

Die elektrische Leitfähigkeit des Untergrundes und deren Bestimmung. 2. Teil und Schluss = La conductibilité électrique du sous-sol et sa détermination. 2e partie et fin

Autor(en): **Vögtli, K.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Technische Mitteilungen / Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafienbetriebe = Bulletin technique / Entreprise des postes, téléphones et télégraphes suisses = Bollettino tecnico / Azienda delle poste, dei telefoni e dei telegrafi svizzeri**

Band (Jahr): **43 (1965)**

Heft 1

PDF erstellt am: **11.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-874969>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Die elektrische Leitfähigkeit des Untergrundes und deren Bestimmung (2. Teil und Schluss)¹

La conductibilité électrique du sous-sol et sa détermination

(2^e partie et fin)¹

11. Der zweigeteilte Raum

Von einer punktförmigen Stromquelle verlaufen die Stromlinien gleichmässig nach allen Richtungen, falls sie in einem elektrisch homogenen und isotropen Raum gelegen ist. Denken wir uns eine durch den Quellpunkt gehende Ebene, so teilt diese die Stromlinien in jedem Fall in symmetrische Hälften, und keine Stromlinie wechselt von einem Halbraum in den andern hinüber. Denken wir uns nun die eine Raumhälfte durch einen Isolator ersetzt, so ändert sich das Bild der Stromverteilung im restlichen Raum überhaupt nicht, wenn wir gleichzeitig die Ergiebigkeit der Quelle auf die Hälfte herabsetzen. Eine Stromquelle in der Grenzfläche zwischen dem leitenden und nichtleitenden Halbraum mit der Ergiebigkeit $I/2$ bewirkt also im leitenden Halbraum dieselbe Strom- und Potentialverteilung wie eine Quelle der Ergiebigkeit I im Ganzraum. Dies gilt ebenfalls für ein Quellenpaar oder jede andere Quellenverteilung, solange alle Quellpunkte in der Begrenzungsebene des leitenden Halbraumes liegen.

Sind die Quellpunkte längs einer Geraden angeordnet, so bleibt die Stromverteilung auch dann noch gleich, wenn der leitende Raum um die Gerade herum zu einem Keil zusammenschrumpft oder über den Halbraum hinaus erweitert ist (*Figur 8*).

Für den Fall eines Quellenpaares mit entgegengesetzt gleicher Ergiebigkeit erhält man zum Beispiel die Potentialbeziehung:

$$V_P = \frac{\varrho}{2} \cdot \frac{I}{\alpha} \cdot \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (12)$$

die für den Fall des Halbraumes in die Formel (5) übergeht, wenn man berücksichtigt, dass α im Bogenmass zu messen ist.

Die Formel (12) hat auch für die Praxis einige Bedeutung, da man offenbar Widerstandsmessungen nicht nur im flachen Gelände, sondern auch auf einem Grat oder im Grunde eines Tales machen kann (vgl. *Figur 8*). Vorausgesetzt ist aber stets, dass sich der Untergrund elektrisch homogen und isotrop verhält.

Wir wollen nun den Fall untersuchen, bei dem sich eine Punktelektrode E in einem leitenden Raum befindet, der durch eine Ebene in zwei Halbräume mit unterschiedlicher Leitfähigkeit geteilt ist. Der spezifische Widerstand des Materials, das den Raum I

11. Espace partagé en deux

Lorsqu'une source de courant punctiforme est située dans un espace électrique homogène et isotrope, les lignes de courant qui en partent se dirigent de façon uniforme dans toutes les directions. Supposons qu'un plan passe par la source ponctuelle, il partage dans chaque cas les lignes de courant en moitiés symétriques et aucune ligne de courant ne passe d'un semi-espace dans l'autre. Supposons encore qu'une moitié de l'espace est remplacée par un isolant, l'image de la répartition du courant ne se modifie absolument pas dans le reste de l'espace, si nous ramenons simultanément le rendement de la source à la moitié. Une source de courant dans la surface limite entre le semi-espace conducteur et non conducteur au rendement de $I/2$ produit ainsi dans le semi-espace conducteur la même répartition de courant et de potentiel qu'une source de rendement I dans l'espace entier. Cela est également valable pour une paire de sources ou toute autre répartition des sources, tant que tous les points de la source se trouvent dans le plan de délimitation du semi-espace conducteur.

Si les sources ponctuelles sont disposées le long d'une droite, la répartition du courant reste encore uniforme lorsque l'espace conducteur se rétrécit en un coin autour de cette droite ou s'étend au delà du semi-espace (*figure 8*).

Dans le cas d'une paire de sources, dont le rendement est le même mais de sens opposé, on obtient par exemple le rapport de potentiel:

$$V_P = \frac{\varrho}{2} \cdot \frac{I}{\alpha} \cdot \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (12)$$

qui passe dans la formule (5) pour le cas du semi-espace lorsqu'on tient compte du fait que α doit être mesuré dans le radian.

La formule (12) a aussi quelque importance pour la pratique, étant donné qu'on peut faire des mesures de résistivité non seulement en terrain plat, mais aussi sur une crête ou au fond d'une vallée (voir *figure 8*). Mais il est toujours supposé que le sous-sol est électriquement homogène et isotrope.

Nous voulons à présent examiner le cas où une électrode en point E se trouve dans un espace conducteur qu'un plan partage en deux semi-espaces à conductibilité différente. La résistance spécifique du matériel

¹ Vgl. Technische Mitteilungen PTT Nr. 12/1964

¹ Voir Bulletin technique PTT n° 12/1964

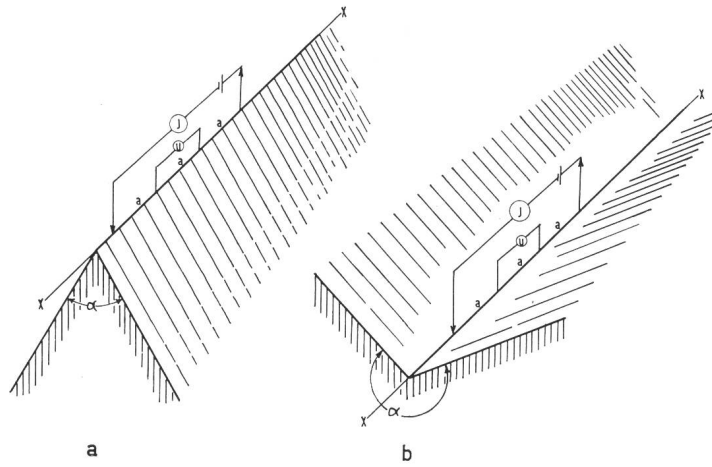


Fig. 8

Bei Messungen längs der Kante eines homogenen und isotropen Raumkeils erhält man, unabhängig davon, ob es sich um einen Grat (a) oder einen Taleinschnitt (b) handelt, dieselben Stromverteilungen wie im Ganzraum. Bei der Anordnung nach Wenner wird zum Beispiel $\varrho = 2\alpha \cdot U/l$

En mesurant le long d'une arête d'un coin d'espace homogène et isotrope, on obtient, peu importe qu'il s'agisse d'une crête (a) ou d'une coupure de vallée (b), les mêmes répartitions de courant que dans l'espace entier. Dans la disposition selon Wenner, on aura par exemple $\varrho = 2\alpha \cdot U/l$

(vgl. Figur 9) erfüllt, soll ϱ_1 , der spezifische Widerstand des Raumes II ϱ_2 sein. Im übrigen sollen die Materialien elektrisch homogen und isotrop sein.

Die Potentialtheorie lehrt, dass in diesem Falle das Potential eines Punktes, der im gleichen Halbraum liegt wie die Quelle, durch die folgende Formel gegeben ist:

$$V_{PI} = \frac{I}{4\pi} \varrho_1 \left(\frac{1}{r} + \frac{k}{\bar{r}} \right) \quad (13)$$

Der sogenannte Spiegelfaktor k beträgt:

$$k = \frac{\varrho_2 - \varrho_1}{\varrho_2 + \varrho_1}$$

und die Bedeutung von r und \bar{r} ist aus Figur 10 ersichtlich.

Worin liegt nun der Unterschied zum homogenen Ganzraum?

Im homogenen Ganzraum würde das Potential analog zu (4)

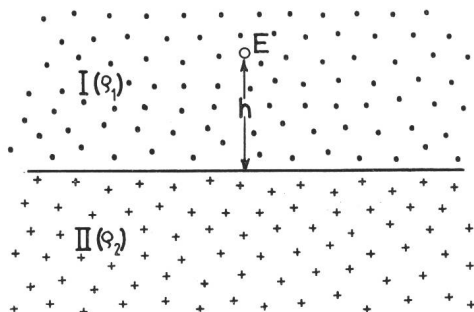


Fig. 9

Die Stromquelle E befindet sich im Halbraum I mit dem spezifischen Widerstand ϱ_1 , in einer Entfernung h von der Trennebene zum Halbraum II mit dem spezifischen Widerstand ϱ_2

La source de courant E se trouve dans le semi-espace I de résistance spécifique ϱ_1 , à une distance h du plan de séparation du semi-espace II de résistance spécifique ϱ_2

qui remplit l'espace I (voir figure 9) doit être ϱ_1 , la résistance spécifique de l'espace II ϱ_2 . Au reste, les matériaux doivent être électriquement homogènes et isotropes.

La théorie du potentiel nous enseigne que dans ce cas le potentiel d'un point qui est situé dans le même semi-espace que la source est donné par la formule suivante:

$$V_{PI} = \frac{I}{4\pi} \varrho_1 \left(\frac{1}{r} + \frac{k}{\bar{r}} \right) \quad (13)$$

Le facteur de réflexion k est:

$$k = \frac{\varrho_2 - \varrho_1}{\varrho_2 + \varrho_1}$$

et l'importance de r et de \bar{r} ressort de la figure 10. Où se trouve la différence par rapport à l'espace entier homogène?

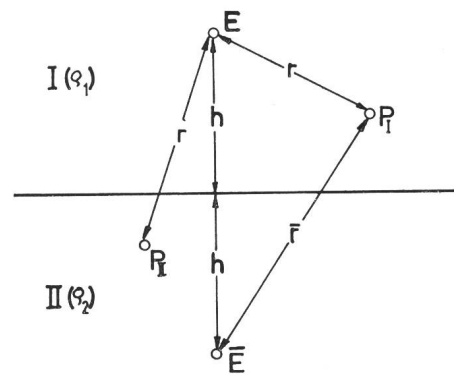


Fig. 10

Im Halbraum I lassen sich die Potentiale mit Hilfe der Formel (13) im Halbraum II nach der Formel (14) berechnen. E ist der Quellpunkt, \bar{E} die an der Trennebene gespiegelte fiktive Quelle

Dans le semi-espace I, les potentiels se calculent à l'aide de la formule (13), dans le semi-espace II à l'aide de la formule (14). E est la source ponctuelle, \bar{E} la source fictive réfléchie contre le plan de séparation

$$V_P = \frac{I}{4\pi} \varrho_1 \cdot \frac{1}{r}$$

betragen. Vergleichen wir diesen Ausdruck mit (13), so stellen wir fest, dass bei der Formel (13) die Klammer ein Korrekturglied enthält.

Es lohnt sich, dieses Zusatzglied etwas näher zu betrachten. Im Vergleich zu einem homogenen Ganzraum mit dem spezifischen Widerstand ϱ , kommt zur Wirkung des Quellpunkts E diejenige einer fiktiven Quelle \bar{E} , deren Lage durch die Spiegelung von E an der Trennebene der beiden Halbräume gegeben ist, und deren Ergiebigkeit $k \cdot I$ beträgt.

Der Spiegelfaktor wird 0 falls $\varrho_2 = \varrho_1$ ist, das heisst, wenn die beiden Halbräume elektrisch identisch sind verschwindet das Korrekturglied, und man erhält, wie erwartet, den Ausdruck für den homogenen Ganzraum.

Falls ϱ_2 unendlich gross wird, das heisst wenn der Raum II von nichtleitendem Material erfüllt ist, erhält k den Extremwert $+1$. Die Potentialverteilung im Raum I wird also vom nichtleitenden Raum II stark beeinflusst. Diese Aussage steht nicht im Widerspruch zu den vorhergehenden Ausführungen über den elektrisch leitenden Halbraum oder Keil, denn dort wurde stets angenommen, dass sich die Quellpunkte an der Oberfläche des leitenden Raumes befinden. Würde sich in unserem Falle die Quelle in der Grenzfläche befinden, so wäre $r = \bar{r}$, und damit würde mit $k=1$ der Ausdruck (13) in die Formel (4) für den elektrisch leitenden Halbraum übergehen.

Kehren wir nun wieder zum leitenden Ganzraum zurück, der durch eine Ebene in Halbräume vom spezifischen Widerstand ϱ_1 und ϱ_2 geteilt ist. Die Stromquelle E liegt nicht in der Grenzfläche, sondern irgendwo im Halbraum I mit dem spezifischen Widerstand ϱ_1 . Beim Ausdruck (13) für die Potentialverteilung innerhalb des Halbraumes mit der Quelle ist das Vorzeichen des Korrekturgliedes positiv falls $\varrho_2 > \varrho_1$ und negativ, falls sich die Quelle im schlechter leitenden Halbraum befindet.

Im Halbraum II, der die Stromquelle nicht enthält, berechnet sich das Potential nach der Formel:

$$V_{PII} = \frac{I}{4\pi} \varrho_2 \left(\frac{1-k}{r} \right) \quad (14)$$

Dieser Ausdruck kann folgendermassen interpretiert werden: Unabhängig von der Lage des Punktes P verhält sich das Potential gleich wie in einem homogenen Ganzraum mit dem spezifischen Widerstand ϱ_2 , nur dass der Einfluss der Stromstärke um den Faktor $(1-k)$ verändert wird. Damit ist bereits gesagt, dass die Äquipotentialflächen Abschnitte von Kugelflächen sind, deren Zentrum der Quellpunkt ist, und die Stromlinien geradlinig verlaufen. Verlängert man die Stromlinien rückwärts in den Raum I hinein, so treffen sie sich im Quellpunkt E.

Zur Stromverteilung ist zu bemerken, dass die Stromlinien für den Fall $\varrho_1 > \varrho_2$ vom besser leitenden Raum gleichsam angesogen werden, während sie für

Dans l'espace entier homogène, le potentiel serait analogue à (4)

$$V_P = \frac{I}{4\pi} \varrho_1 \cdot \frac{1}{r}$$

Si nous comparons cette formule avec (13), nous constatons que la parenthèse de la formule (13) contient un élément de correction.

Il vaut la peine de considérer un peu plus attentivement cet élément additionnel. Comparativement à un espace entier homogène de résistance spécifique ϱ , l'efficacité d'une source fictive \bar{E} , dont la situation est donnée par la réflexion de E sur le plan de séparation des deux semi-espaces et dont le rendement est de $k \cdot I$, s'ajoute à celle de la source ponctuelle E.

Le facteur de réflexion est 0 lorsque $\varrho_2 = \varrho_1$, c'est-à-dire que, lorsque les deux semi-espaces sont électriquement identiques, l'élément de correction disparaît et on obtient, comme attendu, l'expression de l'espace entier homogène.

Si ϱ_2 devient infiniment grand, c'est-à-dire si l'espace II est rempli de matériel non conducteur, k prend la valeur extrême de $+1$. La répartition de potentiel dans l'espace I est ainsi fortement influencée par l'espace II non conducteur. Cette affirmation n'est pas en contradiction avec les explications ci-dessus sur le semi-espace ou coin conducteur électriquement, car on y a constamment admis que les points de source se trouvent à la surface de l'espace conducteur. Si, dans notre cas, la source se trouvait dans la surface limite, on aurait $r = \bar{r}$ et l'expression (13) passerait dans la formule (4) avec $k=1$ pour le semi-espace conducteur électrique.

Revenons à l'espace entier conducteur qu'un plan partage en semi-espaces de résistance spécifique ϱ_1 et ϱ_2 . La source de courant E ne se situe pas dans le plan limite mais n'importe où dans le semi-espace I de résistance spécifique ϱ_1 . Dans l'expression (13) pour la répartition du potentiel à l'intérieur du semi-espace avec la source, le signe de l'élément de correction est positif lorsque ϱ_2 est plus grand que ϱ_1 et négatif lorsque la source se trouve dans le semi-espace mauvais conducteur.

Dans le semi-espace II qui ne renferme pas la source de courant, le potentiel se calcule d'après la formule:

$$V_{PII} = \frac{I}{4\pi} \varrho_2 \left(\frac{1-k}{r} \right) \quad (14)$$

Cette expression peut être interprétée de la façon suivante: Indépendamment de la position du point P, le potentiel se comporte de la même façon que dans un espace entier homogène de résistance spécifique ϱ_2 , sauf que l'influence de l'intensité de courant est modifiée du facteur $(1-k)$. Cela revient à dire que les surfaces équipotentielles sont des sections de surfaces sphériques dont le centre est la source ponctuelle, et les lignes de courant sont rectilignes. Prolonge-t-on les lignes de courant en arrière dans l'espace I, elles se rencontrent à la source ponctuelle E.

den Fall $\varrho_1 < \varrho_2$ den Halbraum mit der Quelle nur zögernd verlassen. Die *Figur 11* veranschaulicht diese Verhältnisse, doch bedarf die Skizze noch einiger Erläuterungen:

Denken wir uns zunächst den Raum durch eine waagrechte Ebene in die beiden Halbräume I und II mit den spezifischen Widerständen ϱ_1 und ϱ_2 geteilt. Von der Punktquelle E irgendwo im Raume I wird dann eine Stromverteilung ausgehen, die rotations-symmetrisch ist. Die Achse geht durch die Quelle E und steht senkrecht auf der Trennfläche, ist also in unserem Fall vertikal gerichtet. Denken wir uns nun eine weitere Schnittebene durch diese Symmetrieachse, so wird das System der Stromlinien in zwei identische Teile zerlegt. Dabei geht kein Stromfaden aus der einen Hälfte in die andere hinüber. Wir können deshalb den einen Halbraum durch nichtleitendes Material ersetzen, ohne etwas an der Stromverteilung im restlichen leitenden Halbraum zu ändern, sofern wir die Quellstärke gleichzeitig um die Hälfte reduzieren. Erinnern wir uns jetzt, dass der verbliebene leitende Halbraum aus zwei elektrisch verschiedenen Viertelräumen besteht, so erkennen wir die der *Figur 11* zugrunde liegende Situation. Die linke und die rechte Hälfte stellen je den Fall eines in Viertelräumen unterteilten Halbraumes dar, wobei die Viertelräume eine horizontale Trennfläche besitzen, während der nichtleitende Halbraum vom leitenden durch eine vertikale Trennebene abgeteilt ist. Ob wir die Zeichenebene als Schnitt durch den leitenden und nichtlei-

Quant à la répartition du courant, il y a lieu de relever que les lignes de courant sont en quelque sorte aspirées par l'espace meilleur conducteur pour le cas $\varrho_1 > \varrho_2$, tandis qu'elles ne quittent qu'avec hésitation le semi-espace comprenant la source pour le cas $\varrho_1 < \varrho_2$. La *figure 11* reproduit ces conditions, mais le dessin exige encore quelques explications:

Représentons-nous d'abord l'espace partagé par un plan horizontal en deux semi-espaces I et II aux résistances spécifiques ϱ_1 et ϱ_2 . De la source ponctuelle E s'en ira n'importe où dans l'espace I une répartition de courant qui sera de rotation symétrique. L'axe passe par la source E et est perpendiculaire à la surface de coupure; dans notre cas, il est donc dirigé verticalement. Supposons maintenant un autre plan de coupure à travers cet axe de symétrie, le système des lignes de courant sera décomposé en deux parties identiques. A ce propos, aucun filet de courant ne passera d'une moitié dans l'autre. C'est pourquoi nous pouvons remplacer un semi-espace par du matériel non conducteur, sans modifier en quoi que ce soit la répartition du courant dans le reste du semi-espace conducteur, en tant que nous réduisons simultanément l'intensité de la source de la moitié. Si nous nous rappelons que le semi-espace conducteur restant se compose de deux quarts d'espace électriquement différents, nous retrouvons la situation servant de base à la *figure 11*. La moitié gauche et la moitié droite représentent chacune le cas d'un semi-espace subdivisé en quarts d'espace, les quarts d'espace possédant une

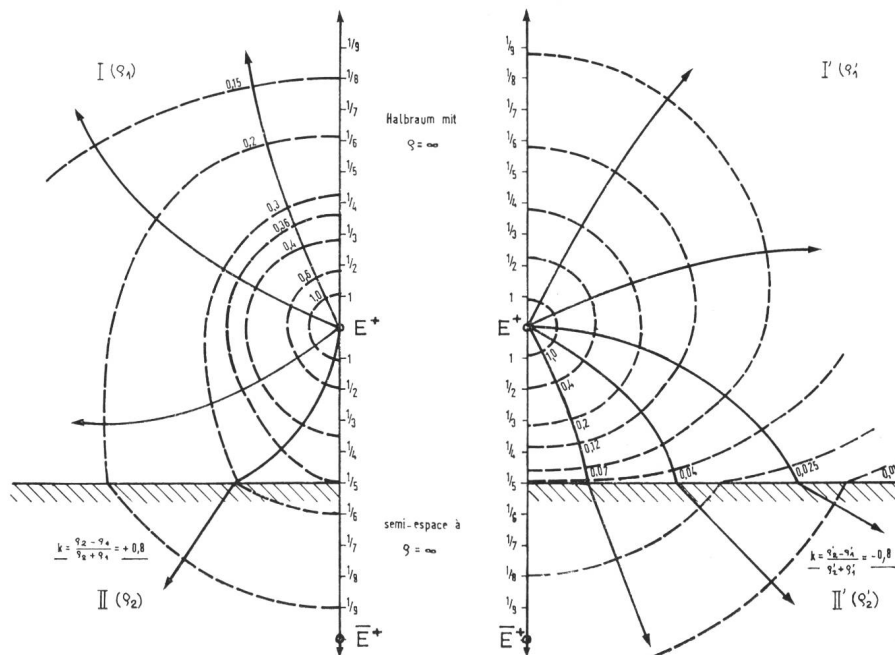


Fig. 11

Strom- und Äquipotentiallinien für den Fall, dass der leitende Raum aus zwei Teilräumen mit den spezifischen Widerständen ϱ_1 und ϱ_2 unterteilt ist
Lignes de courant et équipotentielle pour le cas où l'espace conducteur est subdivisé en deux espaces partiels de résistances spécifiques ϱ_1 et ϱ_2

tenden Halbraum betrachten, oder als Oberfläche eines Halbraumes, der einen nichtleitenden Viertelraum und zwei leitende Achtelräume umfasst, ist belanglos. Der nichtleitende Raum ist in der Figur 11 jedenfalls nur durch ein schmales Band dargestellt, damit man den Verlauf der Strom- und Äquipotentiallinien der beiden dargestellten Fälle (links $\rho_1 < \rho_2$, rechts $\rho_1 > \rho_2$) besser vergleichen kann. Bei den Berechnungen wurden k -Werte von $+0,8$ beziehungsweise $-0,8$ angenommen, das heisst, es wurde vorausgesetzt, dass sich die spezifischen Widerstände der Räume I und II rund um einen Faktor 10 unterscheiden. Auf der Achse $E-\bar{E}$ sind in willkürlichen Einheiten die Potentialwerte für den Fall eingetragen, dass ρ_1 und ρ_2 identisch wären. In diesem Fall würden die Äquipotentiallinien Abschnitte konzentrischer Kreise um E sein. Die Äquipotentialwerte für den geteilten leitenden Raum sind dagegen als Parameter der Äquipotentiallinien aufgetragen.

Drehen wir die Konfiguration um 90 Grad und nehmen wir ein praktisches Beispiel: Eine ausgedehnte Sandsteinformation gehe mit einem senkrechten Abfall in einen ebenfalls grossen See über. Festland und Seespiegel sollen dieselbe Kote haben und das Wasser soll sehr tief sein. Wenn wir jetzt noch annehmen, dass das Ufer geradlinig verläuft, so können wir in einem beschränkten Gebiet des Ufers, den Untergrund als einen leitenden Halbraum ansehen, der aus zwei elektrisch unterschiedlichen Viertelräumen besteht, nämlich dem Sandstein und dem Wasser. Wir montieren nun in einem gewissen Abstand h vom Ufer eine Elektrode an der Wasseroberfläche. Die Gegenelektrode stecken wir erst in einem derart grossen Abstand in den Boden, dass wir ihren Einfluss auf die Strom- und Potentialverhältnisse in der Umgebung der ersten Elektrode vernachlässigen können. Da der spezifische Widerstand des Wassers ungefähr zehnmal kleiner ist als jener von Sandstein, wird sich eine ähnliche Anordnung der Stromlinien ergeben, wie sie in Figur 11 auf der linken Hälfte dargestellt ist. Der Raum I würde dabei dem Wasser, der Raum II dem Festland entsprechen. Die Linie $E-\bar{E}$ würde einer Geraden von der Elektrode im Wasser senkrecht zum Ufer entsprechen, und die ganze Anordnung der Stromlinien und Äquipotentialflächen würde man erhalten, wenn man das Schnittbild der Figur 11 um diese Achse um 180° pendeln lassen würde.

Das Beispiel mit dem See ist zwar noch reichlich theoretisch, doch kann man die unterschiedlichen Potentialverteilungen in benachbarten Räumen, die sich elektrisch gut unterscheiden, zur Lösung verschiedener praktischer Probleme heranziehen. Es kommt zum Beispiel häufig vor, dass eine steilgestellte Schichtgrenze nicht genau lokalisiert werden kann, weil das anstehende Material durch eine dünne Deckschicht, zum Beispiel etwas Gehängeschutt oder eine Moränenschicht, der direkten Beobachtung entzogen ist. Besonders wichtig ist die besprochene Potentialverteilung bei den elektrischen Bohrlochvermessungen, die bei fast allen Aufschlussbohrungen

surface de coupure horizontale, tandis que le semi-espace non conducteur est séparé du semi-espace conducteur par un plan de coupure vertical. Peu importe que nous considérons le plan dessiné comme coupe à travers le semi-espace conducteur et non conducteur ou comme surface d'un semi-espace qui comprend un quart d'espace non conducteur et deux huitièmes d'espace conducteurs. L'espace non conducteur n'est représenté à la figure 11 que par une étroite bande, pour qu'on puisse mieux comparer la courbe des lignes de courant et équipotentiels des deux cas reproduits (à gauche $\rho_1 < \rho_2$, à droite $\rho_1 > \rho_2$). En faisant les calculs, on a admis des valeurs k de $+0,8$, respectivement de $-0,8$, c'est-à-dire qu'on a supposé que les résistances spécifiques des espaces I et II se différencieraient d'un facteur 10. Sur l'axe $E-\bar{E}$, les valeurs de potentiel sont reportées en unités arbitraires pour le cas où ρ_1 et ρ_2 seraient identiques. Dans ce cas, les lignes équipotentiels seraient des sections de cercles concentriques autour de E . En revanche, les valeurs équipotentiels pour l'espace conducteur partagé figurent comme paramètres des lignes équipotentiels.

Tournons la configuration de 90 degrés et prenons un exemple pratique. Une vaste formation de grès s'enfonce à la verticale dans un lac également grand. La terre ferme et le niveau du lac doivent avoir la même cote et l'eau doit être très profonde. Si nous admettons encore que la rive est rectiligne, nous pouvons considérer sur une zone limitée de la rive le sous-sol comme un semi-espace conducteur qui se compose de deux quarts d'espace électriquement différents, le grès et l'eau. Nous montons à une certaine distance a de la rive une électrode à la surface de l'eau; nous enfonçons la contre-électrode dans le sol à une distance suffisamment grande pour que nous puissions négliger son influence sur les conditions de courant et de potentiel au voisinage de la première électrode. Etant donné que la résistance spécifique de l'eau est environ dix fois plus petite que celle du grès, il en résulte une disposition des lignes de courant analogue à celle qui est reproduite sur la partie gauche de la figure 11. L'espace I correspondrait à l'espace II à la terre ferme. La ligne $E-\bar{E}$ équivaldrait à une droite tirée de l'électrode dans l'eau perpendiculairement à la rive et on obtiendrait toute la disposition des lignes de courant et des surfaces équipotentiels en faisant tourner la coupe de la figure 11 de 180° autour de cet axe.

Mais l'exemple avec le lac est encore par trop théorique; on peut néanmoins admettre la répartition de potentiel différente dans des espaces voisins qui se différencient bien électriquement pour résoudre divers problèmes pratiques. Il arrive par exemple fréquemment qu'une limite de couche raide ne puisse pas être exactement localisée parce que le matériel affleurant est soustrait à l'observation directe par une mince couche de couverture, par exemple des éboulis ou une couche de moraine. La répartition de potentiel discutée est spécialement importante dans les mesures

durchgeführt werden. Mit Hilfe einer geeigneten Elektrodenanordnung, die in das zu untersuchende Bohrloch versenkt wird, kann der Wechsel der durchfahrenen Schichten genau festgestellt werden. Während der Bohroperationen ist dies nur bedingt möglich, vor allem, wenn das Material vom Bohrmeissel fortlaufend zertrümmert und mit der Spülflüssigkeit fortgeschwemmt wird. Derartige Verfahren arbeiten viel wirtschaftlicher als die Kernbohrmethoden, und das «elektrische Kernen» hat deshalb besonders bei den Ölbohrungen eine sehr grosse Bedeutung erlangt.

Wir wollen uns indessen nicht länger bei diesen besonderen Problemen der angewandten Geoelektrik aufhalten, sondern uns fragen, ob wir die Lösung unserer Aufgabe, nämlich den spezifischen Widerstand des natürlichen Untergrundes zu bestimmen, näher gekommen sind. Dies ist nur bedingt der Fall, denn immer noch ist der spezifische Widerstand unserer Modelle von der Tiefe unabhängig. Die Ausführungen des Kapitels 11 sind nämlich vor allem ein Versuch, an einem mit mathematisch einfachen Mitteln zu behandelnden Fall, zu zeigen, wie die verschiedenen Grössen einander beeinflussen.

12. Der Zweischichtenfall

Wir haben bereits im Kapitel 10 festgestellt, dass in der Praxis, der uns interessierende tiefere Untergrund meistens von einer mehr oder weniger dicken, kaum je homogenen und vermutlich auch nicht immer isotropen Deckschicht mit ganz anderen elektrischen Eigenschaften überdeckt ist.

Vereinfachen wir uns die Verhältnisse soweit wie nur möglich, indem wir annehmen, der tiefere Untergrund sei von einer homogenen, isotropen und überall gleich dicken Deckschicht überdeckt. Die Verhältnisse lassen sich dann durch den spezifischen Widerstand ρ_1 der Deckschicht, den spezifischen Widerstand ρ_2 des tieferen Untergrundes und die Mächtigkeit h der Überdeckung eindeutig charakterisieren. Zugänglich ist uns die Oberfläche der Deckschicht. Ist uns dieser Fall etwa schon begegnet?

Nein, denn die Elektroden sind nicht in der Trennebene zwischen der Deckschicht und dem restlichen Material angeordnet. Uns ist nur eine zweite Unstetigkeitsfläche zugänglich, nämlich jene zwischen dem leitenden und dem nichtleitenden Halbraum. Der leitende Halbraum ist aber nicht aus leitenden Viertelräumen zusammengesetzt, wie im Beispiel mit dem See, vielmehr besitzt nur die oberste Schicht des leitenden Halbraumes andere elektrische Eigenschaften. Der Umstand, dass zwei Unstetigkeitsflächen zu berücksichtigen sind, hat bei der mathematischen Formulierung unangenehme Folgen. Benützt man zum Beispiel die Spiegelmethode, die wir im vorigen Kapitel zwar nicht hergeleitet, aber doch etwas diskutiert haben, so genügt die einfache Spiegelung der Quelle an der Unstetigkeitsfläche zwischen der Deckschicht und dem tieferen Untergrund nicht mehr. Vielmehr muss die so entstandene fiktive Quelle noch

elektrisches de trous de sondage qui sont exécutées lors de presque tous les forages de prospection. A l'aide d'un montage d'électrodes approprié, le changement des couches traversées peut être fixé exactement. Cela est très difficilement réalisable pendant les opérations de forage, parce que le matériel est désagrégé au fur et à mesure par le trépan et emporté par le liquide de rinçage. Des procédés de ce genre travaillent beaucoup plus économiquement que les méthodes de sondage avec extraction de carottes et le «carrottage électrique» acquiert, par conséquent, une très grande importance, spécialement lors de forages pétroliers.

Nous ne voulons toutefois pas nous arrêter plus longtemps à ces problèmes particuliers de la géoelectrique appliquée, mais nous demander si nous sommes approchés de la solution de notre tâche qui consiste à déterminer la résistance spécifique du sous-sol naturel. Cela n'est pas tout à fait le cas, car la résistance spécifique de nos modèles reste toujours indépendante de la profondeur. Les explications du chapitre 11 représentent surtout une tentative de montrer sur un cas à traiter avec des moyens mathématiques simples combien les différentes grandeurs s'influencent réciproquement.

12. Le cas de deux couches

Au chapitre 10, nous avons déjà constaté qu'en pratique le sous-sol profond qui nous intéresse est généralement recouvert par une couche plus ou moins épaisse, difficilement homogène et pas non plus toujours isotrope, à caractéristiques électriques tout autres.

Nous simplifions autant que possible les conditions, en admettant que le sous-sol profond est recouvert d'une couche homogène, isotrope et partout de la même épaisseur. Les conditions sont alors nettement caractérisées par la résistance spécifique ρ_1 de la couche de couverture, la résistance spécifique ρ_2 du sous-sol profond et l'épaisseur h de la couverture. La surface de la couche nous est accessible. Ce cas nous est-il déjà arrivé? Non, car les électrodes ne sont pas disposées dans le plan de coupure entre la couche de couverture et le reste du matériel. Seule une deuxième surface de discontinuité nous est accessible, celle qui se trouve entre le semi-espace conducteur et non-conducteur. Le semi-espace conducteur n'est pas composé de quarts d'espace conducteurs, comme dans l'exemple du lac, mais seule la couche supérieure du semi-espace conducteur possède d'autres caractéristiques électriques. Le fait qu'il faut tenir compte de deux surfaces de discontinuité a des conséquences désagréables lors de la formulation mathématique. Si on utilise, par exemple, la méthode de réflexion, que nous n'avons pas démontrée mais dont nous avons parlé au chapitre précédent, la simple réflexion de la source contre la surface de discontinuité entre la couche de couverture et le sous-sol plus profond ne suffit plus. La source fictive ainsi générée doit à nouveau être ré-

mals an der Grenzfläche Oberflächenschicht-Atmosphäre gespiegelt werden, und dieses Spiegelbild ruft einem neuen an der ersten Unstetigkeitsfläche, und so weiter und so fort ad infinitum. Die Wirksamkeit der Quellen wird mit jeder Spiegelungsoperation herabgesetzt, so dass der Ausdruck zwar unendlich viele Korrekturglieder bekommt, die Summe dieser Glieder sich aber mehr oder weniger rasch einem endlichen Grenzwert nähert.

Hummel [4] hat bereits 1929 für den Zweischichtenfall eine derartige Summenformel angegeben:

$$V_r = \frac{I}{2\pi} \varrho_1 \left(\frac{1}{r} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k^n}{\sqrt{r^2 + (2n h)^2}} \right) \quad (15)$$

Man kann sich leicht vorstellen, dass jede weitere Unstetigkeitsfläche die Verhältnisse weiter kompliziert, so dass bei zwei und mehr Deckschichten die Formeln sehr unhandlich werden. Es gibt ausser der Spiegelungsmethode noch andere Verfahren, um derartige Potentiale zu berechnen, und bei den neueren Arbeiten werden vor allem die Integralgleichungen von *Schlumberger* und *Stefanescu* [5] benützt.

Wir brauchen uns indessen mit der mathematischen Seite des Problems nicht weiter zu beschäftigen, denn glücklicherweise wurden die Ergebnisse derartiger Berechnungen verschiedentlich in Form von Tabellen und Kurvenscharen publiziert. In den meisten Fällen wird man deshalb auf bereits durchgeführte Arbeiten zurückgreifen können.

13. Der scheinbare spezifische Widerstand

In den Kapiteln 7 und 8 haben wir für einige Elektrodenanordnungen Formeln angegeben, die es gestatten, aus den Ergebnissen einer Strom- und Spannungsmessung den spezifischen Widerstand des Untergrundes zu berechnen. Werden an der Oberfläche eines elektrisch homogenen und isotropen Untergrundes derartige Messungen mit verschiedenen Elektrodenanordnungen durchgeführt, so erhält man stets denselben, der Wirklichkeit entsprechenden Widerstandswert. Bei einem geschichteten Untergrund ist nun aber, wie wir gesehen haben, die Potentialverteilung eine komplizierte Funktion verschiedener Grössen. Man kann aber trotzdem, unbekümmert um die Art des Aufbaus, eine gewisse Elektrodenanordnung wählen, einen bestimmten Strom in den Untergrund einspeisen und über den Potentialsonden den dadurch bewirkten Spannungsabfall messen. Diese Messergebnisse kann man in die Formeln einsetzen, die für den Fall eines homogenen Untergrundes den wahren spezifischen Widerstand geben würden, und erhält so einen Widerstandswert, der, weil der Untergrund in Wirklichkeit nicht homogen ist, nur eine Rechnungsgrösse darstellt. Man nennt ihn deshalb den scheinbaren spezifischen Widerstand (ϱ_a). Die Grösse des scheinbaren spezifischen Widerstandes ist bei Messungen über einem geschichteten Untergrund stark von der Ausdehnung der Elektrodenanordnung abhängig.

fléchié contre la surface limite entre la couche supérieure et l'atmosphère et cette image réfléchié en produit une nouvelle contre la première surface de discontinuité, et ainsi de suite jusqu'à l'infini. Chaque opération de réflexion diminue l'efficacité de la source, de sorte que l'expression reçoit indéfiniment de nombreux éléments de correction, mais la somme de ces éléments s'approche plus ou moins rapidement d'une valeur limite finie.

En 1929 déjà, *Hummel* [4] a donné une formule de sommation pour le cas de deux couches :

$$V_r = \frac{I}{2\pi} \varrho_1 \left(\frac{1}{r} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k^n}{\sqrt{r^2 + (2n h)^2}} \right) \quad (15)$$

On peut aisément se représenter que chaque nouvelle surface de discontinuité complique davantage les conditions, de sorte que les formules deviennent très peu maniables pour deux couches de couverture et plus.

Outre la méthode de réflexion, il existe encore d'autres procédés pour calculer les potentiels; dans les travaux récents, on utilise surtout les équations intégrales de *Schlumberger* et de *Stefanescu* [5].

Nous ne nous occuperons pas plus du côté mathématique du problème, car les résultats de ces calculs ont été heureusement publiés à différentes reprises sous forme de tableaux et de familles de courbes.

C'est pourquoi, dans la plupart des cas, on pourra reprendre les travaux déjà réalisés.

13. Résistance spécifique apparente

Aux chapitres 7 et 8, nous avons donné pour quelques dispositions d'électrodes des formules permettant de calculer la résistance spécifique du sous-sol d'après les résultats d'une mesure de courant et de tension. Si on fait ces mesures à la surface d'un sous-sol électriquement homogène et isotrope avec différentes dispositions d'électrodes, on obtient constamment la même valeur de résistance correspondant à la réalité. Mais, ainsi que nous l'avons vu, la répartition de potentiel dans le cas d'un sous-sol stratifié est une fonction compliquée de diverses grandeurs. Sans se soucier du genre de la structure, on peut néanmoins choisir une certaine disposition des électrodes, injecter un courant déterminé dans le sous-sol et mesurer la chute de tension ainsi produite par l'entremise des sondes de potentiel. On peut intégrer ces résultats de mesure dans les formules qui donneraient la résistance spécifique véritable dans le cas d'un sous-sol homogène; on obtient ainsi une valeur de résistance qui, étant donné que le sous-sol n'est en réalité pas homogène, ne représente qu'une grandeur de calcul. C'est la raison pour laquelle on l'appelle la résistance spécifique apparente (ϱ_a). La grandeur de la résistance spécifique apparente dépend beaucoup de l'extension de la disposition des électrodes lors des mesures à travers un sous-sol stratifié.

Prenons comme exemple le cas le plus simple d'un problème de deux couches, c'est-à-dire deux matéri-

Nehmen wir als Beispiel den einfachsten Fall eines Zweischichtenproblems, das heisst zwei elektrisch homogene und isotrope Materialien und parallel laufende Grenzflächen. Diese Voraussetzungen wären zum Beispiel erfüllt, wenn eine Granitmasse von einer gleichbleibend 10 m mächtigen Sandschicht bedeckt wäre. Der spezifische Widerstand des Granits betrage 5000 Ωm , jene des Sandes 260 Ωm . Beginnen wir die Messung mit kleinen Elektrodenabständen, so wird zunächst der tiefere, schlecht leitende Untergrund nur einen geringen Einfluss auf den Potentialunterschied zwischen den Potentialsonden haben. Stecken wir zum Beispiel die Stromelektroden in 3 m Abstand in den Boden und ordnen auf der Verbindungslinie die Potentialsonden so an, dass diese unter sich und von der benachbarten Elektrode 1 m Abstand aufweisen (Anordnung nach *Wenner*), so wird der scheinbare spezifische Widerstand praktisch mit dem wahren spezifischen Widerstand der Überdeckung identisch sein, also rund 260 Ωm betragen. Vergrössert man nun nach und nach den Grundabstand, so wird der Einfluss des Untergrundes immer deutlicher hervortreten. Bei einem Grundabstand a (vgl. Kapitel 7) von 10 m wird zum Beispiel der scheinbare spezifische Widerstand bereits 390 Ωm betragen. Bei sehr grossen Grundabständen, wenn a zum Beispiel 1000 m beträgt, nähert sich der scheinbare spezifische Widerstand bereits sehr stark dem wahren spezifischen Widerstand des Granits, also 5000 Ωm .

Über zwei Dinge muss sich der Praktiker ganz besonders klar sein. Tieferliegende Schichten können nur erfasst werden, wenn die Elektrodenanordnung eine gewisse Ausdehnung besitzt. Als grobe Regel kann man sich merken, dass eine Schicht in der Tiefe erfasst wird, das heisst diese die Potentialverteilung merklich beeinflusst, wenn der Abstand der äusseren Elektroden das Zwei- bis Dreifache der Mächtigkeit der Überdeckung beträgt.

Ferner muss man beachten, dass der scheinbare spezifische Widerstand nicht nur eine Funktion des Abstandes der Stromelektroden ist, sondern auch von der Anordnung der Potentialsonden abhängt. Hätten wir in unserem Beispiel nicht die Wennersche Anordnung benutzt, sondern jene nach Schlumberger, so wäre der scheinbare spezifische Widerstand mit zunehmendem Abstand der Stromelektroden etwas rascher angestiegen. Der Unterschied ist aber nur gering, so dass man Berechnungen, die für die Wennersche Elektrodenanordnung gemacht wurden, in manchen Fällen auch zur Auswertung von Messungen benutzen kann, die mit einer Elektrodenanordnung nach Schlumberger gemacht wurden und umgekehrt.

14. Musterkurven für den Zweischichtenfall

Die Widerstandswerte in unserem Beispiel sind so gewählt, dass der k -Wert ziemlich genau $+0,9$ beträgt, und der Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes so direkt aus den Musterkurven von *Figur 12* abgelesen werden kann (Kurve mit $k = +0,9$).

aux électriquement homogènes et isotropes et des surfaces limites parallèles. Ces conditions seraient par exemple remplies dans le cas où une masse de granit serait recouverte par une couche de sable uniforme de 10 m d'épaisseur. La résistance spécifique du granit est de 5000 Ωm , celle du sable de 260 Ωm . Si nous commençons les mesures avec de petites distances entre les électrodes, le sous-sol profond, mauvais conducteur, n'aura d'abord qu'une faible influence sur la différence de potentiel entre les sondes de potentiel. Si nous enfonçons par exemple les électrodes de courant dans le sol à 3 m de distance et disposons sur la ligne de jonction les sondes de potentiel de façon qu'elles soient à 1 m de distance de l'électrode voisine (disposition selon *Wenner*), la résistance spécifique apparente sera pratiquement identique à la résistance spécifique effective de la couche de couverture, soit 260 Ωm . Si nous augmentons progressivement la distance fondamentale, l'influence du sous-sol se fera de plus en plus sentir. Pour une distance de base a (voir chapitre 7) de 10 m, la résistance spécifique apparente sera par exemple déjà de 390 Ωm . Pour de très grandes distances de base, si a s'élève par exemple à 1000 m, la résistance spécifique apparente se rapproche déjà beaucoup de la résistance spécifique réelle, soit 5000 Ωm .

Le praticien doit tout spécialement se rendre compte de deux choses. Les couches profondes ne peuvent être observées que si la disposition des électrodes possède une certaine étendue. Comme règle approximative, on peut retenir qu'une couche est observée en profondeur, c'est-à-dire que cette dernière influence de façon sensible la répartition de potentiel, lorsque la distance entre les électrodes extrêmes est le double ou le triple de l'épaisseur de la couche de recouvrement.

En outre, on doit tenir compte du fait que la résistance spécifique apparente n'est pas simplement une fonction de la distance des électrodes de courant, mais dépend aussi de la disposition des sondes de potentiel. Si, dans notre exemple, nous n'avions pas utilisé la disposition selon *Wenner* mais celle selon *Schlumberger*, la résistance spécifique apparente aurait augmenté quelque peu plus rapidement avec l'accroissement de la distance des électrodes de courant. Mais la différence n'est que faible, de sorte qu'on peut aussi utiliser dans maints cas les calculs qui ont été faits pour la disposition des électrodes selon *Wenner* pour apprécier les mesures exécutées avec une disposition des électrodes selon *Schlumberger* et inversement.

14. Courbes modèles pour le cas de deux couches

Dans notre exemple, les valeurs de résistance sont choisies de telle sorte que la valeur k est assez exactement de $+0,9$ et la courbe de la résistance spécifique apparente peut être directement lue des courbes modèles de la *figure 12* (courbe avec $k = +0,9$).

En ce qui concerne les échelles, il y a lieu de relever qu'aussi bien ρ_a que a – ou lors de mesures selon une

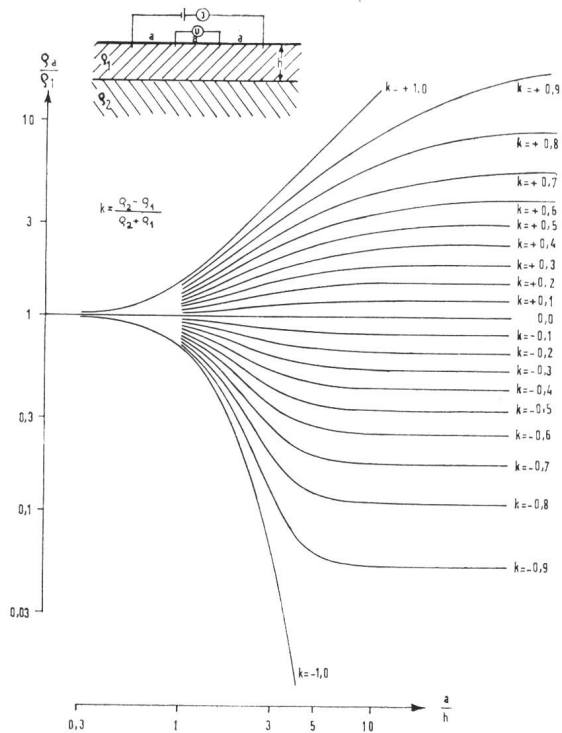


Fig. 12

Musterkurven für den Fall, dass der leitende Halbraum aus einer gleichmässig dicken Deckschicht und einem elektrisch andersartigen tieferen Untergrund besteht

Courbes modèles pour le cas où le semi-espace conducteur se compose d'une couche de recouvrement uniformément épaisse et d'un sous-sol plus profond d'une autre nature électrique.

Was die Wahl der Massstäbe betrifft, so ist zu bemerken, dass sowohl ρ_a als auch a – oder bei Messungen nach einer andern als der Wennerschen Methode ein anderes Mass für die Ausdehnung der Elektrodenkonfiguration – in logarithmischem Massstab aufgetragen werden. Diese Art der Darstellung ist dem Kurvenverlauf gut angepasst, und zudem werden, trotz der im Feld immer vorhandenen Streuung der Messwerte, glatte Kurven erhalten. Wird ferner darauf geachtet, dass die Messwerte auf doppellogarithmisches Papier übertragen werden, bei dem eine Verdoppelung der Werte auf den Achsen nach derselben Strecke erfolgt wie bei den Musterkurven, so können die Messergebnisse durch Vergleichen der Kurven sofort ausgewertet werden (vgl. folgendes Kapitel).

15. Auswertung mit Hilfe von Musterkurven

Nehmen wir an, wir hätten im Feld über dem Untergrund unseres Beispiels, Granit mit 10 m Sandüberdeckung, nach der Methode von Wenner, Messungen durchgeführt. Der kleinste Grundabstand soll 1 m betragen haben, und bei den folgenden Messungen sei der Grundabstand jeweils verdoppelt worden. Hier sei die Bemerkung eingefügt, dass man in unbekanntem Gelände etwas weniger rasch vorgehen sollte, und man darauf achten wird, Abstände zu nehmen, die leicht zu messen sind und die auch die Berechnung nicht unnötig komplizieren. Die Ergebnisse unserer

autre méthode que celle de Wenner une autre dimension pour l'extension de la configuration des électrodes – sont reproduits à l'échelle logarithmique. Cette présentation est bien adaptée à l'allure de la courbe et, en outre, malgré la dispersion des valeurs de mesure toujours existante dans le champ, on obtient des courbes unies. De plus, si on considère que les valeurs de mesure sont reportées sur du papier logarithmique double, sur lequel les valeurs sont doublées sur les axes du même tronçon comme pour les courbes modèles, les résultats des mesures peuvent être immédiatement appréciés par comparaison des courbes (voir chapitre suivant).

15. Appréciation à l'aide de courbes modèles

Admettons que nous aurions procédé à des mesures selon la méthode de Wenner dans le champ sis au-dessus du sous-sol de notre exemple, soit du granit recouvert de 10 m de sable. La distance de base la plus petite doit s'être élevée à 1 m et, pour les mesures suivantes, elle a été chaque fois doublée. Il faut ajouter ici qu'on devrait procéder quelque peu moins rapidement dans un terrain inconnu et qu'on veillerait à prendre des distances qui sont faciles à mesurer et qui ne compliquent pas inutilement le calcul. Les résultats de nos mesures, c'est-à-dire les valeurs de la résistance spécifique apparente calculées pour les différentes distances de base, sont reportés sur du papier transparent à réseau millimétrique double. Ainsi que nous l'avons déjà mentionné, ce réseau doit avoir la même largeur de mailles que l'étalonnage des courbes modèles.

Sur la *figure 13*, les valeurs mesurées pratiquement sont marquées d'une \times , tandis que les échelles pour la distance fondamentale a et la résistance spécifique apparente ρ_a sont désignées par des lignes pointillées.

La feuille transparente portant les résultats des mesures doit être comparée avec les courbes modèles.

Le praticien verrait immédiatement d'après la courbe de notre succession de points que les résultats des mesures peuvent s'interpréter comme un cas de deux couches. Il prendrait les courbes modèles représentées à la *figure 12* et recouvrirait les valeurs mesurées avec les courbes théoriques. La *figure 13* montre de quelle façon cela se pratique. On peut alors directement lire l'épaisseur de la couche h , la résistance spécifique ρ_1 , ainsi que k respectivement ρ_2 .

Si les valeurs mesurées ne concordent pas avec les courbes théoriques, cela signifie que la structure du sous-sol est différente de celle qui avait été admise pour les calculs.

16. Cas de plusieurs couches

Dans le cas de deux couches, c'est-à-dire lorsque le sous-sol électriquement homogène et isotrope est recouvert d'une seule couche également homogène et isotrope d'épaisseur uniforme, mais de résistance spé-

Messungen, das heisst die für die verschiedenen Grundabstände berechneten Werte des scheinbaren spezifischen Widerstandes, werden auf durchsichtiges Papier mit einem doppellogarithmischen Netz aufgetragen. Wie bereits erwähnt, soll dieses Netz die gleiche Maschenweite besitzen wie die Teilung der Musterkurven.

In *Figur 13* sind die praktisch gemessenen Werte mit \times markiert, während die Masstäbe für den Grundabstand a und den scheinbaren spezifischen Widerstand ϱ_a strichliert gezeichnet sind.

Das durchsichtige Blatt mit den Messergebnissen ist nun mit den Musterkurven zu vergleichen.

Der Praktiker würde dem Verlauf unserer Punktfolge sofort ansehen, dass sich die Messergebnisse als Zweischichtenfall interpretieren lassen. Er würde also die in der *Figur 12* dargestellten Musterkurven zur Hand nehmen und die gemessenen Werte mit den theoretischen Kurven zur Deckung bringen. Wie das geschieht, ist aus *Figur 13* ersichtlich. Nun kann die Mächtigkeit der Deckschicht h , der spezifische Widerstand ϱ_1 , sowie k beziehungsweise ϱ_2 direkt abgelesen werden.

Können die gemessenen Werte nicht mit den theoretischen zur Übereinstimmung gebracht werden, so bedeutet dies, dass der Untergrund anders aufgebaut ist, als dies bei den Berechnungen angenommen wurde.

16. Mehrschichtenfälle

Bei Zwischenfällen, das heisst wenn der elektrisch homogene und isotrope Untergrund von einer einzigen, ebenfalls homogenen und isotropen Deckschicht von gleichbleibender Mächtigkeit, aber einem vom tieferen Untergrund abweichenden spezifischen Widerstand bedeckt ist, können sämtliche Möglichkeiten mit einem einzigen Kurvenblatt je Messmethode ausgewertet werden. Ist der tiefere Untergrund aber auch nur von zwei planparallelen Schichten überdeckt, so wird die Zahl der nötigen Musterkurven bereits beträchtlich.

Als neuer Parameter erscheint das Verhältnis des spezifischen Widerstandes der ersten Schicht zu jenem der zweiten und des restlichen Untergrundes ($\varrho_1:\varrho_2:\varrho_3$). Einen weiteren Parameter bildet das Verhältnis der Mächtigkeiten der beiden Deckschichten ($h_1:h_2$). Schliesslich kann bei sonst gleichen Bedingungen noch die Dicke der gesamten Überdeckung (h_1+h_2) variieren und auch die Grösse des spezifischen Widerstandes der obersten Schicht ist noch nicht festgelegt. Diese beiden Werte können indessen bei doppellogarithmischer Darstellung durch einfache Verschiebungen ermittelt werden. Noch komplizierter werden natürlich die Verhältnisse bei drei Deckschichten, und der 1956 von *Mooney* und *Wetzel* [6] publizierte Kurvenkatalog für eine, zwei und drei Deckschichten umfasst rund 250 Kurvenblätter. Für Messungen nach der Methode von Schlumberger sind für den Vierschichtenfall noch keine Musterkurven publiziert worden. Dagegen ist 1955 ein sehr guter Dreischichtenkatalog (zwei Deck-

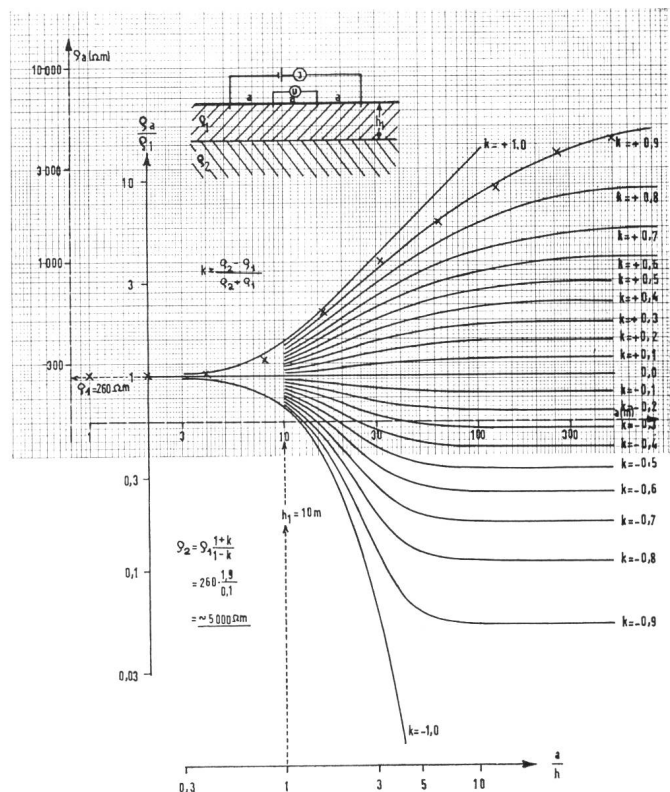


Fig. 13

Beispiel einer graphischen Auswertung mit Hilfe von Musterkurven. Die Messpunkte sind mit \times eingetragen und die Koordinaten [ϱ_a (Ω m), a (m)] des Messblattes mit Millimeterteilung strichliert gezeichnet

Exemple d'une appréciation graphique à l'aide de courbes modèles. Les points de mesure sont reportés par des \times et les coordonnées [ϱ_a (Ω m), a (m)] de la feuille de mesure à échelle millimétrique sont désignées par des lignes pointillées

cifique différente de celle du sous-sol plus profond, toutes les possibilités peuvent être appréciées avec une seule feuille de courbes par méthode de mesure.

Si le sous-sol plus profond n'est recouvert que par deux couches parallèles dans le plan, le nombre des courbes modèles sera déjà considérable. Le rapport de la résistance spécifique de la première couche à celle de la deuxième couche et du reste du sous-sol ($\varrho_1:\varrho_2:\varrho_3$) apparaît comme nouveau paramètre. Le rapport des épaisseurs des deux couches ($h_1:h_2$) constitue un autre paramètre. Enfin, dans des conditions par ailleurs identiques, l'épaisseur de la couverture (h_1+h_2) peut encore varier et la valeur de la résistance spécifique de la couche supérieure n'est pas encore fixée. Ces deux valeurs peuvent néanmoins être obtenues par de simples déplacements sur papier à double échelle logarithmique. Les conditions se compliquent naturellement encore lorsqu'il s'agit de trois couches et le catalogue des courbes pour une, deux et trois couches, publié en 1956 par *Mooney* et *Wetzel* [6], comprend 250 feuilles de courbes. Pour les mesures selon la méthode de Schlumberger, aucune courbe modèle n'a encore été publiée pour le cas de quatre couches. En revanche, la *Compagnie générale de géophysique* [7] a fait paraître en 1955 un très bon catalogue des cas de trois couches (deux couches de couverture).

17. Theorie und Praxis

Falls der Untergrund, dessen Leitfähigkeitsverhältnisse bestimmt werden sollen, von höchstens drei Schichten überdeckt ist, stehen für die Auswertung, wie wir gesehen haben, vorausberechnete Musterkurven zur Verfügung. Es muss aber darauf hingewiesen werden, dass die Materialien der verschiedenen Schichten nicht nur elektrisch homogen und isotrop sein sollten, sondern dass die Schichten auch durch planparallele Flächen begrenzt sein müssen. Natürlich entsprechen die praktischen Verhältnisse diesen Voraussetzungen nur näherungsweise. Vor allem gehen gewöhnlich die oberflächlichen Verwitterungsschichten nur ganz allmählich in den unverwitterten Untergrund über. Dies ist indessen meistens nicht besonders hinderlich, da uns normalerweise vor allem die Leitfähigkeit der tieferen Schichten interessiert. Bei grossen Elektrodenabständen ist aber der Einfluss der obersten Schichten nur noch gering, so dass sich die oberflächlichen Inhomogenitäten nicht mehr stark auswirken.

Häufig trifft man den Fall an, dass mit zunehmender Tiefe auch die Mächtigkeit der Schichten ansteigt. Dadurch kann oft der Einfluss oberflächennaher Schichten geringer Mächtigkeit vernachlässigt werden. So kann man zum Beispiel praktisch immer die Wirkung der Grasnarbe vernachlässigen, obwohl die Grösse des Übergangswiderstandes der Stromelektroden stark von der Leitfähigkeit der obersten Bodenschicht abhängt. Bei geneigten Schichtflächen kann man die Abweichungen dadurch beschränken, dass man die Profillinie senkrecht zu den Falllinien anordnet. In der einschlägigen Literatur [8] findet man ferner Angaben, wie aus den Abweichungen gegenüber einer planparallelen Lagerung in einfachen Fällen die Neigung der Schichten bestimmt werden kann.

Schliesslich müssen wir uns nochmals mit der richtungsabhängigen Leitfähigkeit beschäftigen. Im Kapitel 3 wurde bereits darauf hingewiesen, dass bei geologischen Leitern aus verschiedenen Gründen mit verbreiteter elektrischer Anisotropie gerechnet werden muss. Vor allem wird die elektrische Leitfähigkeit parallel zu den Schichtflächen häufig von jener senkrecht dazu abweichen. Bei Sedimenten wird eine derartige transversale Anisotropie sogar die Regel sein.

Warum wird aber trotzdem in allen Lehrbüchern das Problem der Anisotropie nur am Rande behandelt? Der Grund ist einfach der, dass eine transversale Anisotropie durch Messungen an der Oberfläche gar nicht festgestellt werden kann.

Nehmen wir zum Beispiel an, eine Deckschicht der Mächtigkeit h bestehe aus einem Material, das parallel zur Oberfläche den spezifischen Widerstand ϱ_{1p} , senkrecht dazu ϱ_{1s} aufweist. Ferner soll auch der tiefere Untergrund anisotrop sein, mit einem spezifischen Widerstand parallel zur Oberfläche von ϱ_{2p} und

17. Théorie et pratique

Lorsque le sous-sol dont il faut déterminer les conditions de conductibilité est recouvert de trois couches au maximum, des courbes modèles calculées d'avance sont, ainsi que nous l'avons vu, à notre disposition pour l'appréciation. Mais il y a lieu de faire remarquer à ce sujet que les matériaux des différentes couches ne devraient pas être simplement électriquement homogènes et isotropes, mais que les couches doivent aussi être limitées par des surfaces parallèles horizontales. Les circonstances pratiques ne correspondent naturellement que d'une façon approximative à ces conditions. Les couches de désagrégation superficielles, surtout, ne passent que progressivement dans le sous-sol intact. Toutefois, cela n'est en général pas spécialement un obstacle, étant donné que la conductibilité des couches profondes nous intéresse avant tout. Pour les grandes distances entre électrodes, l'influence des couches supérieures n'est encore que faible, de sorte que les inhomogénéités superficielles n'exercent plus une grande influence.

Il arrive fréquemment que, la profondeur augmentant, l'épaisseur des couches croît aussi. De ce fait, l'influence des couches proches de la surface de faible épaisseur peut souvent être négligée. Par exemple, on peut pratiquement toujours laisser de côté l'action de la couche végétale, bien que la valeur de la résistance de passage des électrodes de courant dépende énormément de la conductibilité de la couche terrestre supérieure. Lorsque les surfaces des couches sont inclinées, on peut diminuer les écarts en disposant les lignes de profil perpendiculairement aux lignes de chute. De plus, dans la littérature spécialisée en la matière [8], on trouve des indications permettant de déterminer dans des cas simples la pente des couches d'après les écarts par rapport à une stratification parallèle horizontale.

Pour terminer, nous devons encore nous occuper de la conductibilité en fonction de la direction. Au chapitre 3, nous avons déjà relevé que, pour différents motifs, il fallait compter avec une anisotropie électrique élargie pour les conducteurs géologiques. Surtout la conductibilité électrique parallèle aux surfaces des couches variera fréquemment de celle qui en est verticale. Une anisotropie transversale est même la règle dans les sédiments.

Mais pourquoi, malgré cela, tous les livres d'instruction ne traitent-ils les problèmes qu'en marge? Le motif en est simplement que des mesures effectuées à la surface ne peuvent absolument pas déterminer d'anisotropie transversale.

Admettons par exemple qu'une couche de recouvrement d'épaisseur h se compose d'un matériau qui a une résistance spécifique ϱ_{1p} parallèlement à la surface et ϱ_{1s} verticalement à cette dernière. De plus, le sous-sol plus profond doit aussi être anisotrope, avec une résistance spécifique parallèle à la surface de ϱ_{2p} et verticale à cette dernière de ϱ_{2s} . La répartition de potentiel à la surface ne change pas si nous rempla-

senkrecht dazu von ρ_{2s} . Die Potentialverteilung an der Oberfläche ändert sich nun nicht, wenn wir die Deckschicht durch ein elektrisch homogenes Material ersetzen, dessen spezifischer Widerstand $\rho_1 = \sqrt{\rho_{1p} \cdot \rho_{1s}}$ beträgt und gleichzeitig die Mächtigkeit der Überdeckung um den Faktor $\sqrt{\rho_{1s}/\rho_{1p}}$ ändern. Lassen wir die Deckschicht unverändert und nehmen dafür an, der anisotrope Untergrund sei durch isotropes Material vom spezifischen Widerstand $\rho_2 = \sqrt{\rho_{2p} \cdot \rho_{2s}}$ ersetzt, so ändert sich wieder nichts. Wir erhalten an der Oberfläche auch dann noch dieselbe Potentialverteilung, wenn der ganze leitende Halbraum isotrop ist, sofern die Deckschicht den spezifischen Widerstand ρ_1 , der Untergrund den spezifischen Widerstand ρ_2 und die Deckschicht die Dicke $h' = h \cdot \sqrt{\rho_{1s}/\rho_{1p}}$ hat.

Man sieht, transversale Anisotropieen sind ohne vertikale Aufschlüsse nicht zu erkennen. Durch die elektrische Anisotropie der Schichten bedingte Abweichungen bei Tiefenbestimmungen können deshalb nur mit Hilfe anderer geophysikalischer Methoden – zum Beispiel durch eine seismische Sondierung oder durch Kontrollbohrungen – festgestellt werden. Sollen die geoelektrischen Messungen dagegen Unterlagen für die Berechnung von Erdungswiderständen oder induktiven Beeinflussungen liefern, so ist es eher ein Vor- als ein Nachteil, wenn man als Ergebnis keine Extremwerte, sondern automatisch Mittelwerte der richtungsabhängigen spezifischen Widerstände erhält.

çons la couche de recouvrement par un matériau électriquement homogène, dont la résistance spécifique est $\rho_1 = \sqrt{\rho_{1p} \cdot \rho_{1s}}$ et dont nous modifions simultanément l'épaisseur du recouvrement du facteur $\sqrt{\rho_{1s}/\rho_{1p}}$. Si nous ne modifions pas la couche de recouvrement et si nous admettons que le sous-sol anisotrope est remplacé par du matériau isotrope de résistance spécifique $\rho_2 = \sqrt{\rho_{2p} \cdot \rho_{2s}}$, rien n'est changé. Nous obtenons à la surface encore la même répartition de potentiel si tout le semi-espace conducteur est isotrope, en tant que la couche de recouvrement a la résistance spécifique ρ_1 , le sous-sol la résistance spécifique ρ_2 et la couche de recouvrement l'épaisseur $h' = h \cdot \sqrt{\rho_{1s}/\rho_{1p}}$.

On voit que des anisotropies transversales ne peuvent pas être décelées sans affleurements verticaux. C'est pourquoi les écarts dus à l'anisotropie électrique des couches lors des explorations des profondeurs ne peuvent être constatés qu'à l'aide d'autres méthodes géophysiques – par exemple par des prospections sismiques ou des forages de contrôle. En revanche, si les mesures géoelectriques fournissent des documents pour le calcul de résistances de mise à terre ou d'influences inductives, c'est plutôt un avantage qu'un désavantage de n'obtenir comme résultat aucune valeur extrême, mais automatiquement des valeurs moyennes des résistances spécifiques dépendant de la direction.

Bibliographie

- [4] *Hummel, J. N.* Der scheinbare spezifische Widerstand. Zeitschrift für Geophysik 5 (1929), S. 89...103.
- [5] *Schlumberger, M.* et *Stefanescu, S.* Sur la distribution électrique potentielle autour d'une prise de terre ponctuelle dans un terrain à couches horizontales, homogènes et isotropes. J. de Physique et le Radium 4 (1930), p. 132...140.
- [6] *Mooney, H. M.* and *Wetzel, W. W.* Master Resistivity Curves for a Two-, Three- and Four-Layer Earth. University of Minnesota Press, Minneapolis 1956.
- [7] *La compagnie générale de géophysique.* Abaques de sondage électrique. Geophysical prospecting 3 (1955) supplément 3, 52 p.
- [8] *Maeda, K.* Apparent Resistivity for Dipping Beds. Geophysics 20 (1955), p. 123...147.