

Zeitschrift: Eclogae Geologicae Helvetiae
Herausgeber: Schweizerische Geologische Gesellschaft
Band: 47 (1954)
Heft: 2

Artikel: Geoelektrische Bestimmungen von Schichtgrenzen eines tertiären Plateaus mit Quartärbedeckung
Autor: Tarass, Nasser
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-161834>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 26.11.2024

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

Geoelektrische Bestimmung von Schichtgrenzen eines tertiären Plateaus mit Quartärbedeckung

Von Nasser Tarass, Teheran–Zürich

Mit 21 Textfiguren

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Allgemeines über Geoelektrik:	
A) Historisches	270
B) Die verschiedenen Methoden	270
C) Punkt- und Linienelektroden	271
II. Aus der Theorie der Gleichstrommethoden mit Punktelektroden:	
A) Die Punktquelle im homogenen, isotropen Leiter	271
B) Das Punktquellenpaar an der Oberfläche des homogenen, isotropen Halbraumes	272
C) Die Punktquelle im Raum mit ebener Unstetigkeitsfläche	274
D) Die Punktquelle an der Oberfläche eines Halbraumes mit planparalleler Schichtung	275
E) Allgemeines zur Vierpunktmethode	276
F) Weitere Punktmethoden	280
G) Widerstandsmessungen im geschichteten Halbraum mit der Vierpunktmethode	281
III. Geoelektrische Lokalisierung einer die Oberfläche des Halbraumes schneidenden Unstetigkeitsfläche:	
A) Der Verlauf des Potentials in der Umgebung der Unstetigkeitsfläche	283
B) Die Schrittmethode	284
C) Drei mobile Elektroden mit konstantem Abstand	285
D) Kombinierte Anordnung	286
E) Methode mit parallel zur Schichtfläche verlaufenden Wenner-Anordnungen	287
IV. Geologie des Untersuchungsgebietes:	
A) Geographische Lage	287
B) Der geologische Aufbau des Stadlerberges	287
V. Anordnung und Durchführung der geoelektrischen Sondierung:	
A) Problemstellung und Wahl der Methoden	291
B) Gang der Feldarbeiten	293
C) Im Verlauf der Messungen aufgetretene Schwierigkeiten	293
VI. Auswertung der Messungen:	
A) Die Messungen am Anstehenden	295
B) Die Wenner-Profile	296
C) Die Hangsondierungen	296
VII. Resultate:	
A) Die Grenzfläche Schotter–Molasse	298
B) Die Grenzfläche Moräne–Schotter	301
C) Die spezifischen Widerstände	301
Summary	302
Literaturverzeichnis	302

Vorwort

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit geoelektrischen Messungen am Stadlerberg (Kt. Zürich). Sie wurde am Institut für Geophysik der ETH. unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. F. GASSMANN ausgeführt. Ihm, meinem verehrten Lehrer, bin ich für sein grosses Interesse und seine wertvollen Anregungen zu tiefem Danke verpflichtet. Dank schulde ich auch seinem Mitarbeiter Herrn PD. Dr. M. WEBER sowie Herrn Prof. Dr. H. SUTER vom Geologischen Institut, die mir stets freundliche Unterstützung gewährten. Besonders verbunden bin ich Herrn dipl. sc. nat. K. VÖGTLI, der mir bei den Feldarbeiten sowie bei der Auswertung behilflich war.

Als freundliche Helfer und Förderer nenne ich noch mit Dankbarkeit die Assistenten des Instituts für Geophysik, die Herren CH. ENZ, H. RÖTHLISBERGER und P. GRETENER, ferner die Sekretärin Fräulein H. WIPF und Frau M. MÖCKLI. Dankbar gedenke ich auch der Herren R. BERGER, M. DIETIKER, R. MÜLLER, P. GRUNDLER und H. NUSSBERGER.

Für die Messungen wurden Apparaturen des Instituts für Geophysik benutzt.

I. Allgemeines über Geoelektrik

A) *Historisches.* Das Vorkommen natürlicher Erdströme wurde bereits 1820 von R. M. FOX (1815–1830) in der Nähe von Erzgängen beobachtet (spontane Polarisation). Zu Beginn dieses Jahrhunderts führten dann McCLATCHEY und BROWN sowie PETERSON (1907) die ersten erfolgreichen geoelektrischen Messungen aus. Ab 1920 entwickelte vor allem C. SCHLUMBERGER (1920) die angewandten Methoden, wobei künstlich erzeugte elektrische Felder benutzt wurden. Zunächst wurde nur mit Gleichstrom, später auch mit Wechselstrom gearbeitet. 1928 wurde von C. SCHLUMBERGER (1930) die „carottage électrique“, d. h. die elektrische Messung in Bohrlöchern eingeführt. 1936 veröffentlichten schliesslich M. SCHLUMBERGER und DOLL die ersten Messungen unter Ausnützung grossräumiger, natürlicher Erdströme (Methode der „courants telluriques“ [M. SCHLUMBERGER, 1939]).

B) *Die verschiedenen Methoden.* Es können folgende Gruppen unterschieden werden:

1. Die natürlichen Erdströme bzw. ihre Potentialfelder werden untersucht. Hierher gehören die Methoden der „polarisation spontanée“ und der „courants telluriques“ (LUNDBERG & ZUSCHLAG, 1932; MIGAUX, 1946).

2. Man untersucht das Feld, welches durch einen dem Untergrund durch Elektroden zugeführten Gleichstrom erzeugt wird. Diese Methoden sollen im nächsten Kapitel genauer beschrieben werden.

3. Im Boden wird ein Wechselfeld erzeugt. Es werden nicht nur Momentanwerte der Strom- und Spannungsverteilung, sondern auch die Phasenverschiebungen gemessen. Die Stromzufuhr geschieht mittels Elektroden (KÖNIGSBERGER, 1930).

4. Im Boden wird eine Wechselfeldspannung induziert. Gemessen wird das resultierende Magnetfeld (z. B. Zentralinduktionsverfahren von KÖNIGSBERGER [1939]).

5. Der Untergrund wird mit hochfrequenten, elektromagnetischen Wechselfeldern durchstrahlt, und es werden allfällige Reflexionen oder Beugungen sowie die Absorption bestimmt (KÖNIGSBERGER, 1930).

C) *Punkt- und Linienelektroden*. Ist die räumliche Ausdehnung der Elektroden sehr klein im Vergleich zu ihrem gegenseitigen Abstand, so nennt man sie „Punktelektroden“. Daneben werden auch „Linienelektroden“ verwendet. Es sind dies lange blanke Kupferdrähte, die in den Boden eingegraben werden. Das Feld zwischen zwei parallelen, geradlinigen Linienelektroden ist, abgesehen von der Randstörung, sehr einfach. Ein besonders gut oder schlecht leitender Störkörper kann aus der Verbiegung der Äquipotentiallinien leicht gefunden werden. Es wurde auch vorgeschlagen, an Stelle der Drähte Reihen von untereinander verbundenen Stäben zu benutzen. Die Hauptschwierigkeit bei diesen Methoden besteht darin, dass es praktisch unmöglich ist, den Übergangswiderstand auf der ganzen Länge konstant zu halten. Ist dies aber nicht der Fall, so treten im Bild der Äquipotentiallinien schwer zu korrigierende Deformationen auf.

Bei unseren Messungen wurden Punktelektroden verwendet.

II. Aus der Theorie der Gleichstrommethoden mit Punktelektroden

A) *Die Punktquelle im homogenen, isotropen Leiter*. In einem elektrischen Gleichstromfeld besteht zwischen dem Potential V und der Feldstärke \vec{E} allgemein die Beziehung:

$$\vec{E} = - \text{grad } V. \quad (1)$$

Ist das Medium, durch das der Gleichstrom fließt, isotrop und besitzt es den spezifischen Widerstand ϱ , so gilt für die vektorielle Stromdichte \vec{i} nach dem Ohmschen Gesetz die Gleichung:

$$\vec{E} = \varrho \vec{i}. \quad (2)$$

In der vorliegenden Arbeit sind die Medien, durch die der Strom fließt, stets als isotrop vorausgesetzt.

Betrachten wir einen homogenen Kugelsektor (Figur 1) mit der Spitze Q , dem räumlichen Öffnungswinkel Ω_0 und dem Radius a_0 . Durch die Spitze Q wird der Gleichstrom J zugeleitet und durch die als Elektrode ausgebildete Endfläche F_a abgeführt. Alle Punkte des Sektors, die von der Spitze den Abstand r haben, besitzen gleiches Potential und bilden somit eine Äquipotentialfläche F . Die Stromdichte durch F ist $\vec{i} = \frac{J}{\Omega_0 r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}$, wobei \vec{r} den Vektor durch Q nach einem beliebigen Punkt von F bedeutet.

In Formel (2) eingesetzt, ergibt dies:

$$\vec{E} = \frac{\varrho \cdot J}{\Omega_0} \cdot \frac{\vec{r}}{r^3}. \quad (3)$$

Unter Benutzung von Formel (1) erhält man für das Potential:

$$V = \frac{\varrho \cdot J}{\Omega_0} \cdot \frac{1}{r}. \quad (4)$$

Für den Fall $\left\{ \begin{array}{l} a_0 \rightarrow \infty \\ \Omega_0 = 4\pi \end{array} \right\}$ = Quelle im homogenen, isotropen Ganzraum, findet man:

$$V = \frac{\varrho \cdot J}{4\pi} \cdot \frac{1}{r}.$$

Für eine Quelle in der Grenzfläche des Halbraumes $\left\{ \begin{array}{l} a_0 \rightarrow \infty \\ \Omega_0 = 2\pi \end{array} \right\}$ wird:

$$V = \frac{\varrho \cdot J}{2\pi} \cdot \frac{1}{r}.$$

Die Richtung von \vec{i} ist unabhängig von a_0 .

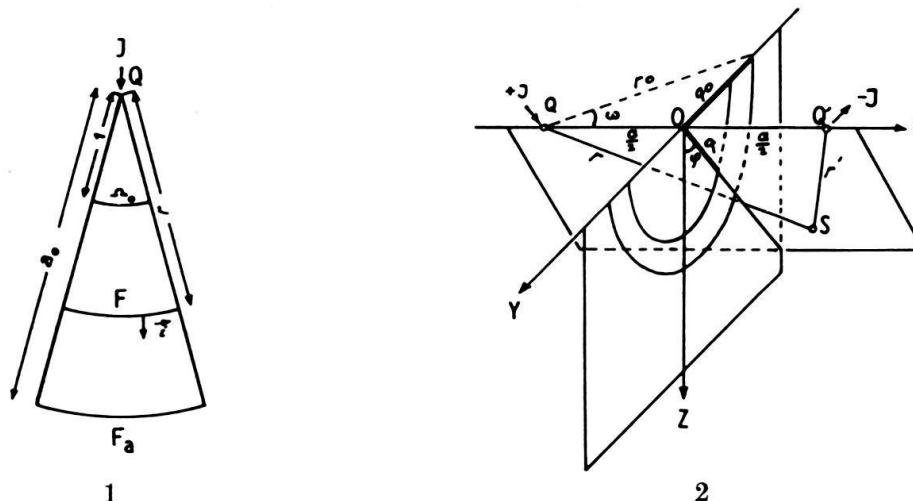


Fig. 1. Der Kugelsektor mit der Punktquelle Q .

Fig. 2. Das Punktquellenpaar $Q Q'$ an der Oberfläche des Halbraumes $z \geq 0$;
 x, y, z = rechtwinklige Koordinaten.

B) Das Punktquellenpaar an der Oberfläche des homogenen, isotropen Halbraumes. Q und Q' sind Punktquellen der Ergiebigkeit $+J$ bzw. $-J$ (Fig. 2). Der Punkt S besitzt ein Potential von der Grösse:

$$V(S) = \frac{\varrho \cdot J}{2\pi} \cdot \frac{1}{Q'S} - \frac{\varrho \cdot J}{2\pi} \cdot \frac{1}{Q'S}$$

oder:

$$V(S) = \frac{\varrho \cdot J}{2\pi} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right). \quad (5)$$

Alle Punkte, die die Gleichung $1/r - 1/r' = \text{const.}$ erfüllen, bilden eine Niveaufläche, sofern sie im leitenden Halbraum liegen. Die Äquipotentialfläche „Null“ wird durch die (y, z) -Ebene gebildet. Die Stromlinien stehen senkrecht auf den Niveauflächen. Diese sind rotationssymmetrisch in bezug auf die x -Achse, und die Gesamtheit der Niveauflächen ist spiegelsymmetrisch in bezug auf die (y, z) -Ebene. Es sei nun die Stromverteilung im Halbraum betrachtet.

Nach (1) und (2) erhält man für die Stromdichte \vec{i} den Ausdruck:

$$\vec{i} = -\frac{1}{\varrho} \text{grad } V.$$

Die Komponenten von \vec{i} in den Achsenrichtungen des Koordinatensystems haben die Grösse:

$$\begin{aligned}i_x &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial V}{\partial x} \\i_y &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial V}{\partial y} \\i_z &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial V}{\partial z} .\end{aligned}$$

Für i_x erhält man den Wert:

$$i_x = -\frac{J}{2\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right) .$$

Um die Stromverteilung zu kennen, muss sie infolge der Rotationssymmetrie zur x -Achse nur in der (x, z) -Ebene bestimmt werden. Für einen Punkt der (x, z) -Ebene gilt:

$$i_x = \frac{J}{2\pi} \left(\frac{\frac{a}{2} + x}{r^3} + \frac{\frac{a}{2} - x}{r'^3} \right) .$$

Da der Stromdurchgang durch die (y, z) -Ebene nur parallel zur x -Achse erfolgt, ist für die Punkte dieser Ebene ($x = 0$): $i_y = i_z = 0$.

Die Formel für i_x vereinfacht sich zu:

$$i_x = \frac{J}{2\pi} \cdot \frac{a}{r^3} . \quad (6)$$

Es kann nun der totale Strom I berechnet werden, der durch den Ausschnitt der (y, z) -Ebene fliesst, welcher durch einen Halbkreis vom Radius q_0 und dem Zentrum in O (Fig. 2) begrenzt wird.

Jedes Flächenelement, das von O den Abstand q hat, weist dieselbe Stromdichte $i_x = i(q)$ auf. Wir erhalten somit für I folgendes Flächenintegral:

$$\begin{aligned}I &= \iint i(q) \cdot q \, dq \cdot d\varphi \\J &= \int_0^{q_0} i(q) \cdot q \, dq \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} d\varphi \\I &= \pi \int_0^{q_0} i(q) \cdot q \, dq .\end{aligned}$$

Aus Figur 2 kann sofort folgende Beziehung entnommen werden:

$$r^2 = \left(\frac{a}{2} \right)^2 + q^2 .$$

Daraus folgt nach (6):

$$i(q) = \frac{J}{2\pi} \cdot \frac{a}{\left[\left(\frac{a}{2} \right)^2 + q^2 \right]^{3/2}}$$

und:

$$I = \frac{a \cdot J}{2} \int_0^{q_0} \frac{q \, dq}{\left[\left(\frac{a}{2} \right)^2 + q^2 \right]^{3/2}} .$$

Setzt man:
$$\left(\frac{a}{2}\right)^2 + q^2 = u,$$

so erhält man:
$$I = \frac{aJ}{4} \int_{(a/2)^2}^{(a/2)^2 + q_0^2} \frac{du}{u^{3/2}} = J \left(1 - \frac{\frac{a}{2}}{\sqrt{\left(\frac{a}{2}\right)^2 + q_0^2}} \right).$$

Nach Figur 2 ist:
$$\frac{\frac{a}{2}}{\sqrt{\left(\frac{a}{2}\right)^2 + q_0^2}} = \cos \omega$$

und damit:
$$i(q) = \frac{4J}{\pi} \cdot \frac{\cos^3 \omega}{a^2}$$

und:
$$I = J (1 - \cos \omega). \quad (7)$$

Der prozentuale Anteil des Stromes, welcher durch den Halbkreis fließt, am Gesamtstrom J beträgt: $100 (1 - \cos \omega)$.

Zum Beispiel $\omega = 60^\circ$, $\cos \omega = \frac{1}{2}$.

Damit wird $I = J/2$, das heisst 50% des Gesamtstromes.

Da $r_0 = a$, erhält man für $q_0 = a/2\sqrt{3}$.

Mit Hilfe von Formel (7) kann man abschätzen, in welchem Masse eine Schicht den Stromdurchgang noch zu beeinflussen vermag, obwohl die Formel streng nur für den isotropen, homogenen Halbraum gilt.

C) *Die Punktquelle im Raum mit ebener Unstetigkeitsfläche.* In Figur 3 sei xx die Spur der Unstetigkeitsfläche, welche den oberen Halbraum mit der Quelle Q und dem spezifischen Widerstand ρ_1 vom unteren mit dem spezifischen Widerstand ρ_2 trennt. Im weiteren bedeuten: J = Stromstärke, h = Abstand Quelle – Unstetigkeitsfläche, P_1 = beliebiger Punkt im oberen Halbraum mit Abstand r_1 von der Quelle Q und \bar{r}_1 von der gespiegelten Quelle \bar{Q} , P_2 = beliebiger Punkt im unteren Halbraum mit Abstand r_2 von Q .

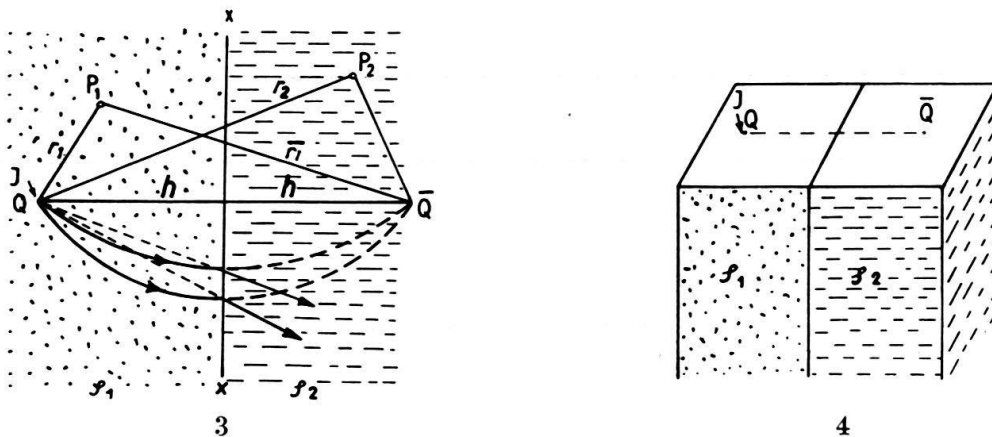


Fig. 3. Die Punktquelle gegenüber einer ebenen Unstetigkeitsfläche (Spiegelungsmethode).

Q = Punktquelle; \bar{Q} = Spiegelbild der Punktquelle.

Fig. 4. Halbraum mit ebener Unstetigkeitsfläche und Quelle Q an der Oberfläche.

Führt man den Spiegelungsfaktor $k = \frac{\varrho_2 - \varrho_1}{\varrho_2 + \varrho_1}$ ein, so erhält man für das Potential eines Punktes des oberen Halbraumes:

$$V(P_1) = \frac{J}{4\pi} \varrho_1 \left(\frac{1}{r_1} + \frac{k}{r_1} \right)$$

und für dasjenige eines Punktes im unteren Halbraum:

$$V(P_2) = \frac{J}{4\pi} \varrho_2 \left(\frac{1-k}{r_2} \right).$$

Für einen Halbraum mit einer Oberfläche senkrecht zur Unstetigkeitsfläche und einer Quelle an der Oberfläche (Fig. 4) erhält man aus Symmetriegründen (keine Stromlinie durchsticht beim Ganzraum eine Ebene, die die Verbindungslinie $Q\bar{Q}$ enthält):

$$V(P_1) = \frac{J}{2\pi} \varrho_1 \left(\frac{1}{r_1} + \frac{k}{r_1} \right) \quad (8)$$

$$V(P_2) = \frac{J}{2\pi} \varrho_2 \frac{1-k}{r_2}. \quad (9)$$

Es sei noch folgende, bei Umformungen oft gebrauchte Beziehung angeführt:

$$\varrho_1(1+k) = \varrho_2(1-k). \quad (9a)$$

D) *Die Punktquelle an der Oberfläche eines Halbraumes mit planparalleler Schichtung.* Die Punktquelle Q sei an der Oberfläche des Halbraumes $z \geq 0$, und der spezifische Widerstand ϱ sei eine beliebige Funktion von z allein. Ist p der Abstand eines beliebigen Punktes des Halbraumes von der Parallelen zur z -Achse durch Q , so ist das Potential V eine Funktion der Zylinderkoordinaten p und z . Da im Halbraum keine weiteren Quellen bestehen sollen, gilt:

$$\operatorname{div} \vec{i} = 0.$$

Da $\vec{i} = -\frac{1}{\varrho} \operatorname{grad} V$, folgt: $-\operatorname{div} \left(\frac{1}{\varrho} \operatorname{grad} V \right) = 0$,

oder: $\operatorname{div} \vec{i} = \frac{1}{p} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{\varrho} \frac{\partial V}{\partial p} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\varrho} \frac{\partial V}{\partial z} \right) = 0.$ (10)

Die Komponenten der Stromdichte parallel zu p und z betragen:

$$\begin{aligned} i_p &= -\frac{1}{\varrho} \frac{\partial V}{\partial p} \\ i_z &= -\frac{1}{\varrho} \frac{\partial V}{\partial z}. \end{aligned}$$

Ist für $z \geq 0$, $\varrho(z) > 0$ und stetig, so erhält man als Lösung von (10) nach [12]:

$$V(p, z) = \int_0^{\infty} \Theta(\lambda) Z(\lambda, z) \cdot J_0(\lambda p) d\lambda. \quad (11)$$

Dabei muss die Funktion $Z(\lambda, z)$ folgende Gleichung erfüllen:

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} - \frac{1}{\varrho} \frac{d\varrho}{dz} \cdot \frac{dZ}{dz} - \lambda^2 Z = 0.$$

$\Theta(\lambda)$ ist bestimmt durch:

$$-\frac{J}{2\pi} = \int_0^{\infty} \frac{\Theta(\lambda)}{\lambda^2} \cdot \frac{1}{\varrho_1} \left(\frac{dZ}{dz} \right)_{z=0} \cdot p\lambda J_1(p\lambda) d\lambda.$$

Letztere Integralgleichung hat nach dem HANKELschen Inversionstheorem folgende Lösung:

$$\frac{\Theta(\lambda)}{\lambda} \left(\frac{dZ}{dz} \right)_{z=0} = -\frac{J\varrho_1}{2\pi}.$$

Dabei ist $\varrho_1 = \varrho(z=0)$ und $J_n(\lambda p)$ die BESSELSche Funktion n -ter Ordnung.

STEFANESCU und C. und M. SCHLUMBERGER (1930) haben den Fall von n Schichten mit verschiedenen, aber innerhalb der Schichten konstanten spezifischen Widerständen $\varrho_1, \varrho_2, \dots, \varrho_n$ behandelt. Die Trennfläche zwischen den Schichten mit den spezifischen Widerständen ϱ_i und ϱ_{i+1} ist die Ebene $z = h_i$. Die unterste Schicht mit dem spezifischen Widerstand ϱ_n ist der unendliche Halbraum

$$h_{n-1} \leq z < \infty.$$

Für das Potential eines Punktes an der Oberfläche erhält man in diesem Fall:

$$V(p, 0) = V(r) = \frac{J\varrho_1}{2\pi} \left[\frac{1}{r} + \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) 2 B_n(\lambda) d\lambda \right]. \quad (12)$$

Dabei ist B_n eine bekannte Funktion der Widerstände und der Mächtigkeiten der verschiedenen Schichten.

Bezeichnet man mit k_n den Ausdruck:

$$kn = \frac{\varrho_{n+1} - \varrho_n}{\varrho_{n+1} + \varrho_n},$$

so erhält man für den Fall $n = 2$ (Zweischichtenfall):

$$B_2(\lambda) = \frac{k_1 e^{-2\lambda h_1}}{1 - k_1 e^{-2\lambda h_1}}.$$

HUMMEL (1929) verwandte bei seinen Berechnungen die Methode der elektrischen Bilder. Er erhält so unmittelbar eine unendliche Reihe, die für den Zweischichtenfall lautet:

$$V(r) = \frac{J\varrho_1}{2\pi} \left(\frac{1}{r} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_1^n}{\sqrt{r^2 + (2n h_1)^2}} \right). \quad (13)$$

Die entsprechenden Formeln für den Drei- und Vierschichtenfall sind schon sehr kompliziert (HUMMEL, 1929a).

Für $n = 3$ erhält $B_n(\lambda)$ der Formel (12) den Wert:

$$B_3(\lambda) = \frac{k_1 e^{-2\lambda h_1} + k_2 e^{-2\lambda h_2}}{1 - k_1 e^{-2\lambda h_1} - k_2 e^{-2\lambda h_2} + k_1 k_2 e^{-2\lambda(h_2 - h_1)}}. \quad (14)$$

E) *Allgemeines zur Vierpunktmethode.* Q und Q' sind zwei Quellpunkte, auch Primärelektroden genannt, (Quellstärke $+J$ bzw. $-J$) auf der Erdoberfläche.

S_1 und S_2 sind die Sekundärelektroden. Die Potentialdifferenz zwischen ihnen beträgt Δ . Durch Änderung der Elektrodenpositionen wird eine geoelektrische Sondierung möglich.

Man misst in der Praxis immer nur Potentialdifferenzen, z. B. (Fig. 5):

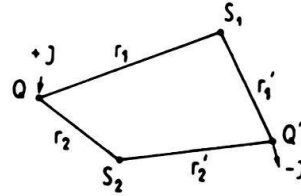


Fig. 5. Allgemeine Konfiguration der 4-Punkt-Methode.

$$\Delta = V(S_1) - V(S_2).$$

Setzen wir voraus, dass die Messung über einem homogenen und isotropen Halbraum gemacht wird, so ist nach (5):

$$V(S_1) = \frac{\rho J}{2\pi} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_1'} \right)$$

$$V(S_2) = \frac{\rho J}{2\pi} \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_2'} \right).$$

Setzt man:

$$\frac{1}{\Gamma} = \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_1'} - \frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_2'},$$

so erhält man für die Potentialdifferenz:

$$\Delta = \frac{\rho J}{2\pi} \cdot \frac{1}{\Gamma}$$

oder:

$$\rho = \frac{2\pi\Delta}{J} \cdot \Gamma.$$

Γ nennt man den Konfigurationskoeffizienten der gewählten Anordnung. Ist der Untergrund nicht homogen, so erhält man aus dieser Gleichung an Stelle des wirklichen spezifischen Widerstandes ρ den scheinbaren spezifischen Widerstand ρ_a . ρ_a ist eine Arbeitsgröße, deren Wert von den verschiedenen spezifischen Widerständen der Schichten und auch der gewählten Konfiguration abhängt.

$$\rho_a = \frac{2\pi\Delta}{J} \cdot \Gamma. \quad (15)$$

In Formel (15) ist ρ_a durch Messgrößen bestimmt, wie sie das Experiment im Felde liefert (experimentelle Formel). Macht man indessen Voraussetzungen über den Aufbau des Untergrundes, setzt diesen also als bekannt voraus, so erhält man für ρ_a Ausdrücke von der Art von Formel (16) (theoretische Formeln).

Speziell sei nun der Halbraum gemäss Abschnitt D) parallel zur Oberfläche geschichtet. Ist nur eine Quelle vorhanden, so sind die Schnittkurven der Äquipotentialflächen mit der Oberfläche konzentrische Kreise mit der Quelle als Zentrum. Ist ρ_1 der spezifische Widerstand der obersten Schicht, so kann man die Potentialfunktion für die Punkte der Oberfläche schreiben in der Form:

$$V = \frac{\rho_1 J}{2\pi} \Phi(r).$$

Sind zwei Quellen Q und Q' vorhanden, so erhält man (Fig. 5):

$$V(S_1) = \frac{\rho_1 J}{2\pi} [\Phi(r_1) - \Phi(r'_1)]$$

$$V(S_2) = \frac{\rho_1 J}{2\pi} [\Phi(r_2) - \Phi(r'_2)]$$

und:

$$\rho_a = \Gamma \rho_1 [\Phi(r_1) - \Phi(r'_1) - \Phi(r_2) + \Phi(r'_2)]. \quad (16)$$

Aus der letzten Formel geht deutlich hervor, dass die Grösse von ρ_a nicht nur von der Art der Schichtung des Untergrundes abhängt, sondern auch von der Elektrodenkonfiguration.

Die gebräuchlichsten Elektrodenanordnungen sind:

1. Die WENNERSche Anordnung (Fig. 6).

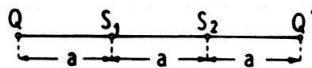
Bei dieser Methode ist $\Gamma = a$ und

$$\rho_a = 2\pi a \frac{J}{J}.$$

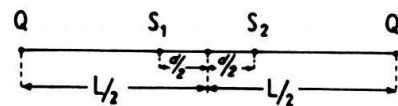
Speziell ist bei Schichtung parallel zur Oberfläche des Halbraumes:

$$\rho_a = 2 a \rho_1 [\Phi(a) - \Phi(2a)]. \quad (17)$$

Die WENNERSche Anordnung ist sehr empfindlich. Da aber bei jeder Messung sowohl die Primär- (Q, Q') als auch die Sekundärelektroden (S_1, S_2) versetzt werden müssen, ist sie sehr zeitraubend. Ist die oberste Schicht stark inhomogen, so können auch dadurch die Störungen entstehen, dass die Sekundärelektroden auf horizontale Unterschiede in der Leitfähigkeit reagieren.



6



7

Fig. 6. Elektrodenkonfiguration nach WENNER.

Fig. 7. Elektrodenkonfiguration nach SCHLUMBERGER.

2. Eine Verbesserung der WENNERSchen Anordnung stellt die Fünfelektrodenkonfiguration nach LEE (1939) dar. Sie besteht in der Verwendung einer dritten Sekundärelektrode S_0 , die in der Mitte zwischen S_1 und S_2 liegt. Misst man die Potentialdifferenz zwischen S_1 und S_0 und vergleicht sie mit derjenigen zwischen S_0 und S_2 , so kann aus der allfälligen Ungleichheit eine Aussage über die Neigung der Schichten im Untergrund gemacht werden.

3. Die SCHLUMBERGERSche Anordnung (Fig. 7).

Der Abstand d der Sekundärelektroden ist gegenüber dem Abstand L der Primärelektroden sehr klein. Bei den einzelnen Messungen werden die Primärelektroden versetzt, die Sekundärelektroden bleiben so lange unverändert, als es die Empfindlichkeit der Messapparatur erlaubt.

Für Γ und ϱ_a erhält man die Werte:

$$\Gamma = \frac{(L-d)(L+d)}{8d} = \frac{L^2-d^2}{8d} \cong \frac{L^2}{8d}$$

$$\varrho_a = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{\Delta}{J} \cdot \frac{L^2-d^2}{d} \cong \frac{\pi \Delta L^2}{4Jd} .$$

Für Schichtung parallel zur Oberfläche des Halbraumes ist:

$$\varrho_a = \frac{L^2-d^2}{4d} \varrho_1 \left[\Phi \left(\frac{L-d}{2} \right) - \Phi \left(\frac{L+d}{2} \right) \right]$$

$$\varrho_a \cong - \frac{L^2 \varrho_1}{4} \cdot \Phi' \left(\frac{L}{2} \right) , \text{ wenn } \Phi'(r) = \frac{d\Phi}{dr} \text{ ist.}$$

Messungen mit der SCHLUMBERGERSCHEN Elektrodenkonfiguration erfordern eine Apparatur, mit der 1 mV Spannung noch genau abgeglichen werden kann. Die Messungen brauchen weniger Zeit, und gegenüber horizontalen Inhomogenitäten ist die Anordnung weniger empfindlich. Muss d vergrößert werden (d'), so ist es möglich, dass die folgenden Messpunkte einen Kurvenast ergeben, der um einen gewissen Betrag gegenüber der mit d gemessenen Kurve verschoben ist. Man wird daher einige Punkte mit beiden Abständen (d und d') messen, um mit Hilfe der Überlappung die Verschiebung zu überbrücken.

Über die Neigung der Schichten des Untergrundes können keine Aussagen gemacht werden.

4. Anordnung nach WATSON (Fig. 8).

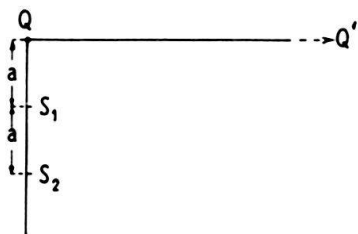
Der Abstand QQ' ist gross gegenüber a .

Pro Messpunkt müssen nur die zwei Sekundärelektroden verschoben werden. Die Anordnung ist besonders günstig bei Verwendung niederfrequenter Wechselströme, weil zwischen den Sekundärelektroden keine Phasenverschiebung auftreten kann.

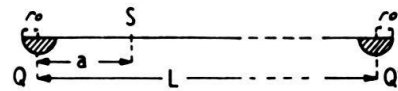
Man erhält für diese Anordnung:

$$\Gamma \cong 2 a$$

$$\varrho_a \cong 4 \pi \frac{a \Delta}{J} .$$



8



9

Fig. 8. Elektrodenkonfiguration nach WATSON.

Fig. 9. Elektrodenkonfiguration nach HUMMEL.

Für Schichtung parallel zur Oberfläche des Halbraumes ist:

$$\varrho_a \cong 2 a \varrho_1 [\Phi(a) - \Phi(2a)] .$$

F) Weitere Punktmethoden.

1. Anordnung nach HUMMEL (Fig. 9). Statt die Primärelektroden punktförmig anzunehmen, werden sie als Halbkugeln mit dem Radius r_0 betrachtet. Q sei ein beliebiger Punkt auf der einen, Q' ein beliebiger Punkt auf der Oberfläche der andern Halbkugel, und r_0 sei sehr klein verglichen mit $L = \overline{QQ'}$. Es wird eine einzige Sekundärelektrode S benutzt. Ist $a = \overline{QS}$ klein verglichen mit L , aber gross verglichen mit r_0 , so gelten im Falle des homogenen Halbraumes angenähert die folgenden Formeln für die Potentiale:

$$V(S) \cong \frac{\rho J}{2\pi} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{L-a} \right) \cong \frac{\rho J}{2\pi a}$$

$$V(Q) \cong \frac{\rho J}{2\pi} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{L} \right)$$

$$V(Q') \cong \frac{\rho J}{\pi 2} \left(\frac{1}{L} - \frac{1}{r_0} \right) = -V(Q)$$

$$\Delta_0 = V(Q) - V(Q') = 2V(Q) \text{ (Messung zwischen } Q, Q')$$

$$\Delta_s = V(Q) - V(S) = \frac{1}{2} \Delta_0 - V(S) \text{ (Messung zwischen } Q, S).$$

Es folgt daraus:

$$V(S) = \frac{1}{2} \Delta_0 - \Delta_s \cong \frac{\rho J}{2\pi a}.$$

Also:

$$\rho \cong \frac{2\pi a}{J} \left(\frac{\Delta_0}{2} - \Delta_s \right).$$

Ist der Halbraum nicht homogen, so definiert dieser Ausdruck einen scheinbaren spezifischen Widerstand:

$$\rho_a = \frac{2\pi a}{J} \left(\frac{\Delta_0}{2} - \Delta_s \right),$$

dessen Änderung mit a zur Tiefensondierung benutzt werden kann. Der grosse Vorteil dieser Methode liegt darin, dass pro Messpunkt nur eine Sekundärelektrode versetzt werden muss. Dagegen dürfte es schwer sein, bei der grossen Spannung zwischen Q und S diese so zu messen, dass ihre Änderungen mit zunehmendem a genügend genau erhalten werden. Besonders stark störend werden sich hier die immer vorhandenen schwachen Änderungen des Primärstromes bemerkbar machen. Über eine allfällige Neigung des Untergrundes kann nichts ausgesagt werden.

2. Die RACOM-Methode (Fig. 10).

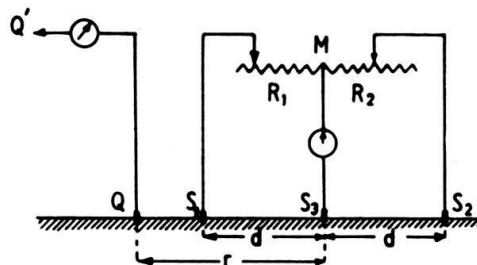


Fig. 10. Messanordnung der RACOM-Methode.

Die Primärelektrode Q' ist sehr weit entfernt. Die zwischen den Punkten S_1 und S_2 bestehende Potentialdifferenz bewirkt einen bestimmten Strom i in den

variablen Widerständen R_1 und R_2 . Sind diese gerade so gewählt, dass iR_1 der Spannung zwischen S_1 und S_3 , iR_2 derjenigen zwischen S_2 und S_3 entspricht, so ist der Zweig $M-S_3$ mit dem Nullinstrument stromlos. Da bei S_1 und S_2 dem Boden Strom entnommen wird, müssen die dortigen Übergangswiderstände berücksichtigt werden. Diese sollen \bar{R}_1 bzw. \bar{R}_2 betragen.

Es gilt dann: $\Delta_{ij} = V(S_i) - V(S_j)$

$$\frac{\Delta_{13}}{\Delta_{32}} = \frac{\bar{R}_1 + R_1}{\bar{R}_2 + R_2}.$$

Nimmt man nun an Stelle von R_1 einen andern Wert R_1' , so kann die Brücke mit einem Wert R_2' erneut abgeglichen werden, so dass gilt:

$$\frac{\Delta_{13}}{\Delta_{32}} = \frac{\bar{R}_1 + R_1'}{\bar{R}_2 + R_2'}.$$

Aus den erhaltenen Gleichungen kann \bar{R}_1 und \bar{R}_2 eliminiert werden. Man erhält:

$$\frac{\Delta_{13}}{\Delta_{32}} = \frac{R_1' - R_1}{R_2' - R_2}.$$

Im Falle des homogenen Halbraumes gilt:

$$V(S_1) \cong \frac{\rho J}{2\pi(r-d)}$$

$$V(S_2) \cong \frac{\rho J}{2\pi(r+d)}$$

$$V(S_3) \cong \frac{\rho J}{2\pi r}$$

und somit:

$$\frac{\Delta_{13}}{\Delta_{32}} \cong \frac{\frac{\rho J}{2\pi(r-d)} - \frac{\rho J}{2\pi r}}{\frac{\rho J}{2\pi r} - \frac{\rho J}{2\pi(r+d)}} = \frac{r+d}{r-d}$$

oder auch:

$$\frac{R_1' - R_1}{R_2' - R_2} \cong \frac{r+d}{r-d}.$$

Der aus lauter gemessenen Grössen bestehende Ausdruck

$$\frac{R_1' - R_1}{R_2' - R_2} \cdot \frac{r-d}{r+d}$$

ist demnach bei homogenem Untergrund gleich 1. Abweichungen von 1 lassen Inhomogenitäten im Untergrund erkennen (H. LUNDBERG & K. ZUSCHLAG 1932).

Als Nachteile der Methode müssen erwähnt werden: Die nichtstromlose Messung und die bei grossen r -Werten sehr kleinen Spannungen zwischen den Sekundärelektroden.

G) *Widerstandsmessungen im geschichteten Halbraum mit der Vierpunktmethode.*

Im Abschnitt II B) wurde gezeigt, wie die Stromlinien um so tiefer in den Halbraum eindringen, je weiter die Elektroden auseinanderliegen. Ist dieser Halb-

raum geschichtet, so wird sich dies bemerkbar machen, wenn wir nach einer der beschriebenen Methoden ϱ_a in Funktion des Elektrodenabstandes bestimmen. Aufgabe der Interpretation ist es dann, aus einer solchen Widerstandskurve quantitative Aussagen über den untersuchten Untergrund zu machen.

Aus (13) und (17) erhält man für die WENNERSche Anordnung im Falle von 2 Schichten:

$$\frac{\varrho_a}{\varrho_1} = 1 + 4 \sum_{n=1}^{n=\infty} k_1^n \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \left(2n \frac{h_1}{a}\right)^2}} - \frac{1}{\sqrt{4 + \left(2n \frac{h_1}{a}\right)^2}} \right).$$

Der sogenannte Bildfaktor

$$k_1 = \frac{\varrho_2 - \varrho_1}{\varrho_2 + \varrho_1}$$

variiert von + 1 bis - 1, wenn ϱ_1/ϱ_2 die Werte von 0 bis ∞ durchläuft. Trägt man in einer graphischen Darstellung ϱ_a/ϱ_1 als Ordinatenwerte und h/a als Abszissenwerte auf, so erhält man eine Kurvenschar mit k_1 als Parameter. Mit Hilfe dieser Kurven kann z. B. nach TAGG (1934) die Tiefe der Schichtgrenze sowie der spezifische Widerstand ϱ_2 der unteren Schicht bestimmt werden. Wir benutzten diese Methode zur Bestimmung der Mächtigkeit der obersten Schicht (Moränenmaterial vermischt mit Humus und nicht abgebauter Spreu).

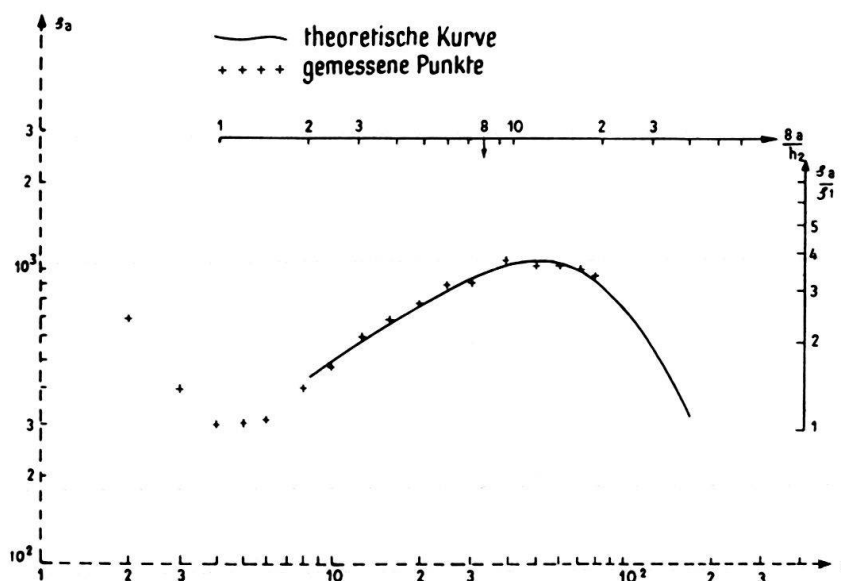


Fig. 11. Beispiel einer theoretischen Dreischichtenkurve, verglichen mit einer durch Messungen gewonnenen Kurve.

S. PIRSON (1939) hat eine Methode entwickelt, die es erlaubt, auch einen Dreischichtenfall nach der Methode von TAGG auszuwerten. Dabei wird zunächst ϱ_2 und h_1 und mit diesen Werten ϱ_3 und h_2 bestimmt. Wir benutzten eine direktere Methode, um die Mächtigkeit der zweiten Schicht, in unserem Falle des Schotter, zu bestimmen. Wir stützten uns dabei auf schon berechnete theoretische Beispiele (WETZEL u. a., 1937). Aus diesen Beispielen stellten wir Kurventafeln her, worin in doppellogarithmischer Skala ϱ_a/ϱ_1 als Funktion von $8 a/h_2$ aufgetragen wurde

für verschiedene Werte von h_1/h_2 und $\rho_1 : \rho_2 : \rho_3$. Die durch Messungen gewonnenen Resultate ergaben ρ_a als Funktion von a . Auf doppellogarithmisches Pauspapier aufgetragen, konnte die gemessene Kurve mit einer der theoretischen zur Deckung gebracht werden, was sofort die Ablesung der gesuchten Schichttiefen und Widerstände ermöglichte. Z. B. entspricht der Abszisse 8 in der theoretischen Kurve die Abszisse h_2 in der gemessenen, der Ordinate 1 in der theoretischen die Ordinate ρ_1 in der gemessenen (Fig. 11).

Ist die erste Schicht nur von geringer Mächtigkeit im Vergleich zu der zweiten, wie es in unserem Falle war, so lässt sich h_1 genauer nach TAGG bestimmen.

III. Geoelektrische Lokalisierung

einer die Oberfläche des Halbraumes schneidenden Unstetigkeitsfläche

A) *Der Verlauf des Potentials in der Umgebung der Unstetigkeitsfläche.* In Übereinstimmung mit Abschnitt II C) steht die eine Unstetigkeitsfläche senkrecht zur Oberfläche des Halbraumes. Zur Lokalisierung der Unstetigkeitsfläche werden die festen Primärelektroden Q und Q' , die bewegliche Primärelektrode Q_1 und die beweglichen Sekundärelektroden S_1 und S_2 benutzt. Ihre gegenseitige Lage geht aus Figur 12 hervor. Die variable Strecke x ist die Abszisse des Punktes S , positiv, wenn S auf der Seite des Viertelraumes ρ_2 ist, negativ auf der Seite des Viertelraumes ρ_1 . Alle andern in Figur 12 eingezeichneten Strecken sind positiv und während einer Meßserie konstant, wobei $b > a/2$. Es sei nun das Potential V des Punktes S betrachtet für den Fall, dass der Strom J bei Q zu- und bei Q' weggeleitet wird. Das Potential V ergibt sich durch Anwendung der Formeln (8) und (9) wie folgt.

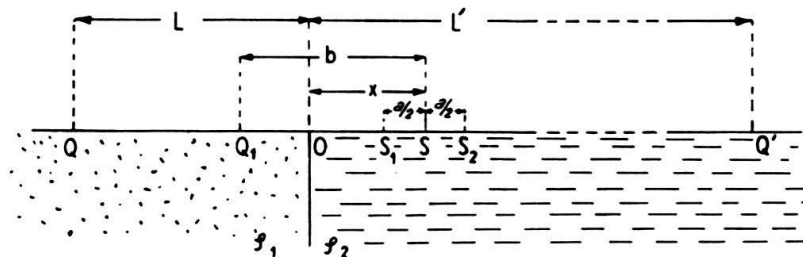


Fig. 12. Die Elektroden im Halbraum mit Unstetigkeitsfläche.

Für $x < 0$:

$$V = V_1(S) = \frac{J}{2\pi} \rho_1 \left(\frac{1}{L+x} + \frac{k}{L-x} \right) - \frac{J}{2\pi} \rho_2 \frac{1-k}{L'-x},$$

für $x > 0$:

$$V = V_2(S) = \frac{J}{2\pi} \rho_1 \frac{1+k}{L+x} - \frac{J}{2\pi} \rho_2 \left(\frac{1}{L'-x} - \frac{k}{L'+x} \right)$$

$$\frac{\partial V_1}{\partial x} = \frac{J}{2\pi} \rho_1 \left[-\frac{1}{(L+x)^2} + \frac{k}{(L-x)^2} \right] - \frac{J}{2\pi} \rho_2 \frac{1-k}{(L'-x)^2}$$

$$\frac{\partial V_2}{\partial x} = \frac{J}{2\pi} \rho_1 \frac{1+k}{(L+x)^2} - \frac{J}{2\pi} \rho_2 \left[\frac{1}{(L'-x)^2} + \frac{k}{(L'+x)^2} \right].$$

Für $x = 0$:

$$\delta = \frac{\partial V_1}{\partial x} - \frac{\partial V_2}{\partial x} = \frac{Jk}{\pi} \left(\frac{\rho_1}{L^2} + \frac{\rho_2}{L^2} \right).$$

Figur 13 gibt dazu ein Zahlenbeispiel.

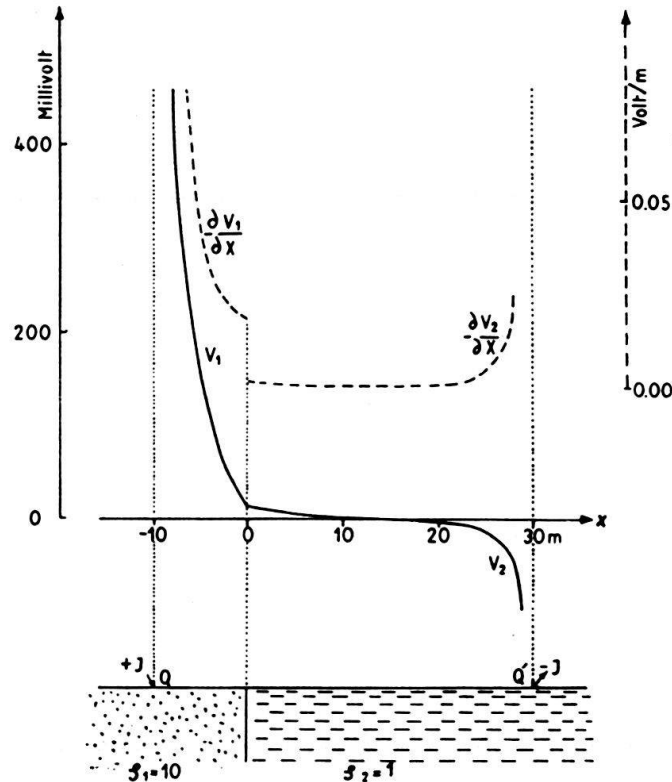


Fig. 13. Verlauf von Potential und Feld an einer Unstetigkeitsfläche, Zahlenbeispiel.

Mit δ ist die Grösse der Unstetigkeit der Ableitung der Potentialfunktion im Punkte 0 bezeichnet. Ist Q' sehr weit weg – praktisch ohne Einfluss auf $V(S)$ –, so kann man schreiben:

$$\delta \cong \frac{J}{\pi} k \frac{\rho_1}{L^2}.$$

Man sieht, dass δ proportional ist zu $k \cdot \rho_1$, d. h. der Sprung wird um so deutlicher, je grösser der Unterschied der spezifischen Widerstände und je grösser der spezifische Widerstand ρ_1 des Milieus ist, in dem sich Q befindet. δ ist aber auch umgekehrt proportional zu L^2 , was bedeutet, dass die Unstetigkeit und damit die Schichtgrenze um so sicherer bestimmt werden kann, je näher Q an der Schichtgrenze liegt.

B) *Die Schrittmethode.* In der Praxis wird nicht direkt $\partial V/\partial x$, sondern die Potentialdifferenz zwischen zwei Sekundärelektroden S_1 und S_2 (Fig. 12) gemessen. (S kann aufgefasst werden als ein Paar unendlich benachbarter Sekundärelektroden.) Die folgenden Formeln geben die Potentialdifferenz angenähert unter der Annahme, dass Q' sehr weit entfernt ist.

$V = V_1$ ist wie in A) das Potential eines Punktes an der Oberfläche des Viertelraumes ϱ_1 , $V = V_2$ das Potential eines Punktes an der Oberfläche des Viertelraumes ϱ_2 .

$$V_1(S_1) = \frac{J}{2\pi} \varrho_1 \left(\frac{1}{L - \frac{a}{2} + x} + \frac{k}{L + \frac{a}{2} - x} \right)$$

$$V_1(S_2) = \frac{J}{2\pi} \varrho_1 \left(\frac{1}{L + \frac{a}{2} + x} + \frac{k}{L - \frac{a}{2} - x} \right)$$

$$V_2(S_1) = \frac{J}{2\pi} \varrho_1 \frac{1+k}{L - \frac{a}{2} + x}$$

$$V_2(S_2) = \frac{J}{2\pi} \varrho_1 \frac{1+k}{L + \frac{a}{2} + x}$$

$$\Delta_1 = V_1(S_1) - V_1(S_2) = \frac{2Ja\varrho_1}{\pi} \left[\frac{1}{4(L+x)^2 - a^2} - \frac{k}{4(L-x)^2 - a^2} \right]$$

$$\Delta_{12} = V_1(S_1) - V_2(S_2) = \frac{2J\varrho_1}{\pi} \left[\frac{a(1+k/2) - k(L+x)}{4(L+x)^2 - a^2} + \frac{k}{2(2L+a-2x)} \right]$$

$$\Delta_2 = V_2(S_1) - V_2(S_2) = \frac{2Ja\varrho_1}{\pi} \cdot \frac{1+k}{4(L+x)^2 - a^2}.$$

C) *Drei mobile Elektroden mit konstantem Abstand.* Während bei der auf Seite 284 beschriebenen Methode nur die beiden Sekundärelektroden mit konstantem, kleinem Abstand a zwischen den Primärelektroden bewegt werden, sind bei dieser Anordnung drei Elektroden mobil: Die beiden Sekundärelektroden S_1 und S_2 und die Primärelektrode Q_1 . Die zweite Primärelektrode Q' ist wiederum sehr weit entfernt (Fig. 12). Der Abstand $b > a/2$ bleibt während der ganzen Messung konstant wie auch a . Je kleiner b gewählt wird, um so grösser wird die zu messende Potentialdifferenz Δ zwischen S_1 und S_2 , um so geringer ist aber andererseits auch die erfasste Tiefe. Vergrössert man a , so wird die Potentialdifferenz ebenfalls grösser, die Unstetigkeit beim Überschreiten der Grenze aber weniger ausgeprägt.

Diese Methode liefert die Schichtgrenze sehr genau, ist indessen für kleine Werte von b empfindlich auf oberflächliche Störungen. Mit Hilfe von (8) und (9) kann Δ für die verschiedenen möglichen Fälle der Elektrodenpositionen in bezug auf die Schichtfläche berechnet werden. Man erhält:

1. Für $x \leq -\frac{a}{2}$:

$$\Delta = \Delta_1 = \frac{2J\varrho_1}{\pi} \cdot a \left[\frac{1}{4b^2 - a^2} - \frac{k}{4(b-2x)^2 - a^2} \right],$$

2. für $-\frac{a}{2} \leq x \leq +\frac{a}{2}$:

$$\Delta = \Delta_{12} = \frac{2J\varrho_1}{\pi} \left[\frac{a \left(1 + \frac{k}{2} \right) - kb}{4b^2 - a^2} + \frac{k}{2(2b+a-4x)} \right],$$

3. für $\frac{a}{2} \leq x \leq b$:

$$\Delta = \Delta_2 = \frac{2J\rho_1}{\pi} \cdot \frac{a(1+k)}{4b^2-a^2},$$

4. für $b \leq x$:

$$\Delta = \Delta_{22} = \frac{2J\rho_2}{\pi} \cdot a \left[\frac{1}{4b^2-a^2} - \frac{k}{4(b-2x)^2-a^2} \right].$$

Figur 14 zeigt ein Beispiel einer am Stadlerberg mit der beschriebenen Methode gemessenen Δ -Kurve sowie zum Vergleich die zugehörige, nach den obigen Formeln berechnete Δ -Kurve. Die Unterschiede in den beiden Kurven haben folgende Gründe:

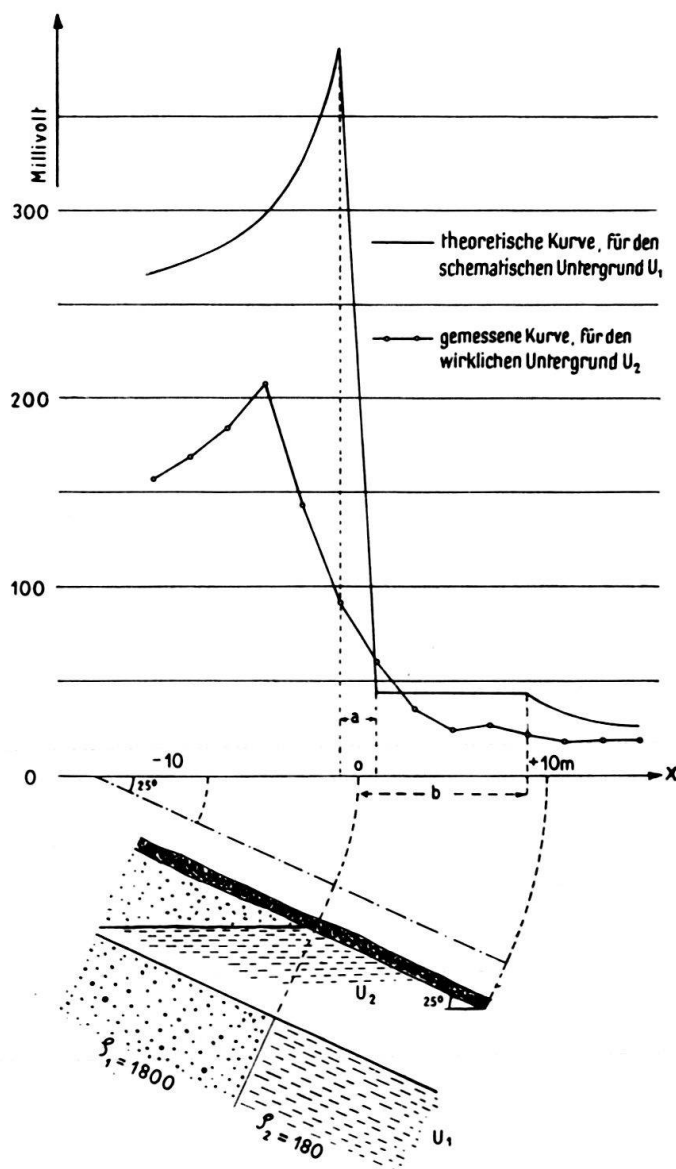


Fig. 14. Verlauf der Potentialdifferenz Δ über einer Unstetigkeitsfläche bei 3 mobilen Elektroden (alle Werte auf $J/2\pi\rho_1 = 10$ normiert).

Die Unterschiede in den beiden Kurven haben folgende Gründe:

a) In Wirklichkeit ist die Unstetigkeitsfläche nicht senkrecht zu $\overline{QQ'}$;

b) es ist eine Deckschicht (Moränenmaterial, Gehängeschutt, Spreu) vorhanden, welche die Messungen stört.

Die Schrittmethode und die Methode mit den drei mobilen Elektroden sind in ihrem Aufbau ähnlich wie der „normal log“ und der „lateral log“, die bei den Bohrlochmessungen verwendet werden (s. Prospection électrique, 1951).

D) *Kombinierte Anordnung.* Wir benutzen gewöhnlich eine Kombination der auf Seite 284 und Seite 285 beschriebenen Methoden.

Von den benutzten 5 Elektroden sind 3 mobil: Q_1 , S_1 und S_2 . Der Stromdurchgang erfolgt einmal zwischen Q und Q' , einmal zwischen Q_1 und Q' . Der Vorteil dieser kombinierten Methode besteht darin, dass ohne ein Versetzen von Elektroden die Resultate von B) und C) erhalten werden können. Dabei liefert B) einen allgemeinen Aufschluss, während nach C) die

exakte Stelle ermittelt werden kann. Ist die Kurve C) in der Nähe der Schichtgrenze zufällig gerade durch oberflächennahe Inhomogenitäten gestört, so erlaubt B) trotzdem häufig zusammen mit C) eine exakte Auswertung.

Wir benutzten diese Methode an den Steilhängen des Stadlerberges. Weiteres darüber folgt Seite 296.

E) *Methode mit parallel zur Schichtfläche verlaufenden WENNER-Anordnungen.* Parallel zur Schnittlinie der Unstetigkeitsfläche mit der Oberfläche des Halbraumes (Fig. 4) werden WENNER-Profile (Fig. 6) mit konstantem Grundabstand a und variablem Abstand x des Profils von der Schnittlinie gelegt. Mit Benutzung der Formeln (8) und (9) erhält man für die Potentialdifferenz Δ :

1. Profil auf der Seite von ϱ_1 :

$$\Delta = \frac{J\varrho_1}{2\pi} \left(\frac{1}{a} + \frac{2k}{\sqrt{a^2 + 4x^2}} - \frac{k}{\sqrt{a^2 + x^2}} \right)$$

2. Profil auf der Seite von ϱ_2 :

$$\Delta = \frac{J\varrho_2}{2\pi} \left(\frac{1}{a} - \frac{2k}{\sqrt{a^2 + 4x^2}} + \frac{k}{\sqrt{a^2 + x^2}} \right).$$

Für $x = 0$ sind unter Beachtung von (9a) beide Werte von Δ gleich

$$\frac{J\varrho_1(1+k)}{2\pi a}.$$

IV. Geologie des Untersuchungsgebietes

A) *Geographische Lage.* Als Untersuchungsobjekt wurde der *Stadlerberg*, etwa 20 km NNW von Zürich (Koordinaten 47° 32' 30'' nördl. Breite; 6° 6' 40'' E. v. Greenwich) gewählt (Fig. 15), benannt nach dem malerischen Dorf Stadel im Zürcher Unterland, halbwegs zwischen Dielsdorf und Kaiserstuhl gelegen. Das Plateau kann von Stadel aus mit dem Auto über Hochrüti, zu Fuss am besten über den Hof „Gibisnüd“ erreicht werden. Der ganze Berg ist bewaldet. Den Hauptbestand bilden Föhren und Lärchen. An der Nordostecke des Berges ist ein altes helvetisches Refugium nachgewiesen worden; der Doppelwall ist auch jetzt noch gut sichtbar.

B) *Der geologische Aufbau des Stadlerberges.* Das landschaftliche Gepräge erhielt diese Gegend zur Hauptsache im Diluvium und Alluvium. Während des Diluviums stiessen gewaltige Eisströme aus den Alpen vor und bedeckten dabei grosse Gebiete des Mittellandes und zeitweise auch des Juragebirges. Es ist gesichert, dass mehrere Vorstösse erfolgten mit langen, eisfreien Perioden dazwischen. Von den Geologen werden vor allem fünf grosse Vorstösse unterschieden. Jede Vereisung hatte eine Ablagerung von Moränen im Gefolge, während beim Rückzug des Eises von den Schmelzwässern grosse Sand- und Kiesmengen abgelagert wurden. Letztere werden als fluvioglaziale Schotter oder einfach Schotter bezeichnet. Während der Interglazialzeit tieften sich die Schmelzwässer in die abgelagerten Schotter und in den Molasseuntergrund ein. Die Moränen und Schotter der nachfolgenden Vergletscherung kamen so tiefer zu liegen als die der vorhergehenden. Daher findet man heute die älteren Schotter auf hochgelegenen Plateaus (Deckenschotter), während die jüngeren an den Talhängen und im Talgrund (Terrassenschotter) abgelagert wurden. Der Verlauf von Sedimentation und

Erosion kann für das nördliche schweizerische Alpenvorland nach H. SUTER wie folgt den verschiedenen Eiszeiten zugeordnet werden:

*Eiszeit-Chronologie für das nördliche schweizerische Alpenvorland
von H. Suter 1950.*

P l i e i s t o z ä n	Günz	<p><i>I. Eiszeit:</i> Nur Grundmoränen, verknüpft mit Schottern, Typus löcherige Nagelfluh = <i>Höherer Deckenschotter</i> (Vorstösse und Schwankungen, Maximalstand unbekannt).</p> <p><i>1. Interglazialzeit:</i> Erosion 50–130 m, Anlage breiter Talrinnen. Lage nicht genau bekannt.</p>
	Mindel	<p><i>II. Eiszeit:</i> Nur Grundmoränen, verknüpft mit Schottern = <i>Tieferer Deckenschotter</i> (Vorstösse und Schwankungen, Maximalstand unbekannt).</p> <p><i>2. Interglazialzeit:</i> Erosion 50–100 m, Anlage der heutigen Talwege.</p>
	Riss I	<p><i>III. Eiszeit:</i> Kurzer Eisvorstoss, nur Grundmoränen an der Basis des Hochterrassenschotter, in Alpennähe, z. B. Tösstal, Aaregebiet usw. Maximalstand unbekannt. <i>Hochterrassenschotter</i>, z. T. interglazial?</p> <p><i>3. Interglazialzeit:</i> Relativ lange dauernd, Erosion 50–500 (?) m, heutige tiefste Felsrinnen.</p>
	Riss II (Riss s. str.)	<p><i>IV. Eiszeit:</i> <i>Grösste Vergletscherung</i>, höchste Gletscherstände und maximale Ausdehnung des Eises, aber kurze Dauer. Überdeckung aller älteren Ablagerungen mit Grundmoränen, z. T. lössartig, und Streuung erratischer Blöcke. Starke Verwitterung.</p> <p><i>Mittelterrassenschotter</i> = Rinnenschotter, z. T. mit Seetonen, Grundmoränen (= Rückzugsstadien) und <i>Schieferkohlen</i> (interglazial oder interstadial).</p> <p><i>4. Interglazialzeit:</i> Relativ kurze Dauer, Erosion 30–80 m. Lokale tektonische Bewegungen längs des ganzen Alpenlandes, Verstellung der älteren Schotter und Terrassen im Zürichseegebiet? Bildung des Zürichsees? Lössablagerungen, Flurlinger Tuff.</p>
	Würm	<p><i>V. Eiszeit:</i> <i>Letzte Vergletscherung</i> mit Obermoränen (Maximal- und Rückzugsstadien), Drumlins, Grundmoränen usw. <i>Niederterrassenschotter</i> mit Seetonen, Seekreide, Maximal- und Rückzugsstadien. Bildung der heutigen Seen, z. T. in Söllen. Bildung epigenetischer Täler (Rhein).</p>
	Postwürm = Holozän	<p>Eintiefung der heutigen Flüsse in den Niederterrassenschotter und Bildung der sog. Rückzugsterrassen, speziell im Rheingebiet. Verlandung der Seen (Torf), Bildung der Schwemmkegel, Bergstürze und Rutschungen (Albis). Junge Erosionsformen und Deltas der Bäche.</p>

(Vgl. dazu die geologische Übersichtskarte des Kantons Zürich, 1 : 150000 [SUTER, 1939] und des Gebietes zwischen dem unteren Glattal, dem Wehntal und dem Rhein von H. SUTER [1944].)

Der Stadlerberg, unser Untersuchungsobjekt, besteht aus einem Molasse-sockel (Meeresmolasse und obere Süsswassermolasse), der eine Platte von älterem Deckenschotter trägt. Die Grundmoräne, welche das ganze Plateau überzieht und auch an den weniger steilen Stellen des Abhanges zu finden ist, ist nur durch

Jahr abgebaut, sondern bildet eine geschichtete Streuunterlage, die mit Wurzeln und Pilzhypen durchsetzt ist.

Wo die Oberfläche eine Wanne bildet, entstehen nach längeren Regenperioden kleine Sümpfe und Tümpel, weil die Moränenschicht gegen den durchlässigen Schotter sehr gut abdichtet.

Der Schotter ist an vielen Stellen aufgeschlossen. Die Gerölle sind sehr verschieden gross. Stellenweise kann man einen regelmässigen Wechsel von grobem und feinem Material beobachten, an andern Stellen liegen grosse Gerölle direkt in feinerem Material. An einigen Stellen sind auch grössere Bänke von eingeschaltetem grobem Sandstein anstehend. Auffallend ist der unterschiedliche Grad der Verkittung. Stellenweise, besonders bei den natürlichen Aufschlüssen am Hang, ist diese so stark wie die Komponenten selber, an anderen Stellen zerbröckeln dagegen die losgelösten Proben in der Hand. Im allgemeinen aber ist das Material relativ gut verkittet. Die kristallinen Gerölle sind hochgradig verwittert, während die Kalke noch intakt sind. Einen Begriff von der Art der Zusammensetzung geben die Zählungen von R. FREI (1912). Er fand aus zwei Proben von je 100 zufällig gewählten Geröllen:

Granite	3,5	
Diorite	0,5	
Porphyre	1,0	
Diabase, Gneise und Schiefer	2,5	
Amphibolite	2,0	Kristalline Silikate 9,5
<hr/>		
Dunkle alpine Kalke	25,0	
Dunkle, kieselige alpine Kalke	17,0	
Echinodermenbrekzien	3,0	
Eisenschüssige, kieselige Kalke	4,5	
Graue bis braune Kalke und Dolomite	10,5	
Helle, kieselige Kalke	3,5	
<hr/>		
Alpine Karbonate	63,5	Alle Karbonate 64,0
<hr/>		
Molassesandsteine	1,0	
Sandige und quarzitishe Brekzien	1,0	
Alpine Sandsteine	10,0	
Quarzite	8,0	Klastische Gesteine 20,0
<hr/>		
Quarze	2,0	
Hornsteine	4,0	Quarze, Hornsteine usw. 6,0

Der Zement ist bald kalkig fest, bald sandig lose. Infolge des grossen Porenvolumens hat der Schotter eine sehr gute Wasserdurchlässigkeit. Häufig findet man am Plateaurand kleine Höhlen im Schotter, deren Basis im allgemeinen nicht mit der Schotter-Molasse-Grenze zusammenfällt.

Molasse-Aufschlüsse sind sehr selten. Der schönste Aufschluss befindet sich in der Kiesgrube an der Sommerhalde, kurz vor der Kehre des Fahrsträsschens Hochrüti-Stadlerberg. Der Schotter liegt dort der Molasse ohne jede Moränenzwischenlage (Unterschied gegenüber dem Uetliberg) direkt auf. Sie fällt gegen

Norden mit ca. 10° , so dass die Molasse im Steinbruch untertaucht. An der Grenzfläche können Kalkkonkretionen festgestellt werden. Ein weiterer Kontakt kann auch bei Kote 590 unterhalb der Wegspinne 621 auf dem Fussweg nach Ober-Raat beobachtet werden. Dieser Kontakt ist aber etwas verwischt und erlaubt nur eine Bestimmung der Grenzfläche auf 1 m genau. Weitere Kontaktstellen konnten trotz eifrigen Suchens nicht festgestellt werden, weil die Grenze unter dem Schuttmantel liegt, der sich um den ganzen Berg herumzieht.

Interessant ist der Aufschluss beim oberen Hof Gibisnüd (Birchi). Steigt man vom Gehöft aus auf dem Pfad zur Hochwacht aufwärts und biegt alsdann scharf nach rechts in den Wald ein, findet man die Molasse aufgeschlossen am Hang, der vom Plateaurand aus mit gleichbleibender Steilheit zu einer Terrasse abfällt. Diese Stufe auf der Höhe des Gibisnüd, die morphologisch sehr gut ausgeprägt ist (es hat auch einige Quellen), fällt also nicht zusammen mit der Schotter-Molasse-Grenze. Diese verläuft vielmehr mitten im Hang und kommt morphologisch nicht zur Geltung.

Die Molasse des Stadlerberges kann stratigraphisch unterteilt werden wie folgt:

Bis Kote 430 m Aquitan (untere Süswassermolasse), darüber etwa 80 m Meeresmolasse (Helvet/Burdigal), dann obere Süswassermolasse (Torton). Die Unterteilung ist indessen etwas unsicher, Fossilfunde fehlen, und lithologische Unterschiede können kaum festgestellt werden.

Beim unteren Gibisnüd kann die miozäne Molasse sehr schön studiert werden. Es handelt sich um glimmerreiche, leicht verwitternde Knauersandsteine. Das Material ist durchwegs feinkörnig.

An der Nordostecke des Berges wurden bei einer Brunnensondierung auf ca. 500 m (horizontaler Stollen in den Hang hinein) bunte Mergel gefördert. Von den drei gebauten Stollen waren zwei wasserfündig, während der dritte, der etwa 100 m weiter gegen Osten angesetzt worden war, trocken blieb.

V. Anordnung und Durchführung der geoelektrischen Sondierung

A) *Problemstellung und Wahl der Methoden.* Infolge der starken Verschuttung der Hänge des Stadlerberges ist es praktisch unmöglich, die Grenze Deckenschotter-Molasse durch direkte geologische Beobachtung zu bestimmen. Das Hauptziel der geoelektrischen Untersuchungen bestand darin, die Basisfläche des Schotters zu bestimmen. Es ging indessen nicht in erster Linie darum, ein kleines geologisches Problem zu lösen, vielmehr sollte an diesem konkreten Beispiel die Leistungsfähigkeit verschiedener geoelektrischer Methoden erprobt werden. Bei der Wahl der Methoden mussten folgende Umstände berücksichtigt werden:

1. Die oberste, elektrisch wirksame Schicht wird durch die unabgebaute Spreu gebildet. Diese weist einen sehr hohen spezifischen Widerstand auf, daher ist besonders bei trockenem Wetter mit Schwierigkeiten bei der Stromzufuhr zu rechnen.

2. Die einige Meter mächtige Moränenschicht besitzt einen relativ geringen Widerstand.

3. Die ca. 30 m mächtige Schotterdecke ist bedeutend schlechter leitend als die Moräne und die Molasseunterlage.

4. Die Widerstandsfolge: gut leitend — schlecht leitend — gut leitend, ist für die Tiefensondierungen (z. B. nach der WENNERSchen Methode) ungünstig und erfordert grosse Profillängen.

5. Das Gelände anderseits ist nicht genügend eben, um überall genügend lange Profile legen zu können. Infolge des Steilabfalls müssen gegen den Rand hin schwer erfassbare Randeffekte erwartet werden.

6. Die Grenzfläche Schotter–Molasse ist keine horizontale Ebene (das beweisen schon die beiden aufgeschlossenen Kontakte im Steinbruch auf 602 und am Fussweg nach Ober-Raat unterhalb Pkt. 621 auf 590 m Höhe). Bohrungen, an welche die Messungen angeschlossen werden könnten, sind keine vorhanden.

Unter Berücksichtigung der genannten Punkte wurde folgendes Vorgehen gewählt:

a) Bestimmung orientierender Widerstandswerte am aufgeschlossenen Material.

b) Durch Messungen auf dem Plateau sollte die Tiefe der Grenzflächen und deren Einfallen bestimmt werden.

c) Sondierungen am Hang sollten die Grenzfläche Schotter–Molasse unter der Schuttdecke nachweisen.

Zur Durchführung der Punkte a) und b) wurde die WENNERSche Methode (vgl. Seite 276) gewählt; für die Sondierung am Hang wurde die auf Seite 286 beschriebene Methode benutzt.

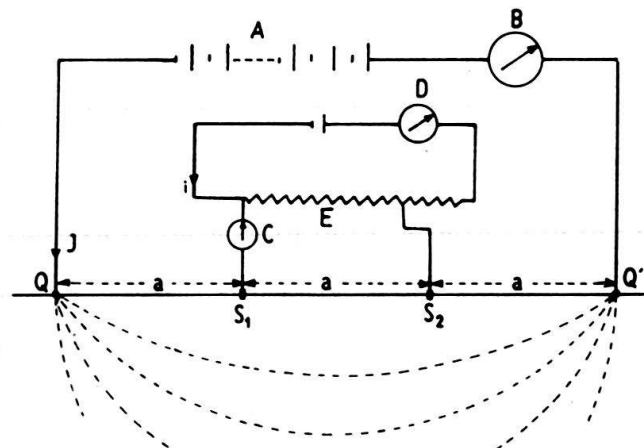


Fig. 16. Schema der benutzten Apparatur (mit Elektroden in WENNER-Anordnung).

Figur 16 zeigt schematisch den Aufbau der benutzten Messapparatur. Die Batterie A (ca. 100 Volt) erzeugt im Untergrund den Primärstrom J , dessen Grösse mit dem Instrument B bestimmt wird. Die Potentialdifferenz Δ zwischen S_1 und S_2 wird mit der Vergleichsspannung Δ' am Potentiometer E verglichen. Letztere hat die Grösse:

$$\Delta' = i \cdot \Omega,$$

wobei mit i der mit Hilfe des Instrumentes D gemessene Strom (Sekundärstrom) durch das Potentiometer E, mit Ω die abgegriffene Ohmzahl bezeichnet wird. Durch Änderung von Ω kann erreicht werden, dass $\Delta' = \Delta$ ist. In diesem Falle ist der Zweig mit dem Nullinstrument C stromlos.

Die benutzte Apparatur setzt sich wie folgt zusammen:

2 Apparatekasten enthaltend:

- 2 mA-Meter zur Messung des Primär- und des Sekundärstromes;
- 1 Nullinstrument und
- 1 geeichtes Potentiometer zur Abstimmung der Brückenschaltung;
- 2 Batteriekasten mit je 24 Taschenlampenbatterien (zu je 4,5 Volt);
- Kabelrollen mit je 200 m einadrigem Kabel;
- Elektroden, kleine Kabel, Hämmer, Locheisen usw.

Das ganze Material war auf einem Veloanhänger so aufgebaut, dass dieser gerade als Instrumententisch dienen konnte.

B) *Gang der Feldarbeiten.* Mit den Messungen im Feld wurde am 24. März 1952 begonnen. Am 26. April wurde abgebrochen, um die erhaltenen Messungen genauer auszuwerten. Dabei zeigte es sich, dass ein Kurvenkatalog für den Dreischichtenfall hergestellt werden musste (vgl. Seite 281). Am 30. Juli wurden die Arbeiten wieder aufgenommen und am 2. November 1952 beendet. — Schönes, trockenes Wetter herrschte nur im August; während der übrigen Zeit regnete es fast ununterbrochen.

C) *Im Verlaufe der Messungen aufgetretene Schwierigkeiten*

1. Apparatives

Infolge der langdauernden Regenperioden musste auch bei schlechter Witterung gemessen werden. Bei der hohen Empfindlichkeit der Instrumente (Nullinstrument ca. 10^{-7} Amp.) zeigte sich sofort jegliches Nachlassen der Isolationsgüte. Bei nebligem Regenwetter beschlugen sich sofort alle Metallteile mit einer feinen Kondenswasserschicht. Die dadurch auftretenden Leckströme können genaue Messungen verunmöglichen. Alle blanken Teile mussten daher mit einem Lack überzogen werden. Als gefährliche Störquellen erwiesen sich auch die Steckbuchsen; zuverlässiger sind aus der Apparatur herausgeführte Kabel mit Verbindungsklemmen. Stöpseln war besser als Schalten. Das Messen mit einem rotativ arbeitenden Kommutator war bei Regenwetter ausgeschlossen. Störungen entstanden auch dadurch, dass die Papierisolation der Trockenbatterien feucht wurde und so ein Kurzschluss mit dem Apparatekasten entstand. Das Kreuzen von Kabeln wurde möglichst vermieden und die Kabelrollen periodisch getrocknet.

2. Zuführung des Primärstromes

Besonders im August, als nach einer langen, sehr niederschlagsarmen Schönwetterperiode der Boden so ausgetrocknet war, dass die Buchen ihr Laub zu verlieren begannen, war es schwierig, den nötigen Primärstrom von etwa 20 mAmp. in den Boden zu bringen. Konnten die Primärelektroden im Frühjahr mit einem Fusstritt ohne Schwierigkeit in den Boden getrieben werden, so musste jetzt ein 2 kg schwerer Hammer etwa 20mal auf die ca. 40 cm langen, 5 cm breiten und 1 cm dicken, zugespitzten Spiesse geschlagen werden. Um einen grösseren Stromfluss zu erhalten, wurden pro Primärelektrode drei Spiesse benutzt, die so in den Boden geschlagen wurden, dass sie ein gleichseitiges Dreieck bildeten. Der Schwerpunkt wurde als Referenzpunkt genommen und darauf geachtet, dass die Seitenlänge nicht mehr als 1% des Abstandes der beiden Primärelektroden betrug.

3. Polarisierungseffekte

Bei der aussergewöhnlich sauren Reaktion des Bodens (pH ca. 4,5) mussten grosse Polarisierungseffekte auftreten. Zunächst wurde einfach versucht, diesen Einfluss durch Benutzung eines Kommutators zu eliminieren. Bei den hohen Primärspannungen (bis 210 Volt) bildeten sich jedoch Funken, die gefährliche Stromstösse verursachten. Bei Regenwetter kamen noch stark störende Kriechströme über den Sekundärkreis hinzu. Während der ersten Messperiode wurden als Sekundärelektroden Kupferstäbe benutzt. Jede Messung wurde zweimal ausgeführt, wobei die Stromrichtung geändert wurde. Wurden die so erhaltenen Resultate gemittelt, so fiel der Einfluss der Polarisation heraus, sofern die Polarisationsspannung während der Messung konstant blieb. Die Erfahrung zeigte indessen, dass die Polarisationsspannungen zeitlich nicht konstant blieben, so dass zur Herabsetzung der Polarisation während der zweiten Messperiode sogenannte unpolarisierbare Elektroden benutzt wurden. Der Aufbau dieser Elektroden war sehr einfach: Eine poröse Tonzelle war mit einem Gummizapfen verschlossen, durch dessen Bohrung ein Kupferstab gesteckt war. Als Elektrolyt wurde eine konzentrierte Kupfersulfatlösung benutzt, und ein Bodensatz von festem Kupfersulfat sorgte dafür, dass bei einer osmotischen Wasseraufnahme durch die Zellwandung die Konzentration nicht abnehmen konnte.

Die Flüssigkeitspotentiale wurden auch bei Verwendung der unpolarisierbaren Elektroden nicht eliminiert, d. h. an Stelle der Konzentrationsketten traten die allerdings kleineren Flüssigkeitspotentiale, die immer dann auftreten, wenn zwei Flüssigkeiten verschiedener Konzentration und verschiedener Ionenbeweglichkeit aneinanderstossen (EGGERT & HOCK, 1948). Um einer Verkrustung der Zellwände vorzubeugen, wurden die Zellen in wasserdichten Futteralen (Kartonrolle, abgedichtet mit Ölpapier) aufbewahrt. Beim Einsetzen der Sekundärelektroden in den Boden wurde mit einem Locheisen ein Loch (ca. 10 cm tief) vorgeschlagen und die Sekundärelektrode hinuntergelassen. Weitere Massnahmen, wie Anpressen, Auffüllen des Loches usw. erwiesen sich als absolut überflüssig. Die erhaltenen Werte waren gut reproduzierbar. Im Verlaufe der Messungen konnte immer wieder beobachtet werden, dass in der Umgebung von alten Stöcken (Fäulnis) die Polarisation besonders gross wird (bis 0,1 Volt). Interessanterweise sind die Polarisationsspannungen bei Messungen längs eines Weges im Durchschnitt etwa fünfmal grösser als bei Messungen im offenen Felde. Von Erdströmen herrührende Felder konnten nicht gefunden werden. Zwar zeigte manchmal die Polarisationsspannung über grössere Meßstrecken eine Polarität, diese kehrte dann aber plötzlich das Vorzeichen. Offenbar befand sich in einem solchen Fall die eine Elektrode in einem ausgedehnteren Gebiet von z. B. kleinerer Azidität. Wurde die Elektrode aber aus diesem Gebiet herausgenommen, so schwand damit auch der vermeintliche Einfluss eines natürlichen Feldes.

4. Profile.

In einem Wald mit teilweise dichtem Unterholz war es nicht immer einfach, eine Strecke von einigen hundert Metern zu jalonieren. Bussole und genügend viele Zwischenpunkte mussten sehr oft die fehlende Sicht ergänzen. Zum Messen der Distanzen konnte nur das Messband verwendet werden. Die Höhe der Punkte

konnte mit einem „Surveying-Anaeroid-Höhenmesser“, System PAULIN, (1 Skalenteilstrich = 1 Fuss) rasch und mit genügender Präzision ermittelt werden (Fehlergrenze $\pm 0,5$ m).

Figur 11 zeigt die Übereinstimmung einer gemessenen Kurve mit einer theoretischen Musterkurve.

Um auch etwas über die Neigung des Untergrundes aussagen zu können, wurde immer mit einer mittleren Sekundärelektrode gearbeitet (vgl. Seite 278). Bezeichnet man den Spannungsabfall zwischen der linken Sekundärelektrode S_1 und der Mitte mit Δ_L und der rechten Sekundärelektrode S_2 und der Mitte mit Δ_R , so sei:

$$\varrho_{aL} = \frac{4\pi a \Delta_L}{J}$$

$$\varrho_{aR} = \frac{4\pi a \Delta_R}{J}$$

Für horizontale Schichtung gilt: $\Delta_R = \Delta_L$

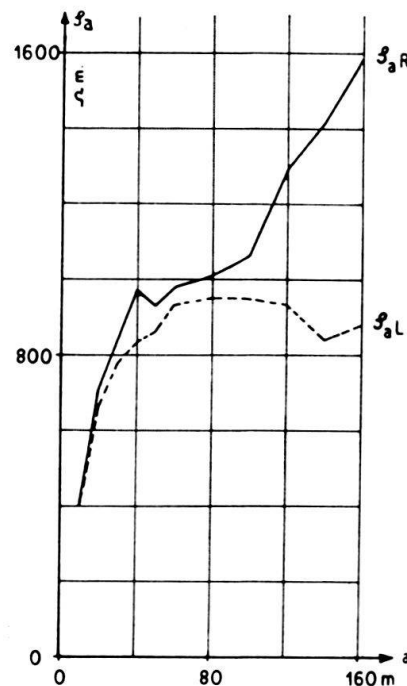
und somit: $\varrho_{aL} = \varrho_{aR} = \varrho_a$.

Ist diese Gleichung nicht erfüllt, so liegt eine schiefe Schichtung vor. Legt man durch einen Punkt über schiefgeschichtetem Untergrund Profile in verschiedener Richtung, so werden die Unterschiede am kleinsten, wenn die Profilrichtung mit dem Streichen, am grössten, wenn sie mit dem Fallen zusammenfällt.

Figur 17 zeigt die Unterschiede bei dem Punkt gegen die Ostkante des Stadlerberges hin, wo 6 Profile durch denselben Punkt gelegt wurden, für den Fall, dass das Profil mit dem Weg 90° einschliesst (maximale Abweichung). In Ost-West-Richtung sind die Abweichungen minimal.

Ein kleines WENNER-Profil wurde auch am Osthang zur Bestimmung der Schuttmächtigkeit gemessen. 20 m unter dem Plateau wurde dabei eine Höhe von 3,20 m gefunden mit einem spezifischen Widerstand von ca. $250 \Omega\text{m}$. Die Schuttmächtigkeit variiert aber natürlich sehr stark. Die Messung sollte nur abklären, ob sich eine Grabung zum Nachweis der Schichtgrenze Schotter-Molasse an der betreffenden Stelle lohnen könnte.

Fig. 17. Scheinbare spezifische Widerstände über Untergrund mit geneigter Schichtgrenze.



VI. Auswertung der Messungen

A) *Die Messungen am Anstehenden.* In der bereits beschriebenen Kiesgrube wurde der aufgeschlossene Schotter an drei verschiedenen Stellen gemessen. Die erhaltenen Werte streuten zwischen $1500 \Omega\text{m}$ und $2900 \Omega\text{m}$. Interessant ist die Tatsache, dass für Grundabstände grösser als 1 m (Profillänge 3 m) der spezifische

Widerstand für eine bestimmte Stelle konstant blieb. Die grosse Streuung der Werte war also nicht etwa instrumentell bedingt, sondern entsprach der Streuung in der Durchfeuchtung, der unterschiedlichen Korngrösse, der verschiedenen Konsistenz usw. an den verschiedenen Stellen. Für die Molasse wurden Werte gefunden von 69–80 Ωm . Am Grubenrand sind rötliche Lehme angeschnitten, die den hohen spezifischen Widerstand von ca. 400 Ωm aufweisen. Die normale gelbliche Moräne ergab nur 100 bis 200 Ωm .

B) *Die WENNER-Profile.* Es wurden 27 WENNER-Profile von mindestens 300 m Länge gemessen. Die Resultate wurden auf doppellogarithmisches Papier aufgetragen und mit den theoretischen Kurven verglichen (vgl. Fig. 11). Die oberste, schlecht leitende Schicht konnte dabei vernachlässigt werden. Aus dem Vergleich mit den theoretischen Kurven konnte die Tiefe der Trennfläche Schotter-Molasse ermittelt werden. Die Mächtigkeit der Lehmschicht konnte nach der Methode von TAGG genauer gefunden werden als aus dem Verhältnis der Schichthöhen der ersten und der zweiten Schicht, wie es aus den theoretischen Dreischichtenkurven ermittelt werden kann.

C) *Die Hangsondierungen.* Figur 14 zeigt den Unterschied zwischen dem im Abschnitt III behandelten Fall und den wirklichen Verhältnissen. Von den gemessenen 42 Hangprofilen konnten nur 2 nicht eindeutig ausgewertet werden.



Fig. 18. Beispiel des Verlaufs der Potentialdifferenz, gemessen nach der kombinierten Methode (siehe Fig. 20, Profil U).

Figur 18 zeigt die erhaltenen Kurven bei Profil *U* (vgl. Fig. 20). Gemessen wurde mit der kombinierten Methode. Die Neigung des Hanges betrug dort im Mittel 28° . Die in Figur 18 und 19 aufgetragenen Abszissenwerte sind gleich dem Abstand der Mitte der Sekundärelektroden von der Primärelektrode *Q* (vgl. *S* in Fig. 12). Der Charakter der Kurven hat sich gegenüber den theoretischen nicht grundsätzlich geändert. Bei der Schrittspannungskurve erkennt man trotz dem gestörten Verlauf zwischen 13 und 19 m recht schön das beginnende Plateau bei etwa 23 m. Der Verlauf der Q_1Q' -Kurve zeigt zunächst den typischen Anstieg vor dem steilen Abfall zwischen 19 und 21 m. Von 21 bis 29 m folgt dann ein Kurvenstück, das offenbar mit dem horizontalen Plateau der theoretischen Kurven übereinstimmt. Nach 8 m fällt die Kurve noch einmal ab, was nach den theoretischen Werten ebenfalls zu erwarten ist (da $b = 8$ m). Vergleicht man die Kurven miteinander und mit den theoretischen, so wird man eine Schichtgrenze bei 22 m voraussagen (nach den Messungen mit der Schrittspannungsmethode wäre 23 m, nach denjenigen mit der Methode der drei Elektroden mit konstantem Abstand 21 m der wahrscheinlichste Wert). Durch Graben konnte die Schichtgrenze bei 22,6 m nachgewiesen werden. Der Fehler in der Höhe betrug weniger als 0,5 m.

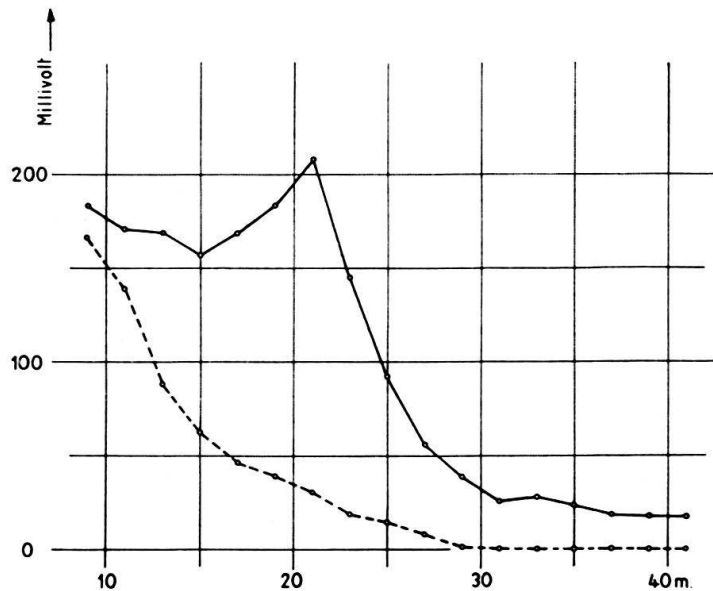


Fig. 19. Beispiel des Verlaufs der Potentialdifferenz, gemessen nach der kombinierten Methode (siehe Fig. 20, Profil T).

Ein weiteres Beispiel zeigt Figur 19. Bei Profil *T* (Fig. 20) betrug die mittlere Neigung 25° . Auch hier lässt die Schrittspannungskurve einen Knickpunkt bei 29 m erkennen. Er ist aber nicht sehr scharf ausgebildet, der Wert 29 m ist zwar der wahrscheinlichste, 31 und 33 m sind jedoch nicht ausgeschlossen. Die Kurve nach den Messungen mit den drei Elektroden mit konstantem Abstand zeigt einen sehr deutlichen Knickpunkt bei 31 m. Eine etwa 20 m entfernte Sondierung durch Grabung ergab die Schichtgrenze bei ca. 30 m.

Eine Abnahme der Hangneigung hat zur Folge, dass der Knickpunkt der Schrittspannungskurve nur noch sehr ungenau ermittelt werden kann. Der erste

Knickpunkt der Q_1Q' -Kurve (drei Elektroden mit konstantem Abstand) kann indessen bis zu sehr schwachen Neigungen gefunden werden, sofern er nicht durch eine mächtige Schuttschicht verwischt wird. Die geringste Neigung, bei der noch erfolgreich gemessen werden konnte, betrug bei einer Schuttmächtigkeit von mindestens 7 m nur noch 10° .

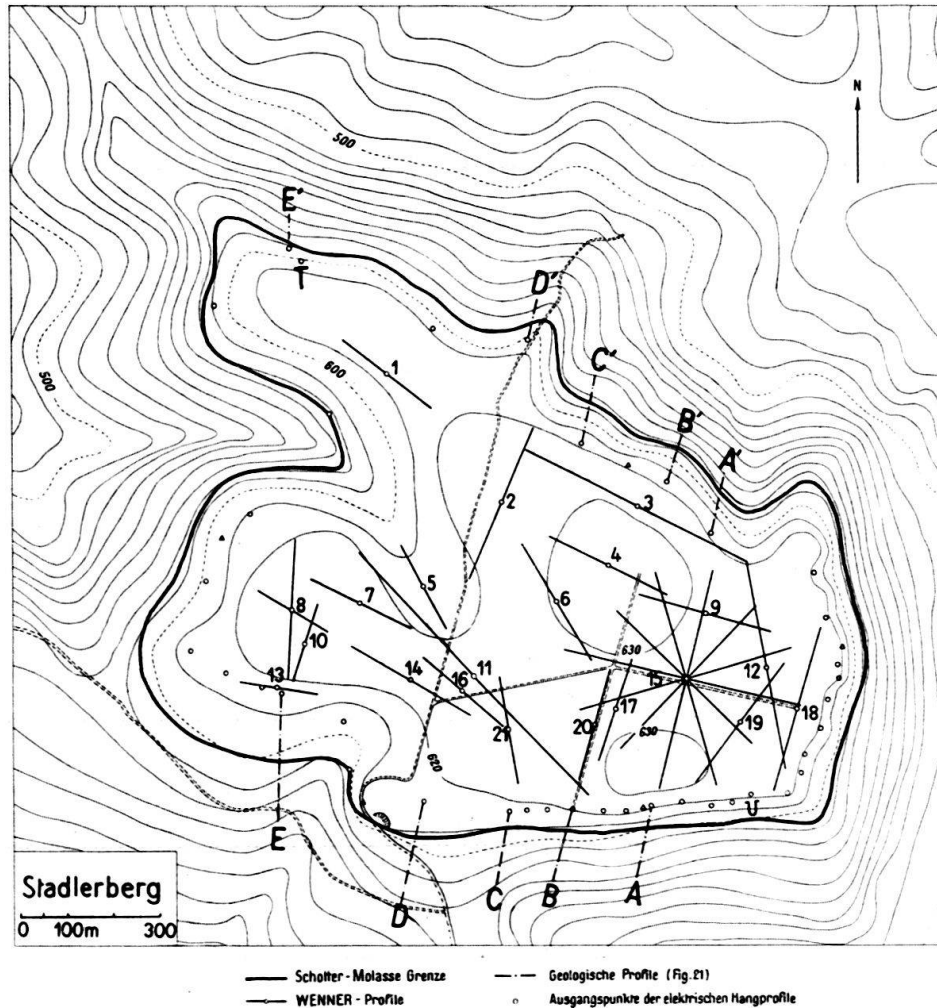


Fig. 20. Untersuchungsgebiet Stadlerberg, Karte 1 : 20000.

Zu erwähnen ist noch, dass die Genauigkeit der Bestimmung der Unstetigkeitsfläche unabhängig ist von der Mächtigkeit der zusammenstossenden Schichten. Ein weiterer Vorteil besteht darin, dass die Resultate unmittelbar ersichtlich sind, so dass sogleich nach einer Messung die Schichtgrenze markiert werden kann, z. B. mit einem Pflock, dessen Höhe ü. M. später bestimmt werden kann.

VII. Resultate

A) *Die Grenzfläche Schotter-Molasse.* Figur 20 zeigt zunächst die Grenzlinie (ausgezogene Kurve), wie sie mit Hilfe der Profile am Hang bestimmt werden konnte. Die Genauigkeit in der Höhe beträgt mindestens ± 2 m. Auf der gleichen Karte sind auch die Profile eingetragen. Die verschiedenen Niveaus und Wider-

standswerte sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt (Bezugspunkt = Profilmittelpunkt).

	A	B	C	a	b	c
1	610,9	603,7	581,0	110	170	1500
2	625,1	621,1	583,5	330	40	2000
3	628,9	620,7	583,5	2200	150	1500
4	635,2	626,6	577,5	120	90	1500
5	612,9	603,9	580,0	1500	250	800
6	631,5	625,5	580,0	110	50	2000
7	623,2	615,0	585,0	600	180	1900
8	620,6	614,4	584,0	950	160	1700
9	628,7	623,5	580,5	400	190	1800
10	620,3	615,3	591,5	800	180	1600
11	621,8	614,5	589,5	1550	180	1800
12	625,3	617,0	590,0	550	220	1900
13	616,1	613,0	595,0	1110	240	1800
14	620,2	616,7	592,5	1000	200	1800
15	627,6	622,1	590,0	2000	200	1800
16	620,9	615,9	589,0	1700	190	1800
17	628,0	620,8	592,5	350	120	1600
18	624,1	619,0	588,5	2200	240	2000
19	626,1	623,0	590,0	600	200	1800
20	627,6	620,4	593,0	450	130	1500
21	624,5	619,7	592,0	600	190	1700

A = Höhe des Profilmittelpunktes in m über Meer

B = Höhe der Schotteroberfläche in m über Meer

C = Höhe der Molasseoberfläche in m über Meer

a = spezifischer Widerstand der obersten Bodenschicht in Ω m

b = spezifischer Widerstand der Moräne in Ω m

c = spezifischer Widerstand des Schotters in Ω m

Figur 21 zeigt fünf Querprofile durch den Berg. Ihre Lage ist aus Figur 20 ersichtlich.

Die Molasseoberfläche bildete somit vor der Einschotterung keine Ebene, sondern ein flaches Tal. Dieses verläuft ca. N 75° W und hat etwa 5‰ Neigung gegen Westen. Der südliche Talhang hat eine Neigung von ca. 8°, der nördliche ist viel weniger steil. Die Messungen haben ergeben, dass der ältere Deckenschotter nirgends in Kontakt steht mit dem jüngeren Deckenschotter auf dem Sanzenberg, der durch eine neue Grube sehr schön aufgeschlossen ist.

Während R. FREI (1912) angenommen hat, dass zwischen älterem und jüngerem Deckenschotter kein direkter Kontakt vorhanden sei, hat sie H. SUTER in seiner geologischen Karte des Kantons Zürich aneinanderstossend gezeichnet, entsprechend der geologischen Karte der Lägernkette von F. MÜHLBERG (1901).

Über die Ausbildung der Molasseoberfläche schreibt R. FREI (1912), Seite 8: „Steigen wir von hier (Raat) nach S auf den Haggenberg, so finden wir in der Nähe von P. 621 eine diluviale Nagelfluh, in 600 m auf Molasse liegend: es ist älterer Deckenschotter. An der Westseite des Berges mag sie bis 585 m hinuntergehen, bei P. 575, dem Steilbord nach zu schliessen, noch etwas tiefer. Die Nagel-

fluhdecke setzt sich nach S auf den Stadlerberg fort, wo sie von F. MÜHLBERG (1901) in seine geologische Karte der Lägernkette aufgenommen worden ist. Sie liegt am Südrhang des Berges in 605–631 m. Nach W greift sie tiefer hinunter: So ist sie im Hau in einer Kiesgrube ca. 585 m aufgeschlossen.“

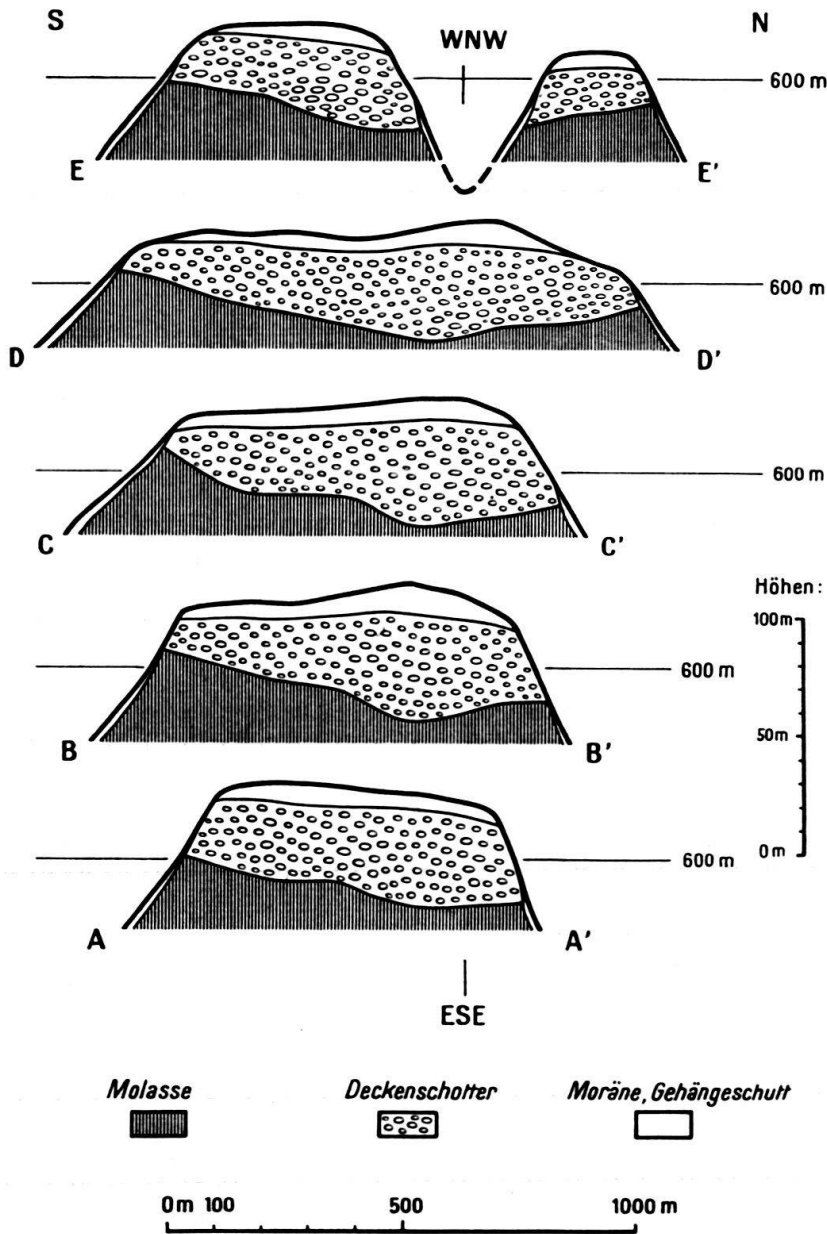


Fig. 21. Geologische Profile (1 : 20000) durch den Stadlerberg nach den Ergebnissen der geoelektrischen Sondierungen. Lage der Profile siehe Fig. 20.

Beim Aufschluss in der Nähe des P. 621 muss es sich wahrscheinlich um den auf Seite 287 beschriebenen Kontakt auf dem Fussweg nach Ober-Raat handeln, der sich aber auf Kote 590 befindet. Zur Kontrolle wurde auch elektrisch nachgemessen. Die Sondierung ergab für den Kontakt eine Höhe von 590,8 m. Die Kiesgrube im Hau auf 585 m liegt nicht im Anstehenden, sondern in einem abgerutschten Schotterkomplex. Sowohl die Profile als auch die Sondierungen am

Hang ergaben eine viel höher gelegene Grenze (ca. 600 m). Am Südhang des Berges liegt die Grenze noch etwas höher, als FREI annahm, höchster Punkt 611 m. Der tiefste aus Hangsondierungen eruierte Punkt liegt an der Westseite des Berges auf 578 m. Dieselbe Kote ergab auch das Profil 4 (Fig. 20). Für diesen Punkt erhält man als maximale Schottermächtigkeit 49 m (exkl. der fast 9 m hohen Moränenschicht). Als mittlere Höhe des Talbodens kann man etwa 580 m angeben.

B) *Die Grenzfläche Moräne-Schotter.* Die Mächtigkeit der Moräne ist im Innern des Plateaus grösser als am Rand. Durchschnittlich beträgt sie etwa 7 m (max. wurden 9 m ermittelt). Die Schwankungen der Mächtigkeit sind so gering, dass man sagen kann, die Oberfläche des Schotters gehe parallel mit der heutigen Oberfläche des Geländes.

C) *Die spezifischen Widerstände*

1. Oberfläche

Hier sind die Schwankungen der Widerstandswerte besonders gross, von 2200–110 Ωm . Auch an ein und derselben Stelle ändert der Widerstand rasch mit zunehmender Tiefe. Damit überhaupt ein Vergleich gemacht werden kann, wurde für jeden Messpunkt der scheinbare spezifische Widerstand bei einem Elektrodenabstand von 2 m als Referenzwert genommen. Auffallend ist, dass überall dort, wo die Moräne einen besonders geringen Widerstand besitzt, auch derjenige der Oberflächenschicht klein ist. Es kann auch leicht festgestellt werden, dass in diesem Gebiet die Spreuauflage geringer ist.

Es wäre in diesem Zusammenhang interessant zu wissen, ob bei einer genaueren Bodenanalyse typische Unterschiede festgestellt werden können. Sondieraushebungen von WIRZ im Frühling 1944 ergaben eine Zusammensetzung der Moräne für das Gebiet mit deutlich geringeren Widerstandswerten aus „Sand (lehmig), Kies (lehmig) und sandigem Lehm mit Geschieben“, das übrige Gebiet wies noch „lehmigen Feinsand“ auf. Mit diesen allgemeinen Klassifikationen ist indessen jegliche Korrelation unmöglich.

2. Moräne

Während im allgemeinen der Widerstandswert der Moräne von 160 Ωm bis etwa 250 Ωm schwankt, liegen die Werte in einem ausgedehnten Gebiet der Plateaumitte viel tiefer.

3. Schotter

Das Mittel der spezifischen Widerstände für den Schotter aus den Wenner-Profilen ergibt 1800 Ωm . Die Schwankungen sind dabei mit 1500–2000 Ωm gering. Einen stark verschiedenen Wert ergab nur die Messung im Mühlboden mit bloss 800 Ωm . Gemessen wurde dort im Grunde des kleinen Tales. Die Hänge sind aber so weit entfernt und wenig hoch, dass darin die Ursache nicht gesucht werden kann. Die bessere Leitfähigkeit ist wohl eher durch den beständigen Sickerwasserzufluss zu erklären.

4. Molasse

Die WENNER-Profile erlauben keine genaue Bestimmung des spezifischen Widerstandes der Molasse. Berechnet man die theoretischen Dreischichtenkurven, so sieht man, dass bei einem Widerstandsverhältnis von ca. 1 : 10 der ersten beiden Schichten es praktisch auf dasselbe herauskommt, ob die dritte Schicht wieder denselben Widerstand wie die erste Schicht aufweist oder einen 10mal kleineren. Mit Sicherheit kann nur gesagt werden, dass der spezifische Widerstand der Molasse kleiner ist als der des Moränenmaterials.

Summary

The present paper deals with geoelectrical measurements carried out on the Stadlerberg with a view to determining the boundary between Tertiary (molasse) and Quarternary (gravels, moraines) sediments. Parts I and II present the theory of standard D. C. methods. For the present investigations, specially adapted methods were resorted to, the formulas of which are deduced and discussed in Part III. Part IV is devoted to a geological description of the Stadlerberg. Part V recounts the practical difficulties encountered, and how the work was effected. Parts V and VI — to which a map and a series of geological profiles are appended — present an evaluation of the measurements, and a survey of observations assembled i. e., a) data on the specific electrical resistivity of rocks composing the Stadlerberg; b) determination of the thickness of the moraines on the plateau; c) — main observation — determination of the former surface of the molasse, now overlaid by the Quarternary gravel, surface forming a valley running approximately from east to west.

Literaturverzeichnis

- CAGNIARD, L. (1950): *La Prospection géophysique*. (Presses Universitaires, Paris.)
- EGGERT, J., & HOCK, L. (1948): *Lehrbuch der physikalischen Chemie*. (Verlag Hirzel, Zürich.)
- FOX, R. W. (1815—1830): *On the electromagnetic properties of metalliferous veins in the mines of Cornwall*. Proc. Royal Soc., London.
- FREI, R. (1912): *Monographie des schweizerischen Deckenschotter*. Beiträge geol. Karte Schweiz, [N. F.], 37. Lfg.
- FRITSCH, V. (1949): *Grundzüge der angewandten Geoelektrik*. (Manzsche Verlags- und Universitätsbuchhandlung, Wien.)
- GASSMANN, F. (1938): *Geophysikalische Methoden und ihre Anwendung auf die Baugrundforschung*. Erdbaukurs ETH. Zürich.
- (1948): *Auswertung geophysikalischer Sondierungen mit Hilfe von Potentialfeldern*. Schweiz. Min.-Petr. Mitt. 28 (Festschr. P. Niggli), S. 335—352.
- HEILAND, C. A. (1940): *Geophysical Exploration*. (Prentice-Hall, New York.)
- HUMMEL, J. N. (1929): *Der scheinbare spezifische Widerstand*. Z. Geophysik 5, S. 89—103.
- (1929a): *Der scheinbare spezifische Widerstand bei 4 planparallelen Schichten*. Z. Geophysik 5, S. 228—238.
- JAKOSKY, J. J. (1940): *Exploration Geophysics*. (Times Mirror Press, Los Angeles.)
- KING, L. W. (1934): *On the flow of electric current in semi-infinite media in which the specific resistance is a function of the depth*. Philos. Trans. Royal Society. Vol. (A) 233, Nr. 728, S. 327—359, London.
- KÖNIGSBERGER, J. (1930): *Über geoelektrische Methoden mit direkter Stromzuleitung*. Erg. Hefte. Beitr. angew. Geophysik 1, S. 23—109.
- (1939): *Elektrische Vertikalsondierung von der Erdoberfläche aus mit der Zentralinduktionsmethode*. Beitr. angew. Geophysik 7, S. 112—161.
- LEE, F. W. (1939): *The possibility of electrical stratification in the earth as disclosed by surface-measurements of currents and potentials*. Trans. Amer. Geophys. Union, Part III, S. 383—389.

- LÜDI, W. (1941): *Lössablagerungen auf den Deckenschottern Nordzürichs*. Ber. Geobot. Inst. Rübel, Zürich.
- LUNDBERG, H., & ZUSCHLAG, K. (1932): *A new development in electrical prospecting*. Trans. Amer. Inst. Min. Metall. Eng. 97, S. 47.
- MIGAUX, L. (1946): *Une méthode nouvelle de géophysique appliquée: La prospection par courants telluriques*. Ann. Géophys. 2, S. 131–146, Paris.
- MÜHLBERG, F. (1901): *Geologische Karte der Lägernkette 1 : 25000, mit Erläuterungen*. Beitr. geol. Karte Schweiz, Nr. 25.
- PETERSON, W. (1907): *Das Aufsuchen von Erz mittels Elektrizität*. Glückauf 23, S. 906–910.
- PIRSON, S. J. (1939): *Interpretation of three-layer resistivity curves*. Trans. Amer. Inst. Min. Eng. 110, S. 148–158.
- POLDINI, E. (1947): *La prospection électrique du sous-sol*. (F. Rouge & Cie. SA. Lausanne.)
- Prospection électrique (1951): Numéro spécial de la Revue Pétrolière, Paris, Jan. 1951.
- RICHARD, F. (1950): *Böden auf sedimentären Mischgesteinen im schweizerischen Mittelland*. Mitt. Eidg. Anstalt forstl. Versuchswesen 26.
- ROTHÉ, E. (1930). *Les méthodes de prospection du sous-sol*. (Gauthier-Villars, Paris.)
- & J. P. (1952): *Prospection géophysique. 2*. (Gauthier-Villars, Paris.)
- SCHLUMBERGER, C. (1920): *Etude de la prospection électrique du sous-sol*. (Gauthier-Villars, Paris.)
- , SCHLUMBERGER, M., & STEFANESCU, S. (1930): *Sur la distribution électrique potentielle autour d'une prise de terre ponctuelle dans un terrain à couches horizontales homogène et isotrope*. J. Phys. Radium [7. S.], 1, S. 132–140.
- SCHLUMBERGER, M. (1939): *The application of telluric currents to surface-prospecting*. Trans. Amer. Geophys. Union, Part III, S. 271–277.
- SLICHTER, L. B. (1933): *The interpretation of the resistivity prospecting method for horizontal structures*. Physics 4, Sept. 1933.
- STERN, W. (1933): *Die Bestimmung des Verlaufes geneigter Diskontinuitätsflächen (einfallende Schichtgrenzen und Verwerfungen) durch das Widerstandsverfahren*. Z. Geophysik 9, S. 1–11.
- SUTER, H. (1939): *Geologie von Zürich einschliesslich seines Excursionsgebietes*. (AG. Gebr. Leemann, Zürich.)
- (1944): *Glazialgeologische Studien im Gebiete zwischen Limmat, Glatt und Rhein*. Eclogae geol. Helv. 37, 1.
- TAGG, G. F. (1934): *Interpretation of resistivity measurements (with discussion)*. Trans. Amer. Inst. Min. Eng. 110, Geophysical Prospecting S. 125–147.
- WATSON, R. J., & JOHNSON, J. F. (1938): *On the extension of two-layer methods of interpretation of earth resistivity data to three and more layers*. Geophys. 3, Nr. 1.
- WENNER, F. (1915): *A method of measuring earth resistivity*. US Bureau Stand. Ser. Paper 258, Bull. 12 (4), S. 469–478.
- (1916): *A method of measuring earth resistivity*. US Bureau Stand. Bull. 12, Nr. 4.
- WETZEL, W. W., & McMURRY, H. V. (1937): *A set of curves to assist the interpretation of the three layer resistivity problem*. Geophys. 2, Nr. 4, S. 329–341.

