

Zeitschrift:	Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association suisse des électriciens, de l'Association des entreprises électriques suisses
Herausgeber:	Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen
Band:	65 (1974)
Heft:	7
Rubrik:	Briefe an die Redaktion = Lettres à la rédaction

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 05.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Briefe an die Redaktion – Lettres à la rédaction

«Theorie des Magnetismus»

[Bull. SEV 64(1973)19, S. 1205...1208]

Zuschrift 1:

1. In [1]¹⁾ nimmt Prof. Dr. E. Gerecke Stellung – mit sehr überzeugenden Überlegungen – zu einigen in [2] behandelten Fragen des Magnetismus. Dabei ist seine Feststellung bemerkenswert: «*Es dürfte auch heute noch, selbst mit dem grössten Computer, sehr schwierig sein, ... das jahrhunderte alte Problem des permanenten Magneten numerisch zu lösen*» [1, S. 1208]. Eine solche Feststellung erklärt weitgehend, warum man bei Magnetfragen mit Vereinfachungen, ja sogar mit drastischen Vereinfachungen und mit zum Teil sogar willkürlichen Denkmodellen arbeitet. Bei der Wahl der zweckmässigsten Vereinfachung und des lehrreichsten Denkmodells kommt man ohne Versuche nicht aus. Deswegen sind neue Wege, ja sogar gewagte neue Wege, immer vorteilhaft. In diesem Sinne sind etwa die Versuche in [2] begrüssenswert, zumal sie zu den weiteren Erörterungen in [1] Anlass gegeben haben. Die dort in Aussicht gestellte eingehende Behandlung der vorliegenden Fragen ist inzwischen in [4] erschienen.

2. Schon die erwähnte Feststellung aus [1, S. 1208] kann ziemlich entmutigend wirken. Der Leser könnte jedoch sogar kein genügend schwarzes Bild der Lage bekommen, sollte er etwa übersehen, dass die freie Energie des gesamten Systems – Magnet plus Aussenraum – selbst bei gleichen aktuellen äusseren Verhältnissen, nicht nur ein Extremum, sondern eine grosse Zahl, praktisch unendlich viele Extrema aufweist, so dass selbst bei gleichen aktuellen äusseren Verhältnissen praktisch unendlich viele scheinbar stabile Zustände möglich sind. Welcher Zustand sich im einzelnen Fall einstellt, hängt bekanntlich von der «Vorgeschichte» des Magneten ab. Der Leser sollte dabei nicht übersehen, dass nur die Vielfalt der Extrema das Vorkommen der Hysterese erklären kann. Selbst ein kleiner äusserer Eingriff – etwa das flüchtige Berühren mit einem ferromagnetischen Werkzeug – genügt oft, um die gesamte freie Energie von einem Extremum nach einem anderen – vielleicht unvorgesehenen – Extremum irreversibel «springen» zu lassen (Barkhausensprünge, vgl. z. B. [4, S. 95]). Dabei treten meist starke permanente Magnetisierungsverzerrungen besonders an der Oberfläche ein. Aus diesen Gründen stellen etwa Abbildungen der Feldlinienverteilung im Innern eines Magneten nicht «die» Linienverteilung, sondern «eine» der praktisch unendlich vielen möglichen Linienverteilungen dar. Sonst müsste eine ganz bestimmte «Vorgeschichte» angenommen und angegeben werden.

Aus der Vielfalt der möglichen Magnetisierungszustände geht hervor, dass nur bei drastischer Vereinfachung ein Magnet durch wenige Kenngrössen – etwa durch magnetomotorische Kraft und Innenwiderstand – charakterisiert werden kann.

3. Folgende Überlegung erscheint auch wichtig. Während bei einem Elektromagneten die Hysterese eines ferromagnetischen Kerns in erster – wenn auch grober – Annäherung als «Nebenerscheinung» sogar vernachlässigt werden kann, ist sie bei einem permanenten Magneten eine keineswegs zu vernachlässigende «Haupterscheinung». Ohne Hysterese könnte kein Permanentmagnet existieren. Bei dieser Sachlage kommt es nicht so sehr darauf an, zu erörtern, ob der eine oder der andere Permeabilitätswert gewählt wird, sondern vielmehr ob es überhaupt einen Zweck und sogar einen Sinn hat, bei solchen wesentlich nichtlinearen und hysteretischen Vorgängen den Begriff «Permeabilität» zu benutzen.

4. In [2] erhält die Streuung des Flusses eines im freien Raum wirkenden Magneten besondere Beachtung. Als «Streufluss» wird dabei jener Teil des Gesamtflusses betrachtet, der nicht bei den Stirnflächen, sondern bei den Seitenwänden des Magneten aus- und eintritt. Diese Betrachtungsweise wird in [2] vielfach angedeutet und von der Art des am Ende des Abschnitts 4 [2, S. 1347] beschriebenen Messverfahrens bestätigt. Um unerlaubte Verallgemeinerungen zu vermeiden, sollte der Leser nicht übersehen, dass die obenerwähnte Betrachtungsweise nur in ganz bestimmten Fällen, etwa bei zylindrischen Magneten, gilt. Schon bei Abrundung der Magnetenden,

oder auch nur der Stirnketten, wäre die Trennlinie zwischen Stirn- und Seitenflächen, und damit die Trennfläche zwischen Haupt- und Streufluss unbestimmt. Geschweige denn bei anderen Magnetformen. Um nur ein Beispiel aus den altbekanntesten Fällen zu nennen, sei eine rhombische Kompassnadel erwähnt, bei welcher von Stirn- und Seitenflächen, und dementsprechend von Haupt- und Streufluss im obenerwähnten Sinne kaum die Rede sein kann (vgl. z. B. [4, S. 78, Fig. A 17 b und d]).

Wiederum zur Vermeidung unerlaubter Verallgemeinerungen sei auch erwähnt, dass in einer späteren Arbeit [3, S. 31, Fig. 6] der Streufluss anscheinend nach anderen Kriterien bestimmt wird, da ein Teil davon bei den Stirnflächen aus- und eintritt.

Ebenfalls zur Vermeidung von Missverständnissen sollte der Leser auch nicht übersehen, dass in manchen Fällen der Elektrotechnik der Streufluss streng genommen nur als Rechengrösse definiert wird und dass selbst auf intuitiver Ebene Haupt- und Streuflüsse meistens nach ihrem Verlauf, und dementsprechend nach ihrer Wirkung, nicht aber nach ihrem Aus- und Eintrittsort bestimmt werden.

Gerade wegen der beschriebenen Mehrdeutigkeit und Unbestimmtheit des Begriffs «Streufluss» wäre die Rolle dieses Begriffs zur Kennzeichnung des Verhaltens eines Magneten sehr fraglich.

5. Was die «Ursache» des Streuflusses betrifft, wird zuerst in [2, S. 1346] die gegenseitige Abstossung der Ampèreschen Ströme erwähnt. Es wird dann behauptet: «*Die Abstossung ist die Ursache des Streuflusses.*» Noch einmal seien unerlaubte Verallgemeinerungen vermieden. Bei einer Luftspule endlicher Abmessungen kann von sich gegenseitig abstossenden einzelnen Strömen, wie sie etwa in [2, S. 1346, Fig. 6] dargestellt werden, kaum die Rede sein. Trotzdem erzeugt eine solche Spule wohl einen bei den Seitenwänden aus- und eintretenden Fluss, also einen «Streufluss» im obigen Sinne. Bei einem in sich geschlossenen, ringförmigen Dauermagneten ist dagegen der «Streufluss» praktisch null, obwohl dabei sich gegenseitig abstossende Ampèresche Ströme wohl denkbar wären.

6. In [2, S. 1347] ist von einem «idealen Magneten» die Rede. Dabei wird folgendes behauptet: «*Bei einem idealen Magneten tritt der Fluss – ohne Streuung – nur völlig parallel aus den Enden desselben heraus. Die unter den Winkeln α_L heraustretenden Streuflüsse fehlen. Es sind daher keine Flüsse da, die sich schliessen könnten. Die Flüsse treffen sich erst im Unendlichen.*» Idealisierungen darf man selbstverständlich in weiten Grenzen sozusagen nach Geschmack aufstellen. Normalerweise stellen sie jedoch Grenzfälle physikalisch realisierbarer Gegebenheiten dar, so dass letztere in vereinfachter Form vorgeführt werden. Es ist dagegen kaum annehmbar, dass sie keinem Grenzfall entsprechen und gegen wohlbekannte physikalische Grundgesetze verstossen. In diesem Sinne ist die Einführung eines idealen Magneten, dessen innerer Fluss nur bei bestimmten und begrenzten Flächen aus- und eintritt, völlig annehmbar. Was aber den Flussverlauf im freien Raum betrifft, erscheinen einige Bedenken berechtigt. Ein Dipolarmagnet endlicher Abmessungen, so ideal er auch sein mag, wirkt in genügender Entfernung praktisch wie ein Elementardipol gleichen Moments und erzeugt dort dementsprechend eine wohlbekannte Feldverteilung. Mathematisch ausgedrückt verläuft dabei nur ein verschwindend kleiner Teil des Flusses geradlinig bis ins Unendliche. Praktisch ausgedrückt, schliesst sich der gesamte Fluss in endlichem Abstand.

Mit anderen Worten kann man auch wie folgend argumentieren. Da elektrische Ladungen sich auch tatsächlich trennen lassen, hat es einen Sinn, das Feld einer einzelnen Ladung zu betrachten. Man stellt dabei fest, dass das Feld einer elektrischen gleichnamigen Ladung endlicher Abmessungen, gleichgültig welcher Gestaltung, bei wachsendem Abstand r wie r^{-2} verschwindet. In einem gegebenen Raumwinkel bleibt somit der Fluss bis $r \rightarrow \infty$ konstant. Der Fluss reicht bis ins Unendliche. Bei einem statischen elektrischen oder magnetischen Dipol endlicher Abmessungen, gleichgültig welcher Gestaltung, verschwindet dagegen das Feld wie r^{-3} (vgl. z. B. [4, S. 67]). Der Fluss nimmt wie r^{-1} ab und reicht also nicht bis ins Unendliche. Die Einführung von bis ins Unendliche reichenden statischen magnetischen Flüssen steht somit mit der Tatsache im

¹⁾ Siehe Literatur am Ende der Zuschrift.

Gegensatz, dass – zumindest bis jetzt, nur der Vorsicht halber bleibe die Zukunft unberührt – keine magnetischen «Mengen» nachgewiesen werden konnten, wie es z. B. gerade in [2, S. 1345] und in [3, S. 28] hervorgehoben wurde.

Doch selbst von der Fernwirkung abgesehen, ist auch die Nahwirkung des erwähnten idealen Magneten fraglich. Es fällt nämlich schwer, sich den ohne Streuung nur völlig parallel aus den Enden eines Magneten heraustrtenden Fluss vorzustellen. Der Leser könnte vielleicht einen solchen aus dem Magneten parallel heraustrtenden Fluss mit einem aus dem Wasserhahn ebenfalls parallel heraustrtenden Wasserstrahl vergleichen. Ähnliche Gegenüberstellungen sind zum Beispiel in [3, S. 28] zu finden. Einiges sollte der Leser jedoch nicht übersehen. Für die Geschwindigkeit \mathbf{u} gilt an der Wasserstrahloberfläche: rot $\mathbf{u} \neq 0$. «Ins Elektromagnetische rückübersetzt» würde das bedeuten, dass an der «Flussstrahloberfläche» Ströme im freien Raum zirkulieren müssten. Es scheint auch nicht einfach, einen anderen passenden Verlauf der sich erst im Unendlichen treffenden Flüsse auszudenken, sollen doch im ganzen freien Raum, und speziell an der «Flussstrahloberfläche», die Gleichungen $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$ und rot $\mathbf{H} = 0$ gelten. Man wird somit den Eindruck nicht los, dass solche Idealisierungen kaum angepasst sind, dem Leser in der Theorie des Magnetismus weiter zu helfen, da sie nicht nur einen Magneten idealisieren, sondern sogar die magnetischen Eigenschaften des freien Raums und die Grundgesetze des Elektromagnetismus ändern. Es geht deswegen nicht klar hervor, welches Ziel dabei verfolgt wird.

7. Nach Fertigung des obigen Textes wurde dem Verfasser die Zuschrift [5] bekannt. Die obenstehenden Überlegungen werden dadurch nicht berührt. Es sei diesbezüglich noch einmal daran erinnert, dass eine Streuung des Flusses selbst bei parallel bleibenden Elementarmagneten stattfindet, und dass keine Dauermagnetisierung ohne Hysterese denkbar ist, so dass jedes Dauermagnetmodell, so vereinfacht und idealisiert es auch sein mag, die Hysterese etwa durch passende Beweglichkeitseinschränkung der Elementarmagnete berücksichtigen muss. Die Werkstoffeigenschaften müssen eben mitberücksichtigt werden (vgl. z. B. [1, S. 1208] und [4, S. 75]).

Literatur:

- [1] E. Gerecke: Theorie des Magnetismus (Zuschrift). Bull. SEV 64(1973) 19, S. 1205...1208.
- [2] W. Herzog: Theorie des Magnetismus. Bull. SEV 63(1972)23, S. 1345...1350.
- [3] W. Herzog: Das Coulombsche Gesetz des Magnetismus für ferromagnetische Umgebung. Bull. SEV 64(1973)1, S. 28...31.
- [4] E. Gerecke: Ferromagnetophysik – Stand 1973 – für Elektroingenieure. Sci. Electr. 19(1973)3, S. 57...96.
- [5] W. Herzog: Theorie des Magnetismus (Antwort). Bull. SEV 64(1973)23, S. 1545...1546.

Prof. Dr.-Ing. G. B. Madella, Pisa

Zuschrift 2:

Die vorstehende Zuschrift 1 hat mich sehr gefreut. Während meine Äusserung [1]²⁾ auf die grundsätzlichen Fragen wie Dipol- und Kreisstrommodell sowie die Vektoren \mathbf{H} , \mathbf{M} , \mathbf{B} eingeht, behandelt Professor Madella in der Zuschrift 1 wichtige Einzelheiten der Veröffentlichungen von Professor Herzog [2; 3; 5]. Er weist darauf hin, dass bei Dauermagneten die Werkstoffeigenschaften unbedingt mitberücksichtigt werden müssen, und dass es bei Hysterese theoretisch sehr viele mögliche Energiezustände und Feldbilder gibt. Da diese Äusserung wahrscheinlich nur wenigen Bulletin-Lesern verständlich sein wird, sei hier darauf eingegangen.

Weissbezirke und Blochwände

Als Beispiel sei Samarium-Cobalt-Fünf SmCo₅ gewählt [6], aus welchem Stoff sich ausgezeichnete Dauermagnete mit der enormen Koerzitivfeldstärke $B_{HC} = 7000 \text{ Oe} \triangleq 556 \text{ 000 Am}^{-1}$ herstellen lassen. Dieses Material wird zu Körnern von einigen μm gemahlen, welche im magnetischen Zustand Weissbezirke (Pierre Weiss, ETHZ 1907) sowie Blochwände aufweisen. Fig. 1 zeigt ein solches Kristallkorn sowie die mit der magneto-optischen Kerrmethode aufgenommenen hellen und dunklen Weissdomäne und den fundamental wichtigen Vektor \mathbf{M} der Magnetisierung. Die Amplitude von \mathbf{M} ist überall gleich gross, hingegen ist die Richtung von \mathbf{M} in benachbarten Domänen entgegengesetzt. \mathbf{M} ist definitionsgemäß der örtliche Mittelwert der magnetischen Momente \mathbf{m} der Elektronen (Spin) [4].

²⁾ Siehe Literatur am Ende der Zuschrift 1.

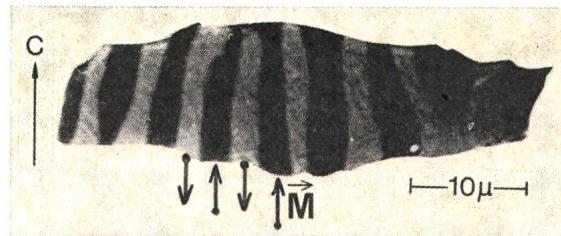


Fig. 1 Ein kristallines Korn aus SmCo₅ mit Weissbezirken und Blochwänden

M Magnetisierungsvektor

Die hexagonale c -Achse liegt in der Blindebene [6]

M_m -H-Kennlinie

Bei einem Stabmagneten kann man den Mittelwert M_m von M über den Querschnitt bestimmen. Nur in einem sehr starken äusseren Feld ist $M_m = M = M_s$ gleich dem Sättigungswert. Geht man auf der Kennlinie M_m als Funktion des äusseren Feldes H (Fig. 2) zu Betriebspunkten P links vom oberen Remanenzpunkt R_0 über, so wandern die Blochwände, die Domäne werden schmäler oder breiter. Sie sind im Koerzitivpunkt mH_C gleich breit und heben sich also für M_m gegenseitig auf. Bei der Kennlinie $B = B(H)$ überlagert sich zur Wirkung von M noch das äussere Feld laut

$$B = \mu_0 H + \mu_0 M \quad (1)$$

Ein Feldbild

Schleift man die Stirnfläche eines Stabmagneten eben, so wird man dabei einzelne Körner anschneiden. Stehen dabei zufällig die 180°-Blochwände wie BW_1 und BW_2 (Fig. 3) senkrecht zur Stirnfläche, so erhält man Weissdomänen mit entgegengesetzten Vektoren M . Das M -Feld weist an der Stirnfläche starke Quellen und Senken, also eine Divergenz $\operatorname{div} M$ auf, welche man, so man will, als virtuelle «magnetische Ladungen» bezeichnen kann, sie sind die Quellen des H -Feldes. In der Luft (Vakuum) sind $\operatorname{div} H = 0$ sowie rot $H = 0$. Das H -Feld ist also ein reines Potentialfeld, dessen Quellen und Senken auf der Oberfläche des Magneten sitzen. Im Inneren läuft das H -Feld aussen zum M -Feld ungefähr entgegengesetzt. Fig. 3 zeigt eine Skizze des H -Feldes. Die Wirbelstellen des B -Feldes befinden sich als «virtuelle Oberflächenströme» längs den Blochwänden [4]. In der Luft fällt das B -Feld mit dem H -Feld zusammen, im Inneren sind diese ungefähr entgegengesetzt laut Gl. (1).

Das Energie-Minimum-Prinzip

Nun ist die «Natur» jedoch äusserst «intelligent», sie sucht sich stets das Feldbild mit der kleinsten totalen Energie aus. Diese besteht hier aus der Austausch- und der Kristallenergie, aus der magnetischen Feldenergie, der magnetostriktiven Energie sowie der Bloch-

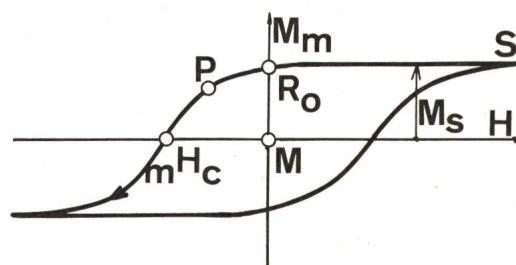


Fig. 2 Hystereseschleife M_m -H eines Dauermagneten

Aussere Erregung H . Mittelwert M_m des Magnetisierungsvektors M über dem prismatischen Querschnitt. Mittelpunkt M , Sättigungszustand S .

Oberer Remanenzpunkt R_0 , Betriebszustand P .

Koerzitivpunkt mH_C bei $M = 0$. Sättigungsmagnetisierung M_s . Remanenzmagnetisierung $M_R = MR_0$. Die Werte für Recoma aus SmCo₅ betragen $B_R = 0,8 \text{ T}$ $B_{HC} = 7000 \text{ Oe} \triangleq 556 \text{ 000 Am}^{-1}$. Aus [6]

$$mH_C = 12000 \text{ Oe} \triangleq 1150000 \text{ Am}^{-1}$$

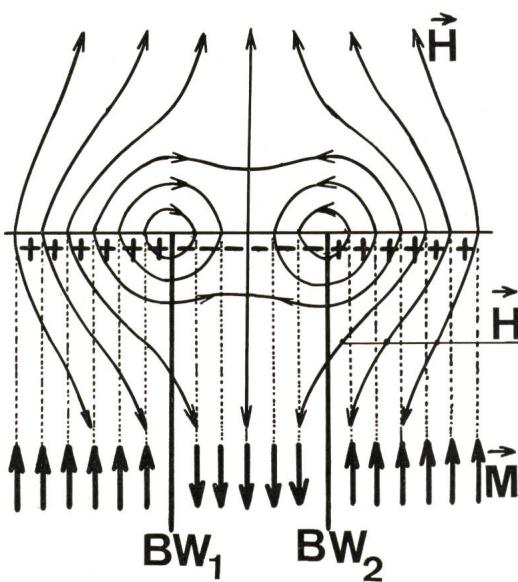


Fig. 3 Skizze des Feldbildes bei zwei Blochwänden

Magnetisierungsvektor \vec{M} , Feldvektor \vec{H} , 180° -Blochwände BW_1 , BW_2 . Virtuelle Oberflächenladungen \pm . Es treten zwei singuläre Punkte auf. Im Innern verlaufen \vec{H} und \vec{M} stellenweise ungefähr entgegengesetzt zueinander

wandenergie. Durch Hinzufügen von vier 90° -Blochwänden bei einem kubischen Kristall nach Fig. 4 nimmt die Wandenergie total zu, jedoch die magnetische Energie stark ab. An der Oberfläche verschwinden dabei stellenweise die «virtuellen magnetischen Ladungen» ($\text{div } \vec{M} = 0$), und das Feldbild ändert sich vollkommen. Prof. Madella schreibt, dass durch das leichte Berühren eines Dauermagneten mit einem Eisenkörper dieser plötzlich in einen anderen Zustand übergehen könnte. Würde der instabile Zustand von Fig. 3 existieren, so könnte er durch das erwähnte Berühren in den Zustand von Fig. 4 umkippen, wobei die frei werdende Energie sich als Barkhausen-Sprung äußerte. Nun gibt es neben den zwei genannten Fällen noch enorm viele andere Feldbilder, die gar nicht leicht zu erraten sind und welche zudem mit der Kristallart des Stoffes zusammenhängen, z. B. ob kubischraum- oder flächenzentriert, ob einachsig, ob ferritartig (buckling, curling) etc. Man erkennt daraus, dass ein Dauermagnet ein enorm kompliziertes Gebilde ist. Ganz allgemein gilt, dass das Magnetisieren des Eisens ein stochastischer, nicht steuerbarer und nicht reproduzierbarer Prozess ist, worauf ich im 2. Teil meiner im Sommer 1974 erscheinenden Veröffentlichung über Ferromagnetophysik eingehen werde [4].

Die «atomistische» Figur 1 in [5] von Prof. Herzog stellt offenbar den Fall dar, wo der Magnetisierungsvektor M senkrecht auf der Oberfläche mündet. Der Leser darf daraus aber nicht unbewusst schließen, dass dieses für die gesamte Stirnfläche gilt.

Die H - und B -Feldlinien der Fig. 3 und 4 der vorliegenden Zuschrift werden an der Oberfläche gebrochen, jedoch erfolgt dies nicht nach dem Brechungsgesetz $\tan \alpha_1 : \tan \alpha_2 = \mu_1 : \mu_2$, welches für Dauermagnete nicht gültig ist [1].

Den Fig. 3 und 4 liegen die zwei folgenden Regeln zugrunde: «Die Quellen des H -Feldes befinden sich dort, wo $\text{div } \vec{M} \neq 0$ ist. Die Wirbelstellen des B -Feldes liegen dort, wo $\text{rot } \vec{M} \neq 0$ ist» [4]. Deutet man $\text{div } \vec{M}$ als virtuelle magnetische Ladungen, so treten solche in Fig. 3 an der gesamten Stirnfläche auf, hingegen in Fig. 4 nur in dem äußeren Teil. Die H -Linien werden daher an diesen Stellen gebrochen, hingegen nicht im inneren Teil der Stirnfläche von Fig. 4 (so sie dort überhaupt austreten). Deutet man dual rot \vec{M} als virtuelle Flächenströme, so treten ganz allgemein solche längs Blochwänden und Oberflächen auf. Dies gilt hier speziell für den mittleren Teil der Stirnfläche von Fig. 4. Die B -Linien werden daher beim Übergang von innen nach aussen an der Stirnfläche von Fig. 3 nicht gebrochen, hingegen im mittleren Teil von Fig. 4 (falls sie überhaupt austreten). Es stellt sich hier also eine neuartige Aufgabe: Berechnung der H - und B -Felder bei Anwesenheit von Blochwänden. Viel-

leicht nimmt sich ein Jünger der Elektrotechnik dieses Problems an. Die Fig. 3 und 4 sollen nur als ein erster Versuch in dieser Richtung aufgefasst werden.

Die Austauschkräfte

In den Fig. 1 und 3 auf Seite 1545 (1973) des Bulletins betrachtet Prof. Herzog nur Coulombkräfte zwischen Elementarmagneten. Unter letzteren muss man heute die magnetischen Momente der beteiligten Elektronen verstehen (Spin). P. Weiss hat nun bereits 1907 postuliert, dass diese Elementarmagnete durch äußerst starke Kräfte untereinander gekoppelt seien und dass sich grosse Bezirke mit parallel gerichteten Elementarmagneten ausbilden. Er führte diese Kopplung auf ein hypothetisches inneres magnetisches Feld (Weissfeld) zurück und schätzte dieses auf $10^7 \text{ Oe} \approx 10^9 \text{ Am}^{-1}$. Durch seine quantentheoretischen Arbeiten gelang es später Heisenberg, diese Kopplungskräfte zu deuten, sie gehen heute unter dem Namen Austauschkräfte und Austauschenergie. Sie sind in Entfernung von einem Atomabstand sehr stark und nehmen exponentiell mit der Entfernung ab. Sie übertreffen die Coulombkräfte bei weitem und bilden das Fundament für das Verständnis der ferromagnetischen Stoffe. Leider sind sie in elektrotechnischen Kreisen wenig bekannt (vgl. [4]), sie müssen jedoch bei Kräftebetrachtungen in ferromagnetischen Festkörpern unbedingt berücksichtigt werden. Vergleiche zwischen gewöhnlichen Dielektrika und Ferromagnetika hinken meistens, weil die ersten keine Austauschkräfte und keine Wirbelfelder kennen.

Einfache Modelle

Aus alledem geht hervor, dass bei dieser komplizierten Sachlage es schwierig ist, ein einfaches Modell für Dauermagnete anzugeben. Für die «Polstärke» eines prismatischen Dauermagneten empfiehlt

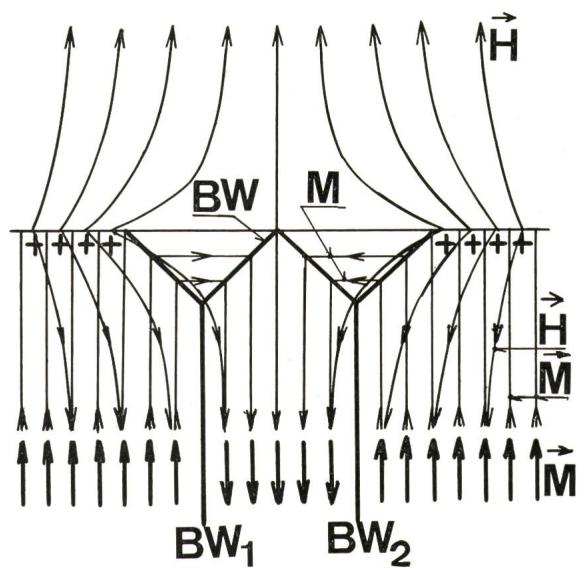


Fig. 4 Skizze des Feldverlaufes bei sechs Blochwänden

Zwei 180° -Blochwände BW_1 , BW_2 . Vier 90° -Blochwände BW bei einem kubisch-raumzentrierten Stoff.

Magnetisierungsvektor \vec{M} . Feldvektor \vec{H} (Dipolfeld). Virtuelle Oberflächenladungen $+$. Im Innern verlaufen \vec{H} und \vec{M} stellenweise ungefähr entgegengesetzt.

Das \vec{B} -Feld fällt in der Luft genau mit dem \vec{M} -Feld zusammen, im Innern verläuft es nahezu entgegengesetzt zum \vec{H} -Feld und stellenweise nahezu parallel zum \vec{M} -Feld

sich aus $\text{div } \vec{M}$ der Ausdruck «Querschnitt $\times M_m$ ». Sie hängt daher vom Betriebspunkt P auf der M_m-H -Kennlinie ab, welche bekannt sein müsste. Ob man damit ein Coulombsches Gesetz zwischen zwei permanenten Magneten aufstellen kann, bleibe dahingestellt.

Prof. Dr. h.c. Ed. Gerecke, Zürich

Damit schliessen wir die Diskussion.

Die Redaktion