

Matematicko-fyzikálny časopis

Vladimír Hajko; Ladislav Potocký; Mária Hanusková
Nacheinanderfolgende unsymmetrische Ummagnetisierung der ellipsoidalen Probe

Matematicko-fyzikálny časopis, Vol. 16 (1966), No. 2, 200--208

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/126905>

Terms of use:

© Mathematical Institute of the Slovak Academy of Sciences, 1966

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

NACHEINANDERFOLGENDE UNSYMMETRISCHE UMMAGNETISIERUNG DER ELLIPSOIDALEN PROBE

VLADIMÍR HAJKO, LADISLAV POTOČKÝ, MÁRIA HANUSKOVÁ, Košice

Einleitung

Die nacheinanderfolgende unsymmetrische Ummagnetisierung der Ferromagnetika wird mit der Existenz der sog. „Reptation“ und „Bascule négative“ Effekte verbunden. Diese Effekte äussern sich makroskopisch so, dass die Magnetisierung in den Endpunkten der unsymmetrischen Schleife im allgemeinen nicht konstant bleibt, wenn diese Schleife zwischen denselben Werten des Magnetfeldes H_A und H_B ($H_B < -H_A$) allmählich immer wieder und wieder reproduziert wird. Néel [1–3] hat eine phänomenologische Theorie des Reptationseffektes entwickelt und auch die Möglichkeit der Existenz des Effektes „Bascule“ theoretisch begründet. In der letzten Zeit hatte Nguyen van Dang [4–6] diese Effekte experimentell systematisch zu studieren begonnen. Gewöhnlich wird die unsymmetrische Ummagnetisierung zwischen den Feldern $H_B = 0$ und $H_A < 0$ bei dem experimentellen Studium dieser Effekte realisiert. Die makroskopische Äusserung des „Bascule négative“ Effektes liegt darin, dass sie die Tendenz hat, durch die Änderungen der Magnetisierung in den Endpunkten der Schleife die unsymmetrische Schleife in der Richtung des Uhrzeigers zu drehen. In Einklang mit den theoretischen Betrachtungen von L. Néel und den experimentellen Ergebnissen von Nguyen van Dang äussert sich der „Bascule négative“ Effekt makroskopisch nur bei den einigen ersten unsymmetrischen Schleifen und dann wird er nicht mehr praktisch beobachtet. Die „Reptation“ – Erscheinung im Sinne der Néelschen Theorie führt auf beiden Enden der unsymmetrischen Schleife bei denselben Werten von „ n “ (n Zahl der durchgeführten unsymmetrischen Schleifen) zur gleichen Änderung der Magnetisierung, wobei diese Magnetisierungsänderung den Magnetisierungszuwachs in der Richtung des Feldes H_A zur Folge hat und wird proportional $(1g n)^{\frac{1}{2}}$. Die von Nguyen van Dang an den polykristallinen Proben von der Koerzitivkraft $H_c > 1$ Oe durchgeführten Mes-

sungen standen für grosse Werte von n im guten Einklang mit den Néelschen theoretischen Ergebnissen. Auch einige weitere Experimentalarbeiten wiesen analogische Ergebnisse auf [7, 8].

Der Einfluss der nacheinanderfolgenden unsymmetrischen Ummagnetisierung auf den magnetischen Zustand offener Proben, bei denen der Einfluss des makroskopischen Entmagnetisierungsfeldes während der Magnetisierungsprozesse zu respektieren ist, wurde zum erstenmal in der Arbeit [9] studiert. Die in dieser Arbeit angegebenen Messungen ergaben, dass die Magnetisierung, die dem äusseren Feld $H_B = 0$ zugehört, bei der nacheinanderfolgenden unsymmetrischen Ummagnetisierung einer offenen Probe, auskommend von dem entmagnetisierten Zustand, zwischen den konstanten Werten des äusseren Feldes $H_B = 0$ und $H_A \neq 0$ vom Wert von n abhängt und zwar im guten Einklang mit der Néelschen Theorie des „Reptation“ Effektes, während die dem äusseren Felde H_A zugehörige Magnetisierung für alle n praktisch konstant blieb. Diese Tatsache bedeutete eine ausgeprägte Anomalie gegen den Verlauf des „Reptation“ Effektes im Néelschen Sinne und in der Arbeit [9] wurde die Verantwortung für diese Anomalie der Existenz des makroskopischen Entmagnetisierungsfeldes zugeschrieben, dass sich bei der Ummagnetisierung der offenen Probe ausdrucksvoll äussert. Später [10, 11] wurden die Anomalien dieser Art im Verlauf der unsymmetrischen Ummagnetisierung gegen den Charakter des „Reptation“ Effektes im Néelschen Sinne in geeigneten Umständen auch auf den Proben, wo sich das makroskopische Entmagnetisierungsfeld nicht äussert, beobachtet. In den Arbeiten [12, 13] wurde es anschaulich gezeigt, dass der Anfangszustand des Ferromagnetikums, der als Ausgangspunkt für die nacheinanderfolgende unsymmetrische Ummagnetisierung dient, einen wesentlichen Einfluss auf den Charakter des Verlaufes der unsymmetrischen Ummagnetisierung hat. Die zugehörigen Messungen in den Arbeiten [12, 13] wurden auf den geschlossenen Ringproben durchgeführt. Es zeigt sich notwendig, auch bei den offenen Proben den Einfluss des Anfangszustandes auf den Verlauf der nacheinanderfolgenden unsymmetrischen Ummagnetisierung experimentell zu studieren und klarzustellen, wie die untersuchten Abhängigkeiten durch das makroskopische Entmagnetisierungsfeld der offenen Proben beeinflusst werden. Das ist der Zweck dieser Arbeit.

Experimentelle Ergebnisse und deren Auswertung

Die Messungen wurden auf einem Rotationsellipsoid von Eisen mit Koerzitivkraft $H_c = 2,3$ Oe und mit den Achsen $l = 20$ cm, $d = 1$ cm durchgeführt. Der zugehörige Entmagnetisierungsfaktor für die Richtung der Hauptachse hat den Wert $N = 0,0848$. Die Ellipsoidalprobe wurde von uns deshalb

gewählt, dass diese — wie es im allgemeinen bekannt ist — sich in dem homogenen äusseren Magnetfelde durch die homogene Magnetisierung in der Richtung des Feldes in ihrem ganzen Volumen auszeichnet. Die Probe wurde vor den Messungen einer geeigneten thermischen Behandlung unterworfen. Die magnetische Induktion in der Mitte des Ellipsoides bei einem bestimmten äusseren Magnetfelde H_e , das die Richtung der Hauptachse des Ellipsoides hat, wurde ballistisch gemessen und zwar durch die Abreissung einer engen Spule von dieser Stelle der Probe. Die den gemessenen Werten der Induktion zugehörigen Magnetisierungen wurden nach der Formel $J = (B - H_e)/(4\pi - N)$ ausgerechnet.

Es gibt im Studium der betrachteten Abhängigkeiten eine qualitative Verschiedenheit bei den ellipsoidalen Proben im Vergleich mit den ringförmigen

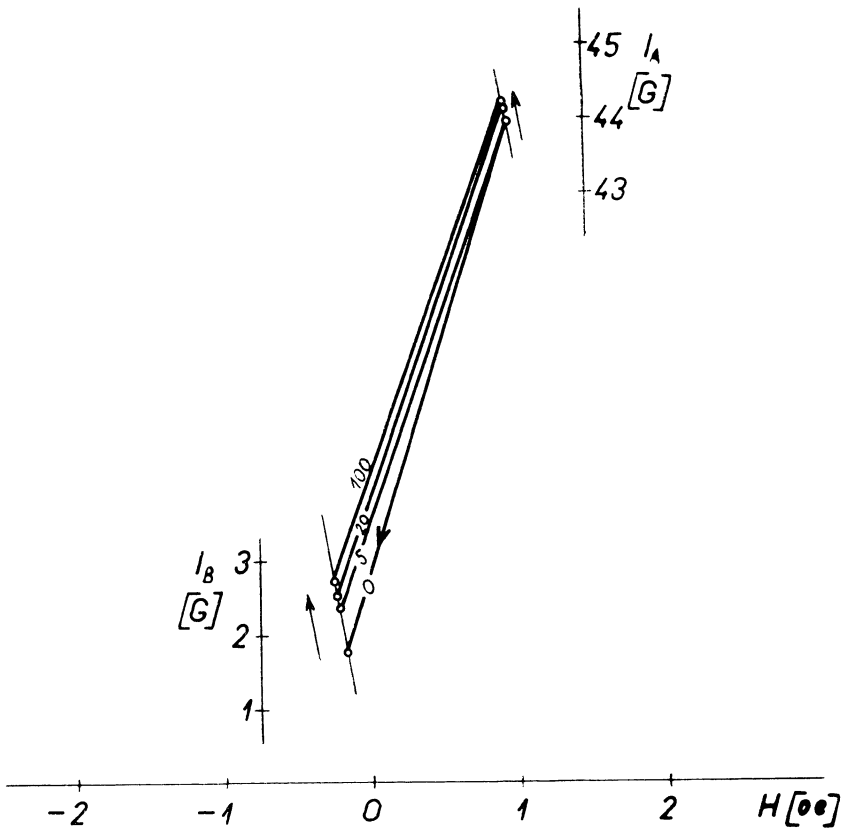


Abb. 1. Abhängigkeit der Magnetisierung von der Zahl der Schleifen bei der nacheinanderfolgenden unsymmetrischen Ummagnetisierung zwischen den äusseren Feldern $H_{eA} = 4.6$ Oe und $H_{eB} = 0$ bei dem durch die Entmagnetisierung im Wechselfeld gewonnenen Anfangszustand.

Proben. Für das makroskopisch betrachtete wirkliche Feld im Innern der Probe gilt nämlich die bekannte Beziehung $H = H_e - NJ$, so dass die nacheinanderfolgende unsymmetrische Ummagnetisierung zwischen den konstanten Werten des äusseren Feldes H_{eA} und H_{eB} führt gleichzeitig mit der an den Endpunkten der Schleife geänderten Magnetisierung auch zu den zugehörigen Änderungen des wahren Magnetfeldes, die den Magnetisierungen der Endpunkte an der Schleife gehören. Der magnetische Anfangszustand, der als Ausgangspunkt der unsymmetrischen Ummagnetisierung diente, war verschieden. Zuerst war es der nach der Entmagnetisierung durch das allmählich zur Null sinkendes Wechselfeld (Abb. 1) gewonnene Anfangszustand, dann der aus dem durch das Ausschalten des Feldes H_{eA} (Abb. 2) bei dem äusseren Felde $H_{eA} = 4,6$ Oe hergestellten anhysteretischen Zustand gewonnene Remanenzzustand. Endlich als Anfangszustand diente der durch das Ausschalten des Feldes $H_{es} = 345$ Oe (wirkliches Feld $H_s = 231$ Oe), durch denen vorher die Probe praktisch zu dem Sättigungszustand magnetisiert wurde, gewonnene Remanenzzustand (Abb. 3 und 4). Die unsymmetrische Ummagnetisierung der Probe verlief in allen auf den Abb. 1, 2, 3 gezeichneten Fällen zwischen den äusseren Feldern $H_{eB} = 0$ und $H_{eA} = 4,6$ Oe, in dem auf dem Abb. 4 gezeichneten Fall zwischen den Feldern $H_{eB} = 0$ und $H_{eA} = -4,6$ Oe. Auf einzelnen Abbildern wurden nur die sinkenden Äste der gehörigen Hystere-

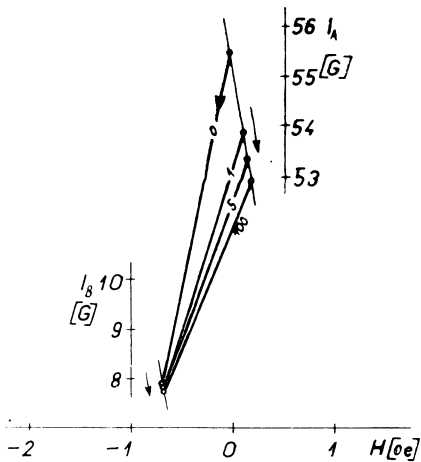


Abb. 2. Dieselbe Abhängigkeit wie auf dem Abb. 1, wenn durch das Ausschalten des Feldes $H_{eA} = 4,6$ Oe aus dem dem äusseren Felde H_{eA} gehörigen anhysteretischen Zustand gewonnener Remanenzzustand als der Anfangszustand dient.

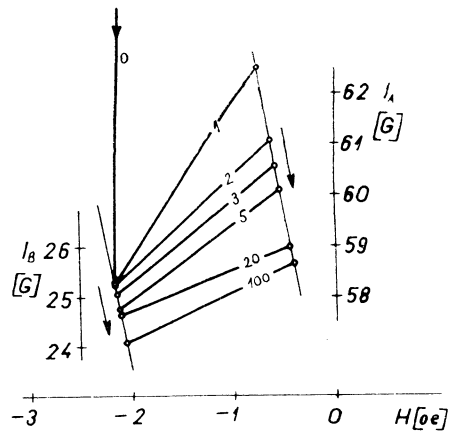


Abb. 3. Dieselbe Abhängigkeit wie auf dem Abb. 1, wenn durch das Ausschalten des Feldes $H_{es} = 345$ Oe gewonnener Remanenzzustand als der Anfangszustand dient.

sisschleifen gezeichnet und diese der Einfachheit halber durch die geraden Verbindungslinien der Endpunkte ersetzt und in solcher Zahl, dass die Abbilder noch übersichtlich bleiben. Die Endpunkte der unsymmetrischen Schleifen bei dem äusseren Felde $H_{eB} = 0$ wurden auf allen Abbildern auf die Gerade $H = -NJ$ und bei dem äusseren Felde $H_{eA} = 4,6$ Oe bzw. $-4,6$ Oe wieder auf die Gerade $H = H_{eA} - NJ$ gelegt, so dass es möglich ist auf den Abbildern gleichzeitig mit den Änderungen der Magnetisierung in den Endpunkten der Schleifen auch die zugehörigen Änderungen des wahren Magnetfeldes in diesen Punkten der Schleifen festzustellen. Der Übersichtlichkeit der einzelnen Abbilder halber wurde der Nullpunkt auf der Achse der Magnetisierung für die Magnetisierungen J_B sowie J_A verschieden gewählt. Die Pfeile längs der Gerade, längs deren sich die Magnetisierungen in den Endpunkten der Schleife ändern, stellen die Richtung dar, in der die Änderungen der Magnetisierung bei der nacheinanderfolgenden unsymmetrischen Ummagnetisierung verlaufen.

Der auf dem Abb. 1 abgebildete dem entmagnetisierten Anfangszustand gehörige Fall bestätigt im wesentlichen die in der Arbeit [9] gegebenen Messergebnisse. Die Magnetisierung J_A in dem dem äusseren Felde H_{eA} gehörigen Endpunkt der Schleife ändert sich bei der nacheinanderfolgenden unsymmetrischen Ummagnetisierung nur sehr gering (die relative Änderung der Magnetisierung J_A bei $n = 100$ gegen den Anfangswert der Magnetisierung J_A beträgt etwa 0,5 %). Die Magnetisierung J_B in dem dem äusseren Felde $H_{eB} = 0$ gehörigen Endpunkt der Schleife ändert sich mehr ausgeprägt (die relative Änderung der Magnetisierung J_B bei $n = 100$ gegen den Anfangswert J_B beträgt hier mehr als 50 %) und die Änderung der Magnetisierung auf den beiden Enden der Schleife hat dasselbe Vorzeichen wie das Feld H_{eA} .

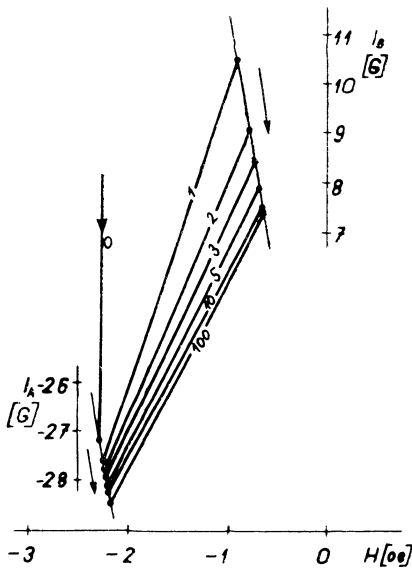


Abb. 4. Dieselbe Abhängigkeit wie auf dem Abb. 1 bei der nacheinanderfolgenden unsymmetrischen Ummagnetisierung zwischen den Feldern $H_{eA} = -4,6$ Oe und $H_{eB} = 0$. Der Anfangszustand wie auf dem Abb. 3.

Abb. 4. Dieselbe Abhängigkeit wie auf dem Abb. 1 bei der nacheinanderfolgenden unsymmetrischen Ummagnetisierung zwischen den Feldern $H_{eA} = -4,6$ Oe und $H_{eB} = 0$. Der Anfangszustand wie auf dem Abb. 3.

Die Messungen auf dem Abb. 2 gehören dem aus der beim Felde H_{eA} an-hysteretischen Magnetisierung gewonnenen Anfangszustand beim Ausschalten desselben Feldes. Es ist zu sehen, dass es sich hier im gewissen Sinne um eine entgegengesetzte Situation als auf dem Abb. 1 handelt. Die Magnetisierung J_B wird bei der nacheinanderfolgenden unsymmetrischen Ummagnetisierung praktisch nicht geändert, während die Magnetisierung J_A bei diesem Prozess erkennbar geändert wird. Die grössten Änderungen der Magnetisierung J_A verlaufen bei den ersten Schleifen. Es sieht ähnlich aus wie bei den Messungen auf den geschlossenen Proben, wo sich bei den ersten unsymmetrischen Schleifen die „Reptation“ und der „Baseule négative“ Effekte überdecken. Es ist zu bemerken, dass die Änderungen der Magnetisierung das entgegengesetzte Vorzeichen als das Feld H_{eA} haben.

Das Abb. 3 zeigt die Messungen, die dem aus dem durch das Ausschalten des Feldes H_{es} gewonnenen Remanenzzustand als Ausgangspunkt gehören. Die unsymmetrische Ummagnetisierung verläuft zwischen $H_{eB} = 0$ und $H_{eA} =$

4,6 Oe derselben Richtung wie das Feld H_{es} . Erkennbare Änderungen der Magnetisierung können bei der nacheinanderfolgenden unsymmetrischen Ummagnetisierung auf beiden Enden der Schleife betrachtet werden, wobei die Änderungen bei den ersten Schleifen wiederum besonders ausgeprägt sind. Die Änderungen der Magnetisierung auf beiden Enden der Schleife verlaufen in derselben Richtung und haben das entgegengesetzte Vorzeichen wie das äussere Feld H_{eA} .

Aus dem gleichen Anfangszustand, wie es auf dem Abb. 3 der Fall ist, wird es auch bei den auf dem Abb. 4 aufgezeichneten Messungen ausgekommen. Die unsymmetrische Ummagnetisierung verläuft hier aber zwischen dem Felde $H_{eB} = 0$ und $H_{eA} = -4,6$ Oe, d. h. das Feld H_{eA} hat das entgegengesetzte Vorzeichen wie das Feld H_{es} . Die Änderungen der Magnetisierung verlaufen auch hier auf beiden Enden der Schleife und in derselben Richtung, wobei das Vorzeichen der Änderung der Magnetisierung hier identisch mit dem Vorzeichen des Feldes H_{eA} ist. Auch hier kommen die ausgeprägtesten Änderungen bei den ersten Schleifen vor.

Die abgebildeten Messergebnisse weisen auf, dass die nacheinanderfolgende unsymmetrische Ummagnetisierung einer ellipsoidalen Probe zwischen zwei konstanten Werten des äusseren Feldes kann in der Abhängigkeit von dem Anfangszustand verschiedenen Verlauf haben. Die Verschiedenheit zeigt hier im wesentlichen dieselbe Art, wie bei der nacheinanderfolgenden unsymmetrischen Ummagnetisierung der ringförmigen Proben (s. Arbeit [13]). Diese Tatsache beweist, dass die Anwesenheit des bei der Ummagnetisierung einer ellipsoidalen Probe ausgeprägt zur Geltung kommenden makroskopischen Entmagnetisierungsfeldes hindert nicht die Äusserung ähnlicher Mannigfaltigkeit im Verlauf der nacheinanderfolgenden unsymmetrischen Ummagne-

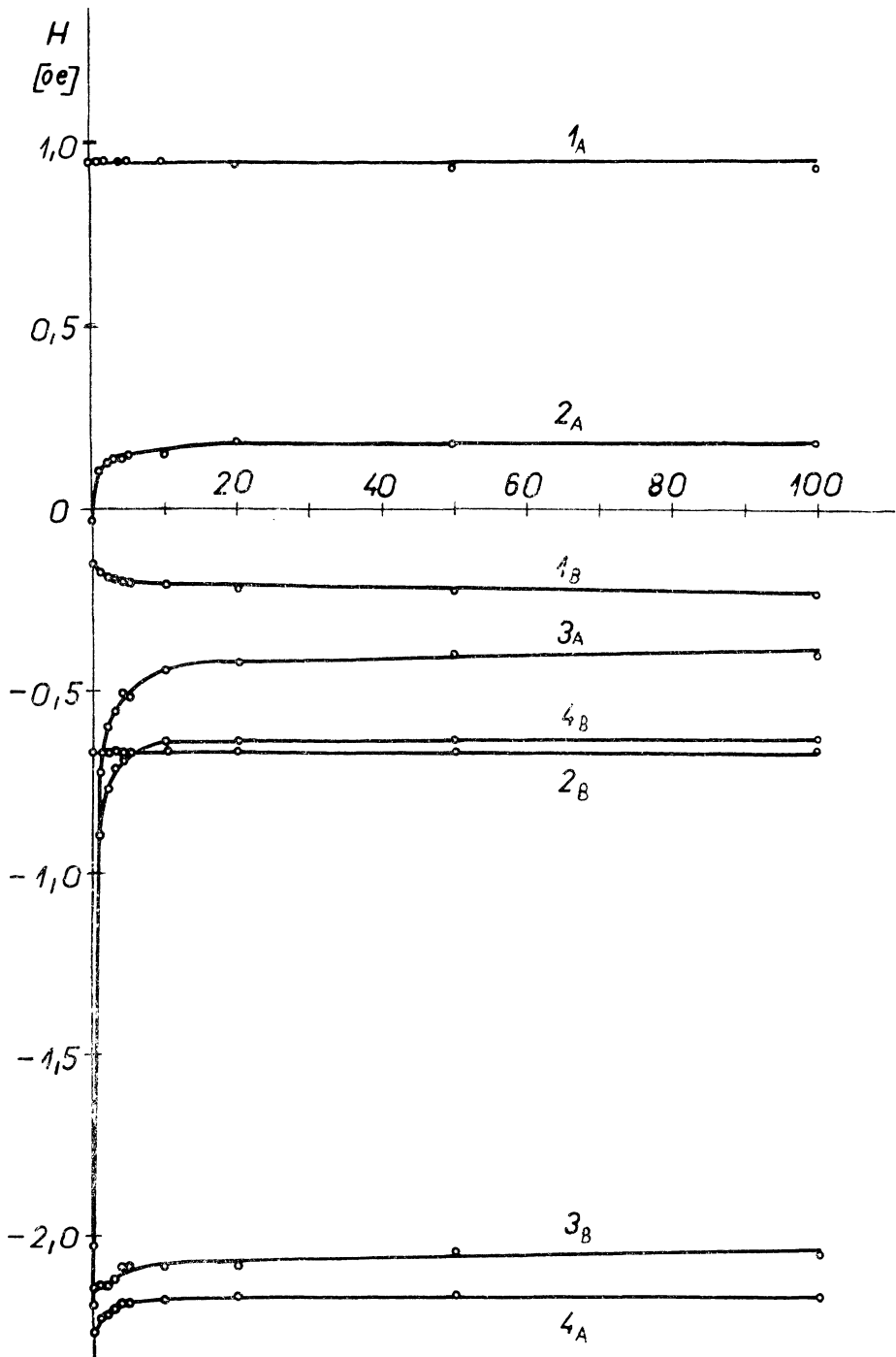


Abb. 5. Abhängigkeit des wahren magnetischen Feldes in der Probe von der Zahl der Schleifen bei der nacheinanderfolgenden unsymmetrischen Ummagnetisierung der Probe. (1_A, 1_B gehören dem auf dem Abb. 1 abgebildeten Fall; 2_A, 2_B gehören dem auf dem Abb. 2 abgebildeten Fall, usw.)

tisierung, die bei der unsymmetrischer Ummagnetisierung einiger geschlossenen Proben beobachtet wurde [13]. Die experimentell beobachtete Mannigfaltigkeit in dem Verlaufe der unsymmetrischen Ummagnetisierung der Ferromagnetika (geschlossener sowie auch offener Proben) kann man in annehmbarer Weise aus den Vorstellungen veröffentlichten in der Arbeit [14] begreifen.

Das Abb. 5 stellt graphisch dar, wie sich das wahre Feld in der Probe mit der Zahl der vollgezogenen Schleifen ändert, wobei das Zeichen 1_A bzw. 1_B bezeichnet die dem Anfangszustand und der Ummagnetisierungsart, wie das Abb. 1 zeigt, gehörige Abhängigkeit. Analogisch sind die Zeichen 2_A , 2_B usw. zu verstehen. Der Charakter dieser Abhängigkeiten weist darauf hin, dass die mehr ausgeprägten Änderungen des wahren Feldes — wenn diese überhaupt verlaufen — bei den anfänglichen Schleifen realisiert werden, bei den höheren Werten von n hat das Feld die Tendenz sich ähnlich — was selbstverständlich ist — sowie die Magnetisierung zu stabilisieren.

Zusammenfassung

Der Einfluss der nacheinanderfolgenden unsymmetrischen Ummagnetisierung auf den magnetischen Zustand der ellipsoidalen Probe äussert sich in der Abhängigkeit von dem Anfangszustand, aus dem man bei der Ummagnetisierung auskommt, verschieden. Man trifft bei solcher Probe ähnliche Mannigfaltigkeiten, wie bei den analogischen Messungen auf den geschlossenen Proben. Das bedeutet, dass die nacheinanderfolgende unsymmetrische Ummagnetisierung der Probe wird nicht durch das makroskopische Entmagnetisierungsfeld der ellipsoidalen Probe in solcher Art beeinflusst, dass der Charakter der beobachteten Abhängigkeiten gegen den Charakter der analogischen Abhängigkeiten bei den geschlossenen Proben dadurch geändert sein würde, wie es in der Arbeit [9] vorausgesetzt wurde. Die experimentell beobachtete Mannigfaltigkeit in dem Verlaufe der unsymmetrischen Ummagnetisierung der Ferromagnetika (geschlossener sowie auch offener Proben) kann man in annehmbarer Weise aus den Vorstellungen veröffentlichten in der Arbeit [14] begreifen.

LITERATUR

- [1] Néel L., C. r. Acad. sci. 221 (1957), 2668.
- [2] Néel L., C. r. Acad. sci. 246 (1958), 2313, 2963.
- [3] Néel L., J. phys. et radium 20 (1959), 222.

- [4] Nguyen van Dang, Comm. Soc. Franc. Phys., Groupe de Grenoble, Febr. 20, (1957).
- [5] Nguyen van Dang, C. r. Acad. sci. 246 (1958), 2357, 3034.
- [6] Nguyen van Dang, J. phys. et radium 20 (1959), 215.
- [7] Buttino G., Cecchetti A., Drigo A., Nuovo cimento (1962), 324.
- [8] Leinhos H., Phys. stat. sol. 7 (1964), 905.
- [9] Hajko V., Daniel -Szabó J., Czechosl. J. Phys. B 10 (1960), 294.
- [10] Hajko V., Daniel -Szabó J., Kavečanský V., Czechosl. J. Phys. B 12 (1962), 867.
- [11] Nguyen van Dang, Phys. stat. sol. 3 (1963), 128.
- [12] Hajko V., Czechosl. J. Phys. B 11 (1964), 203.
- [13] Daniel -Szabó J., Hajko V., Gengnagel H., Phys. stat. sol. 9 (1965), 201.
- [14] Daniel -Szabó J., Czechosl. J. Phys. - - in Druck.

Eingegangen am 24. 3. 1965.

*ČSAV, Fyzikálny ústav Slovenskej akadémie vied,
Vedecké oddelenie v Košiciach*

*Katedra experimentálnej fyziky Prírodovedeckej fakulty
Univerzity P. J. Šafárika, Košice*