch eine starke Sättigungsmagnetisierung  $J_{s,0}$  von ca. 300 Gauß und sind ferrimagnetisch [AKIMOTO 1957; AKIMOTO, KATSURA und YOSHIDA 1957].

Körner dieser ferri- bzw. antiferromagnetischen Mineralien treten akzessorisch in zahlreichen Gesteinen auf, wobei ihre Größe zwischen einigen Millimetern bis zu Bruchteilen eines Mikron, d. h. bis zur Grenze des Auflösungsvermögens der Lichtmikroskope variiert. Mit Elektronenmikroskopen wurden noch kleinere Erzkörner nachgewiesen. Im Mittel haben die Erzkörner aber Durchmesser von einigen Mikron bis etwa 100 Mikron. Sie sind selten homogen, d. h. aus einem einzigen Mineral mit

innerhalb eines Kornes konstantem Chemismus aufgebaut. Häufig findet man (Entmischungs-) Lamellen mit einer zweiten, nicht notwendigerweise auch ferrimagnetischen Erzkomponente, sowie oxydierte Zonen an Rändern oder längs Rissen im

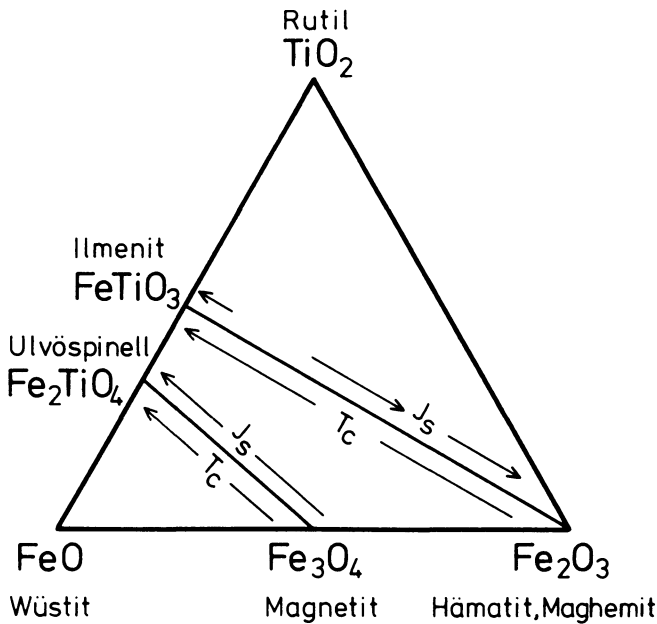


Abb. 1: Das ternäre System Wüstite-Hämatit-Rutil und die Änderung der Curie-Temperatur  $T_c$  und der Sättigungsmagnetisierung  $J_s$  längs der Mischreihen Magnetit-Ulvöspinell und Hämatit-Ilmenit.

The ternary system of wüstite-magnetite-rutile and the variation of the Curie temperature  $T_c$  and the saturation magnetization  $J_s$  along the magnetite-ulvöspinell and hematite-ilmenite series respectively.

Innerhalb der Mineralien. Das bedeutet, daß weder die Sättigungsmagnetisierung noch die Curie-Temperatur innerhalb eines Erzkornes einen konstanten Wert zu haben braucht. Bei einer Gesteinsprobe muß man deswegen stets mit einer gewissen Variationsbreite von  $J_s$  und  $T_c$  rechnen.

### III. Kapitel

#### Definition der TRM und ihre Eigenschaften

In einer Gesteinsprobe mit ferri- bzw. antiferromagnetischen Mineralien kann man eine TRM durch folgenden Prozeß erzeugen: Die Probe wird auf eine Temperatur  $T > T_c$  erwärmt und in einem Magnetfeld  $H_a = \text{const.}$  auf Raumtemperatur  $T_0$  ab-

gekühlt. Die dabei erworbene remanente Magnetisierung nennt man die „totale thermoremanente Magnetisierung“, kurz TRM. Die Eigenschaften der TRM, die von einer großen Reihe von Autoren seit etwa 30 Jahren untersucht wurden [KOENIGSBERGER 1938; THELLIER 1946; NAGATA 1953; GRABOVSKY, PETROVA und ISAKOVA 1956; EVERITT 1961; EVERITT 1962a; STILLER 1967], sollen im folgenden beschrieben werden.

1. Bei isotropen Gesteinsproben, d. h. bei einer statistischen Verteilung der kristallographischen Achsen der Erzminerale und bei fehlenden einaxialen Belastungen der Probe während der Abkühlung von  $T_c$  auf  $T_0$ , ist die Richtung der TRM parallel zur

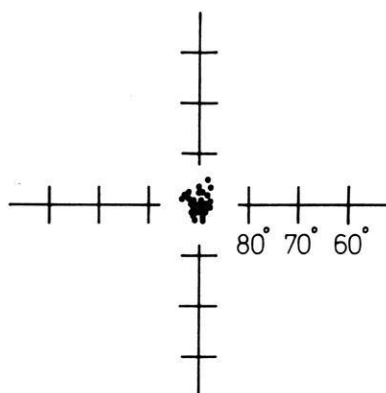


Abb. 2: Richtungen einer künstlichen thermoremanenten Magnetisierung von 28 Proben, erzeugt in einem vertikal von oben nach unten gerichteten äußeren Feld. (Nach [ROBERTSON 1963].) (Flächentreue Projektion.)

Directions of artificial thermoremanent magnetization of 28 specimens in equal area projection. The external field was vertical and down. [Redrawn from ROBERTSON 1963.]

Richtung des äußeren Feldes (Abb. 2). Wird dagegen die Probe einaxial bis zur Bruchspannung des Materials belastet, so weicht die TRM von der Richtung des äußeren Feldes nur um wenige Grade ab [HALL und NEALE 1960].

2. Bei kleinen äußeren Feldern ( $H_a < 2$  Oe) ist die TRM proportional zu  $H_a$ . Für große  $H_a$  ( $H_a$  größer als 30 Oe) erhält man eine Beziehung der Form:  $\text{TRM} \sim \text{tg } h H_a$  (Abb. 3). Für die Intensität der TRM besteht keine eindeutige Relation zum Erzgehalt, sie nimmt aber generell mit steigendem Erzgehalt zu. Mit abnehmendem Durchmesser der Erzkörner nimmt die Intensität der TRM zu, ferner (linear) mit wachsender Koerzitivkraft der Gesteinsprobe [NAGATA 1961]. Von großem Einfluß auf die Intensität der TRM erwies sich neben der absoluten Größe der Erzkörner auch deren Gestalt, wobei die Differenz zwischen größtem und kleinstem Entmagnetisierungsfaktor eine große Rolle spielt.

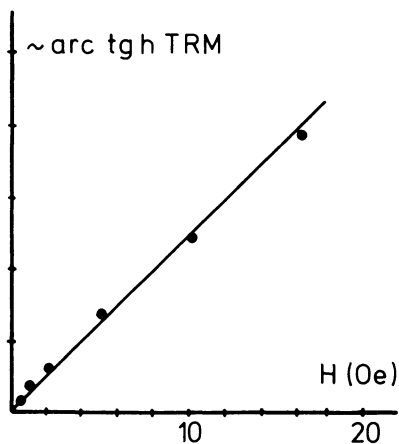


Abb. 3: Abhängigkeit der Intensität der thermoremanent Magnetisierung von der Stärke des äußeren Feldes. [Nach EVERITT 1961.]

The intensity of thermoremanent magnetization as dependent on the external field. (Redrawn from [EVERITT 1961].)

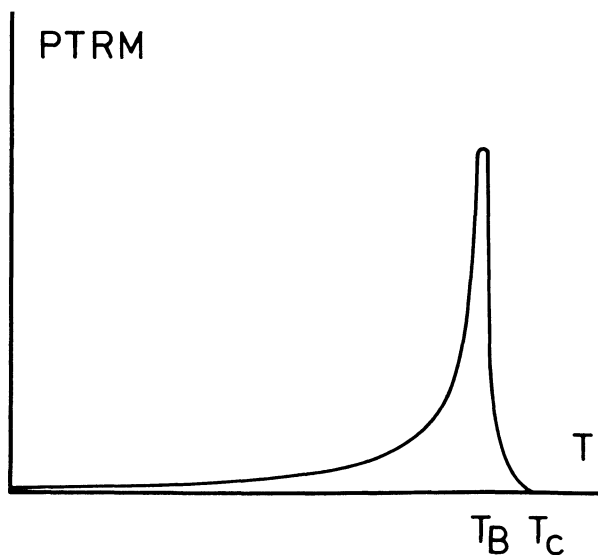


Abb. 4: Abhängigkeit der partiellen thermoremanent Magnetisierung von der Temperatur. (Schematisch.)

Schematic representation of the dependency of partial thermoremanent magnetization on temperature.

3. Eine Partielle Thermoremanente Magnetisierung (PTRM) kann man in einem Gestein dadurch erzeugen, daß man bei der Abkühlung von  $T_c$  auf  $T_0$  nur in einem begrenzten Temperaturintervall zwischen  $T_1$  und  $T_2$  ein äußeres Feld  $\vec{H}_a$  wirken läßt. Eine Darstellung der PTRM in Abhängigkeit von  $T$  mit  $T = (T_1 + T_2)/2$  zeigt Abb. 4. Die größte Zunahme der TRM erfolgt in einem Temperaturbereich dicht unterhalb der Curie-Temperatur. Eine im Temperaturbereich  $T_1, T_2$  ( $T_1 < T_2$ ) erworbene PTRM wird durch eine Wiedererwärmung auf  $T = T_1$  nicht beeinflusst, bei einer Erwärmung auf  $T = T_2$  aber völlig zerstört. Die im Temperaturintervall  $T_1, T_2$  erzeugte PTRM ist völlig unabhängig von den PTRM aus anderen Temperaturintervallen, selbst wenn dort andere Felder mit unterschiedlicher Größe und Richtung die Ursache waren. Es gilt das Gesetz von der Additivität der PTRM [THELLIER 1951; NAGATA 1953]. Die totale TRM bei Abkühlung von  $T_c$  auf  $T_0$  bei  $\vec{H}_a = \text{const.}$  ergibt sich demnach als Summe über alle PTRM im Temperaturintervall  $T_c, T_0$  und stellt das Integral der in Abb. 4 gezeigten Funktion dar. Dies ist in Abb. 5 dargestellt. Die Abhängigkeit der TRM und der Sättigungsmagnetisierung von der Temperatur zeigen damit einen ähnlichen Verlauf.

4. Im Vergleich zu anderen Arten der remanenten Magnetisierung, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll [siehe dazu z. B. NAGATA 1961], zeichnet sich die TRM durch eine große Stabilität aus. Bei Raumtemperatur ist die Abnahme ihrer Intensität

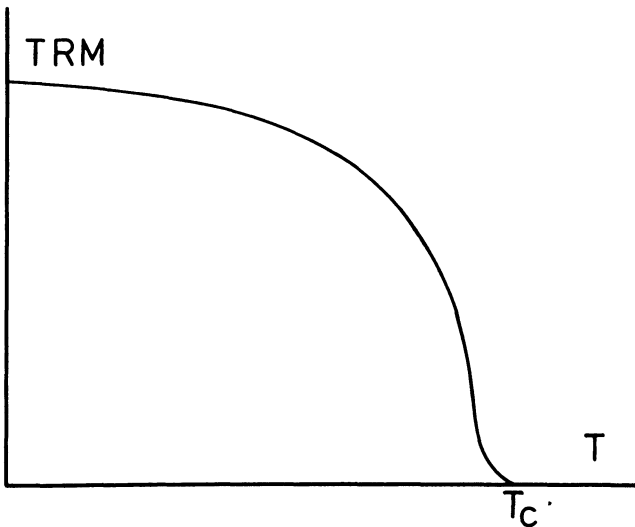


Abb. 5: Abnahme der Intensität der thermoremanent Magnetisierung mit steigender Temperatur. (Schematisch.)

Schematic representation of the decrease of thermoremanent magnetization with increasing temperature.



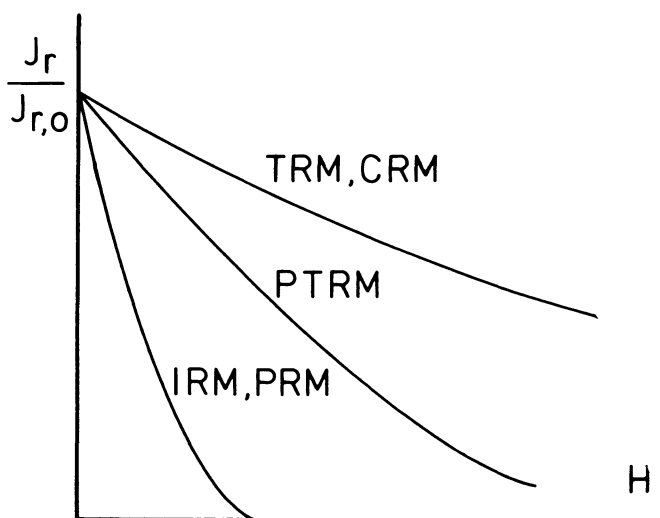


Abb. 6: Die Stabilität einiger Arten von remanenter Magnetisierung gegen Entmagnetisierung im magnetischen Wechselfeld. (Schematische Darstellung.)

Schematic representation of the stability of various types of remanent magnetization during ac-demagnetization.

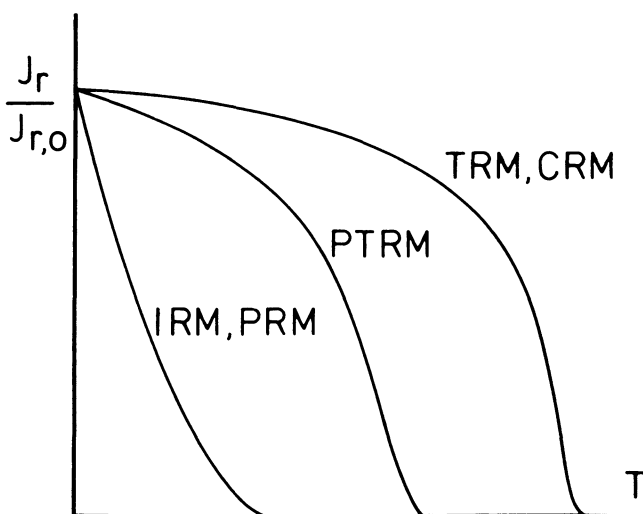


Abb. 7: Die Stabilität einiger Arten von remanenter Magnetisierung gegen thermische Entmagnetisierung. (Schematische Darstellung.)

Schematic representation of the stability of various types of remanent magnetization during thermal demagnetization.

durch thermische Agitation mit Halbwertszeiten verbunden, die nur selten durch Labormessungen bestimmbar sind und die Größenordnungen von einigen  $10^9$  Jahren haben können. Bei der stufenweisen Entmagnetisierung im magnetischen Wechselfeld (Abb. 6) und bei der thermischen Entmagnetisierung (Abb. 7) durch stufenweise Erwärmung — jeweils im Gleichfeld Null — wird die TRM weniger reduziert als die anderen Remanenzen. Eine Ausnahme bildet allerdings die chemische remanente Magnetisierung (CRM), die sich diesbezüglich nicht von der TRM unterscheidet [NAGATA 1953]. Die Stabilität der TRM nimmt mit geringer werdendem Korndurchmesser und wachsender Differenz zwischen größtem und kleinstem Entmagnetisierungsfaktor der Erzkörner zu.

#### IV. Kapitel

##### Die Theorien der Thermoremanenten Magnetisierung (TRM)

Alle im folgenden beschriebenen Theorien der TRM stützen sich auf sehr vereinfachte Modelle und gehen durchwegs von der Annahme aus, daß die Erzkomponente, die Träger der Remanenz einer Gesteinsprobe ist, homogen, d. h. nur aus einem einzigen Mineral mit konstanter Sättigungsmagnetisierung und Curie-Temperatur besteht. Daß dies in der Natur häufig nicht erfüllt ist, wurde in einem der vorausgehenden Kapitel bereits erwähnt.

Auf Grund der verschiedenen möglichen Arten von Magnetisierungsprozessen lassen sich die Theorien der TRM in zwei Gruppen einordnen:

- a) Theorien der TRM von sehr kleinen Teilchen, die aus energetischen Gründen nur aus einem einzigen Weiss'schen Bezirk bestehen (Einbereichs-Teilchen).
- b) Theorien der TRM von Teilchen, die aus energetischen Gründen aus mehr als nur einem Weiss'schen Bezirk aufgebaut sind (Mehrbereichs-Teilchen). Dabei ist die Größe der einzelnen Weiss'schen Bezirke sowie die spezielle Art der Aufteilung des Erzkornes in Weiss'sche Bezirke (Bereichskonfiguration) in sehr komplizierter Art von den magnetischen Eigenschaften und der Kristallstruktur der Erzkörner abhängig. Dieser Sachverhalt ist in den bisher bekannt gewordenen Theorien der TRM von Mehrbereichs-Teilchen noch nicht genügend berücksichtigt worden.

Die Bedeutung bzw. die Definition einiger im folgenden häufig auftretender Größen wie z. B. die Magnetostruktions-Konstante  $\lambda$ , die Kristallanisotropie-Konstante  $K$ , die Boltzmann-Konstante  $k$  und andere werden entweder als bekannt vorausgesetzt oder sind in elementaren Lehrbüchern der Physik zu finden. Sie jeweils definieren zu müssen, würde unnötig viel Raum in dieser Darstellung beanspruchen.

##### 1. Die Theorie der TRM von Einbereichs-Teilchen von NÉEL [1949]

NÉEL [1949] ging in seiner Theorie der TRM von Einbereichs-Teilchen von der Beobachtung aus, daß die Erzkörner in den Gesteinen in der Größenordnung von

etwa  $10^{-3}$  cm sind. Auf Grund der Größe der seit BITTER [1931] auf Oberflächen ferromagnetischer Materialien (Fe, Co, Ni) beobachteten Weiss'schen Bezirke nahm er an, daß derart kleine Teilchen nur aus einem einzigen Weiss'schen Bezirk bestehen. Außerdem nahm er an, daß die Entfernung zwischen den Erzkörnern stets so groß ist, daß das Magnetfeld eines Kornes am Ort eines Nachbarkornes klein ist, daß also magneto-statische Wechselwirkungen unter ihnen vernachlässigt werden können. Das magnetische Moment  $m_0$  eines Teilchens ist gegeben durch:

$$\vec{m}_0 = v \vec{J}_s \quad (1)$$

wobei  $\vec{J}_s$  seine Sättigungsmagnetisierung und  $v$  sein Volumen bedeuten. Da die Sättigungsmagnetisierung  $J_s$  von der Temperatur abhängt, ist auch das magnetische Moment eines Teilchens eine mit der Temperatur variierende Größe. Die auf Grund der Austausch-Wechselwirkung alle zueinander parallel orientierten atomaren magnetischen Momente sind innerhalb eines jeden Einbereichs-Teilchens so ausgerichtet, daß die freie Energie des Teilchens minimal ist. Die dadurch festgelegte Vorzugsrichtung  $\vec{A}$  der Magnetisierung hängt ab von der Form des Teilchens (Formanisotropie), eventuell vorhandenen einaxialen Belastungen (Spannungsanisotropie) und der Kopplung der Richtung der atomaren magnetischen Momente an spezielle Richtungen im Kristallgitter (Kristallanisotropie). Dabei sind die Richtungen  $+\vec{A}$  und  $-\vec{A}$  energetisch gleichberechtigt.

Zur Drehung aller atomaren magnetischen Momente eines Einbereichs-Teilchens von der Richtung  $+\vec{A}$  in die Gegenrichtung  $-\vec{A}$  ist die Energie  $E_a$  notwendig.

$$E_a = \frac{1}{2} m_0^2 H \cos^2 \theta \quad (2)$$

Dabei ist  $\theta$  der Winkel zwischen  $\vec{m}_0$  und  $\vec{A}$ . Die Größe von  $E_a$  hängt von der Form-, Spannungs- und Kristallanisotropie des Erzkornes ab. Die zur Ummagnetisierung des Einbereichs-Teilchens notwendige Energie  $E_a$  kann z. B. durch ein äußeres Feld  $H_a$  geleistet werden.

$H_a = H$  ist dann dasjenige äußere Feld in Richtung von  $-\vec{A}$ , das notwendig ist, um die Magnetisierung eines Teilchens aus der Richtung  $+\vec{A}$  in die Gegenrichtung  $-\vec{A}$  umzudrehen (mikroskopische Koerzitivkraft). Ein derartiges Umklappen der magnetischen Momente tritt aber auch spontan durch thermische Aktivierung in solchen Fällen auf, in denen  $kT \geq m_0 H/2$  wird. Dabei ist  $k$  die Boltzmann-Konstante und  $T$  die absolute Temperatur des Teilchens. Betrachtet man ein Aggregat von  $n$  identischen, in Richtung  $\vec{A}$  polarisierten Teilchen, so ist dessen magnetisches Moment  $\vec{m}$  zur Zeit  $t = 0$  (d. h. vollständiger Polarisation) gegeben durch:

$$\vec{m} = n \vec{m}_0 \quad (3)$$

Es läßt sich zeigen, daß bei  $T$  größer als  $0^\circ\text{K}$  durch spontanes Umklappen das magnetische Moment  $\vec{m}$  mit der Zeit exponentiell abnimmt in der Form:

$$\vec{m}(t) = n\vec{m}_0 \exp. -\frac{t}{\tau_0} \quad (4)$$

$\tau_0$  bezeichnet man als Relaxationszeit des Vorganges. Diese ist ein Maß für die Schnelligkeit des Verschwindens eines einmal vorhandenen magnetischen Momentes eines Aggregates von Teilchen, d. h. dessen Remanenz.  $\tau_0$  wird dabei mit der Dauer von Experimenten verglichen. Bei sehr großer Relaxationszeit  $\tau_0$  spricht man von einer stabilen Remanenz, bei  $\tau_0$  kleiner als die Dauer des Experimentes von einer instabilen Remanenz. Die Größe von  $\tau_0$  hängt in komplizierter Weise von dem Verhältnis der Größe  $kT$  zu den Energien der Kristall-, Form- und Spannungs-Anisotropie ab, sowie von der absoluten Größe der Teilchen selbst und ist nach NÉEL [1949] gegeben durch:

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{2eK}{J_s m_e} |3G\lambda + NJ_s^2| \sqrt{\frac{2v}{\pi GkT}} \exp. -\frac{Kv}{kT} \quad (5)$$

Dabei sind  $e$  und  $m_e$  Ladung und Masse eines Elektrons,  $K$  die Kristall-Anisotropie-Konstante,  $G$  der Scherungs-Modul,  $\lambda$  die Magnetostruktionskonstante,  $v$  das Volumen des Teilchens und  $N$  dessen Entmagnetisierungs-Faktor. Die anderen Größen wurden bereits definiert.  $\tau_0$  wird dabei hauptsächlich vom exponentiellen Term bestimmt und nimmt mit kleiner werdendem  $v/T$  stark ab. Für ein Teilchen vom Volumen  $v$  existiert also eine Temperatur  $T = T_B$ , bei der die Relaxationszeit  $\tau_0$  von einem Wert klein gegen die Versuchsdauer ( $T > T_B$ ) zu einem Wert groß gegen die Versuchsdauer ( $T < T_B$ ) übergeht. Eine bei  $T > T_B$  instabile Remanenz wird bei sinkender Temperatur des Teilchens bei einer Temperatur  $T = T_B$  plötzlich stabil. Die Temperatur  $T_B$  nennt man die Blockungs-Temperatur des Teilchens. Dieser Übergang von  $\tau_0$  klein zu  $\tau_0$  groß gegen die Versuchsdauer erfolgt außerordentlich rasch, wie Tabelle 1 für kleine Magnetiteilchen zeigt. (Nach NÉEL [1949].)

Tabelle 1: Abhängigkeit der Relaxationszeit  $\tau_0$  des magnetischen Momentes eines Aggregats von identischen Einbereichs-Teilchen vom Verhältnis ihres Volumens zur absoluten Temperatur [nach NÉEL 1949].

Dependency of the relaxation time  $\tau_0$  of the magnetic moment of a system of identical single domain particles on the ratio between their volume and absolute temperature [after NÉEL 1949].

|            |           |        |        |        |        |  |
|------------|-----------|--------|--------|--------|--------|--|
| $v/T$ :    | 3,2       | 3,9    | 4,7    | 5,4    | 6,2    | $7,0 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3/^\circ$ |
| $\tau_0$ : | $10^{-1}$ | $10^1$ | $10^3$ | $10^5$ | $10^7$ | $10^9$ sec.                              |

Unter der Einwirkung eines schwachen äußeren Feldes in Richtung  $+\vec{A}$  erhält man zwei verschiedene Relaxationszeiten für das Teilchen, weil die Übergänge von  $+\vec{A}$  nach  $-\vec{A}$  weniger wahrscheinlich werden als die Übergänge von  $-\vec{A}$  nach  $+\vec{A}$ .

Nach einer Zeit  $t \gg \tau_0$  erhält man deswegen nicht mehr wie nach (4) das magnetische Moment  $\vec{m} = 0$  für unser Aggregat von  $n$  identischen Teilchen, sondern (nach der Boltzmann-Statistik) ein magnetisches Moment in Richtung des äußeren Feldes von der Größe

$$\vec{m} = n\vec{m}_0 \operatorname{tg} h \frac{\vec{m}_0 \vec{H}_a}{kT} \quad (6a)$$

Der Erwerb einer thermoremanenten Magnetisierung durch ein Aggregat von  $n$  identischen Teilchen mit dem magnetischen Moment  $\vec{m}_0$  und gleicher Orientierung von  $\vec{A}$  in einem äußeren Feld  $\vec{H}_a$  parallel zu  $\vec{A}$  geschieht demnach durch einen Mechanismus, der durch folgende Stadien gekennzeichnet ist:

a)  $T > T_c$ : Die Erzkörner sind paramagnetisch und besitzen noch keine spontane Magnetisierung.

b)  $T = T_c$ : Die Austausch-Wechselwirkung erzeugt eine Ausrichtung der atomaren magnetischen Momente in Richtung von  $\vec{A}$ . Gleichzeitig bewirkt das Feld  $\vec{H}_a$  in Richtung von  $\vec{H}_a$  (und  $\vec{A}$ ) ein magnetisches Moment.

c) Für  $T_B < T < T_c$  erreicht dieses magnetische Moment die Größe

$$\vec{m}(T) = n\vec{m}_0(T) \operatorname{tg} h \frac{\vec{m}_0(T) \vec{H}_a}{kT} \quad (6b)$$

Bei einem Abschalten des äußeren Feldes würde dieses magnetische Moment rasch wieder (exponentiell) verschwinden (Superparamagnetismus [BEAN 1955]).

d) Bei  $T = T_B$  wird die Relaxationszeit plötzlich sehr groß gegen die Dauer des Experimentes. Die bei  $T = T_B$  auf Grund der Boltzmann-Statistik im Feld  $\vec{H}_a$  existierende Verteilung der magnetischen Momente in unserem Aggregat von  $n$  identischen Teilchen „friert“ ein und beträgt

$$\vec{m}(T_B) = n\vec{m}_0(T_B) \operatorname{tg} h \frac{\vec{m}_0(T_B) \vec{H}_a(T_B)}{kT_B} \quad (6c)$$

e) Bei  $T < T_B$  hat man ein zeitlich stabiles magnetisches Moment, dessen Größe nur noch von der Variation der Sättigungsmagnetisierung mit der Temperatur abhängt. Bei Raumtemperatur  $T_0$  ergibt sich ein magnetisches Moment

$$\vec{m}(T_0) = n\vec{m}_0(T_0) \operatorname{tg} h \frac{\vec{m}_0(T_B) \vec{H}_a(T_B)}{kT_B} \quad (6d)$$

Bei einer statistischen Verteilung von  $\vec{A}$  bezüglich  $\vec{H}_a$  sowie  $n_i$  Teilchen verschiedener Volumina  $v_i$  mit dazugehörigen verschiedenen  $T_{B,i}$  ist

$$\vec{m}(T_0) = \frac{1}{3} \sum_{j=1}^i n_j v_j J_s(T_{0,j}) \operatorname{tg} h \frac{v_j \vec{J}_s(T_{B,j}) \vec{H}_a(T_{B,j})}{kT_{B,j}} \quad (6e)$$

Bei kleinem Argument kann man  $\operatorname{tg} h x \approx x$  setzen und erhält damit die Linearität zwischen TRM und  $H_a$ . Die Gleichung (6e) enthält außerdem das Gesetz von der Additivität der PTRM. Bei  $p$  Volumen-Prozenten von Einbereichs-Teilchen mit der Sättigungs-Magnetisierung  $J_{s,0}$  mit einem mittleren Volumen  $\bar{v}$  sowie statistischer Verteilung der Richtungen von  $\vec{A}$  bezüglich  $\vec{H}_a$  ist die TRM bei  $T = T_0$  gegeben durch

$$J_{TRM} = \frac{1}{3} p J_s(T_0) \operatorname{tg} h \frac{\bar{v} J_s(T_B) H_a}{k T_B} \quad (7)$$

Mit dieser Beziehung ist es möglich, alle in Kapitel III aufgeführten wichtigsten Eigenschaften der TRM zu deuten.

Bei Gesteinen mit geringem Abstand unter den Einbereichs-Teilchen können die magnetostatischen Wechselwirkungen unter diesen nicht mehr vernachlässigt werden. Bei der Blockungs-Temperatur treten zu dem äußeren, im Bereich der Probe homogenen Feld  $\vec{H}_a$  noch die von Erzkorn zu Erzkorn im Bezug auf Richtung und Intensität schwankenden Streufelder  $H_{\text{Streu}}$  der Nachbarkörner hinzu. Das magnetische Moment eines Aggregates von  $n$  Teilchen ist bei  $T = T_B$  dann durch folgende Beziehung gegeben:

$$\vec{m}(T_B) = n \vec{m}_0(T_B) \operatorname{tg} h \frac{\vec{m}_0(T_B)(\vec{H}_a + \vec{H}_{\text{Streu}})}{k T_B} \quad (8)$$

Nach DUNLOP [1969a] ergibt sich bei kleinen äußeren Feldern und einem mittleren Wechselwirkungsfeld  $(\vec{H}_{\text{Streu}})_0$  die TRM bei  $T = T_0$  angenähert durch folgenden Ausdruck:

$$J_{TRM} = \frac{1}{3} p J_s^2(T_0) \frac{H_a}{2 J_s(T_B) (\vec{H}_{\text{Streu}})_0} \quad (9)$$

Das bedeutet, daß mit wachsender magnetostatischer Wechselwirkung zwischen den Einbereichs-Teilchen die Sättigung der TRM erst bei sehr viel stärkeren äußeren Feldern erreicht wird als ohne derartige Wechselwirkungen.

## 2. Die Theorie der TRM von Mehrbereichs-Teilchen von NÉEL [1965]

Hauptsächlich auf Grund der Untersuchungen von KITTEL [1949] über die Größe von Weiss'schen Bezirken in kleinen Teilchen und die kritischen Durchmesser für den Übergang von der Einbereichs- zur Mehrbereichs-Konfiguration gelangte man zu der Auffassung, daß die überwiegende Mehrzahl der im Lichtmikroskop sichtbaren ferri-magnetischen Mineralien Teilchen mit mehr als einem Weiss'schen Bezirk sein müssen. (Der antiferromagnetische Hämatit bildet hierbei eine Ausnahme. Wegen seiner geringen Sättigungsmagnetisierung, die durch einen noch nicht voll verstandenen parasitären Ferrimagnetismus zustande kommt, sind auch Hämatit-Teilchen von einigen  $10^{-3}$  cm Durchmesser sicher noch Einbereichs-Teilchen.)

Anders als bei Einbereichs-Teilchen, deren Magnetisierungsrichtung nur durch eine gleichzeitige Drehung der atomaren magnetischen Momente variiert werden kann (Drehprozesse), ändert sich das magnetische Moment eines Mehrbereich-Teilchens

bei den zu betrachtenden schwachen Feldern von der Größe des erdmagnetischen Feldes ( $\vec{H}_a \approx 0,5 \text{ Oe}$ ) fast ausschließlich durch Bewegung der Wände zwischen den Weiss'schen Bezirken. Die Wände (Blochwände) sind dabei definiert als Zonen von etwa  $10^{-5} \text{ cm}$  Dicke, innerhalb welcher der Wechsel der Richtung der Magnetisierung zwischen zwei benachbarten Weiss'schen Bezirken erfolgt. Die Position der Wände innerhalb eines Mehrbereichs-Teilchens ist durch die Forderung nach einem (relativen) Minimum der freien Energie  $E$  des Erzkornes bestimmt. Die freie Energie eines Teilchens setzt sich ähnlich wie bei den Einbereichs-Teilchen aus mehreren Anteilen zusammen, von denen die Kristallanisotropie-Energie  $E_K$ , Streufeld-Energie  $E_M$ , Wand-Energie  $E_W$  und Magnetisierungs-Energie  $E_H$  die wichtigsten sind. Ein äußeres Feld  $\vec{H}_a$  parallel zu einer  $180^\circ$ -Blochwand übt auf diese einen Druck in Richtung der Wandnormalen aus von der Größe

$$p = 2 \vec{H}_a \vec{J}_s \quad (10)$$

Dabei wird die Wand in Richtung der Wandnormalen ( $x$ -Richtung) so weit bewegt, bis in ihrer Position die freie Energie des Teilchens wieder ein relatives Minimum ist.

Auf Grund der Realstruktur der Kristalle mit ihren Fehlstellen verschiedenster Art ist die freie Energie  $E$  bzw. das Gibbsche Potential  $\Phi$  eines Teilchens in Abhängigkeit von der Lage einer Wand eine komplizierte Funktion des Ortes, wie in Abb. 8 sche-

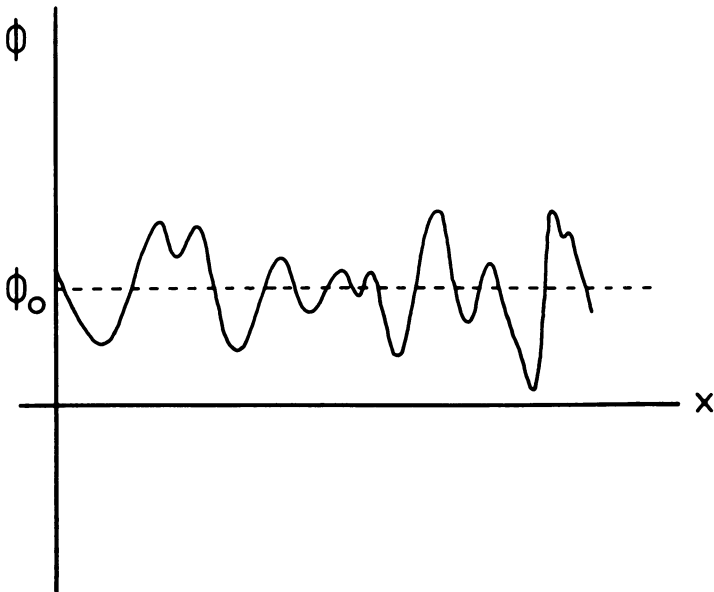


Abb. 8: Ortsabhängigkeit des Gibbschen Potentials  $\Phi(x)$  in einem ferromagnetischen Material. (Schematisch.)

Schematic representation of the spatial dependence of the potential function  $\Phi(x)$  within a ferromagnetic material.

matisch dargestellt ist. Die (relativen) Minima der freien Energie sind dabei durch (relative) Maxima getrennt, deren Intensität und räumliche Verteilung von der jeweiligen Struktur und Häufigkeit der speziellen Fehlstellen der Kristalle bedingt ist. Durch ein äußeres Feld  $\bar{H}_a$  wird eine Wand in  $x$ -Richtung nur so weit bewegt werden können, bis die Gleichgewichtsbedingung

$$2\bar{J}_s\bar{H}_a = \frac{1}{F} \left( \frac{d\Phi}{dx} \right) \quad (11 \text{ a})$$

erfüllt ist. Dabei ist  $F$  die Fläche der betrachteten Wand. Der Ausdruck auf der rechten Seite von (11 a) gibt den Widerstand einer Wand gegen Bewegungen durch ein äußeres Feld an („Wandreibung“). Durch  $1/F (d\Phi/dx)_{\max}$  ist auch diejenige Stärke eines äußeren Feldes definiert, die eine Wand zum Überspringen sämtlicher Potentialschwellen veranlassen kann. In diesem Fall ist

$$2\bar{J}_s\bar{H}_c = \frac{1}{F} \left( \frac{d\Phi}{dx} \right)_{\max} \quad (11 \text{ b})$$

$\bar{H}_c$  wird als mikroskopische Koerzitivkraft der Wand bezeichnet. Als einfachste Näherung nimmt man für  $1/F (d\Phi/dx) = f(x)$  eine periodische Funktion des Ortes an:

$$\frac{1}{F} \left( \frac{d\Phi}{dx} \right) = A \sin nx \quad (12)$$

Die Zahl der Fehlstellen pro Längeneinheit wird durch  $n$  wiedergegeben, während  $A$  die Amplitude der Potentialschwellen repräsentiert.

Die TRM der Mehrbereichs-Teilchen hängt nach diesen Betrachtungen im wesentlichen von der Größe und Variation der mikroskopischen Koerzitivkraft der Wände sowie der Änderung der Sättigungsmagnetisierung mit der Temperatur im Bereich unterhalb der Curie-Temperatur  $T_c$  ab. Selbstverständlich spielt auch die spezielle Bereichsstruktur der Mehrbereichs-Teilchen eine große Rolle, die aber in den folgenden Betrachtungen außer Acht gelassen werden soll.

Eine entscheidende Voraussetzung für die Theorie der TRM von Mehrbereichs-Teilchen von NÉEL [1955] ist die Variation der Koerzitivkraft  $H_c$  und der Sättigungsmagnetisierung  $J_s$  bezogen auf ihre Werte  $H_{c,0}$  und  $J_{s,0}$  bei Raumtemperatur in dem Bereich dicht unterhalb der Curie-Temperatur, in welchem, wie in Kapitel III ausgeführt, der größte Anteil der TRM erworben wird. Für die Sättigungsmagnetisierung nimmt NÉEL [1955] eine Relation der Form

$$\frac{J_s}{J_{s,0}} = (T_c - T)^{1/2} \quad (13)$$



an und für die Koerzitivkraft nach AKIMOTO [1951]

$$\frac{H_c}{H_{c,0}} = (T_c - T) \tag{14}$$

Die Variationen von Sättigungsmagnetisierung und Koerzitivkraft sollen demnach durch die Beziehung

$$\frac{H_c}{H_{c,0}} = \left( \frac{J_s}{J_{s,0}} \right)^2; \quad J_s = J_{s,0} \left( \frac{H_c}{H_{c,0}} \right)^{1/2} \tag{15}$$

miteinander verbunden sein.

Die Entstehung einer TRM in einem kleinen äußeren Feld  $H_a$  erläutert NÉEL [1955] an Hand einer kleinen (idealisierten) rechteckigen Hystereseschleife, deren Nullpunkt um den Betrag  $H_a$  verschoben ist (Abb. 9a). Durch das entmagnetisierende Feld des Erzkornes ist seine wahre Magnetisierung durch den Schnittpunkt  $Q$  der Entmagnetisierungsgeraden mit der Steigung  $-1/N$  ( $N$ : Entmagnetisierungs-Faktor) mit dem absteigenden Aste der Hysteresekurve bestimmt. Bei einer Temperatur  $T'$  dicht unter-

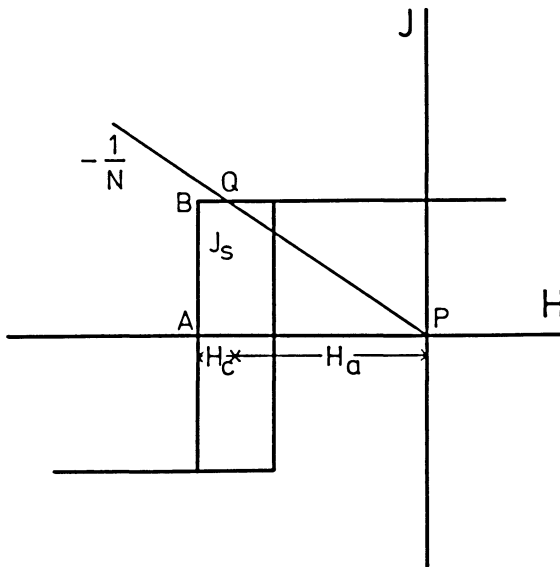


Abb. 9a: Idealisierte (rechteckige) Hysteresekurve eines ferromagnetischen Teilchens mit dem Entmagnetisierungs-Faktor  $N$  in einem äußeren Feld  $H_a = \text{const.}$  (Schematisch.)

Schematic representation of an idealized (rectangular) hysteresis loop of a ferromagnetic particle with demagnetization factor  $N$  in an external field  $H_a = \text{const.}$

$$T_c > T \gg T_B.$$

halb  $T_c$  sind — wegen (13) und (14) — sowohl  $H_c'$  als auch  $J_s'$  noch klein und die Probe wird trotz der Wirkung des entmagnetisierenden Feldes im äußeren Feld  $\bar{H}_a$  noch gesättigt. Mit sinkender Temperatur des Erzkornes vergrößert sich wegen (13) und (14) die Hysteresekurve und der Punkt  $Q$  bewegt sich auf dem rückläufigen Ast der Hystereseschleife nach links bzw. nach unten fort bis zu einem in Abb. 9b dargestellten Stadium. Aus Abb. 9b kann man folgende Beziehung zwischen der remanenten Magnetisierung  $J_{RM} = \overline{AQ}$  und der Sättigungsmagnetisierung  $J_s = \overline{AB}$  entnehmen. Es ist

$$\frac{1}{N} \approx \operatorname{tg} \frac{1}{N} = \frac{\overline{AQ}}{\overline{AP}} = \frac{J_{RM}}{H_a + H_c} \quad (16)$$

$$J_{RM} = \frac{(H_a + H_c)}{N}$$

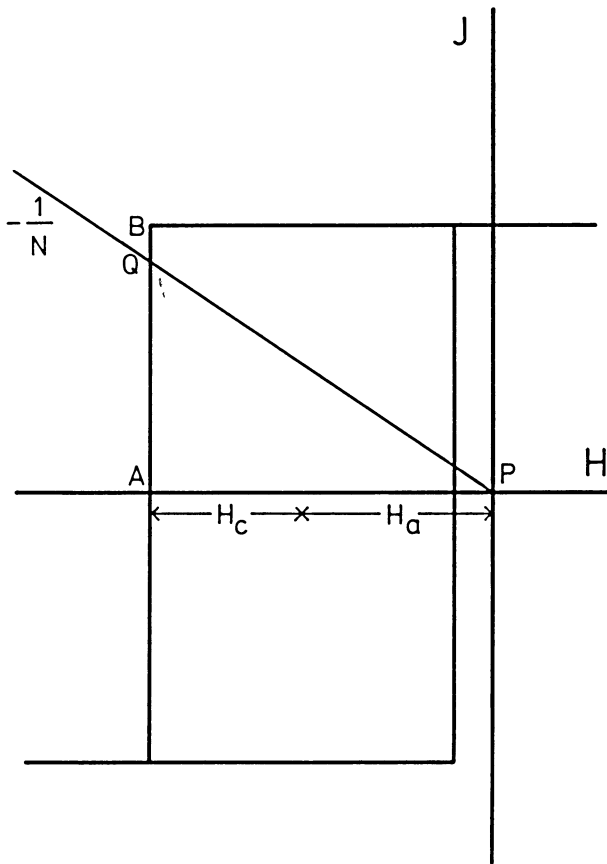


Abb. 9b:  $T_c \gg T > T_B$ .

Erweitert man (16) mit  $1/J_s$ , so erhält man

$$\frac{J_{RM}}{J_s} = \frac{(H_a + H_c)}{NJ_s} = r \quad (17)$$

Wie man sich graphisch durch eine weitere Vergrößerung der Hystereseschleife nach (13) und (14) überzeugen kann, hängt das Verhältnis  $J_{RM}/J_s = r$  von der Variation von  $H_c$  und  $J_s$  mit der Temperatur ab. Das Minimum dieses Verhältnisses wird erreicht für

$$\frac{dr}{dT} = 0 \quad \text{oder} \quad \frac{dH_c}{dT} = \frac{(H_a + H_c)}{J_s} \cdot \frac{dJ_s}{dT} \quad (18)$$

Die Variationen von  $H_c$  und  $J_s$  mit der Temperatur werden aber durch (13) und (14) bestimmt. Differenziert man (15) nach  $T$ , so erhält man bei einem Koeffizientenvergleich mit (18) die Bedingung, daß

$$\frac{dr}{dT} = 0 \quad \text{für} \quad H_a = H_c \quad (19a)$$

und daraus:

$$\frac{J_{RM}}{J_s} = \frac{2H_a}{NJ_s} = r_0 \quad (19b)$$

Bei weiter absinkender Temperatur des Erzkornes würde  $r$  wieder größer werden und der Punkt  $Q$  würde den rückläufigen Ast der Hystereseschleife wieder nach oben wandern. Die remanente Magnetisierung würde dann bezogen auf die Sättigungsmagnetisierung trotz anwachsenden entmagnetisierenden Feldes weiter ansteigen, was jedoch aus energetischen Gründen nicht möglich ist. Vielmehr bleibt das bei  $H_a = H_c$  gebildete Verhältnis  $r = J_{RM}/J_s = r_0$  erhalten und bei Raumtemperatur hat man

$$J_{TRM} = r_0 J_{s,0} = \frac{2H_a J_{s,0}}{NJ_s} \quad (20)$$

Mit (15) ist die TRM bei Raumtemperatur gegeben durch:

$$J_{TRM} = 2H_a^{1/2} H_{c,0}^{1/2} / N \quad (21)$$

Eine andere Interpretation für (20) ist, daß bei der Bedingung  $H_a = H_c$  das äußere Feld gerade gleich der für die Wand spezifischen Koerzitivkraft geworden ist. Bei weiter sinkender Temperatur wird  $H_c > H_a = \text{const.}$  und die Blochwände können von  $H_a$  nicht mehr bewegt werden; sie „frieren“ in ihrer Stellung ein. Die Temperatur des Erzkornes, bei der  $H_c = H_a$  wird, ist demnach die Blockungstemperatur  $T_B$  der betreffenden Wand.

Gleichung (21) gibt nicht die beobachtete lineare Abhängigkeit der TRM von  $H_a$  wieder. Auch die Beziehung  $TRM \sim H_{c,0}^{1/2}$  entspricht nicht den experimentellen Befunden [NAGATA 1953]. NÉEL [1955] verbesserte angesichts dieser Schwierigkeit sein Modell, indem er forderte, daß das Einfrieren der Blochwände in ihrer Position erst dann erfolgen soll, wenn die Koerzitivkraft bei absinkender Temperatur der Teilchen größer wird als ein durch die thermische Agitation bewirktes Feld  $H_f$ , für das er annimmt, daß

$$\frac{H_f(T_B)}{H_{c,0}} = \left( \frac{J_s(T_B)}{J_{s,0}} \right)^2 \quad (22)$$

Damit ergibt sich dann die TRM zu

$$J_{TRM} = \frac{H_a}{N} \left( \frac{H_{c,0}}{H_f(T_B)} \right)^{1/2} \quad (23)$$

Die Linearität der TRM mit  $H_a$  wird damit zwar richtig wiedergegeben, nicht aber ihre Abhängigkeit von  $H_{c,0}$ .

Der Nachteil der Theorie von NÉEL [1955] der Mehrbereichs-Teilchen ist, daß sie trotz im allgemeinen richtiger Ansätze auf scheinbar allgemeingültigen Beziehungen für die Abhängigkeit einzelnen Parameter von der Temperatur aufbaut, die noch keineswegs durch Experimente an den verschiedensten in Betracht kommenden Materialien gesichert sind. Über die Größe von  $H_f$  werden überdies keine Angaben gemacht. Eine weitere Schwäche der Theorie ist, daß jedem Erzkorn nur eine einzige Koerzitivkraft und damit auch Blockungstemperatur zugeordnet wird. Das ist nach den heutigen Kenntnissen über die Entstehung der Koerzitivkraft sicher nicht der Fall. Vielmehr muß man in jedem Erzkorn mit einem Spektrum von Koerzitivkräften (und Blockungstemperaturen) rechnen, wobei die Breite des Spektrums in noch nicht voll verstandener Weise von Größen abhängt, wie z. B. Anzahl und Art der Fehlstellen, Dichte und Struktur der Versetzungen, Unregelmäßigkeiten in der äußeren Form der Erzkörner sowie inneren Oberflächen an Einschlüssen und Entmischungslamellen.

### 3. Theorie der TRM von Mehrbereichs-Teilchen von STACEY [1958, 1959, 1962, 1963]

Von ähnlichen Betrachtungen wie NÉEL [1955] über die Abhängigkeit der Beweglichkeit von Blochwänden mit der Temperatur ausgehend, führt STACEY [1958] für jedes Mehrbereichs-Teilchen eine Temperatur ein — die Blockungstemperatur  $T_B$  — unterhalb der die Wände in ihrer Position einfrieren sollen. Für den Bereich zwischen  $T_B$  und  $T_c$  nimmt STACEY [1958] an, daß die Bereichskonfiguration der Teilchen nur durch drei Energieterme bestimmt ist: die Wand-Energie  $E_W$ , die Energie der magnetostatischen Wechselwirkung mit dem äußeren Feld und die Streufeld-Energie  $E_M$ . Wenn man nur diese Anteile zur freien Energie in Betracht zieht, so ist diese minimal, wenn das Feld  $H_i$  im Innern des Erzkornes verschwindet. Das ist gleichzusetzen mit der Forderung, daß

$$H_i = H_a - NJ = 0 \quad \text{oder} \quad J = \frac{H_a}{N} = J_s(T_B) \quad (24)$$

STACEY [1958] nimmt ähnlich wie NÉEL [1955] an, daß die zu  $H_t = 0$  gehörende Bereichskonfiguration bei  $T = T_B$  einfriert und daß sich bei weiter sinkender Temperatur des Teilchens die bei  $T = T_B$  vorhandene Magnetisierung um das Verhältnis  $J_{s,0}/J_s(T_B)$  vergrößert. Das ergibt

$$J_{TRM} = \frac{H_a J_{s,0}}{N J_s(T_B)} \quad (25)$$

Durch den Anstieg der Magnetisierung des Teilchens mit sinkender Temperatur steigt auch sein entmagnetisierendes Feld an und reduziert die durch (25) gegebene TRM um einen Betrag, der vom Entmagnetisierungsfaktor  $N$  und der Suszeptibilität  $\kappa$  des Teilchens abhängt. Die TRM beträgt dann für ein Gestein mit  $p$  Volumen-Prozenten Erz bei statistischer Verteilung der kristallographischen Achsen der Kristalle auf alle Raumrichtungen

$$J_{TRM} = \frac{(p H_a J_{s,0})}{(3 N J_s(T_B) (1 + \kappa N))} \quad (26)$$

Für das Verhältnis  $J_{s,0}/J_s(T_B)$  nimmt STACEY [1958] den Wert 3 an, was sich auch in etwa aus den Abb. 4 und 5 ergibt [DICKSON 1962]. Gleichung (26) gibt die richtige Beziehung zwischen der TRM und  $\bar{H}_a$  wieder. Die Abhängigkeit der TRM von  $H_{c,0}$  ist in (26) nur implizit durch die Relation  $1/\kappa \sim H_{c,0}$  enthalten.

Es ist allerdings fraglich, ob im Bereich unterhalb der Curie-Temperatur die anderen Beiträge zur freien Energie, also die Spannungs-Energie  $E_\sigma$  und die Kristallanisotropie-Energie  $E_K$  vernachlässigt werden dürfen, denn gerade die Kristallanisotropie  $E_K$  ist zusammen mit der Wand-Energie  $E_W$  und der Streufeld-Energie  $E_M$  für die Entstehung der Bereichsstruktur am meisten verantwortlich.

#### 4. Theorie der TRM von Mehrbereichs-Teilchen von EVERITT [1962b]

Auch EVERITT [1962b] geht von ähnlichen Voraussetzungen für die Beweglichkeit der Blochwände in Abhängigkeit von der Temperatur aus wie NÉEL [1955] und STACEY [1958]. Nach ihm werden die Wandbewegungen bestimmt durch

- a) Stärke und Richtung des äußeren Feldes,
- b) Größe und Verteilung der Potentialschwellen,
- c) Stärke des entmagnetisierenden Feldes,
- d) Thermische Aktivierung der Wände.

Als Maß für die Beweglichkeit der Wände durch thermische Aktivierung führt EVERITT [1962b] eine exponentiell von der Temperatur abhängende Relaxationszeit ein, die etwa der Gleichung (5) entspricht:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} \exp. - \frac{\Phi}{kT} \quad (27)$$

Dabei ist  $\Phi$  eine für das betrachtete Material repräsentative Potentialschwelle.  $\tau_0$  hängt von der thermischen Agitation ab und wurde von NÉEL [1955] und STACEY [1959] aus Untersuchungen über die zeitliche Abnahme der remanenten Magnetisierung bestimmt. ( $\tau_0 \approx 10^{-10}$  sec, [NÉEL 1955];  $\tau_0 \approx 1,6 \cdot 10^{-13}$  sec, [STACEY 1959].) Für die Wandreibung übernimmt EVERITT [1962 b] den Ansatz von NÉEL [1955]

$$2 \bar{J}_s \bar{H}_c = \frac{1}{F} \left( \frac{d\Phi}{dx} \right)_{\max} \quad (11 \text{ b})$$

$(d\Phi/dx)_{\max}$  hängt von der Höhe  $\Phi$  und der Breite  $b$  der Potentialschwellen in der folgenden Weise ab:

$$\left( \frac{d\Phi}{dx} \right)_{\max} = \frac{2\Phi}{cb} \quad (28)$$

mit  $c = 1/\pi$  für einen sin-fö:migen Verlauf der Potentialfunktion. Setzt man (28) und (11 b) in (27) ein, so erhält man für die Relaxationszeit

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} \exp. - \frac{cFbH_cJ_s}{kT} \quad (29)$$

Mit steigender Temperatur wächst  $kT$  und verringern sich  $H_c$  und  $J_s$ . Es existiert demnach eine Temperatur  $T = T_B$ , bei der die Relaxationszeit  $\tau_B$  der Wandbewegung vergleichbar wird mit der Dauer des Experimentes. Diese Temperatur nennt man die Blockungstemperatur  $T_B$  der Wand. Durch Logarithmieren von (29) erhält man

$$\frac{H_c(T_B)J_s(T_B)}{T_B} = \frac{(k \ln \tau_B/\tau_0)}{cbF} \quad (30)$$

Für die Variation von  $H_c$  und  $J_s$  unterhalb der Curie-Temperatur nimmt EVERITT [1962 b] folgende Potenzgesetze an:

$$\frac{H_c}{H_{c,0}} = \left( \frac{T_c - T}{T} \right)^l \quad \text{und} \quad \frac{J_s}{J_{s,0}} = \left( \frac{T_c - T}{T} \right)^m \quad (31)$$

Experimentell findet EVERITT [1962 a]  $m = 0,39 \mp 0,01$  und  $l = 0,81 \mp 0,02$ . Demgegenüber war bei NÉEL [1955]  $m = 0,5$  und  $l = 1,0$ . Für  $n = l + m$  und  $a = (k \ln \tau_B/\tau_0)/J_{s,0} cFb$  ist dann

$$\frac{1}{T_B} \left( \frac{T_c - T_B}{T_c} \right)^n = \frac{a}{H_{c,0}} \quad (32)$$

Gleichung (32) stellt eine wichtige Beziehung zwischen der Koerzitivkraft eines Teilchens bei Raumtemperatur und der dazugehörenden Blockungstemperatur in Abhängigkeit strukturempfindlicher Parameter wie  $c$ ,  $F$  und  $b$  dar. Sie beinhaltet die

Äquivalenz der Verfahren der Wechselfeld-Entmagnetisierung und der thermischen Entmagnetisierung (siehe Kapitel III) zur Beseitigung von unerwünschten Arten der remanenten Magnetisierung aus Gesteinen.

Ein äußeres Feld  $H_a$  beeinflußt die Verteilung der Potentialfunktion in den Teilchen und führt zu einer Verringerung der Relaxationszeit der Wandbewegung in der Richtung, in welcher nach (10) durch  $H_a$  ein Druck auf die Wand ausgeübt wird. Dadurch wird die Blockungstemperatur der Wand verändert. Sie ist nach EVERITT [1962b] gegeben durch

$$\frac{1}{T_B^*} \left[ \left( \frac{T_c - T_B^*}{T_c} \right)^n - \frac{H_a}{cH_{c,0}} \left( \frac{T_c - T_B}{T_c} \right)^m \right] = \frac{a}{H_{c,0}} \quad (33)$$

An dieser Stelle geht EVERITT [1962b] wieder auf NÉEL [1955] zurück und erhält mit (20), (31) und (33) folgende Beziehung für die zur Blockungs-Temperatur  $T_B$  bzw. zur Koerzitivkraft  $H_{c,0}$  gehörende partielle thermoremanente Magnetisierung PTRM:

$$J_{PTRM} = \frac{H_a}{N} \left( \frac{H_{c,0}}{aT_B} \right)^{m/n} \left[ 1 - \frac{mH_a}{nH_{c,0}} \left( \frac{H_{c,0}}{aT_B} \right)^{1/n} \right] \quad (34)$$

Gleichung (34) enthält wieder die geforderte Linearität zwischen der TRM und  $H_a$  bei kleinen äußeren Feldern und die Einmündung in einen Sättigungswert für die TRM bei größeren  $H_a$ . Die Formel ist experimentell nicht so ohne weiteres überprüfbar, wie etwa die Beziehung (26) von STACEY [1958]. Dazu müssen zuerst die Spektren der  $H_c$  und  $T_B$  und die Größe  $a$  aus (32) bestimmt werden. Für die TRM gibt EVERITT [1962b] jedoch folgende Näherung an:

$$J_{TRM} = J_{S\ddot{u}, RM} \alpha H_a (1 - \beta H_a) \quad (35)$$

mit  $\alpha = 2,6 \cdot 10^{-2}$  und  $\beta = 1,2 \cdot 10^{-2}$ .  $J_{S\ddot{u}, RM}$  ist dabei die isothermale Sättigungs-Remanenz [NAGATA 1961]; die Werte für  $\alpha$  und  $\beta$  wurden von EVERITT [1962a; 1962b] experimentell an zahlreichen Gesteinsproben bestimmt.

##### 5. Theorie der TRM von Zonen mit Einbereichs-Konfiguration in Mehrbereichs-Teilchen nach VERHOOGEN [1959].

VERHOOGEN [1959] geht in seiner Betrachtung von der Tatsache aus, daß alle Kristalle Fehlstellen in Form von Leerstellen, Zwischengitter-Atomen oder Versetzungen besitzen, die durch mehr oder weniger starke mechanische Spannungen in ihrer Umgebung gekennzeichnet sind. Um in einer solchen Zone mit der inneren Spannung  $\sigma_i$  die Magnetisierung in ihre Gegenrichtung zu drehen, ist ein äußeres Feld der Größe

$$H = \frac{3 \lambda \sigma_i}{2 J_s} \quad (36)$$

erforderlich. VERHOOGEN [1959] nimmt nun an, daß in Fällen, in denen diese verspannten Zonen sehr langgestreckt sind und der Entmagnetisierungs-Faktor  $N$  in

ihrer Längsrichtung fast verschwindet, ihre Magnetisierung unabhängig von der Magnetisierung des sie umgebenden Weiss'schen Bezirkes wird und sie sich daher wie Einbereichspartikel verhalten können. Mit der NÉEL'schen [1949] Theorie der Einbereichs-Teilchen kommt er dabei zu folgender Beziehung für die in den verspannten Zonen lokalisierte TRM:

$$J_{TRM} = \frac{1}{3} p n v J_{s,0} \operatorname{tg} h \frac{v J_s(T_B) H_a(T_B)}{k T_B} \quad (37)$$

Dabei sind:  $p$  die Volumenprozent Erze im Gestein und  $n$  die Anzahl der verspannten Zonen mit dem Volumen  $v$  pro  $\text{cm}^3$ . Der Faktor  $1/3$  stammt von der Annahme einer statistischen Verteilung der Richtungen der Längsachsen der verspannten Zonen. Um für die Relaxationszeit  $\tau_0$  der TRM Werte zu bekommen, die für Betrachtungen im Paläomagnetismus in Frage kommen ( $\tau_0$  einige  $10^8$  Jahre), muß er Volumina für die verspannten Zonen von mindestens  $10^{-17} \text{ cm}^3$  annehmen. Das entspricht einer Länge einer Versetzung von  $3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$  und einem Radius der verspannten Zone von etwa  $3 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$ . Nach VERHOOGEN [1959] ist die Intensität einer TRM, die mit großen Koerzitivkräften verbunden ist, proportional zur Versetzungsdichte in den ferrimagnetischen Erzminerale. Neuere theoretische Untersuchungen über die Orientierung der Magnetisierungsvektoren in der Umgebung von Versetzungen [TRÄUBLE 1966] weisen jedoch nicht darauf hin, daß diese in Richtung der Längsachse der Versetzungs-Linie gedreht werden können. Vielmehr sollen nur Drehungen um wenige Grade möglich sein.

6. Hypothese von Zonen mit Eigenschaften von Einbereichs-Teilchen innerhalb der Mehrbereichs-Teilchen [OZIMA und OZIMA 1965].

Zur Deutung der TRM mit sehr großen Koerzitivkräften nehmen OZIMA und OZIMA [1965] die Existenz von sehr kleinen Zonen (Durchmesser einige  $10^{-6} \text{ cm}$ ) innerhalb der Mehrbereichs-Teilchen an, die von ihrer homogen magnetisierten Umgebung durch submikroskopische Korngrenzen abgetrennt sein sollen. Für die Abschirmung dieser Zonen von der Austausch-Wechselwirkung mit den Magnetisierungs-Vektoren der sie umgebenden Weiss'schen Bezirke nehmen die Autoren Grenzen einer Dicke von mindestens 10 Atomabständen an. Im Lichte dessen, was bisher auf Grund der Studien an Metallen über die Struktur von Fehlstellen, Versetzungsringen oder Kleinwinkel-Korngrenzen sowie über die Verteilung der Magnetisierungs-Vektoren in der Umgebung dieser Gitterfehler bekannt ist [SEGER 1966], erscheinen die Vorstellungen von OZIMA und OZIMA [1965] als wenig real. Die magnetostatische Wechselwirkung über makroskopische Korngrenzen in polykristallinem Material ist, wie experimentell nachgewiesen werden konnte, noch so stark, daß sich die Bereichs-Strukturen benachbarter Kristalle gegenseitig beeinflussen [SOFFEL 1968a]. Sie dürfte in den von OZIMA und OZIMA [1965] postulierten Zonen, selbst wenn diese tatsächlich existieren sollten, wofür noch kein experimenteller Nachweis vorliegt, lediglich kleine Richtungs-Änderungen der Magnetisierungs-Vektoren zulassen, nicht aber ein völlig unabhängiges Verhalten.



## V. Kapitel

### Versuche zur experimentellen Überprüfung der Theorien der TRM

Die in Kapitel IV vorgestellten Theorien der TRM von Einbereichs- und Mehrbereichs-Teilchen wurden in den letzten 20 Jahren durch zahlreiche Autoren experimentell überprüft. Ein Teil dieser Autoren wurde in Kapitel III bereits erwähnt. Lange Jahre hindurch wurde in vielen Untersuchungen an magnetischen Gesteinen die Existenz von Einbereichs-Teilchen entweder verneint oder zumindest stark angezweifelt. Dafür rückten mehr die Theorien von NÉEL [1955], STACEY [1958] und EVERITT [1962b] der Mehrbereichs-Teilchen in den Vordergrund. Mit diesen Theorien, welche die TRM der Erzkörner auf die Wechselwirkung zwischen Blochwänden und Gitterfehlern zurückführen, können jedoch nur Remanenzen gedeutet werden, die mit Koerzitivkräften kleiner als 200–300 Oe verknüpft sind [SOFFEL 1968b, 1970]. Zur Deutung der Remanenzen mit größeren Koerzitivkräften wurden die Theorien von VERHOOGEN [1959] und OZIMA und OZIMA [1965] entwickelt. In den letzten Jahren scheint jedoch die Theorie der TRM von Einbereichs-Teilchen von NÉEL [1949], die man nur auf Gesteine mit Hämatit als Träger der TRM anwenden zu können glaubte [EVERITT 1961], eine Renaissance zu erleben. Diese Entwicklung wurde durch den direkten Nachweis von Einbereichs-Teilchen in magnetischen Gesteinen durch verfeinerte Licht- und Elektronenmikroskopische Beobachtungen gefördert [EVERITT 1961; YOUNG und HARGRAVES 1967; EVANS, MCELHINNY und GIFFORD 1968; SOFFEL 1968b; DUNLOP 1968; SOFFEL 1969; DUNLOP 1969b; 1969c]. Ohne auf die nach unseren heutigen Kenntnissen physikalisch mangelhaft fundierten Theorien von VERHOOGEN [1959] und OZIMA und OZIMA [1965] zurückgreifen zu müssen, gibt die Theorie von NÉEL [1949] sowohl qualitativ als auch quantitativ diejenigen Eigenschaften der TRM wieder, die mit Koerzitivkräften von einigen hundert Oe verknüpft sind. In Gesteinen mit großen Mehrbereichs-Teilchen und Einbereichs-Teilchen hat man deswegen stets zu bedenken, daß die gemessene TRM sich aus zwei Anteilen zusammensetzt, die aus zwei physikalisch verschiedenen Magnetisierungs-Prozessen hervorgehen. Der eine Anteil ist die TRM der Mehrbereichs-Teilchen, die durch die Wechselwirkung der Blockwände mit den Gitterfehlern zustande kommt und durch Koerzitivkräfte von weniger als 200 Oe gekennzeichnet ist. Für diese Komponente der TRM gibt die Formel (26) von STACEY [1958] für kleine äußere Felder eine gute Näherung, wie durch Messungen von DICKSON [1962] und SOFFEL [1968b; 1969] nachgewiesen werden konnte.

Der andere Anteil der TRM ist, wenn man von den Theorien von VERHOOGEN [1959] und OZIMA und OZIMA [1965] absieht, die TRM der Einbereichs-Teilchen nach NÉEL [1949], die mit größeren Koerzitivkräften verbunden ist. Die Größe der Koerzitivkraft und damit die Stabilität der TRM hängt in diesem Fall weitgehend von den primären magnetischen Eigenschaften ( $K$ ,  $J_s$ ,  $\lambda$ ) sowie der Form der Erzkörner selbst ab. Die Realstruktur der Kristalle ist von untergeordneter Bedeutung. Da die Mehrbereichs-

Teilchen mit ihren kleinen Koerzitivkräften in viel stärkerem Maße in der Lage sind, sekundäre, für Untersuchungen des Paläomagnetismus störende Remanenzen aufzunehmen, kommt den in Einbereichs-Teilchen lokalisierten Komponenten der TRM für die Erforschung des Paläo-Feldes der Erde die entscheidende Bedeutung zu. Das gilt in gleicher Weise für die Erforschung der Paläo-Richtung wie auch der Paläo-Intensität des Feldes [DUNLOP 1969 a). Die submikroskopischen Dimensionen dieser Einbereichs-Teilchen verhinderte leider bis heute die bei den größeren Mehrbereichs-Teilchen mögliche Kontrolle sekundärer Prozesse wie z. B. Oxydationen oder Entmischungen. Wie aus der Theorie von NÉEL [1949] hervorgeht, genügen bei Einbereichs-Teilchen geringe Volumenänderungen, um die Relaxationszeit  $\tau$  und damit die Stabilität der TRM und die Verringerung ihrer Intensität mit der Zeit drastisch zu verändern. Derartige sekundäre Prozesse müssen bei den Einbereichs-Teilchen mit ihren großen spezifischen Oberflächen auch in Betracht gezogen werden und bedeuten bei der Bestimmung der Paläo-Intensität des erdmagnetischen Feldes einen großen, vorerst nicht zu überwindenden Unsicherheitsfaktor.

## VI. Kapitel

### Das Problem der inversen thermoremanenten Magnetisierung von Gesteinen

Dieses Problem ist bei den in Kapitel IV vorgestellten Theorien der TRM von untergeordneter Bedeutung, soll aber wegen seiner geophysikalischen Aspekte hier doch kurz gestreift werden. Bekanntlich findet man bei Basalten, insbesondere denen aus dem Tertiär, annähernd genau so viele, die normal, d. h., in Richtung des heutigen erdmagnetischen Feldes, wie solche, die invers, d. h., dazu entgegengesetzt magnetisiert sind. Für die Deutung dieser inversen TRM gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten:

a) Das erdmagnetische Feld besaß zur Zeit der Entstehung dieser Gesteine bei gleicher Geometrie eine andere (umgekehrte) Polarität als heute. Diese Vorstellung führte zum Begriff der Feldumkehr, deren Realität heute kaum mehr angezweifelt wird.

b) Die inverse Magnetisierung wird auf physico-chemische oder physikalische Prozesse in den Erzmineralien selbst zurückgeführt. Das führte zum Begriff der Selbstumkehr der Remanenz, die zwar experimentell an einzelnen Gesteinsproben nachgewiesen werden konnte [NAGATA 1961], jedoch nur selten vorzukommen scheint.

Eine Feldumkehr führt, wegen der entgegengesetzten Richtung des äußeren Feldes, bei Anwendung der oben diskutierten Theorien der TRM zwangsläufig zu einer inversen TRM. Ähnliches ist der Fall, wenn man die inverse Magnetisierung auf magneto-statische Wechselwirkungen zwischen zwei Erzphasen mit unterschiedlichen Curie-Temperaturen  $T_{c,1}$  und  $T_{c,2}$  und unterschiedlicher Abhängigkeit der Sättigungsmagnetisierungen  $J_{s,1}$  und  $J_{s,2}$  von der Temperatur zurückführt. In diesen, von NÉEL [1951, 1955] und UYEDA [1955, 1956, 1958] diskutierten Fällen ist bei den betreffenden Theorien jeweils das äußere Feld  $\vec{H}_a$  durch ein effektives Feld  $\vec{H}_t$  zu ersetzen, welches

sich aus dem Feld  $\vec{H}_a$  und den entmagnetisierenden Feldern der Nachbarkörner bzw. der anderen Erzphase innerhalb der Körner vektoriell zusammensetzt. Unter günstigen Voraussetzungen kann sich dabei unter Anwendung des Gesetzes der Additivität der partiellen thermoremanenten Magnetisierungen [THELLIER 1951; NAGATA 1953] bei Raumtemperatur eine inverse Magnetisierung bilden.

Bei Ferriten vom N-Typ [nach NÉEL 1948] ist der Erwerb einer inversen TRM leicht zu deuten, da bei der Unterschreitung der Curie-Temperatur sich in den Mineralien zunächst eine TRM in Richtung des äußeren Feldes  $\vec{H}_a$  bildet, die aber dann beim Abkühlen der Probe bei der ferrimagnetischen Kompensations-Temperatur durch den dort auftretenden Wechsel des Vorzeichens von  $J_s$  ebenfalls ihr Vorzeichen umkehrt. Bei den in der Natur vorkommenden Ferriten liegt jedoch diese ferrimagnetische Kompensations-Temperatur immer weit unterhalb der Raumtemperatur.

Auch bei dem Mechanismus der Selbstumkehr, der auf einer späteren Umlagerung von Ionen in den Kristallen beruht [NÉEL 1955; VERHOOGEN 1956], wird zunächst von einer ursprünglichen, primären TRM in Richtung des äußeren Feldes ausgegangen.

### Schlußbetrachtung

Das Studium der Magnetisierung von (möglichst radiometrisch datierten) Gesteinen aus allen Epochen der Erdgeschichte stellt heute die einzige Möglichkeit dar, Informationen über das erdmagnetische Feld vor Beginn seiner direkten Messung zu erhalten. Auf Einzelergebnisse soll hier nicht eingegangen werden. Sie brachten der Geophysik wichtige Erkenntnisse über die Geometrie des Feldes und seine zeitliche Variation (Säkularvariation) sowie über die Möglichkeit von Feldumkehrungen und Polwanderungen. Die bisherigen Messungen beschränkten sich jedoch meist auf die Bestimmung der Richtung des Paläofeldes, neuerdings auch auf seine Intensität. Als wichtiges Ergebnis kann man dabei betrachten, daß die Erde schon vor mindestens 2 Milliarden Jahren ein Magnetfeld gehabt haben muß, dessen Intensität und Geometrie etwa gleich der des heutigen erdmagnetischen Feldes war. Diesem Befund haben alle Theorien über die Entwicklung des Erdinnern Rechnung zu tragen. Diese Untersuchung des Paläomagnetismus sind zum großen Teil nur auf Grund der großen zeitlichen Stabilität der TRM möglich und sinnvoll gewesen, wobei bei besonders alten Gesteinen den Einbereichs-Teilchen eine hervorragende Bedeutung zukommt.

### Danksagung

Für die kritische Durchsicht des Manuskriptes bin ich Herrn Prof. Dr. G. ANGENHEISTER, Dipl.-Geophys. J. POHL, Dipl.-Phys. U. BLEIL, Dr. A. SCHULT und Dr. E. SCHMIDBAUER, Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, zu großem Dank verpflichtet.

## Literatur

- AKIMOTO, S.: Magnetic susceptibility of ferromagnetic minerals contained in igneous rocks. *J. Geom. Geol.* 3, 47—58, 1951
- AKIMOTO, S., T. KATSURA, and M. YOSHIDA: Magnetic properties of  $TiFe_2O_4-Fe_3O_4$  system and their change with oxidation. *J. Geom. Geol.* 9, 165—178, 1957
- AKIMOTO, S.: Magnetic properties of ferromagnetic oxide minerals as a basis of rock magnetism. *Adv. Phys.* 6, 288—298, 1957
- BEAN, C. P.: Hysteresis loops of mixtures of ferromagnetic micropowders. *J. Appl. Phys.* 26, 1381—1383, 1955
- BITTER, F.: On inhomogeneities in the magnetization of ferromagnetic materials. *Phys. Rev.* 38, 1903—1905, 1931
- DICKSON, G. O.: Thermoremanent magnetization of igneous rocks. *J. Geophys. Res.* 67, 912—915, 1962
- DICKSON, G. O., C. W. F. EVERITT, L. G. PARRY, and F. D. STACEY: Origin of thermoremanent magnetization. *Earth Plant. Sc. Letters* 1, 222—224, 1966
- DUNLOP, D. J.: Monodomain theory: experimental verification. *Science* 162, 256—258, 1968
- : Interactions in rocks and the reliability of paleointensity data. *Earth Plant. Sc. Letters* 7, 178—182, 1969a
- : Preisach diagrams and remanent properties of interacting monodomain grains. *Phil. Mag.* 19, 369—378, 1969b
- : Hysteretic properties of synthetic and natural monodomain grains. *Phil. Mag.* 19, 329 to 338, 1969c
- EVANS, M. E., M. W. McELHINNY, A. C. GIFFORD: Single domain magnetite and high coercivities in a gabbroic intrusion. *Earth Plant. Sc. Letters* 4, 142—146, 1968
- EVERITT, C. W. F.: Thermoremanent magnetization: I. Experiments on single domain grains. *Phil. Mag.* 6, 713—726, 1961
- : Thermoremanent magnetization: II. Experiments on multidomain grains. *Phil. Mag.* 7, 583—597, 1962a
- : Thermoremanent magnetization: III. Theory of multidomain grains. *Phil. Mag.* 7, 599—616, 1962b
- GRABOVSKY, M. A., G. N. PETROVA, L. I. ISAKOVA: On the emergence of thermoremanent magnetism of rocks. *Akad. Nauk. USSR Isv. Ser. Geophys.*, 56—66, 1956
- GRAHAM, J. W.: The stability and significance of magnetism in sedimentary rocks. *J. Geophys. Res.* 54, 131—167, 1949
- HALL, J. M., and R. E. NEALE: Stress effects on thermoremanent magnetization. *Nature* 188, 805—806, 1960
- KITTEL, C.: Physical theory of ferromagnetic domains. *Rev. Mod. Phys.* 21, 541—583, 1949

- KOENIGSBERGER, J. G.: Natural residual magnetism of eruptive rocks, parts I and II. *Terr. Mag. Atmos. Electr.* 43, 119–127, bzw. 299–320, 1938
- NAGATA, T. S., UYEDA, and S. AKIMOTO: Selfreversal of thermoremanent magnetism of igneous rocks. *J. Geom. Geol.* 4, 22–38 (part I), 102–107 (part II), 1952
- NAGATA, T.: *Rock magnetism*. Maruzen, Tokyo, 1. Ausgabe, 1953
- : *Rock magnetism*. Maruzen, Tokyo, 1961
- NÉEL, L.: Propriétés magnétiques des ferrites: Ferrimagnétisme et Antiferromagnétisme. *Ann. Phys.* 3, 137–198, 1948
- : Théorie du trainage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec applications aux terres cuites. *Ann. Geophys.* 5, 99–136, 1949
- : L'inversion de l'aimantation permanente des roches. *Ann. Geophys.* 7, 90–102, 1951
- : Thermoremanent magnetization of fine powders. *Rev. Mod. Phys.* 25, 293–296, 1953
- : Some theoretical aspects of rock magnetism. *Adv. Phys.* 4, 191–243, 1955
- OZIMA, M., M. OZIMA: Origin of thermoremanent magnetization. *J. Geophys. Res.* 70, 1363–1369, 1965
- ROBERTSON, W. A.: The paleomagnetism of some mesozoic intrusives and tuffs from eastern Australia. *J. Geophys. Res.* 68, 2299–2312, 1963
- ROQUET, J.: Sur les remanences des oxydes de fer et leur intérêt en géomagnétisme. *Ann. Geophys.* 10, 226–247, 1954
- SEEGER, A.: *Moderne Probleme der Metallphysik. Band I und II*. Springer, Berlin-Heidelberg-New York, 1966
- SOFFEL, H.: The behavior of the domain structure of polycrystalline magnetite at the margins of the crystallites. *Earth Plant. Sc. Letters* 4, 53–56, 1968a
- : Die Bereichsstrukturen der Titanomagnetite in zwei tertiären Basalten und die Beziehung zu makroskopisch gemessenen magnetischen Eigenschaften dieser Gesteine. *Habil.-Schrift, Nat. Fak. Univers. München*, 1968b
- : The origin of thermoremanent magnetization of two basalts containing homogeneous single phase titanomagnetite. *Earth Plant. Sc. Letters* 7, 201–208, 1969
- : The influence of the dislocation density and inclusions on the coercive force of multidomain titanomagnetites of the composition  $0,65 \text{ Fe}_2\text{TiO}_4 - 0,35 \text{ Fe}_3\text{O}_4$  in basalts as deduced from domain structure observations. *Z. Geophys.* 36, 113–124, 1970
- STACEY, F. D.: Thermoremanent magnetization (TRM) of multidomain grains in igneous rocks. *Phil. Mag.* 3, 1391–1401, 1958
- : A domain theory of magnetic grains in rocks. *Phil. Mag.* 4, 594–605, 1959
- : A generalized theory of thermoremanence, covering the transition from single domain to multidomain magnetic grains. *Phil. Mag.* 7, 1887–1900, 1962
- : The physical theory of rock magnetism. *Adv. Phys.* 12, 45–133, 1963
- : The Koenigsberger ratio and the nature of thermoremanence in igneous rocks. *Earth Plant. Sc. Letters* 2, 67–68, 1967

- STILLER, H.: Die thermoremanente Magnetisierung von Ergußgesteinen. Deutsche Akad. Wiss. Berlin, Geomagn. Inst. Potsdam, Abh. Nr. 39, Akad. Verlag Berlin, p. 1—131, 1967
- TRÄUBLE, H.: Moderne Probleme der Metallphysik, Band II. Herausgeber: A. Seeger. Springer, 1966
- THELLIER, E.: Sur la thermoremanence et la théorie du metamagnétisme. C. R. Acad. Sc. Paris 223, 319—321, 1946
- : Propriétés magnétiques des terres cuites et des roches. J. Phys. Radium 12, 205—218, 1951
- VERHOOGEN, J.: Ionic ordering and selfreversal of magnetization in impure magnetites. J. Geophys. Res. 61, 201—209, 1956
- : The origin of thermoremanent magnetization. J. Geophys. Res. 64, 2441—2449, 1959
- UYEDA, S.: Magnetic interaction between ferromagnetic minerals contained in rocks. Part I. J. Geom. Geol. 7, 9—36, 1955
- : Part II, J. Geom. Geol. 8, 39—70, 1956
- : Thermoremanent magnetization as a medium of paleomagnetism with special references to reverse thermoremanent magnetization. Jap. J. Geophys. 2, 1—123, 1958
- YOUNG, W. M., R. B. HARGRAVES: A procedure for investigating the natural remanence of minerals in rocks. Vortrag Nr. 110, Generalversammlung der IAGA, St. Gallen, 1967

