

Ausbreitung des magnetischen Flusses im Stahlstab:
ein Hinweis auf Huber-Effekt und Kugellager-Motor.

Christian Monstein
Dipl. Ing. FH
Wiesenstrasse 13
CH-8807 Freienbach

Als Nachrichtentechniker bin ich gut vertraut mit der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen bzw. Signalen im freien Raum und in koaxialen Leitern. Jedermann ist bekannt, dass sich im Allerweltskabel RG-58 /1/ ein elektromagnetisches Signal mit circa 66% der Lichtgeschwindigkeit ausbreitet (Reduktion mit Wurzel aus Dielektrizitätskonstante). Bis dato habe ich mir keine Gedanken gemacht, wie gross die Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Magnetfeldes in einem ferromagnetischen Stoff sein könnte. Ich habe geglaubt, dass v irgend ein Prozentsatz von c sei. Im Zusammenhang mit Gedankenspielerien zum HUBER-Effekt /2/ habe ich mich entschlossen diese Geschwindigkeit zu messen, weil ich in meiner Literatur keinerlei Hinweise zu diesem Thema gefunden habe. Diskussionen mit "studierten" Kollegen haben auch keinen Aufschluss gebracht. Der Messaufbau abgebildet in Abb. 1 ist simpel einfach. Als Mess-Stab dient ein Stahlstab meines Laborstellzeugs mit 40cm Länge und 1cm Durchmesser. Am Ende ist ein HALL-Sensor KSY-10 aufgeklebt und angeschlossen an einem Breitbanddifferenzverstärker mit 50-facher Verstärkung. Verschiebar auf dem Stab ist eine Laborspule angebracht mit 150 Windungen und $0,25\Omega$ Wicklungswiderstand. Diese Spule wird über Transformator, Gleichrichter, Messwiderstand und Strommesser mit pulsierendem Gleichstrom gespeisen. Der Wicklungsstrom dient auch dazu einen Präzisionszähler /3/ zu triggern. Das verstärkte HALL-Signal gelangt auf den STOP-Eingang des Präzisionszählers. Mit diesem Aufbau ist es sehr einfach die Laufzeit von B im Stahlstab bei verschiedenen Strömen und verschiedenen Distanzen (Spule - Sensor) zu erfassen. Bei meinen Messungen habe ich die Spule systematisch in Schritten von $dx = 2\text{cm}$ beginnend am HALL-Sensor nach links verschoben bis zum Punkt $x = 30\text{cm}$. Bei jedem Wegpunkt x habe ich den Strom ebenfalls systematisch verändert beginnend bei $I = 0,8\text{A}$ in Schritten von $dI = 0,1\text{A}$ bis $I = 2,5\text{A}$. Die so erfassten Daten ergeben in STATGRAPHICS /4/ ein dreidimensionales Gebilde, nämlich Laufzeit als Funktion von Strom und Distanz, $T = f(I, X)$ Abb. 2. Aus den Daten $T = f(I, X)$ kann sehr einfach die Geschwindigkeit $v = g(I, X)$ durch partielle Differentiation $\delta x / \delta T$ gebildet werden. Unerwarteterweise zeigt sich nun, dass die Geschwindigkeit sowohl vom Strom, als auch von der Distanz abhängt. Die Darstellung der Geschwindigkeit in 3D-Graphik ist nicht sehr anschaulich, da durch die numerische Differentiation das Bild sehr unruhig und zerklüftet wirkt. Daher erlaube ich mir stellvertretend zwei 2D-Bilder in STATGRAPHICS darzustellen, nämlich in Abb. 3 die Geschwindigkeit als Funktion des Stromes bei einer fixen Distanz von $x = 20\text{cm}$. Bei kleinen Strömen steigt v sehr steil an, während sie bei grösseren Strömen asymptotisch gegen einen noch nicht bekannten Endwert läuft. Für mich interessanter ist Abb. 4 mit der Funktion Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Distanz bei fixem Strom $I = 1,5\text{A}$. Neu für mich ist die konstante Geschwindigkeit von $v = 5\text{cm/msec} = 50\text{m/sec}$ bis $x = 13\text{cm}$, dann der steile Anstieg bis auf circa 180m/sec bei $x = 28\text{cm}$! Wie man sieht, sind diese Geschwindigkeiten ganz reale Grössen, womit ich nun zum HUBER-Effekt bzw. Kugellager-Motor übergehen möchte. Man stelle sich ein massives Stahlrad vor, in welchem ein Stromfaden von der Schiene zur Achse

fließt oder ein Kugellager, in welchem mehrere Stromfäden von der äusseren Lagerschale zur Achse fließen. Das Rad muss aus ferromagnetischem Material bestehen, weil sonst μ viel zu klein ist. Solange das Rad still steht ist das H- und damit auch das B-Feld um den Stromfaden herum völlig symmetrisch und konzentrisch. Es ist das gewohnte Bild des Magnetfeldes um einen Leiter herum, gemäss Abb. 5. Anders (neu) formuliert kann man sagen, dass die Raumquantenströmung $RQSm$ /5/ konzentrisch um den Stromfaden herum denselben Amplituden- und Geschwindigkeitsverlauf aufweist. In Abb. 5 ist nur ein Schnitt durch die Z-Achse (XY-Ebene) dargestellt. In Wirklichkeit muss man sich den Verlauf 3-dimensional vorstellen, radial um den Stromfaden herum monoton abnehmend. Innerhalb des Leiters steigt H bzw. B radial linear mit dem Radius R des Stromfadens. Ausserhalb sinkt H bzw. die $RQSm$ mit $1/R$ wie in jedem Elektrotechnikbuch nachzulesen ist. Die gemessene Abnahme von B als Funktion der Distanz und als Funktion des Stromes ist in Abb. 6 dargestellt. Sobald wir nun aber das Rad oder das Kugellager von Hand in Rotation versetzen, sagen wir zum Beispiel mit einer Geschwindigkeit von 5m/s, so verändert sich das Feldbild signifikant. Denn wir wissen aus obigen Messungen, dass sich $H(I,X)$ je nach Strom und Distanz mit etwa 20m/s bis zu 180m/s ausbreitet. Dies hat nun zur Folge, dass in Drehrichtung das Magnetfeld innerhalb des Rades auf der einen Seite bogenförmig verzogen (verdünnt) und auf der anderen Seite zusammengestaucht wird. Es entsteht ein geschwindigkeitsabhängiges bzw. drehzahlabhängiges, verzerrtes und asymmetrisches H- bzw. B-Feld. Oder anders formuliert: nebst der hyperbolischen Abnahme des Feldes mit wachsendem Abstand vom Stromfaden erreichen wir eine starke Verzerrung des Feldes in Drehrichtung. Wie leicht nachzuprüfen ist, werden sich die magnetischen Feldlinien nicht nur innerhalb des Rades, sondern auch über die Schiene selbst schliessen. Das Magnetfeld im Rad "induziert" sozusagen ein Gegenfeld in der unmittelbar darunterliegenden Stahlschiene. Links und rechts (bei Blick auf die Radachse) eines Stromfadens haben wir jeweils einen mikroskopischen Luftspalt, welcher die Induktion eines Gegenfeldes in der Schiene zwar etwas reduziert. Trotzdem wird dort, wo das Magnetfeld durch die eingeleitete Rotation zusammengedrückt wird, zusammen mit dem unterhalb induzierten Gegenfeld eine Zugkraft entstehen, welche in der Lage ist das Rad weiter zu beschleunigen. Gemäss VALVO /6/ wird die Kraft proportional zur Fläche (des Luftspaltes) und proportional zum Quadrat von B sein. Zusätzlich zu dem oben beschriebenen Effekt kommt ein Weiterer hinzu, nämlich wenn sich das Rad von der Stromquelle entfernt, ergibt sich ein zusätzliches Kraftmoment, welches die Bewegung unterstützt. Dieses Moment entsteht aus der (unterstützenden) Wechselwirkung des Magnetfeldes vom Stromfaden im Rad zum speisenden Stromfaden in der Schiene. Umgekehrt, wenn sich das Rad der Quelle nähern soll, so entsteht ein Bremsmoment, welches die Bewegung zu hemmen sucht. Als weiteren unterstützenden, allerdings sekundären Effekt sehe ich die Wechselwirkung von voreilendem zu gestauchtem Magnetfeld im Rad. Sobald die "Bugwelle" des Magnetfeldes mit seiner Fortpflanzungsgeschwindigkeit zusätzlich Rotationsgeschwindigkeit nach einigen Millisekunden das Rad umrundet hat und sich von der anderen Seite dem Stromfaden nähert, ergibt sich schlagartig eine zusätzliche Beschleunigung weil sich diese "Bugwelle" (zeitverschobenes Magnetfeld) und das primäre Magnetfeld gegenseitig anziehen. Es entsteht also ein zusätzliches Moment in Rotationsrichtung, bis die Felder und Strömungen ausgeglichen sind. In einem elektrischen System würde man diesen Vorgang als "phase locked" (Phasen synchronisiert) bezeichnen.

Auf Grund dieser für mich neuen Befunde und Prognosen ist die Begründung mit den verdampfenden (Metall-) Gasblasen /7/ in der Kontaktstel-

le gegenstandslos. Genausowenig überzeugt mich die Theorie mit den Plasma-Kräfteerscheinungen in der Funkenstrecke an der Kontaktstelle Rad/Schiene bzw. innerhalb des Kugellagers. Meine Erklärungen zum HUBER-Effekt und Kugellagermotor könnten mit relativ einfachen Mitteln geprüft werden, man müsste im Rad einen HALL-Sensor befestigen und drahtlos $B(\alpha)$ übermitteln. Dann dieses $B(\alpha)$ korrelieren mit dem Drehwinkel α des Rades bzw. Kugellagers. Ich behaupte, dass es eine deutliche Phasenverschiebung zwischen Drehwinkel α und dem Maximum von $B(\alpha)$ geben muss, sobald sich das Rad dreht. Umgekehrt, wenn das Rad still steht oder sehr langsam dreht, korreliert $B(\alpha)$ streng mit $\alpha = 0^\circ$.

- /1/ RG-58, Huber & Suhner HF-Kabel, Seite 10: $v = 66,2\%$ von c
- /2/ DER HUBER UND DER SEARL-EFFEKT, raum&zeit 51/91, Seite 73
- /3/ TABOR Electronics Universal Counter/Timer Model 6020 mit IEEE488
- /4/ Softwarepaket auf PC: STATGRAPHICS 1987 STSC Inc.
- /5/ O. Crane, Elektrisches und magnetisches Feld im neuen vereinheitlichten Weltbild der Physik, SAFE NEWS 1/2 1991, SAFE, Postfach 10, CH-5704 Egliswil
- /6/ VALVO 1982, Permanentmagnete II, Anwendungen, Seite 70, Kapitel 5.2 Bestimmung von Haft- und Anzugskräften, ISBN 3-87095-254-7
- /7/ Persönliche Gespräche mit St. Marinov vom 7. März 1992

Laufzeitmessung magnetischer Wirkungen

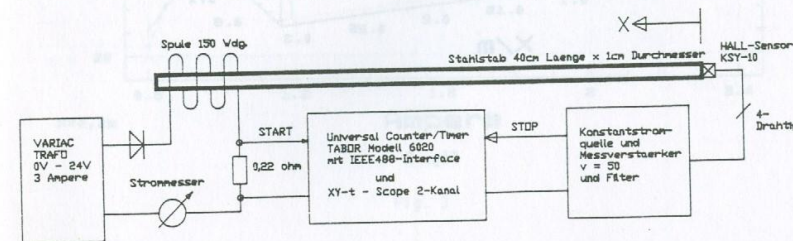


Fig. 1

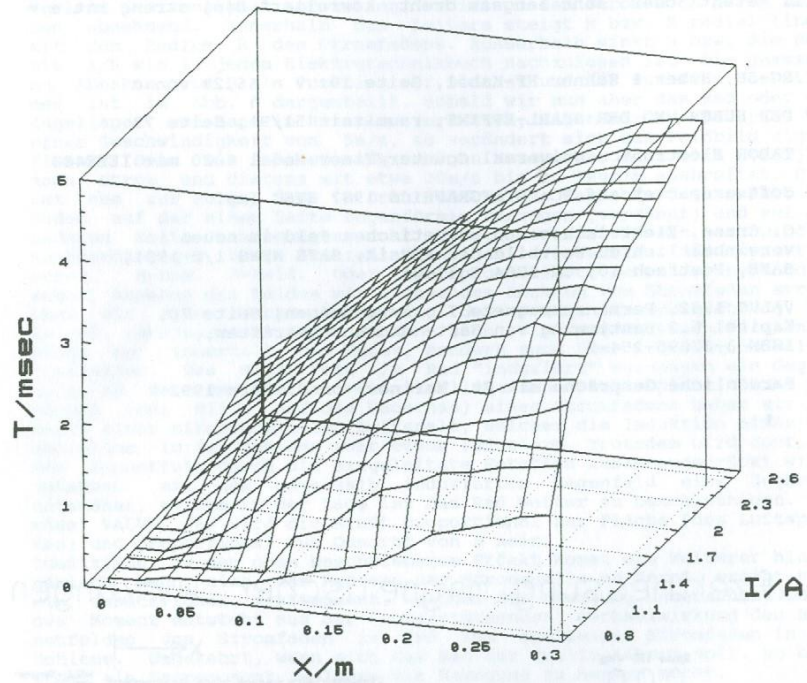
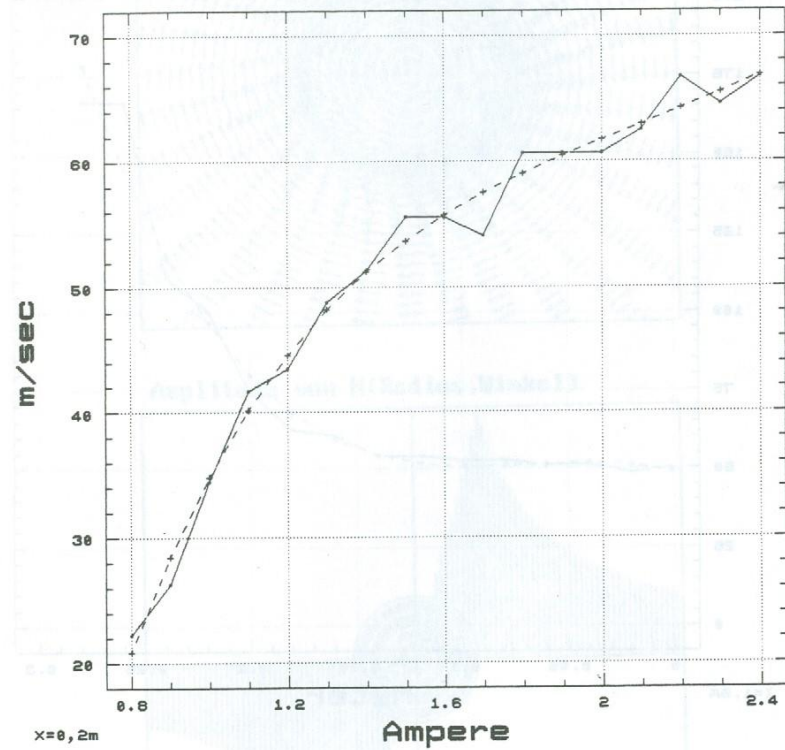


Fig. 2



$x=0,2m$

Ampere

Fig. 3

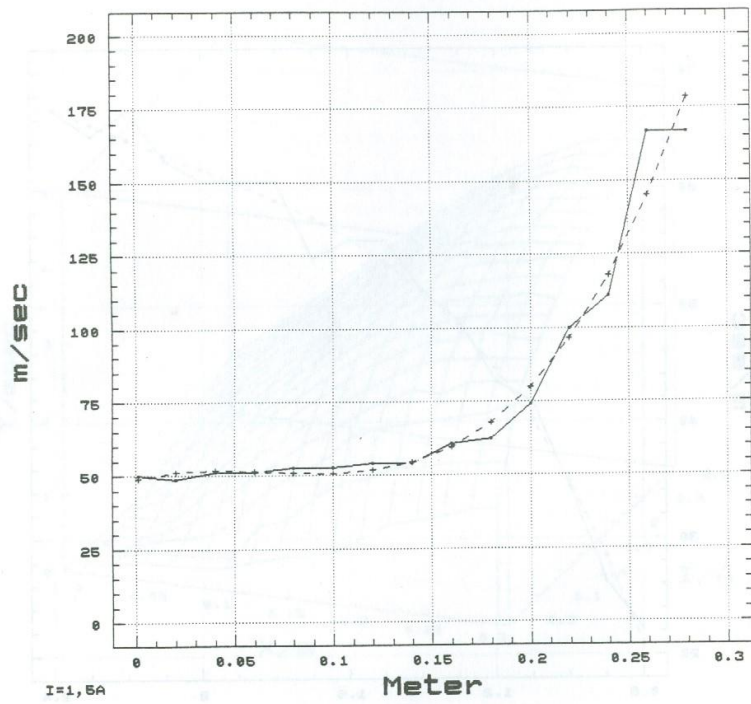
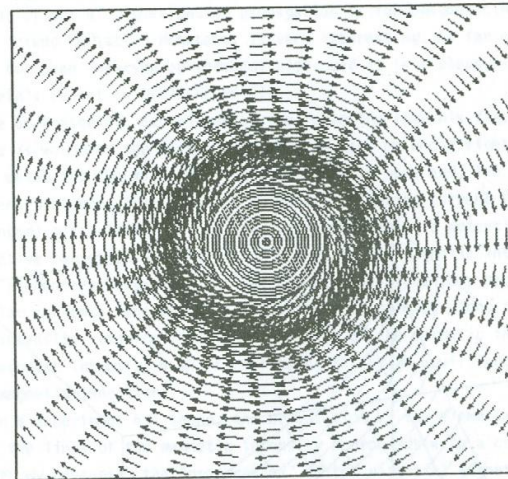


Fig. 4

Vektorbild von $H(\text{Radius}, \text{Winkel})$



Amplitude von $H(\text{Radius}, \text{Winkel})$

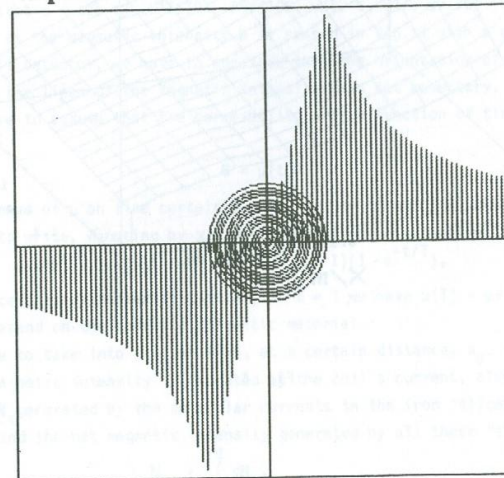


Fig. 5

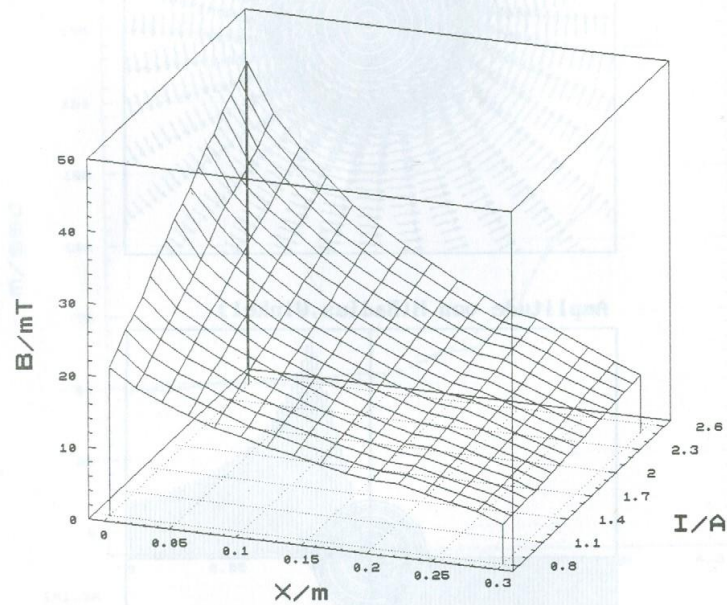


Fig. 6

EDITOR'S COMMENTS

The time-lag effect of magnetization propagation in ferromagnetic materials, discovered by my friend Christian Monstein, is very interesting. As far as I know, such an effect has not been observed by somebody else, and it is a pleasure for me to publish Monstein's report in DEUTSCHE PHYSIK.

The essence of Monstein's experiment is the following (see his fig. 1): A coil with 150 turns is wound on the left end of an iron bar, on whose right end there is a Hall sensor measuring the magnetic intensity at this very end. The coil can be put at different distances from the Hall detector. Pulsating current (whose intensity can be changed) percursoring the coil generates the magnetic potential field A and the respective magnetic intensity field $H = \text{rot}A$. The magnetic intensity H at the different elementary volumes of the bar orients the elementary magnetic moments of the molecular currents (the spins of the valence electrons) along the vector of the magnetic intensity, leading thus to an increase of the magnetic intensity H to a resultant magnetic intensity B which, following (although unwillingly) the tradition, I call magnetic induction.

As Monstein's experiment has shown, the orientation of the elementary magnetic moments along the lines of the magnetic intensity H proceeds with a certain delay.

According to my concepts, the "propagation" of the potential magnetic intensity H is momentary (I make a substantial difference between the potential magnetic field H_{pot} and the radiated magnetic field H_{rad} : the latter propagates in space with the velocity of light c - see my CLASSICAL PHYSICS, vol. V, §37, or TWT-IV, p. 68). Consequently, as the magnetic intensity B is sensed in fig. 1 with a certain time-lag by the Hall detector, we have to conclude that the orientation of the elementary moments along the lines of the magnetic intensity H is not momentary.

Thus we have to assume that the permeability μ is a function of time and we have to write

$$B = \mu(t)H. \quad (1)$$

The dependence of μ on time certainly must have an exponential character, so that we have to write, denoting by $\chi = \mu - 1$ the magnetic susceptibility,

$$\mu(t) = 1 + \chi(1 - e^{-t/T}) = 1 + (\mu - 1)(1 - e^{-t/T}), \quad (2)$$

where T is a certain characteristic time (for $t = T$ we have $\mu(T) = \mu + (1 - \mu)/e$) which surely will depend on the specific magnetic material.

Now we have to take into account that, at a certain distance, x_0 , from the coil, besides the magnetic intensity H generated by the coil's current, also the magnetic intensities dH_x generated by the molecular currents in the iron "slices" with length dx will act, and the net magnetic intensity generated by all these "slices" will be

$$H_{x_0} = \int_{x=0}^d dH_x, \quad (3)$$

so that for the magnetic intensity (magnetic induction) at the distance x_0 from the coil we shall have (in the Gauss system of units)

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_{x_0} = \mathbf{H} + \int_{x=0}^d d\mathbf{H}_x = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}, \quad (4)$$

where \mathbf{M} is called magnetization, or magnetic moment per unit of volume.

Every $d\mathbf{H}_x$ for its part will depend on the magnetizations \mathbf{M}_x in the slices with length dx at a distance x , for $x = 0$ to $x = d$, where d is the length of the iron bar. The calculation thus becomes pretty complicated and I leave it to the mathematicians who have better experiences (and time!) for solving such cumbersome mathematical problems, but I have feeble hope that someone will be able to present it in an exact mathematical form.

This "model" for the "propagation" of the \mathbf{B} -field along an iron bar gives, however, immediately a qualitative explanation for the dependences of \mathbf{B} on the distances, x , from the coil and on the currents, I , flowing in the coil which are presented in fig. 2, fig. 3 and fig. 4. Note that Monstein notes the distance once by " x ", once by " X ". It is to be noted only with one symbol, and I choose the symbol " x ".

The plot in fig. 3 can easily be explained if having in mind the hysteresis loop of iron. The current I flowing in the coil orients the elementary magnetic moments of iron until reaching a certain value I_{sat} (saturating current). If the current overpasses the saturating current, I_{sat} , no more elementary magnetic moments in the iron are available to be oriented. Note, however, that for the iron slices located at different distances from the coil the saturating current is different. For slices which are nearer to the coil the saturating current is lower. Let us denote by $(I_{sat})_{rem}$ the saturating current for the most remoted slices. If $I > (I_{sat})_{rem}$, then by increasing further the current the time lag with which the Hall sensor will show the stationary (maximum) reading will remain constant. This will be due to the fact that when $I > (I_{sat})_{rem}$ all elementary iron magnets will be oriented along the magnetic intensity generated by the coil's current (this magnetic intensity "propagates" momentarily), and when the magnetic intensity generated by the elementary iron magnets in the bar slices located at the near neighbourhood of the coil will "arrive" (because the elementary magnets orient themselves with a certain delay - that is the Monstein effect) at the iron slices located far from the coil, there will be no more elementary magnets to be oriented. Thus at a certain current, I , lower than $(I_{sat})_{rem}$, the time lag with which the Hall sensor shows the maximum stationary indication will begin to decrease, and for $I = (I_{sat})_{rem}$ this time lag will become the same as for $x = 0$, what is almost zero. Consequently, with the increase of the current in fig. 3, the velocity, V , which is plotted on the ordinate, must tend to a certain maximum value, V_{max} . The maximum velocity $(V_{max})_x$ for a definite distance x of the coil from the Hall detector, will be greater for a greater x , and we shall have $x/(V_{max})_x = \text{Const} = T$, so that the time lag, T , with which the Hall detector shows the maximum stationary indication

will become the same for any position x of the coil.

If Monstein (or some other experimenter) will demonstrate that all these predictions are true, it will become clear that the lag in the "propagation" of the magnetic "induction" along the iron bar is due only to the fact that for low currents in the coil the farther slices in the bar are magnetized only partially by the magnetic intensity generated by the coil's current (less for slices farther from the coil), and partially by the magnetic intensity generated by the elementary currents in the bar (more for slices farther from the coil).

This conclusion is very important for explaining the integral anti-Lenz effect which I observed in the generator VENETIN COLIU VI. The description of the machine, of the anti-Lenz which I observed and its detailed explanation by the help of Monstein's effect will be given in the next issue of DP.

The character of the plot shown in fig. 4 is to be explained by the fact that Monstein used an iron bar with a definite length. If he had used single iron slices sticking them one to another, so that the coil would remain always at the "end" of the "bar", the "velocity" V would remain quite constant. On the other hand, if he had used an infinitely long iron bar, the "velocity" V would again remain quite constant.

I am definitely against Monstein's endeavours to explain the ball-bearing motor effect by the help of the time lag with which the elementary magnetic moments in iron become oriented along the vector of the acting magnetic intensity. I have given a reasonable enough explanation of this effect as a heat effect (see TWT-II, p. 101, or TWT-III, p. 123, or TWT-VI, p. 213) confirmed by many of my observations. One of my experiments categorically rejects Monstein's hypothesis: I observed that a ball-bearing motor whose ball-bearings were of bronze (I took them from old Nazi torpedoes) rotated in the same way as when the ball-bearings were of magnetizable steel.

In fig. 5 Monstein gives the graphic presentations of the magnetic intensity generated by a current in a plane perpendicular to the current and in fig. 6 he gives the experimental data measured by him. These presentations are good. One has only to note that the magnetic potential (the "Raum-Quanten-Strömung" (RQS), according to the terminology of Prof. Crane) is directed in parallel to the wire.

And my final remark. During our conversation on the 7 March 1992, I told to Dr. Monstein that I explain the effect of rotation of the ball-bearing motor by the "bulging" of the metal balls at the contacts with the bearings' races, as at these contact points the whole current passes and, because of the big ohmic resistance, a considerable heat is produced. It was Dr. Monstein who mentioned that certain people explain the effect by the "verdampfenden (Metall-) Gasblasen" or by the "Plasma-Kräfteerscheinungen in der Funkenstrecke an der Kontaktstelle Rad/Schiene bzw. innerhalb des Kugellagers".