

Prof. M. SIEBERT, Göttingen

"Zur Verwendung von Induktionspfeilen bei der erdmagnetischen Tiefensondierung"

Mittwoch, den 5. 3. 1969

Nach wie vor bietet sich die Berechnung von Induktionspfeilen als das für die Praxis der Tiefensondierung zweckmäßigste Verfahren an, wenn nicht mehr verlangt wird als eine erste Zusammenfassung der Informationen, die in den magnetischen Registrierungen einer Station über das Vorhandensein einer (langgestreckten) Leitfähigkeitsanomalie enthalten sind. Dabei muß in Kauf genommen werden, daß einerseits die Aussagekraft eines Induktionspfeils auf Grund der in das verwendete Verfahren hineingesteckten Annahmen beschränkt ist, während andererseits die in den Registrierungen enthaltene Information im Induktionspfeil nicht voll zum Ausdruck kommt.

Soweit bekannt ist, hat PARKINSON (1959, 1962) als erster Vorzugsebenen aus der statistischen Verteilung der magnetischen Störungsvektoren $\Delta \vec{F}$ ermittelt und durch Projektion der Normalen der Vorzugsebenen in die Horizontalebene Richtungen gefunden, die sich empirisch als Senkrechte zu den Streichrichtungen starker horizontaler Leitfähigkeitsunterschiede ergaben. Die physikalische Bedeutung des Induktionspfeils wurde erst durch die Arbeiten von WIESE (1962, 1965) und UNTIEDT (1964) klar, in denen neben der Erörterung der theoretischen Grundlagen auch einfache Verfahren zur Konstruktion von Induktionspfeilen enthalten sind.

Ein genaueres Studium der Veröffentlichungen von WIESE und UNTIEDT zeigt, daß nicht nur die von beiden Autoren verwendeten Verfahren verschieden sind, sondern die unterschiedlichen Ansätze, die ihren Modellbetrachtungen zugrunde liegen, auch bei gleichem Beobachtungsmaterial auf unterschiedliche Induktionspfeile führen können. Obwohl diese Verschiedenheit in den Arbeiten selbst klar zum Ausdruck kommt, ist sie von

den Benutzern "der Methode des Induktionspfeils" übersehen worden, bis J. MEYER (1967) darauf aufmerksam gemacht hat und dies am Beispiel der elektromagnetischen Induktion in einem homogenen Zylinder endlicher Leitfähigkeit durch quantitative Angaben belegen konnte.

Es ist der Zweck meines Referates, auf diesen Unterschied hinzuweisen und ihn ohne Heranziehung spezieller Störkörpermodelle in einer halbquantitativen Form zu erläutern. Dazu müssen zunächst einmal die Grundlagen der beiden Verfahren zusammengestellt und einige Folgerungen daraus entwickelt werden, wobei die zitierten Originalarbeiten sinngemäß zugrunde lie

Der Induktionspfeil nach WIESE:

Bei diesem Verfahren wird von vorherein die Existenz einer zweidimensionalen Leitfähigkeitsverteilung $\sigma(u,z)$ vorausgesetzt. Das induzierende äußere Magnetfeld sei homogen, horizontal und zeitlich harmonisch mit der Kreisfrequenz ω . Es möge an einer Station in den drei Komponenten X, Y, Z (mit üblicher Bedeutung) registriert werden:

$$\Delta X = X_0 \cos(\omega t + \xi); \quad \Delta Y = Y_0 \cos(\omega t + \eta); \quad \Delta Z = Z_0 \cos \omega t. \quad (1)$$

Der Nullpunkt $t = 0$ ist dabei willkürlich auf das Maximum von ΔZ gelegt worden. Die Verhältnisse in der Horizontalebene lassen sich im Anschluß an die Gleichungen (1) in einem x,y -System darstellen. Zweckmäßiger ist es, für die Behandlung der aus der Induktion folgenden Zusammenhänge ein um den Winkel θ gegen das x,y -System gedrehtes u,v -System einzuführen, in dem die v -Achse parallel zu der noch unbekanntem Streichrichtung der Anomalie verlaufen soll (siehe Abb. 1). Dann folgt aus den Voraussetzungen, daß nur der äußere Anteil der senkrecht zur Anomalie gerichteten ΔU -Komponente des Störungsfeldes eine anomale Induktion verursacht und für das Auftreten von ΔZ verantwortlich ist wie natürlich auch für den inneren Anteil von ΔU selbst. Es ist also

$$U_0 \cos(\omega t + \chi) = U_{e0} \cos(\omega t + \chi_e) + U_{i0} \cos(\omega t + \chi_i), \quad (2)$$

kürzer:

$$\Delta U(t) = \Delta U_e(t) + \Delta U_i(t). \quad (2a)$$

Bei Vorliegen einer e n d l i c h e n L e i t f ä h i g k e i t kann aus dem Induktionsvorgang lediglich eine Proportionalität der A m p l i t u d e n U_{eo} , U_{io} und Z_o gefolgert werden:

$$U_{eo} = a U_{io} = b Z_o . \quad (3)$$

Mit Hilfe der beiden Gleichungen (3) können U_{eo} und U_{io} in (2) eliminiert werden, und man erhält nach Multiplikation mit $\cos \omega t$

$$\Delta Z(T) = \frac{a \cos \omega t}{b | a \cos(\omega t + \chi_e) + \cos(\omega t + \chi_i) |} \Delta U(t) . \quad (4)$$

Gleichung (4) enthält bereits einen wichtigen Zug dieses Verfahrens. Die Proportionalität der Amplituden nach (3) bedeutet nicht eine gleiche konstante Proportionalität zwischen ΔZ und ΔU im gesamten Ablauf der Störung. Vielmehr ist diese Proportionalität selbst wieder zeitabhängig, und die weitere Behandlung muß für eine frei wählbare, aber feste Phase erfolgen.^{+) Sie werde hier durch den Zeitpunkt $t = 0$ festgelegt. Dann folgt aus (4)}

$$\Delta Z(0) = Z_o = \frac{a \Delta U(0)}{b(a \cos \chi_e + \cos \chi_i)} = \frac{a U_o \cos \chi}{b(a \cos \chi_e + \cos \chi_i)} . \quad (4a)$$

Jetzt besteht die Aufgabe, auf die beobachtbaren Größen im x,y -System zu transformieren. Dazu muß zunächst die Störung im u,v -System durch Hinzunehmen der für die anomale Induktion unwichtigen Komponente

$$\Delta V = V_o \cos(\omega t + \psi) \quad (5)$$

ergänzt werden. Zwischen ΔU , ΔV und ΔX , ΔY besteht dann der bekannte Zusammenhang, wie er durch eine ebene Drehung des Koordinatensystems um den Winkel θ entsprechend Abb. 1 gegeben ist. Speziell erhält man für die ΔU -Komponente zur Zeit $t = 0$

$$U_o \cos \chi = X_o \cos \xi \cos \theta + Y_o \cos \eta \sin \theta = X(0) \cos \theta + \Delta Y(0) \sin \theta . \quad (6)$$

^{+) Eine gewisse Verallgemeinerung dieser Vorschrift besteht darin, ΔZ zur Zeit t abzulesen, ΔU dagegen zur Zeit $(t+\tau)$, was wegen des Zusammenhanges $\Delta U(t+\tau) = [\cos \omega \tau - \sin \omega \tau \tan(\omega t + \chi)] \Delta U(t)$ möglich ist. Von dieser Verallgemeinerung wird hier jedoch kein Gebrauch gemacht.}

Damit läßt sich (4a) schreiben

$$\Delta Z(0) = Z_0 = B_x \Delta X(0) + B_y \Delta Y(0) = \vec{B} \cdot \Delta \vec{H}(0), \quad (7)$$

wobei die Ausdrücke für B_x und B_y sofort durch Einsetzen von $U_0 \cos \chi$ in (4a) abzulesen sind. Wichtig ist ihr Quotient

$$\tan \theta = \frac{B_y}{B_x}, \quad (8)$$

der es gestattet, die Richtung senkrecht zur Streichrichtung zu berechnen, sobald B_x und B_y aus (7) bestimmt worden sind. Dazu müssen nach dem vorher Gesagten aber mindestens zwei nicht identisch ablaufende, zeitlich periodische Störungen benutzt werden. Jede Ablesung muß dann (abgesehen von der zuvor erwähnten möglichen Verallgemeinerung) zum gleichen Zeitpunkt im Ablauf der Störung (z.B. Phase des ΔZ -Maximums $t = 0 : Z_0, \Delta X(0), \Delta Y(0)$) erfolgen, da als Konsequenz von (4) B_x und B_y unter sonst gleichen Bedingungen ihren Wert mit der Phase der Störung ändern. Daraus und aus (8) folgt weiter, daß zwar die Richtung des Induktionspfeils, also das Verhältnis B_y/B_x nicht davon abhängt, welche Phase für die Auswertung der Störungen gewählt wird, daß wohl aber die Länge B des Pfeils von dieser Festlegung beeinflußt wird und dieser Umstand beachtet werden muß, wenn Werte von B verschiedener Auswertungen miteinander verglichen werden. Schließlich müssen die in B_x und B_y enthaltenen Konstanten a, b, χ_e, χ_i für die zu einer θ -Bestimmung verwendeten Störungen dieselben bleiben, was bei einer festen Station auf die Forderung führt, nur die Ablesungen aus Störungen annähernd gleicher Periode miteinander zu kombinieren.

Wird (7) durch Z_0 dividiert, so ergibt sich die Abschnittsgleichung einer Geraden, auf der die phasengleichen Punkte vergleichbarer Störungen liegen sollten. Jede Störung wird durch einen Punkt repräsentiert, z.B. durch $(\Delta X(0)/Z_0; \Delta Y(0)/Z_0)$. Werden zur statistischen Absicherung des Ergebnisses möglichst viele vergleichbare Störungen ausgewertet, so muß durch die sich ergebende Punktwolke die beste Gerade gelegt werden. Ihre Achsenabschnitte sind $1/B_x$ und $1/B_y$; der dadurch bestimmte Vektor \vec{B} , der Induktionspfeil nach WIESE, hat die Richtung der Senkrechten vom Koordinatenursprung auf die Gerade (siehe Abb. 2) und steht

somit senkrecht auf der gesuchten Streichrichtung der Anomalie. Ist p die Länge dieses Abstands von Koordinatenursprung zur Geraden, so ist die Pfeillänge $B = 1/p$.

Das soeben beschriebene Konstruktionsverfahren macht zwar die Bedeutung des Vektors \vec{B} als Induktionspfeil recht anschaulich, jedoch ist es wegen der im allgemeinen kleinen Werte von Z_0 wenig ratsam, B_x und B_y auf die in Abb. 2 skizzierte Weise auch in der Praxis zu bestimmen. WIESE schlägt statt dessen vor, Gleichung (7) einmal durch $\Delta X(0)$ und dann durch $\Delta Y(0)$ zu dividieren und aus den dabei entstehenden beiden Abschnittsgleichungen einer Geraden B_x und B_y als Achsenabschnitt auf der jeweiligen Ordinate abzulesen. Zur Kontrolle können bei diesem Vorgehen noch die Steigungen der Ausgleichsgeraden mit ausgewertet werden. Die wohl zuverlässigste Bestimmung von B_x und B_y erfolgt jedoch so, daß die Wertetripel $(\Delta X(0), \Delta Y(0), Z_0)$ einer großen Anzahl vergleichbarer Störungen als räumliche Punktwolke aufgefaßt werden, zu der nach Gleichung (7) die beste, durch den Koordinatenursprung gehende Raumbene zu finden ist. Die Lösung dieser Aufgabe kann in bekannter Weise mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate gewonnen werden (vgl. den Beitrag von R. WINTER auf diesem Kolloquium, S.64 dieses Protokolls).

Schließlich liegt nur in ganz seltenen Fällen ein annähernd sinusförmiger Verlauf der Störung mit der Zeit vor. Hier bietet sich vor allem die Methode des numerischen Filterns an, um den Störungsverlauf der Auswertung zugänglich zu machen. Soweit die Genauigkeit ausreicht, können die dabei auftretenden höheren Harmonischen dann als selbständige Störungen im Sinne dieses Verfahrens ebenfalls ausgewertet und entsprechend ihren kleineren Perioden mit anderen vergleichbaren Störungen zur Bestimmung weiterer Induktionspfeile und damit zur Untersuchung der Periodenabhängigkeit des Pfeils am Orte einer Station ausgenutzt werden.

Der Induktionspfeil nach UNTIEDT:

Ausgangspunkt dieses Verfahrens ist der **B e o b a c h t u n g s b e f u n d**, daß die Raumkurve, die von der Spitze des magnetischen Störungsvektors $\vec{\Delta F}$ beim Ablauf einer Störung beschrieben

wird, häufig nur wenig von einer Ebene abweicht. Da eine isolierte Störung, wie sie hier vorausgesetzt wird, auf das ungestörte Niveau bezogen wird, aus dem sie kommt und in dem sie endet, geht die durch $\Delta\vec{F}$ aufgespannte Raumebene durch den Ursprung des Koordinatensystems. Ist \vec{A}' ein konstanter Vektor mit der Richtung der Normalen der Ebene, so ist diese gegeben durch die Gleichung

$$\vec{A}' \cdot \Delta\vec{F} = A'_x \Delta X + A'_y \Delta Y + A'_z \Delta Z = 0 . \quad (9)$$

Auflösen von (9) nach ΔZ führt speziell für die Raumkurve auf dieser Ebene auf die Darstellung

$$\Delta Z(t) = A_x \Delta X(t) + A_y \Delta Y(t) = \vec{A} \cdot \vec{H}(t) . \quad (10)$$

Hierbei ist (wie in (7)) $\Delta\vec{H}$ der horizontale Störungsvektor, der im allgemeinen nicht die Richtung von magnetisch Nord (H-Richtung) hat. Der Vektor \vec{A} hat die negative Richtung der in die Horizontalebene projizierten Flächennormalen der Raumkurven-Ebene; er stellt bereits den Induktionspfeil nach UNTIEDT dar. Seine Richtung gegen die x-Achse, im gleichen Sinne gerechnet wie bei θ in Abb. 1, ist dann gegeben durch den Winkel α aus

$$\tan \alpha = \frac{A_y}{A_x} . \quad (11)$$

Gleichung (10) besagt, daß bei Störungen der betrachteten Art die Z-Variation zu jedem Zeitpunkt t durch eine Linearkombination der Variationen X und Y mit zeitunabhängigen Koeffizienten A_x und A_y darstellbar ist. Das ist ein von der ähnlichen Gleichung (7) abweichendes Ergebnis. Dort mußte ja gerade eine spezielle Phase der Störung herausgegriffen werden, da B_x und B_y wegen (4) nicht Konstante beim Ablauf der Störung sind. Auch wenn in (10) nur der Zeitpunkt $t = 0$ betrachtet wird, folgt aus dem Vergleich von (10) mit (7) nicht, daß dann für die gleiche Störung die Vektoren \vec{A} und \vec{B} und damit die beiden Induktionspfeile identisch sein müssen, da es beliebig viele verschiedene Vektoren gibt, die, skalar mit $\Delta\vec{H}(0)$ multipliziert, den Wert von $\Delta Z(0)$ ergeben.

Im Gegensatz zum vorhergehenden Verfahren sind hier bisher keine Modellbetrachtungen angestellt worden. Es wird auch nicht vorausgesetzt, daß die Störung zeitlich harmonisch ablaufen soll. Dafür ist die Anwendbarkeit dieses Verfahrens aber in anderer Hinsicht eingeschränkt. Wenden wir (10) auf die zuvor betrachtete zweidimensionale Leitfähigkeitsverteilung $\sigma(u, z)$ an und denken uns die Variationen in X und Y in solche in U und V transformiert, so induziert auch jetzt nur der äußere Anteil von ΔU ; jedoch folgt aus (10), daß nun anstelle von (4) $\Delta Z(t)$ und $\Delta U(t)$ streng proportional sind mit einem zeitunabhängigen Proportionalitätsfaktor. Bei einem sinusförmigen Verlauf der Störung mit der Zeit können dann ΔZ und ΔU nur in gleicher Phase oder in Gegenphase auftreten. Das ist aber allein bei reiner Selbstinduktion möglich mit dem Grenzfall eines Sprunges der Leitfähigkeit von $\sigma = 0$ auf $\sigma \rightarrow \infty$ an der Trennfläche $z = z(u)$ zweier Medien.

Wie durch eine kurze, elementare Rechnung belegt werden kann und bei UNTIEDT näher ausgeführt ist, ist der durch (10) gegebene Zusammenhang mit folgender Modellvorstellung verträglich: Die Leitfähigkeitsverteilung sei durch eine beliebige Fläche $z = z(x, y)$ im Untergrund darstellbar, an der die Leitfähigkeit von 0 auf ∞ springt und in der dann die Induktionsströme fließen. Das induzierende äußere Magnetfeld sei wie zuvor homogen und horizontal. Dann sind alle inneren Anteile ΔX_i , ΔY_i , und ΔZ linear abhängig von ΔX_e und ΔY_e mit zeitunabhängigen Koeffizienten. Aus diesem Gleichungssystem und der Zusammenfassung von äußerem und innerem Anteil bei den Horizontalkomponenten folgt sofort (10). Der dabei auftretende Vektor \vec{A} hat, soweit bisher bekannt ist, noch keine anschauliche Bedeutung. Erst wenn der Fall einer zweidimensionalen Leitfähigkeitsverteilung vorliegt, also $z(x, y)$ durch eine Transformation in $z(u)$ übergeführt werden kann, hat der Induktionspfeil die positive oder negative Richtung von u und steht damit senkrecht auf der Streichrichtung der Anomalie. Für den praktischen Gebrauch gibt UNTIEDT ein einfaches Konstruktionsverfahren an, das es erlaubt, schon aus einer einzigen Störung oder auch nur aus einem geeigneten Teil einer Störung einen Induktionspfeil nach Richtung und Länge zu bestimmen.

Der Vorteil dieses Verfahrens liegt in der einfachen und schnell auszuführenden Konstruktion des Pfeils. Es braucht nicht auf einen zeitlich harmonischen Ablauf der Störung geachtet zu werden, sofern der Induktionspfeil an der betreffenden Station nicht periodenabhängig ist. Dagegen bleibt natürlich die Anwendung auf den Grenzfall überwiegender Selbstinduktion beschränkt. Auch wenn dieser Fall bei den hier betrachteten Variationsanomalien offenbar eher die Regel als die Ausnahme ist, muß die Gültigkeit dieser Voraussetzung doch zunächst nachgewiesen werden, während das Verfahren von WIESE an keine Voraussetzung über die Größe der Leitfähigkeit gebunden ist.

Ein Nachweis für die Anwendbarkeit des Verfahrens von UNTIEDT könnte darin gesehen werden, daß die von $\Delta \vec{F}(t)$ beschriebene Raumkurve konstruiert und daraufhin überprüft wird, ob sie in einer Ebene verläuft. Abgesehen davon, daß dieser Weg recht mühsam ist, wäre ein solcher Nachweis auch nicht ausreichend, da gerade zeitlich harmonische Störungen prinzipiell in einer Ebene ablaufen, ohne daß dies die Folge einer bestimmten Induktionswirkung ist. Man erkennt diesen Sachverhalt sofort, wenn die Gleichungen (1) als Ausdruck einer harmonischen Störung in (10) eingesetzt werden. Gleichung (10) wird dabei für jedes t identisch erfüllt und führt mit (11) auf

$$\tan \alpha = - \frac{X_0 \sin \xi}{Y_0 \sin \eta} \quad (12a)$$

und

$$A = (A_x^2 + A_y^2)^{1/2} = \frac{Z_0}{\sin |\xi - \eta|} \left(\frac{\sin^2 \eta}{X_0^2} + \frac{\sin^2 \xi}{Y_0^2} \right)^{1/2} \quad (12b)$$

Diese Gleichungen besagen, daß für zeitlich harmonische Störungen nach dem Verfahren von UNTIEDT immer ein Vektor \vec{A} bestimmt werden kann, auch wenn der Fall reiner Selbstinduktion nicht vorliegt. Jedoch ist \vec{A} dann nicht als Induktionspfeil brauchbar. Um dies einzusehen, denken wir uns die Richtung θ des Pfeils nach dem Verfahren von WIESE bestimmt, das durch den vorausgesetzten sinusförmigen Ablauf der Störung jetzt angewendet werden kann. Werden nun die Komponenten ΔX , ΔY durch eine Drehung

des Koordinatensystems um θ durch die Komponenten ΔU , ΔV des bereits benutzten u, v -Systems dargestellt, so können $X_0 \sin \xi$ und $Y_0 \sin \eta$ in (12a) auf die Größen des u, v -Systems umgeschrieben werden. Dann geht (12a) über in

$$\tan \alpha = - \frac{U_0 \sin \chi \cos \theta - V_0 \sin \psi \sin \theta}{U_0 \sin \chi \sin \theta + V_0 \sin \psi \cos \theta} . \quad (13)$$

Damit ist ein allgemeiner Zusammenhang zwischen α und θ gefunden worden, aus dem hervorgeht, daß $\alpha = \theta$ nur für $\chi = 0$ (oder $\chi = \pi$) erfüllt ist. Das bedeutet aber wieder den Grenzfall reiner Selbstinduktion, denn nach der anfangs getroffenen Festlegung der Phasen muß in diesem Grenzfall das induzierende ΔU_e in gleicher Phase (oder Gegenphase) mit ΔZ und ΔU_i sein, was z.B. bei gleicher Phase $\chi_e = \chi_i = 0$ verlangt und $\chi = 0$ nach sich zieht. Im Falle endlicher Leitfähigkeit hat der Vektor \vec{A} also wegen $\chi \neq 0; \pi$ eine vom Vektor \vec{B} unterschiedliche Richtung.

Auch der Grund für diesen Unterschied ist aus Gleichung (13) sofort abzulesen. Während bei dem Verfahren von WIESE ja gerade davon ausgegangen wird, daß unter den gemachten Voraussetzungen die anomale Induktion durch die Beziehung (4) zwischen ΔZ und ΔU vollständig erfaßt wird, hängt α nach (13) noch von der Amplitude V_0 und der Phase ψ der an der anomalen Induktion nicht beteiligten Komponente ΔV ab und kann daher bei $\chi \neq 0; \pi$ nicht die Bedeutung des Winkels zwischen der x -Richtung und der u -Richtung haben.

Die Frage, wie nahe ein Induktionsvorgang der hier betrachteten Art dem Grenzfall der Selbstinduktion kommt, ist nicht nur für das zuletzt erörterte Verfahren von Interesse, sondern für die Interpretation der Beobachtungen bei der erdmagnetischen Tiefsondierung überhaupt von größter Wichtigkeit. Zur Beurteilung dieser Frage bieten sich jetzt zwei Wege an. Entweder wird die Differenz $(\theta - \alpha)$ gebildet, die bei Annäherung an den Grenzfall gegen 0° geht; oder es wird die Phasenkonstante χ der für die Induktion maßgeblichen Variation ΔU betrachtet. Da auch die Größe der Differenz $(\theta - \alpha)$ durch die Komponente ΔV beeinflusst wird, ist es sinnvoller, die Größe von χ zu bestimmen. Ein Zusammenhang von ΔU mit den beobachtbaren Variationen ist bereits

durch (6) gegeben. Aus der dort erläuterten Transformation ergibt sich noch eine zu (6) analoge Beziehung für $U_0 \sin \chi$. Aus beiden erhält man als Quotienten⁺)

$$\tan \chi = \frac{X_0 \sin \xi \cos \theta + Y_0 \sin \eta \sin \theta}{X_0 \cos \xi \cos \theta + Y_0 \cos \eta \sin \theta} \quad (14)$$

Bei Annäherung an den Grenzfall der Selbstinduktion geht χ gegen die Grenzwerte 0° oder 180° , je nachdem ob ΔU mit ΔZ in gleicher Phase oder in Gegenphase läuft. Normalerweise sollte χ periodenabhängig sein und einen der beiden Grenzwerte bei sehr kurzen Perioden, also hohen Frequenzen erreichen. Mit anwachsender Periode der Störung verhält sich ein und dieselbe Anomalie immer mehr als Ohmscher Leiter, so daß χ sich dann von seinen Grenzwerten entfernen sollte. Da aber mit anwachsender Periode auch die Eindringtiefe der Störung zunimmt und von einer genügend großen Tiefe an die Leitfähigkeit stark ansteigt, kann sich χ sowohl bei langen Perioden als auch vorübergehend in einem mittleren Periodenbereich wieder seinen Grenzwerten nähern (vgl. den Beitrag von M. PALANDT auf diesem Kolloquium, S. 205 dieses Protokolls). Eine genauere Vorhersage der Periodenabhängigkeit von χ ist daher ohne ein konkretes Leitfähigkeitsmodell nicht möglich. Insbesondere kann über die Tiefe einer dabei erfaßten Anomalie und die Größe der dort vorhandenen Leitfähigkeit aus diesen sehr allgemein und nur halb-quantitativen Betrachtungen allein nichts ausgesagt werden. Ohne weitere Diskussion sei noch der sehr einfache Zusammenhang zwischen χ und $(\theta - \alpha)$ angegeben, der sich mit Hilfe von (13) herleiten läßt:

$$\tan (\theta - \alpha) = \frac{U_0 \sin \chi}{V_0 \sin \psi} \quad (15)$$

⁺) Für die eindeutige Bestimmung von χ aus $\tan \chi$ muß dieser Quotient in der durch (14) gegebenen Fassung verwendet werden. Dann bestimmt das Vorzeichen des Zählers die beiden möglichen Quadranten von $\sin \chi$ und das Vorzeichen des Nenners die von $\cos \chi$. Damit ist der Quadrant von χ gegeben.

Schlußbemerkungen:

Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß die leichte Bestimmbarkeit des Induktionspfeils und seine anschauliche Interpretation leicht dazu verführen, die bei den einzelnen Verfahren bestehenden Voraussetzungen nicht genügend zu beachten. Die Möglichkeit, Induktionspfeile formal richtig auch dann zu berechnen, wenn sie keinen Sinn haben, ist aber durchaus gegeben. Eine gewisse Verfälschung durch die nie völlig vermeidbaren Abweichungen der tatsächlichen Gegebenheiten von den Voraussetzungen muß natürlich in Kauf genommen werden. Hierhin gehört die Inhomogenität des äußeren induzierenden Feldes. Dieser Effekt macht sich nach den vorliegenden Erfahrungen in mittleren Breiten aber erst bei stärkerer erdmagnetischer Aktivität (UNTIEDT, 1964) und möglicherweise bei kurzperiodischen Pulsationen (STEVELING, 1966) bemerkbar.

In diesem Zusammenhang sei aber darauf hingewiesen, daß die formale Annahme eines von außen kommenden, nur horizontalen induzierenden Feldes trotz der Existenz eines praktisch immer vorhandenen äußeren Anteils in der Z-Komponente hinreichend genau erfüllt ist, wenn dieser äußere Anteil ΔZ_e durch den normal induzierten Anteil in ΔZ praktisch kompensiert wird und ΔZ_e außerdem keinen merklichen Anteil an der anomalen Induktion hat.

Eine weitere Unsicherheit bei der Interpretation entsteht, wenn die Leitfähigkeitsverteilung zu stark von der vorausgesetzten zweidimensionalen Form abweicht oder die Station im Einflußbereich mehrerer Anomalien liegt (WINTER, 1966). Die Darstellung des Induktionspfeils durch einen Vektor darf in diesem Fall nicht zu der Annahme verleiten, daß sich die Anteile der einzelnen Anomalien vektoriell addieren. Auch die bei der Interpretation einer echten zweidimensionalen Anomalie häufig anzutreffende Ansicht, daß die Pfeile immer von der Anomalie wegzeigen, trifft nicht generell zu, worauf bereits früher (SIEBERT, 1965) aufmerksam gemacht worden ist. Ebenso kann beim Vergleich der Pfeile verschiedener Stationen und verschiedener Anomalien die Bedeutung der absoluten Pfeillänge nicht ohne weiteres als vergleichbar vorausgesetzt werden; es sei denn, die Handhabung bei der Bestimmung der Pfeile war stets die gleiche.

Schließlich sei noch erwähnt, daß SCHMUCKER (1969) einen verallgemeinerten Induktionspfeil eingeführt hat, der als horizontaler Vektor mit komplexen Komponenten durch einen 0° -Pfeil und einen 90° -Pfeil dargestellt werden kann. Auch dieser Pfeil läßt sich formal schon aus den Registrierungen nur einer Station ermitteln. Für eine sinnvolle Interpretation sollte aber der zeitliche Ablauf des normalen Störungsfeldes am Ort der Station bekannt sein; und das bedeutet, daß das mittlere regionale Variationsfeld gesondert bestimmt werden muß. Bei diesem Verfahren reichen dann also die Beobachtungen einer einzelnen Station nicht mehr aus, wie es überhaupt vom Aufwand her schon zu den anspruchsvolleren Auswertemethoden bei der erdmagnetischen Tiefensondierung gehört. Es soll daher hier nicht weiter behandelt werden.

Literatur:

PARKINSON, W.D.: Directions of rapid geomagnetic fluctuations. Geophys. J. 2, 1-14, 1959.

PARKINSON, W.D.: The influence of continents and oceans on geomagnetic variations. Geophys. J. 6, 441-449, 1962.

WIESE, H.: Geomagnetische Tiefensondierung. Teil II: Die Streichrichtung der Untergrundstrukturen des elektrischen Widerstandes, erschlossen aus geomagnetischen Variationen. Geofis. pura e appl. 52, 83-103, 1962.

WIESE, H.: Geomagnetische Tiefentellurik. Abhandl. Geomagn. Inst. Potsdam Nr. 36, 1965.

UNTIEDT, J.: Über den linearen Zusammenhang zwischen den Komponenten erdmagnetischer Variationen und seine Bedeutung für die erdmagnetische Tiefensondierung. Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Kl., Abt. IIa, 1964, 1-24.

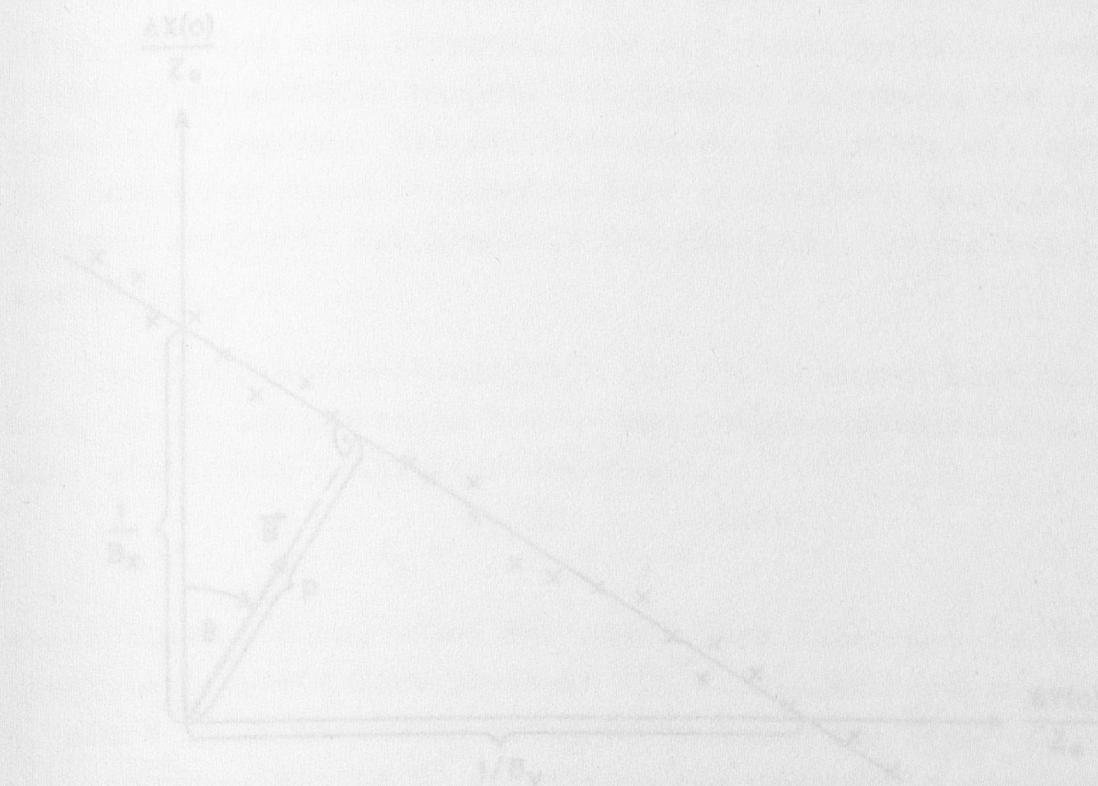
MEYER, J.: Über die Richtungsveränderlichkeit des geomagnetischen Induktionspfeiles bei endlicher Leitfähigkeit. Z. Geophys. 34, 195-221, 1968.

STEVELING, E.: Erdmagnetische Tiefensondierung mit 9 gleichzeitig registrierenden Pulsationsstationen zwischen Göttingen und Goslar. Z.Geophys. 32, 422-433, 1966.

WINTER, R.: Registrierung und Auswertung erdmagnetischer Variationen zur Untersuchung der Göttinger Leitfähigkeitsanomalie. Diplomarbeit Math.-Nat.Fak. Göttingen 1966.

SIEBERT, M.: Bemerkungen zur Untersuchung der Norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie. Protokoll Symposion "Erdmagn. Tiefensondierung" Goslar 1965, 108-129.

SCHMUCKER, U.: Anomalies of geomagnetic variations in southwestern United States. Scripps Bulletin 1969 (im Druck).



Dr. A. SCHULT und M. SCHOFFE, München (Vortragender: A. SCHULT)

"Messungen der elektrischen Leitfähigkeit von Olivin bei hohen Drücken und Temperaturen"

Mittwoch, den 5. 3. 1958

Es wird in allgemeiner Hinsicht ein wesentlicher Bestandteil des oberen Mantels der Erde mit einem Fayalitgehalt von 10 bis 20 Mol % ist. (Olivin - Mg_2SiO_4 - und Fayalit - Fe_2SiO_4 -). Es ist deshalb von Interesse, die elektrische Leitfähigkeit von Olivin in Abhängigkeit von Druck und Temperatur zu messen. Die wichtigsten Ergebnisse verschiedener Autoren sind in Abb. 1 dargestellt.

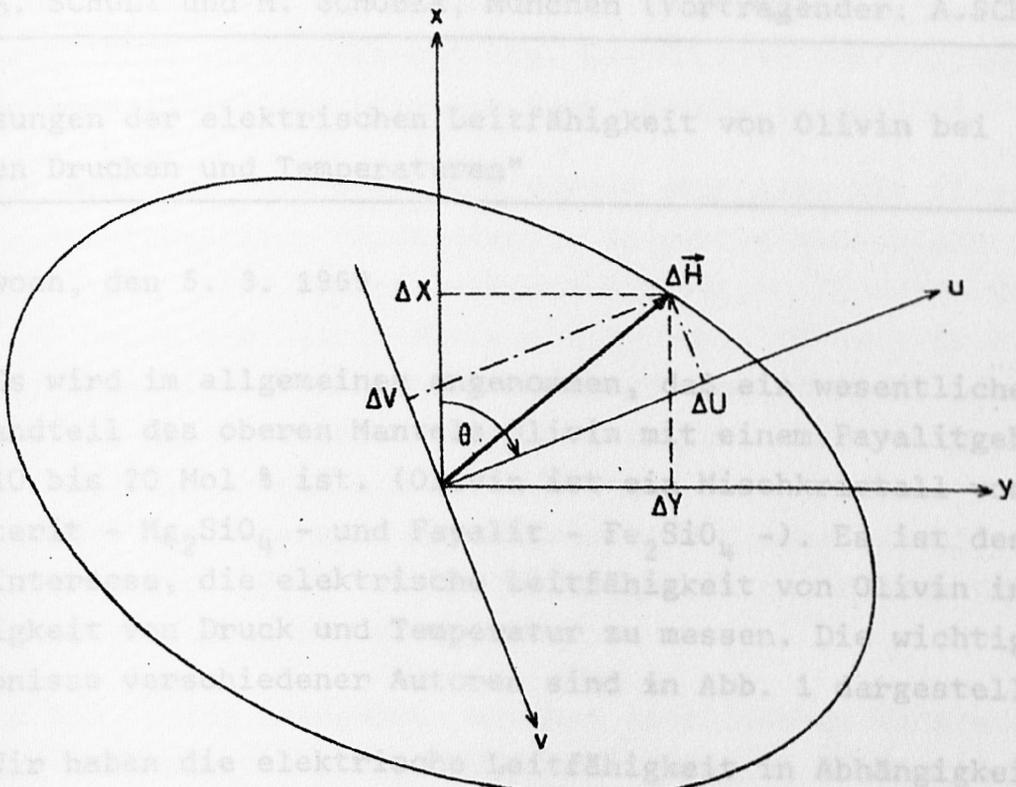


Abb. 1

Wir haben die elektrische Leitfähigkeit in Abhängigkeit von Druck und Temperatur von natürlichen Olivin (8 Mol % Fayalit - Fundort Dreiser Weiher/Eifel) untersucht. Der Druckapparat wurde ein "squeezer" benutzt. Dabei befindet sich die Probe als dünnes Scheibchen, eingefasst in einem Pyrophyllit-Ring, zwischen zwei Stempeln, die mit einer hydraulischen Presse aufeinander gedrückt werden. Die gesamte Anordnung ist von einem Öl umgeben. Bei der Messung der Leitfähigkeit wurde der Druck auf einen bestimmten Wert eingestellt und die Temperatur konstant gehalten. Das Ergebnis der Messungen ist in Abb. 2 dargestellt.

Die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit kann in dem untersuchten Druck- und Temperatur-Bereich durch eine erweiterte Arrhenius-Gleichung beschrieben werden, wobei der erste Term unterhalb 600°C überwiegt, der zweite Term oberhalb 600°C.

Die Aktivierungsenergie E_1 nimmt mit dem Druck ab, die Aktivierungsenergie E_2 nimmt mit dem Druck zu. Die Konstanten σ_1 und σ_2 waren dagegen druckabhängig.

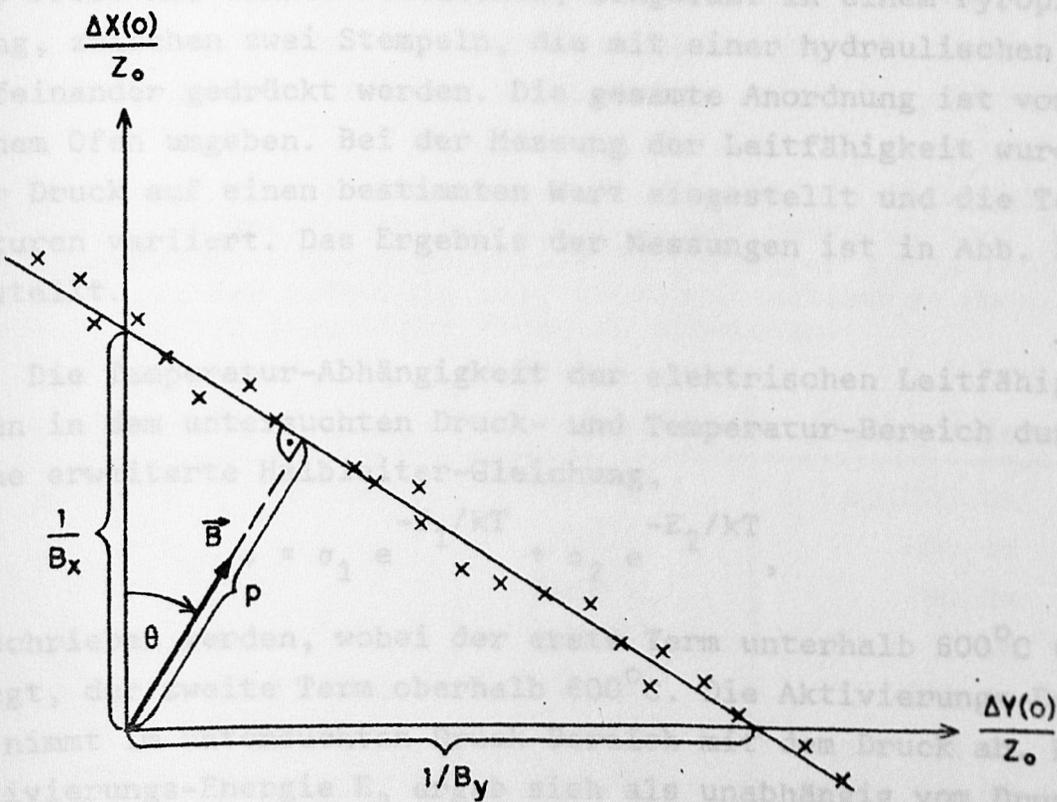


Abb. 2