

ZEITSCHRIFT  
FÜR  
**G E O P H Y S I K**

Herausgegeben im Auftrage der

**Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft**

von

**W. Dieminger**, Lindau über Northeim

unter Mitwirkung von

*B. Brockamp*, Münster i. W. — *A. Defant*, Innsbruck — *W. Hiller*, Stuttgart — *K. Jung*, Kiel  
*E. A. Lauter*, Kühlungsborn — *O. Lucke*, Berlin — *O. Meyer*, Hamburg — *F. Möller*, München  
*H. Reich*, Göttingen

Jahrgang 33

1967

Heft 1



**P H Y S I C A - V E R L A G · W Ü R Z B U R G**

## INHALTSVERZEICHNIS

S. P. DAS GUPTA: Effect of Low Velocity Layer in Earthquakes . . . . .	1
W. GIESEL: Geschwindigkeiten elastischer Wellen und Wärmeleitfähigkeit im Steinsalz . . . . .	9
N. HENZEL und O. STREBEL: Modelluntersuchungen über Tiefenverlagerung von Fallout in verschiedenen Böden . . . . .	33
H. ISRAËL and S. BJÖRNSSON: Radon ( $Rn^{222}$ ) and Thoron ( $Rn^{220}$ ) in soil air over Faults . . . . .	48
Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis (Wintersemester 1966/67; Heft 5/6) . . . . .	64

---

### DIE ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint zweimonatlich. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang (6 Hefte) 60,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrgangs vorliegt.

In der Zeitschrift werden Originalarbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet, aus dem Gebiet der reinen und angewandten Geophysik sowie aus den Grenzgebieten aufgenommen. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht an den Verlag über.

Die Autoren werden gebeten, die Manuskripte in Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert eine „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichungen). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden. Die Beschriftung der Abbildungen soll auf einem lose vorgeklebten, durchsichtigen Papier erfolgen. Fußnoten sind fortlaufend zu nummerieren und am Ende des Manuskriptes zusammenzustellen; bei Zitaten sind neben Autornamen, Titel und Zeitschriftentitel auch Bandnummer, Erscheinungsjahr und Seitenzahl anzugeben.

Jeder Arbeit ist eine „Zusammenfassung“ in deutscher und englischer oder französischer Sprache beizufügen.

Der Verfasser liest von der Arbeit in der Regel nur eine Korrektur; etwaige Autorenkorrekturen können nur als Fußnoten bzw. am Schluß des Artikels gebracht werden. Umfangreiche Änderungen bedürfen der Zustimmung des Herausgebers und können nur gebracht werden, wenn sich der Autor bereit erklärt, die Korrekturkosten zumindest teilweise zu tragen.

Von seiner Arbeit erhält der Verfasser 50 Sonderdrucke ohne Umschlag kostenlos. Weitere Sonderdrucke liefert der Verlag gegen Berechnung. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Für die *Zeitschrift für Geophysik* bestimmte Manuskripte und redaktionelle Anfragen bitten wir an den Herausgeber zu richten:

Prof. Dr. WALTER DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau über Northeim (Hann.)

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

2 Hamburg 13, Binderstraße 22, Postscheck: Hamburg Nr. 559 83

Es ist ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, fotografische Vervielfältigungen, Mikrofilme, Mikrofotos u. ä. von den Zeitschriftenheften, von einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen.

---

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebig K.-G., Würzburg, Münzstr. 12.  
Pers. haft. Ges.: Anruf Liebig und Hildgund Höller, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditist: Gertrud Liebig, Würzburg.

Druckerel: R. Oldenbourg, Graph. Betriebe GmbH, München

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1967

# Effect of Low Velocity Layer in Earthquakes

By S. P. DAS GUPTA, Howrah<sup>1)</sup>

Eingegangen am 15. Februar 1966

*Summary:* For the explanation of long persistent Love waves with relatively high amplitudes and long periods in earthquakes, which are generally called *G*-waves, several authors considered the earth's rigidity modulus in the mantle as  $\mu = \mu_0 \sin sz$ . For effectively solving the mathematical problem, a different law for the lowvelocity layer as

$$\mu = \mu_0 \left[ 1 + \sum_{n=2}^{\infty} a_n r^n \right] \quad (a < r < b)$$

is proposed.  $a_n r^n$  with  $n > 2$  being very small in magnitude, for mathematical simplicity the law is assumed to be  $\mu = \mu_0 e^{\frac{\epsilon r^2}{2}}$  for  $a < r < b$  and  $\epsilon > 0$ . Results of such assumption has shown the possibility of unattenuated surface waves of certain long wave lengths.

## Introduction

MAULIK [1962] and BASU [1963] tried to explain the existence of high amplitude *G*-waves, considering a low velocity layer in the earth's mantle. For this representation they took the modules of rigidity of the low velocity layer as  $\mu = \mu_0 \sin sz$ , where  $\mu$  is the rigidity modulus at a vertical depth  $z$  from the free surface and  $\mu_0, s$  are two constants. But their results were not satisfactory. In fact, they made approximations in solutions which were not exactly valid for large depths. We proceed to point out the defect in their analysis.

When the earth's surface is taken nearly plane, an equation of transverse displacement is obtained for the propagation in the low velocity layer as

$$(a + b \sin sz) \frac{d^2 v_1}{dz^2} - \mu_0 s \cos sz \frac{dv_1}{dz} + (c + \zeta^2 \sin sz) v_1 = 0$$

when the low velocity layer is taken to be visco-elastic (VOIGT-type), and the rigidity modulus is assumed to obey the law  $\mu = \mu_0 \sin sz$ . The constants  $a, b, c$  contain  $\mu', \zeta, c, c_1, \mu_0, s$  where

- $\mu'$  co-efficient of visco-elasticity,
- $\zeta$  the complex wave-number,
- $c$  the velocity of wave propagation,
- $c_1$  certain constant having the unit of velocity,

---

<sup>1)</sup> S. P. DAS GUPTA, Department of Mathematics and Geophysics, Bengal Engineering College, Howrah, West Bengal, India.

and  $v$  is the displacement component along  $y$  direction in a plane parallel to earth's free surface and is given by

$$v = v_1(z) e^{ik(x-ct) - \tau x}$$

where  $x, y, z$  are cartesian co-ordinates with the origin on earth's surface, and  $z$ -axis is drawn vertically downwards.

The authors referred to above took LAPLACE-transform of the above equation and had a difference equation in  $\bar{v}_1(p + is), \bar{v}_1(p - is), \bar{v}_1(p)$  where  $\bar{v}_1(p)$  is the LAPLACE-transform of  $v_1(z)$  with respect to  $z$ . They took TAYLOR's expansion of  $\bar{v}_1(p + is), \bar{v}_1(p - is)$ , and neglected higher powers of  $s$ , than the first. This approximation is equivalent to consider the previous differential equation in the form

$$\left[ a + b \left( sz - \frac{s^3 z^3}{3!} \right) \right] \frac{d^2 v_1}{dz^2} - \mu_0 s \left[ 1 - \frac{s^2 z^2}{2!} \right] \frac{dv_1}{dz} + \left[ c + \zeta^2 \left( sz - \frac{s^3 z^3}{3!} \right) \right] v_1 = 0.$$

This process would have been not much in error if the argument  $sz$  remained small in the region considered. But  $sz$  runs at least from  $\alpha$  to  $\alpha + \pi$ , where  $\alpha$  is a certain initial value. For this reason, the above process is not valid as the expansions of  $\cos sz$  and  $\sin sz$  cannot be approximated by first terms only when  $sz$  is not insignificant. Hence the results obtained were unsatisfactory.

When the waves are propagating through a moderate distance over the earth's surface, we may take the earth to have a cylindrical shape. This assumption is simple and sufficient for our purpose. We assume further that the material of the earth consists of a homogeneous crust lying over a heterogeneous medium. The heterogeneous medium is supposed to contain a low-velocity channel. For this reason, a law valid in the upper parts of the medium is defined by the rigidity distribution

$$\mu_2 = \mu_1 e^{\frac{\epsilon}{2}(r^2 - a^2)} \quad (1)$$

where  $\epsilon$  is a constant,  $\mu_1$  is the rigidity of the crust, and  $a$  is radial distance from the earth's centre to the circle of separation of first and second layers,  $r$  is the radius of cylindrical polar co-ordinates of any point in the earth. As  $r$  decreases towards the centre, the value of  $\mu_2$  diminishes as shown in fig. 1. After the end of this low-velocity layer the elastic property of the medium faces a jump discontinuity and behaves as is found by other theories and experiments. The portions beneath the low-velocity layer however, has no important role in our analysis. The low-velocity region as stated above is also supposed to be visco-elastic (VOIGT-type).

For the crust, the equation of transverse vibration is given by

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0, \dots \quad (2)$$

$c_0$  being the shear wave velocity in the crust and  $u$  the displacement component along  $\theta$  direction of the cylinder. We write

$$u = u_1(r) e^{i\kappa(z-ct)} \quad (3)$$

for the LOVE-type of waves and we arrive at the following equation

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_1}{\partial r} + \left( \frac{\kappa^2 c^2}{c_0^2} - \kappa^2 - \frac{1}{r^2} \right) u_1 = 0 \quad (4)$$

The solution of the above equations is

$$u_1(r) = A J_1(\alpha_1 r) + \beta Y_1(\alpha_1 r) \quad (5)$$

where  $J_1(z)$  and  $Y_1(z)$  are BESSEL functions of first and second kind, and

$$\alpha_1^2 = \kappa^2 \left( \frac{c^2}{c_0^2} - 1 \right) \text{ with } c > c_0.$$

Then for the low velocity region, the equation of transverse vibration is

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu_2 + \mu^1 \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \left( \mu_2 + \mu^1 \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right) \right\} + \left( \mu_2 + \mu^1 \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( \frac{2}{r} \right) \left( \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right) \\ + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \mu_2 + \mu^1 \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial u}{\partial \theta} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (6)$$

Writing

$$u = u_2(r) e^{i(\zeta z - \kappa c t)}$$

for LOVE-waves, we have

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_2}{\partial r} + \frac{1}{\mu_2 - i\kappa c \mu^1} \frac{\partial \mu_2}{\partial r} \cdot \frac{\partial u_2}{\partial r} \\ + \left[ \frac{\kappa^2 c^2 \rho}{\mu_2 - i\kappa c \mu^1} - \zeta^2 - \frac{1}{\mu_2 - i\kappa c \mu^1} \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial \mu_2}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \right] u_2 = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

By our assumption  $\frac{r}{\mu_2} \frac{\partial \mu_2}{\partial r} = \epsilon r$ . Putting  $\frac{\mu^1}{\mu_2} = v$ , we get

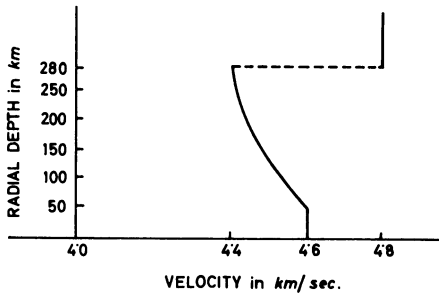


Fig. 1: Velocity of G-waves as a function of depth.

$$\frac{\partial^2 u_2}{\partial r^2} + \left( \frac{1}{r} + \frac{\varepsilon r}{1 - i\chi c v} \right) \frac{\partial u_2}{\partial r} + \left[ \frac{\kappa^2 c^2 \varrho}{\mu_2 - i\chi c \mu} - \zeta^2 - \frac{\varepsilon}{1 - i\chi c v} - \frac{1}{r^2} \right] u_2 = 0 \quad (8)$$

Though the values of  $\frac{\mu}{\varrho}$ ,  $\frac{\mu^1}{\mu}$  may vary at different depths, we take for simplicity  $\frac{\mu^1}{\mu} = \nu(r) \approx \nu(a)$  and  $\frac{\mu}{\varrho} = c_0(r) \approx c_0(a)$  where  $\nu$  and  $c$  are two approximate constant values. We multiply the equation (8) by  $r^2$  and then take its LAPLACE-transform with respect to  $r$  and arrive at

$$\frac{\varepsilon p}{1 - i\chi c v} \frac{d^3 \omega}{dp^3} + \left[ p^2 + \frac{\kappa^2 c^2}{c_0^2} \frac{1}{1 - i\chi c v} - \zeta^2 - \frac{4\varepsilon}{1 - i\chi c v} - 1 \right] \frac{d^2 \omega}{dp^2} + 3p \frac{d\omega}{dp} = 0 \quad (9)$$

where

$$\omega(p) = \int_0^{\infty} u_2(r) e^{-pr} dr$$

We assume  $\varepsilon$  to be very small. We neglect the first term, for the fact that the first term will be responsible for a solution of equation (9) whose value will be large in the order of  $\varepsilon^{-1}$  and consequently its contribution to  $u_2(r)$  will be negligible. As regards our calculations it will give rise to unnecessary heaviness. The equation (9) can be written therefore approximately as

$$\left[ p^2 + \frac{\kappa^2 c^2}{c_0^2} - 4\varepsilon \right] \frac{d^2 \omega}{dp^2} + 3p \frac{d\omega}{dp} = 0 \quad (10)$$

The solutions of this equation are in BESSEL functions with complex arguments. This solution can be written in the form

$$u_2 = [A_1 I_1(\alpha + i\beta)r + B_1 K_1(\alpha + i\beta)r] e^{i(\zeta z - \kappa ct)} \quad (11)$$

where

$$\alpha^2 - \beta^2 = \text{Re} \left( \zeta^2 - \frac{k \frac{c^2}{2} - 4\varepsilon}{1 - i\kappa c v} \right) \quad (12)$$

and

$$2\alpha\beta = \text{Im} \left( \zeta^2 - \frac{k^2 \frac{c^2}{2} - 4\varepsilon}{1 - i\kappa c v} \right) \quad (13)$$

The boundary condition of the problem can be written in the following manner,

$$u_1(r)]_{r=a} = u_2(r)]_{r=a} \quad (14)$$

and

$$\mu_1 \left( \frac{\partial u_1}{\partial r} - \frac{u_1}{r} \right)_{r=a} = \left( \mu_1 + \mu^1 \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( \frac{\partial u_2}{\partial r} - \frac{u_2}{r} \right)_{r=a} \quad (15)$$

where  $a$  is the radius of the circle of separation of crust and low velocity layer.

Taking the asymptotic values of  $I_1 \{(\alpha + i\beta) r\}$  and  $K_1 \{(\alpha + i\beta) r\}$  and using the boundation conditions (14) and (15) we arrive at two conditions to be satisfied. On equating imaginary parts of the equation corresponding to (14) and (15),

$$A_1 e^{\alpha a} \sin \beta a + B_1 e^{-\alpha a} \sin \beta a = 0 \quad (16)$$

and

$$\begin{aligned} & \frac{A_1}{\sqrt{a}} \{e^{\alpha a} (\alpha \sin \beta a + \beta \cos \beta a - \kappa c v \alpha \cos \beta a + \kappa c v \beta \sin \beta a)\} \\ & + \frac{B_1}{\sqrt{a}} \{e^{-\alpha a} (\beta \cos \beta a - \alpha \sin \beta a + \kappa c v \alpha \cos \beta a + \kappa c v \beta \cos \beta a)\} = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

where we have neglected the terms of order  $1/a^{3/2}$ . Two more conditions are available from the same equations and of the similar type on equating real parts. Those two equations will be taken into considerations a few steps later. When  $\sin \beta a$  is assumed non-vanishing, as it leads to a very particular condition, equations (16) and (17) give us

$$\left| \begin{array}{cc} 1 & 1 \\ (\alpha + \kappa c v \beta) \sin \beta a + (\beta - \kappa c v \alpha) \cos \beta a, & (\beta + \kappa c v \alpha) \cos \beta a + (\kappa c v \beta - \alpha) \sin \beta a \end{array} \right| = 0 \quad (18)$$

or,

$$\tan \beta a = \kappa c v \quad (19)$$

The last relation is the condition for the existence of LOVE-waves with  $\alpha^2 > 0$ .

Now, if  $\zeta$  is wholly real and equal to  $k$ , the corresponding values of  $\beta^2$ ,  $\alpha^2$  from equations (12) and (13) can be obtained as

$$\begin{aligned} 2\beta^2 &= \sqrt{(k^2 - \Gamma)^2 + \Gamma^2 k^2 c^2 v^2} - (k^2 - \Gamma) \\ &\approx \frac{1}{2} \frac{\Gamma^2 k^2 c^2 v^2}{k^2 - \Gamma} \end{aligned} \quad (20)$$

where

$$\begin{aligned} 2\alpha^2 &\approx 2(k^2 - \Gamma), \\ \Gamma &= \frac{k^2 \frac{c^2}{2} - 4\varepsilon}{1 + k^2 c^2 v^2}. \end{aligned} \quad (21)$$

As  $k$  and  $\nu$  both are very small for large waves, we have

$$\begin{aligned}\beta a &= m\pi + \tan^{-1} k\nu c \\ &\approx m\pi + k\nu c\end{aligned}\quad (22)$$

approximately. The equation (22) gives us a group of waves which have unattenuated propagation even in a visco-elastic medium. The unattenuated propagation is emphasised by  $\zeta$  taken real.

The expression for  $\beta^2$  is very small in comparison to  $\alpha^2$  given by eqn. (20) and (21) for small values of  $\nu$ . Therefore the condition for existence if unattenuated LOVE-waves reduce to

$$\frac{k^2 \frac{c^2}{c_0^2} - 4\varepsilon}{1 + k^2 c^2 \nu^2} - k^2 < 0$$

or,

$$k^4 c^2 \nu^2 - k^2 \left( \frac{c^2}{c_0^2} - 1 \right) + 4\varepsilon > 0. \quad (23)$$

The above condition leads to the smallest possible values of  $k$ , which are given by the following in-equality,

$$k^2 < \frac{\left( \frac{c^2}{c_0^2} - 1 \right) - \sqrt{\left( \frac{c^2}{c_0^2} - 1 \right)^2 - 16\varepsilon c^2 \nu^2}}{2c^2 \nu^2}$$

i.e.

$$k^2 < \frac{4\varepsilon}{\frac{c^2}{c_0^2} - 1}.$$

The equation (22) can be written roughly as

$$k^2 \left( 16\varepsilon^2 c^2 \nu^2 - 2 \frac{m^2 \pi^2}{a^2} \left( \frac{c^2}{c_0^2} - 1 \right) \right) = \frac{m^2 \pi^2}{a^2} \left( \frac{m^2 \pi^2}{a^2} - 8\varepsilon \right) \quad (24)$$

when we have retained only terms up to  $k^2$  for small values of  $k$ . This equation (24) with the help of equations (20) and (2) gives a rough upper limit of the velocity of propagation  $C$  as,

$$c_0 < c < \frac{c_0}{\sqrt{1 - \frac{256 n^6 \nu^2 c_0^2}{a^2 m^2 \pi^2 (m^2 \pi^2 + 24 n^2)}}} \quad (25)$$



where,

$$m^2 \pi^2 > 8 n^2$$

and

$$n^2 = \epsilon a^2$$

The frequency equation of these waves can be obtained by equating the real parts corresponding to (14) and (15). It reduces to the following approximate form, with the help of asymptotic expressions of BESSEL-functions

$$\tan \alpha_1 (a - b) = \frac{\operatorname{Re} I_1 \{(\alpha + i\beta) a\}}{\operatorname{Re} (1 - ikcv) \frac{\partial}{\partial a} I_1 \{(\alpha + i\beta) a\}}$$

where  $x$ ,  $\beta$  and  $\alpha_1$  are given by eqn. (12) and (13) with  $\tau = 0$ . This equations will give the possible thickness ( $a - b$ ) of the homogeneous crust, if we permit the existence of aforesaid unattenuated waves, i.e. G-waves. The above results show that it is always possible for a type of unattenuated waves of long wavelengths and high frequency to propagate over the earth, with velocity  $c$  satisfying (25). When attenuation exists the eqn. (19) and (25) give the values of real as well as imaginary part of  $\zeta$ .

These results also help us to calculate the epicentral distance roughly with only one "Seismogram", if one can detect the G-waves, and if we can know  $c$ ,  $\nu$ ,  $c_0$ ,  $\epsilon$  by other means. The epicentral distance is given by

$$Z = \frac{1}{\tau} \log \frac{|A_G|}{|A_k|}$$

where  $A_k$  is the amplitude for a particular wave and  $A_G$  is that of G-waves,  $\tau$  being the imaginary part of  $\zeta$ .  $\tau$  is given by

$$\zeta = k + i\tau$$

where,

$$\tan \beta a = kcv$$

$$\beta^2 = \frac{1}{2} \{ (k^2 - \tau^2 - \Gamma)^2 + (\Gamma kcv - 2k\tau)^2 \}^{\frac{1}{2}} - (k^2 - \tau^2 - \Gamma)$$

and

$$\Gamma = \frac{k^2 \frac{c^2}{c_0^2} - 4\epsilon}{1 + k^2 \frac{c^2}{c_0^2} v^2} - 2k\tau$$

The waves are however attenuated by many other physical factors. By unattenuation, it only means that there is no attenuation of such waves due to elastic and visco-elastic properties of the earth's material.

## Discussion

The law  $\mu(a) = \mu(R) e^{-\frac{\epsilon}{2}(a^2 - R^2)}$  where  $R$  is any given radius and  $a$  the radius of lower interface of the crust agrees with the physical picture obtained by direct observation. We can accept the law to be approximately true.  $\epsilon$  is determinable by two ways:

- (i) From identification of G-phase can be obtained.
- (ii) From the dispersion equation for G-waves by equating smallest root of the equation for  $k$  to equation (22) with  $m = 0$ .

From the law stated above the ratio of the velocities at  $R$  and  $a$  is given by

$$(a - R)(a + R) = \frac{4}{\epsilon} \log \frac{c(R)}{c(a)}$$

or,

$$a - R = \frac{2}{\epsilon R} \log \frac{c(R)}{c(a)}$$

BATH and ARROYO [1964] obtained one of the smallest frequencies of G-waves as

$$\frac{2\pi}{700} \text{sec}^{-1}. \text{ This gives } \epsilon \approx 1.3 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2},$$

where  $c_0$  is taken as 4.6 km/sec<sup>-1</sup>. Thus we obtain the mean extension of low velocity layer as 85 km nearly.

## Acknowledgement

I take this opportunity of thanking Dr. S. C. DAS GUPTA for suggesting this investigation and for guidance at various stages of the work. I am also grateful for the financial support given by C.S.I.R.

## References

- BATH, M. and A. L. ARROYO: Attenuation and dispersion of G-waves. *J. Geophys. Res.* 67, p. 1933—1942, 1962.
- BASU, S. K.: A wave theory for generation of Love, G- and Sa-waves. *Zeitschr. für Geophysik* 29, S. 215—226, 1963.
- MAULIK, T. N.: On  $P_F$  and other phases in the early part of seismogram. *Pure and Appl. Geophys.* 58, p. 49—62, 1964.

# Geschwindigkeiten elastischer Wellen und Wärmeleitfähigkeit im Steinsalz

Von W. GIESEL, Hannover<sup>1)</sup>

Eingegangen am 20. Mai 1966

*Zusammenfassung:* Die Geschwindigkeiten elastischer Wellen und die Wärmeleitfähigkeit im Steinsalz — im Anstehenden und in Proben gemessen — werden mit errechneten Werten verglichen. Grundlage dieser theoretischen Vergleichswerte sind elastische und thermische Daten, die an NaCl-Einkristallen bestimmt worden sind.

Der Vergleich zeigt, daß eine ungestörte Steinsalzlagerstätte die gleichen Eigenschaften wie ein quasiisotropes, vollkommen dichtes NaCl- Vielkristallsystem hat. Steinsalzmaterial um bergmännische Hohlräume und in Proben muß dagegen — auf Grund seiner physikalischen Daten — in seinem Gefüge lockerer sein.

Diese Arbeit soll dazu beitragen, zu zeigen, wie kritisch an Gesteinsproben gemessene physikalische Größen eingeschätzt werden müssen, wenn sie auf das Anstehende angewendet werden.

*Summary:* The velocities of elastic waves and the thermal conductivity of rocksalt—measured both in situ as well as in the laboratory—were compared with the corresponding values calculated theoretically. The basis of these theoretical values are the elastic and thermal data of NaCl-crystals.

The comparison shows that an undisturbed salt deposit has the same properties as those of quasiisotropic crystalline NaCl which is free from voids. Rocksalt, in situ around cavities in the mine and in the form of specimens, must have a looser structure on account of different elastic and thermal properties.

This study points out to the errors which may be introduced when laboratory data are accepted for the rock material in situ.

## I. Einleitung und Aufgabenstellung

In letzter Zeit werden geophysikalische Untersuchungen in den Salzlagerstätten Nordwestdeutschlands sehr intensiv betrieben. Die Arbeiten der Bundesanstalt für Bodenforschung bzw. des Niedersächsischen Landesamtes für Bodenforschung liegen dabei an zwei Schwerpunkten, wobei Methodik und Ziel sehr verschieden sind. Durch unter Tage durchgeführte Seismik, durch Reflexions- wie Refraktionsuntersuchungen sollen die Grenzen der Lagerstätten von ihrem Innern her abgetastet werden. Durch geothermische Arbeiten werden der Wärmefluß durch das Salzgebirge und die Möglichkeit untersucht, im anstehenden Salz radioaktive Abfallprodukte zu lagern.

---

<sup>1)</sup> Dr. WILFRIED GIESEL, Niedersächs. Landesamt für Bodenforschung, 3 Hannover-Buchholz, Alfred-Bentz-Haus, Postfach 54.

Bei der Auswertung entsprechender praktischer und theoretischer Arbeiten benötigt man die Stoffkonstanten des Salzgebirges. Dies sind auf der einen Seite in erster Linie die Geschwindigkeiten elastischer Wellen, auf der anderen Seite die Wärmeleitfähigkeit. Wiederholte, von verschiedenen Autoren veröffentlichte Messungen haben gezeigt, daß diese Werte stark variieren. Da die Gründe für die Variabilität in manchen Punkten für beide Stoffwerte die gleichen sind, kann man sie zusammen diskutieren. Dies wird in der vorliegenden Arbeit durchgeführt. Variabilitätsbereich und Ursachen der Variation werden angegeben. An wichtiger Stelle steht dabei die Frage, inwieweit im Labor gemessene Konstanten im anstehenden Gebirge gelten.

Im folgenden werden nur die Verhältnisse im Steinsalz betrachtet; einmal, um die Arbeit übersichtlich zu halten, zum anderen, weil für Steinsalz sehr viele Daten zur Verfügung stehen.

Es sind vor allem drei Parameter, welche die Stoffwerte, die hier diskutiert werden, beeinflussen können: Druck, Temperatur und das Gefüge des Salzaggregates. Druck und Temperatur sind die klassischen Parameter, und manche Untersuchung beschäftigt sich mit ihnen. Darüber gerieten Arbeiten, welche Fragen zum Gefüge einschlossen, ins Hintertreffen; wohl deshalb, weil sich Gefügeeigenschaften nicht wie Druck und Temperatur durch Zahlen erfassen lassen und beschreibend von Mineralogen behandelt wurden, während die Wärmeleitfähigkeit und die Geschwindigkeiten elastischer Wellen Sache von Geophysikern blieb. Gefüge und Gefügelockerungen bestimmen aber im Steinsalz die Stoffwerte in viel höherem Maße als Druck und Temperatur, wie gezeigt werden soll.

Da Gefügelockerungen sehr schwer direkt zu messen sind, soll auf indirektem Weg ihr Einfluß auf die Stoffwerte des Steinsalzes festgestellt werden. Aus den am NaCl-Einkristall gemessenen elastischen und thermischen Daten werden die Geschwindigkeiten und die Wärmeleitfähigkeit eines Salzkörpers berechnet, dessen Kristallindividuen völlig regellos und dicht gepackt sind. Vergleicht man die an einem solchen quasiisotropen Modellkörper ermittelten Werte mit den am natürlichen Steinsalz gemessenen Daten, wird man zu in mancher Hinsicht überraschenden Aussagen über die Struktur des Steinsalzes gezwungen.

## **II. Stoffwerte und Transportvorgänge im NaCl-Einkristall**

### **1. Allgemeines**

In einem regelmäßigen Kristall besetzen die Atome bestimmte Plätze eines geometrischen Musters. Dies hat zur Folge, daß die Richtungen im Kristall nicht untereinander gleichwertig sind, auch nicht in bezug auf physikalische Transportvorgänge wie die Fortpflanzung einer elastischen oder thermischen Störung. Zur Charakterisierung des elastischen bzw. thermischen Verhaltens des Kristalls benötigt man also mehrere voneinander unabhängige Zahlenwerte, deren Menge durch die Symmetrie des Kristalls bestimmt wird.

Statt Geschwindigkeitswerte verwendet man Elastizitätsmoduln zur Festlegung des elastischen Verhaltens. Dies sind die im HOOKESchen Gesetz benutzten Proportionalitätsfaktoren  $c_{ij}$  ( $i, j = 1$  bis 6) zwischen Druck- und Verformungskomponenten. Analoges gilt für die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{ij}$  ( $i, j = 1$  bis 3), welche Proportionalität zwischen der transportierten Wärmemenge und dem Gradienten des Temperaturfeldes vermittelt. Die Maximalzahl der Konstanten gilt für ein Kristall mit niedrigster Symmetrie, dem triklinen. Bei höherer Symmetrie werden viele Werte einander gleich oder gleich Null. Bei höchster, kubischer Symmetrie bleiben drei voneinander unabhängige Elastizitätsmoduln übrig, die mit  $c_{11}$ ,  $c_{12}$  und  $c_{44}$  bezeichnet werden, während sich die Wärmeleitfähigkeit durch eine Zahl  $\lambda$  ausdrücken läßt. Ein kubischer Kristall ist somit im elastischen Verhalten anisotrop, bezüglich des Wärmetransportes jedoch isotrop (Anhang 1).

## 2. Geschwindigkeiten elastischer Wellen

### a) Elastische Konstanten

Die elastischen Konstanten des kubischen Kristalls NaCl sind oftmals und mit großer Genauigkeit gemessen worden, auch in Abhängigkeit von Druck und Temperatur<sup>1)</sup>. Einige Werte sind in der Tabelle 1 zusammengestellt. Den folgenden Rechnungen liegen die von LAZARUS [1949] gemessenen Moduln zugrunde, denn von diesem Autor wurde auch die wichtige Abhängigkeit der Elastizitätszahlen vom allseitigen Druck untersucht.

Tabelle 1: Elastische Konstanten des NaCl-Einkristalls bei 20°C und Atmosphärendruck (in  $10^{-11}$  dyn/cm<sup>2</sup>).

$C_{11}$	$C_{44}$	$C_{12}$
4,87	1,26	1,24 <sup>1)</sup>
4,97	1,27	1,27 <sup>1)</sup>
4,85	1,265	1,23 <sup>1)</sup>
4,911	1,284	1,225 <sup>2)</sup>
4,864	1,275	1,258 <sup>3)</sup>
4,93	1,275	1,31 <sup>4)</sup>

<sup>1)</sup> HEARMON 1956; <sup>2)</sup> LAZARUS 1949; <sup>3)</sup> OVERTON und SWIM 1951; <sup>4)</sup> SPANGENBERG und HAUSSÜHL 1957.

<sup>1)</sup> Die Kristalle der anderen gesteinsbildenden Salzminerale sind, vom KCl abgesehen, offenbar noch nicht auf ihre elastischen Eigenschaften hin untersucht worden. Im Hartsalz kommt neben NaCl und KCl das Mineral Kieserit ( $MgSO_4 \cdot H_2O$ ) in nennenswerten Mengen vor. Kieserit kristallisiert monoklin. Karnallit gehört der rhombischen Symmetrieklasse an. Vermutlich wegen ihrer niedrigen Symmetrie und der dadurch bedingten umständlichen Meßarbeit bei der Bestimmung der großen Anzahl voneinander unabhängiger Konstanten liegen für beide Minerale noch keine Elastizitätsmoduln vor. Dies ist ein Grund für die ausschließliche Behandlung des Steinsalzes in dieser Arbeit.

### b) Ausbreitung einer elastischen Störung

Bei punktförmiger Erregung einer elastischen Störung im Innern eines Kristalls breiten sich vom Zentrum drei Flächen elastischer Wellen aus, von denen die mit höchster Ausbreitungsgeschwindigkeit im wesentlichen longitudinale, die beiden anderen vor allem transversale Schwingungsanteile besitzen. Diese Flächen sind nicht wie im isotropen Körper kugelförmig, sondern haben kompliziertere Formen; die Länge der Geschwindigkeitsvektoren variiert mit der Richtung.

Die Symmetrie des Kristallaufbaus spiegelt sich in der Geschwindigkeitsverteilung wider. In der Abb. 1 ist die Verteilung der „Longitudinal“-Geschwindigkeit im NaCl-Einkristall räumlich dargestellt. In Richtung der drei Symmetrieachsen kubischer Kristalle ist sie gleich und am größten, in Richtung der Raumdiagonalen des Gitters am kleinsten. Präziser lassen sich die Geschwindigkeiten der Wellen darstellen, die in Ebenen parallel zu den Hauptschnitten laufen. In der Abb. 2 sind die drei entsprechenden Wellenblätter eingetragen<sup>1)</sup>.

### 3. Wärmeleitfähigkeit

Kubische Kristalle sind bezüglich der Wärmeleitfähigkeit isotrop. Ein Stoffwert charakterisiert das Verhalten des Kristalls. In der Abb. 3 sind die Leitfähigkeitswerte verschiedener NaCl-Aggregate als Funktion der Temperatur aufgeführt, u. a. auch die Leitfähigkeit von Einkristallen.

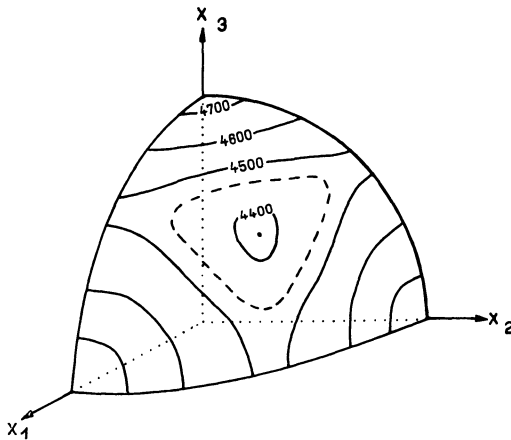


Abb. 1: Ausbreitungsgeschwindigkeit einer punktförmig im Koordinatenursprung erregten elastischen Störung im NaCl-Einkristall mit nahezu longitudinaler Schwingbewegung (in m/sec).

<sup>1)</sup> Die in Abb. 1 und 2 mitgeteilten Daten folgen aus den elastischen Konstanten und den Dichten des Kristalls durch Anwendung von Formeln, die HEARMON [1946] und MUSGRAVE [1954] angegeben haben. Die Formeln wurden auf dem Rechenautomaten IBM 1620 der Bundesanstalt für Bodenforschung numerisch ausgewertet.

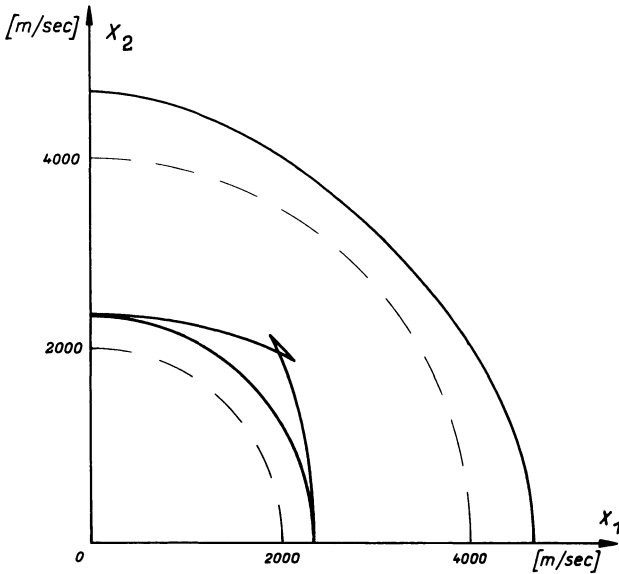


Abb. 2: Sämtliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten einer punktförmig im Koordinatenursprung erregten elastischen Störung im NaCl-Einkristall auf Ebenen parallel zu Hauptschnitten (in m/sec).

### III. Stoffwerte und Transportvorgänge im NaCl-Vielkristall

#### 1. Allgemeines

Der Aufgabenstellung gemäß sollen nun aus den für den NaCl-Einkristall geltenden Stoffwerten die Geschwindigkeit elastischer Wellen und die Wärmeleitfähigkeit in einem dichten Vielkristallsystem abgeleitet werden. Diese Werte werden dann in den folgenden Kapiteln mit Daten verglichen, die am natürlichen Salz ermittelt wurden.

Das Modell soll aus dicht aufeinandergepackten NaCl-Einkristallen bestehen und auf physikalische Transportvorgänge homogen und quasiisotrop reagieren, d. h., die Symmetrieachsen der Einzelkörner sollen über alle Richtungen streuen und ihre Längendimensionen sollen klein gegenüber denen des Modellkörpers und des Transportvorganges, wie der Wellenlänge der elastischen Störung sein. Im Fall der Wärmeleitung entfallen diese Einschränkungen wegen der Isotropie kubischer Kristalle.

#### 2. Geschwindigkeiten elastischer Wellen

##### a) Bei Normalbedingungen

Liegen in einem porenfreien Salzaggregat die Kristallachsen aller Mineralkörner einander parallel, wird sich die Anisotropie des Kristalls auf das Gesamtstück übertragen. Je schwächer die spezielle Achsenorientierung ist, um so mehr verwischen sich

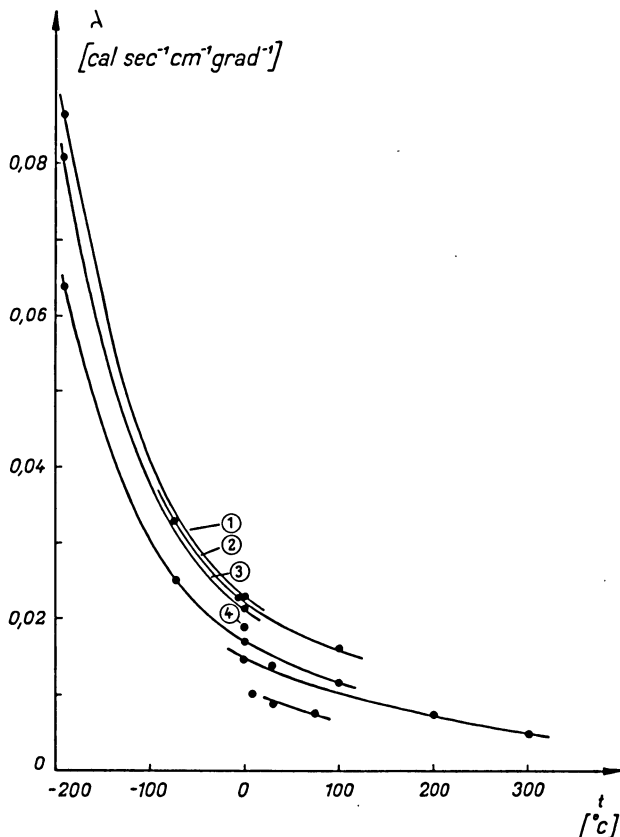


Abb. 3: Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  als Funktion der Temperatur.

- ① Kristall aus Lösung nach BIRCH, 1942.
  - ② Kristall aus Lösung nach D'ANS and LAX, 1949.
  - ③ Kristall aus Schmelze
  - ④ Kristallpulver, kompr. 8000 at } nach BIRCH, 1942.
- übrige Kurven: Steinsalzproben

die Geschwindigkeitsunterschiede für verschiedene Richtungen. Bei völlig regelloser Orientierung der Kristalle reagiert das Gesamtstück isotrop. Dann liegt die für alle Richtungen gleiche Geschwindigkeit zwischen den am Einkristall vorhandenen Extremwerten.

KRÖNER [1958] referiert Methoden, wie man die elastischen Kennwerte eines solchen quasiisotropen Vielkristalls aus den Moduln des Einkristalls berechnen kann. Die ältesten und einfachsten Verfahren stammen von VOIGT [1928] und REUSS [1929].



Ihre Rechnungen liefern für die Longitudinal- und Transversalgeschwindigkeit elastischer Wellen im quasiisotropen NaCl-Aggregat (Anhang 2)

$$v_L = 4550 \pm 20 \text{ m/sec} \quad v_T = 2620 \pm 20 \text{ m/sec.}$$

*b) bei erhöhtem Druck*

LAZARUS [1949] hat die Elastizitätsmoduln im NaCl-Einkristall bei hohem allseitigen Druck bestimmt (Tabelle 2).

Tabelle 2: Elastizitätsmoduln und Dichte des NaCl-Einkristalls als Funktion des allseitigen Drucks (in  $10^{-11}$  dyn/cm<sup>2</sup>). Die Werte ändern sich zwischen den angeführten Drucken linear.

	$c_{11}$	$c_{44}$	$c_{12}$	$\rho$
1 at	4,91	1,28	1,23	2,16
$10^4$ at	6,13	1,31	1,51	2,24

Aus diesen Werten lassen sich — in der gleichen Weise wie im vorigen Abschnitt für Normalbedingungen — die elastischen Konstanten und daraus die Geschwindigkeiten für quasiisotrope Vielkristallsysteme berechnen, deren Kristallindividuen alle unter demselben allseitigen Druck stehen. Die Resultate sind in Abb. 4 dargestellt. Vom geologischen Standpunkt interessieren nur Drucke bis zu mehreren 100 kp/cm<sup>2</sup> wegen der geringen Überdeckung der Salzlagerstätten. In diesem Lastbereich sind die Geschwindigkeiten praktisch konstant.

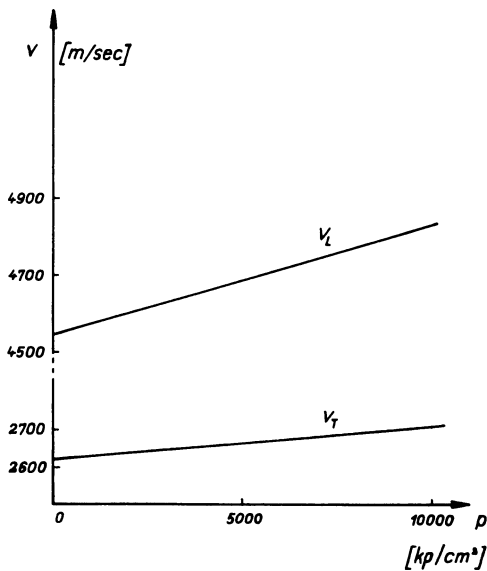


Abb. 4: Longitudinal- und Transversalgeschwindigkeit im dichten NaCl-Vielkristall als Funktion allseitigen Druckes (berechnet).

c) bei erhöhter Temperatur

DURAND (Zit. HEARMON 1946) untersuchte in ähnlicher Weise die Temperaturabhängigkeit der Konstanten. Aus seinen Werten ergeben sich die Geschwindigkeiten in Abb. 5. Im wichtigen Temperaturbereich zwischen 20 und 50°C variieren die elastischen Verhältnisse des Vielkristallsystems nur wenig.

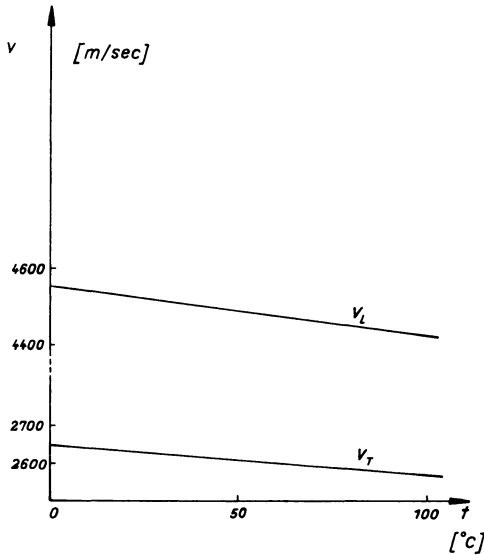


Abb. 5: Longitudinal- und Transversalgeschwindigkeit im dichten NaCl-Vielkristall als Funktion der Temperatur (berechnet).

### 3. Wärmeleitfähigkeit

Die Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit vom Druck wurde offenbar noch nicht untersucht, der Temperatureinfluß ist in Abb. 3 dargestellt.

## IV. Experimentell bestimmte Geschwindigkeiten und Wärmeleitfähigkeiten im Steinsalz

### 1. Geschwindigkeiten elastischer Wellen

#### a) Allgemeines

Zum Vergleich mit diesen theoretischen Resultaten werden nun experimentelle Daten herangezogen, die zum großen Teil Arbeiten entstammen, welche sich mit der Lösung der Aufgabe beschäftigen, den Gebirgsdruck im anstehenden Gestein durch

indirekte Methoden quantitativ zu bestimmen. Da hierzu Stellung genommen werden soll, werden sie ausführlicher referiert. Ausgangspunkt für diese Arbeiten war die Vermutung, daß gewisse Eigenschaften der Gesteine auch in dem Lastbereich stetig variieren, in dem das Material ohne grob wahrnehmbare Formänderungserscheinungen auf den Gebirgsdruck reagiert. Diese Eigenschaften sollen in Bergwerkspeilern und anderen gefährdeten Gebirgstteilen schnell und einfach bestimmbar sein und auf diese Weise ein Maß für die Last abgeben. Im Vordergrund dieser Bemühungen standen von Anfang an Untersuchungen zur Abhängigkeit des Gebirgsdruckes von der Geschwindigkeit elastischer Wellen.

In der UdSSR wurde die Druckabhängigkeit der Geschwindigkeit von RISNITSCHENKO u. a. für Kohle und Nebengestein untersucht (Zitat BUCHHEIM [1958]), RÖSLER [1954], UHLMANN [1957], BUCHHEIM [1958] und KARAMANI [1965] beschäftigten sich mit entsprechenden Versuchen an Salzgesteinen, und speziell diese sind hier interessant.

#### *b) Geschwindigkeiten in Proben*

RÖSLER und KARAMANI haben an Steinsalzproben den Zusammenhang zwischen Belastung und Longitudinalgeschwindigkeit studiert. Die RÖSLERSchen Versuche wurden später noch von UHLMANN ergänzt. In der Abb. 6 sind Druck-Geschwindigkeitsdiagramme aus den Meßreihen von RÖSLER und KARAMANI zusammengestellt. Man sieht, daß die Geschwindigkeit mit steigendem Druck größer wird, im übrigen aber, daß Messungen an verschiedenen Proben keineswegs reproduzierbare Ergebnisse liefern. Innerhalb der RÖSLERSchen Meßreihen hat man unterschiedliche Resultate, die der Autor Gesteinsinhomogenitäten zuschreibt und die ihn veranlassen, nur relative Geschwindigkeitsänderungen zu betrachten. Beide Autoren haben bei ihren Versuchen mit Gesteinsfließen und Hystereseeerscheinungen zu kämpfen (siehe Abb. 6, schraffierte Bereiche), wodurch eine einwandfreie Zuordnung „Geschwindigkeit—Spannung“ noch komplizierter wird. Außerdem wurden in diesen Arbeiten zur Erklärung der Streuung folgende Einflußgrößen erwähnt: Unterschiede in der chemischen Zusammensetzung des Salzes, Ausrichtung der Salzkristalle nach ihrem inneren Aufbau (Anisotropie), Porosität und Vorspannung. Trotzdem konnte, sicher wegen der Vielfalt und schwierigen Meßbarkeit der Parameter, hieraus keine Korrektur der Meßkurven, die zu einer Konstruktion von „Normalkurven“ hätte führen müssen, entwickelt werden.

Aus dem sehr heterogenen Zahlenmaterial sollen deswegen nur die für alle Messungen gemeinsamen Züge für die weiteren Überlegungen verwendet werden. Dies sind: Die Geschwindigkeiten parallel zur Druckrichtung werden mit steigendem axialen Druck größer und streben einem Endwert zu, der in jedem Fall kleiner ist als der theoretisch bestimmte Wert für die Longitudinalgeschwindigkeit im quasiisotropen Vielkristallmodell. Dieser theoretische Wert ist in Abb. 6 als horizontale Linie einge-

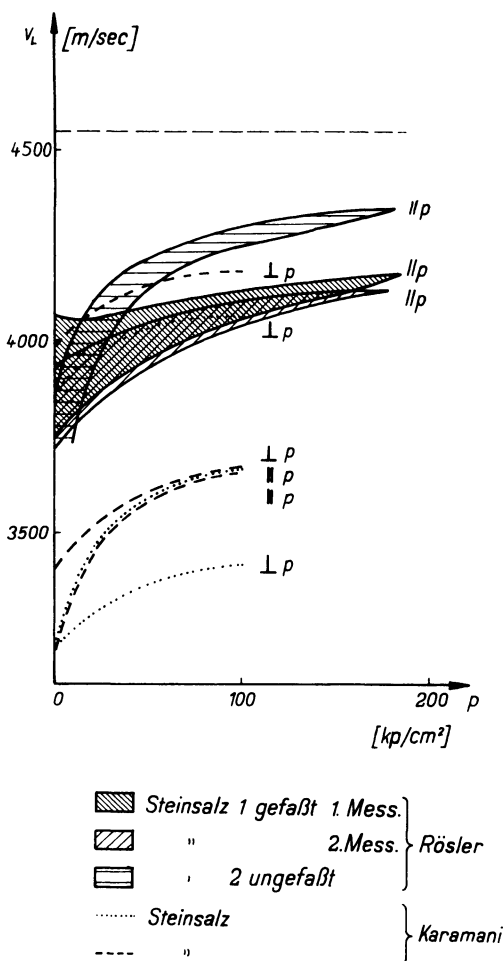


Abb. 6: Gemessene Longitudinalgeschwindigkeiten in Steinsalzproben als Funktion einachsigen Druckes  $p$ ; Meßrichtungen parallel ( $\parallel$ ) und senkrecht ( $\perp$ ) zum Druck.

zeichnet, denn er ist nach Abschnitt III. 2b weitgehend unabhängig vom Druck<sup>1</sup>). In sehr summarischer Form sind die in Abb. 6 dargestellten Meßwerte in die Abb. 7, Spalte a, übernommen worden.

<sup>1</sup>) Bei einem Vergleich der theoretischen Geschwindigkeit mit experimentellen Daten muß man berücksichtigen, daß auf der einen (theoretischen) Seite hydrostatische Drucke, auf der anderen (experimentellen) axiale Drucke verwandt wurden. Jedoch ist plausibel, daß Geschwindigkeitszunahmen mit allseitiger Druckerhöhung größer sein müssen als bei einachsiger Druckzunahme. Deswegen stellt die bei allseitigem Druck berechnete Geschwindigkeitszunahme eine obere Grenze für den theoretischen Wert bei einachsigem Druck dar. Da Geschwindigkeitszunahmen im quasisotropen Modell bei allseitigem Druck vernachlässigbar sind, gilt dies sicher auch für das einachsig belastete Modell.

### c) Geschwindigkeiten im Stoß

UHLMANN [1957] hat die Longitudinalgeschwindigkeit von Ultraschallimpulsen in Stößen und Pfeilern in Salzbergwerken gemessen, wobei er Laufstrecken zwischen zwei parallel zueinander geführten, ca. 10 m tiefen Bohrlöchern verwendete. Seine Versuche waren als folgerichtige Ergänzung der von ihm und RÖSLER durchgeführten Geschwindigkeitsmessungen an belasteten Proben gedacht, um die Lastabhängigkeit der Geschwindigkeit zu studieren. Die im Steinsalz erhaltenen Daten sind in Abb. 7, Spalte b statistisch aufgetragen. Der Werteschwerpunkt kommt dem theoretischen Idealwert schon sehr nahe.

### d) Geschwindigkeiten in der ungestörten Lagerstätte

Völlige Übereinstimmung zwischen Theorie und Praxis folgt aber erst, wenn man die aus konventioneller Untertage-seismik<sup>1)</sup> errechneten Geschwindigkeitswerte zum

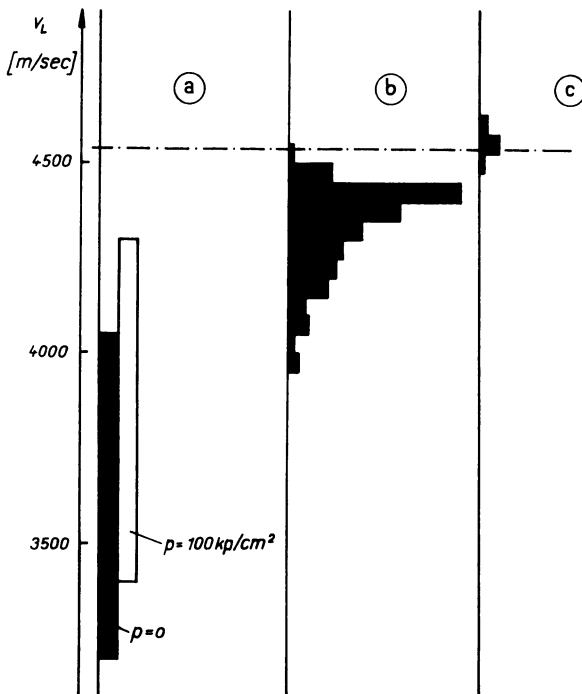


Abb. 7: Longitudinalgeschwindigkeiten im Steinsalz (Häufigkeitsverteilung) (a) in Proben, (b) in Salzpfeilern, (c) im ungestörten Anstehenden.

<sup>1)</sup> Aus Untersuchungen, die im Auftrag der FG. Seismik eV von der Fa. Seismos durchgeführt wurden.

Vergleich heranzieht. Die Laufwege der Wellen gehen hier mehrere hundert Meter durch den Vollraum (Abb. 7, Spalte c).

e) *Geschwindigkeit in Sinterplatten*

BHAGAVANTAM und SESHAGIRI RAO [1951] haben in NaCl-Kristallpulvern, die in einer Hochdruckapparatur zu Platten gesintert wurden, die Elastizitätsmoduln bestimmt. Aus ihren Laufzeitmessungen von Ultraschallimpulsen folgt als Longitudinalgeschwindigkeit 4490 m/sec.

Offenbar gibt es noch kein Verfahren, nach dem man die Wärmeleitfähigkeit im anstehenden Gestein mit ausreichender Genauigkeit messen könnte. Eine so vollständige Zusammenstellung von Meßdaten wie für Geschwindigkeiten läßt sich deswegen nicht geben. Die an Proben mit hoher Genauigkeit von CREUTZBURG [1965] gemessenen Werte liegen zwischen  $10,7$  und  $14,4 \cdot 10^{-3}$  cal/cm sec grad. Sie gelten bei der Temperatur  $35^{\circ}\text{C}$ . In Abb. 8 sind sie als vertikaler Balken, der den Wertebereich überdeckt, eingetragen worden. Für diese und von anderer Seite gemessenen Wärmeleitfähigkeiten trifft aber genau das zu, was auch für die Geschwindigkeiten gilt: In Proben werden Werte gemessen, die wesentlich unter dem im quasiisotropen Modell gültigen Wert, der Leitfähigkeit des Einkristalls, liegen. Zur Demonstration dieser Tatsache sind in die Abb. 8 alle Daten aus Abb. 3 übernommen worden.

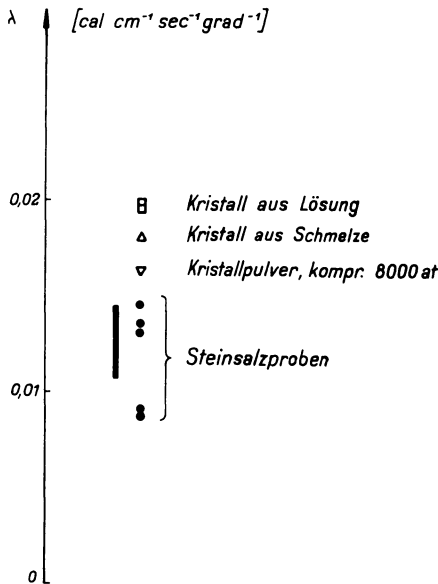


Abb. 8: Wärmeleitfähigkeit in NaCl-Aggregaten bei  $35^{\circ}\text{C}$ .

## V. Vergleich der theoretischen mit den gemessenen Stoffwerten und Deutung

### 1. Vergleich der Geschwindigkeiten

Seismische Wellen, die mehrere hundert Meter durch den Vollraum der ungestörten Lagerstätte laufen, haben nach Abb. 7 eine Geschwindigkeit, welche der des quasi-isotropen Modells recht genau gleich ist. Die im Modell angenommenen Verhältnisse bilden demnach die im ungestörten Gebirge vorliegenden vollkommen ab. Die Lagerstätte gleicht einem völlig kompakten, porenlosen Vielkristallsystem, das auch experimentell durch gesinterte Kristallplatten nahezu verwirklicht werden kann.

Bei Annäherung eines Abbaus geraten dann die dem Hohlraum näherrückenden Gebirgsteile unter eine Last mit ungleich großen Hauptspannungen. Dadurch werden Scherspannungen erzeugt, welche sich in Scherbewegungen auf Korngrenzen und in Ebenen geringer Scherfestigkeit innerhalb vorher intakter Körner äußern können. Da diese Bewegungen — summarisch gesehen — eine Entspannung des Gebirges bedeuten, wobei die Hauptbewegungsrichtung auf den bergmännischen Hohlraum gerichtet ist, wird dabei das Gefüge gelockert. Nur auf diese Weise läßt sich die Geschwindigkeitsabnahme sowohl in der Nähe des Stoßes wie in den Proben deuten (Abb. 7), wobei der graduelle Unterschied zwischen den Werten in Proben und im Stoß darauf zurückzuführen ist, daß jedes als Probe genommene Salzstück bis zur Oberfläche des Stoßes ausgewandert ist und den vollen Bereich des um den Hohlraum liegenden Bezirks durchlaufen mußte, in dem Spannungszustände mit extrem ungleichen Hauptspannungen herrschen. Da die Bedingungen hierfür von Fall zu Fall verschieden sind, streuen die Geschwindigkeitswerte in den Proben sehr.

Nach Fertigstellung des ersten Manuskriptes erfuhr diese Hypothese eine unerwartete experimentelle Stütze. HÖFER [1958] hatte von üblichen Pfeilerquerdehnungsmessungen aus Kalibergwerken, die im Kammerbau ausgebeutet werden, berichtet und auf zukünftige Messungen hingewiesen, nach denen gleichzeitig vertikale Pfeilerverkürzung und horizontale Querdehnung festgestellt werden sollten. Nach privater Mitteilung weisen diese Messungen auf eine Volumenvergrößerung des Pfeilers und damit auf eine Auflockerung des Gefüges hin. HÖFER machte gleichzeitig auf eine russische Arbeit aufmerksam, in der entsprechende Versuche an einachsigen belasteten Proben im Langzeitversuch durchgeführt wurden (KUSNECOW [1965]), wobei besonders hervorgehoben wird, daß die Volumenvergrößerung durch die Bildung von Mikrorissen im Kristallgefüge zu erklären sei.

### 2. Vergleich der Wärmeleitfähigkeiten

Die Wärmeleitfähigkeit in Steinsalzproben ist kleiner als in einem dichten Kristall (Abb. 8). Auch aus diesen Werten erkennt man, daß der eben geschilderte Prozeß Einfluß auf das Gefüge der Proben genommen hat. Ein vollkommen dichtes Gefüge läge vor, wenn die an Proben gemessene Leitfähigkeit mit der am Einkristall bestimmten übereinstimmte.

## VI. Geschwindigkeiten elastischer Wellen in einem Modell mit Spaltflächen

Da das bisher zum Vergleich benutzte quasiisotrope Vielkristallsystem eine gute Näherung für eine Salzlagerstätte darstellt, die nicht unter Abbaueinfluß steht, soll das Vergleichsmodell nunmehr so erweitert werden, daß es die in Stoß und in Proben herrschenden Bedingungen richtig beschreibt. Das Ziel ist, festzustellen, ob die im Stoß und in Proben gemessenen Geschwindigkeiten wenigstens qualitativ mit den aus einem solchen Modell errechenbaren übereinstimmen.

Das Modell muß von Mikrorissen durchzogen sein gemäß den im letzten Abschnitt entwickelten Vorstellungen. Bei der mathematischen Behandlung dieses Modells kommt man nicht ohne durchgreifende Idealisierung aus, die in erster Linie auf eine

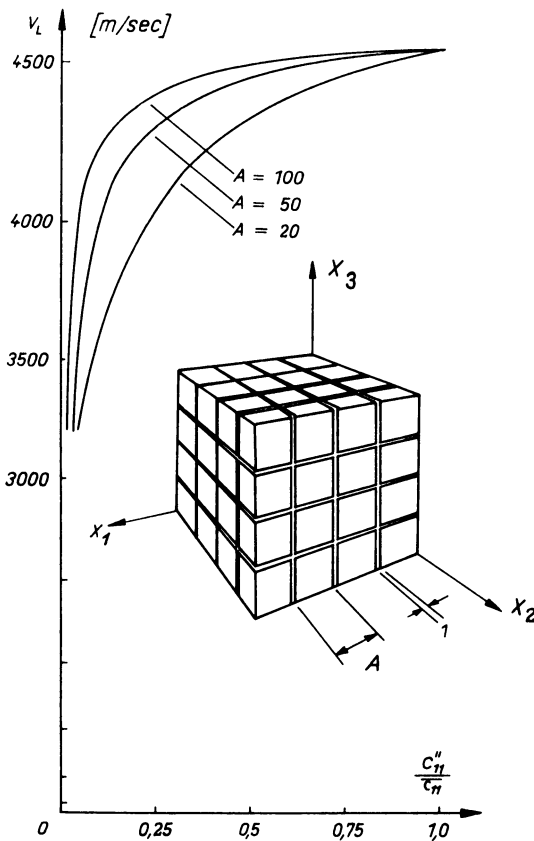


Abb. 9: Longitudinalgeschwindigkeiten im Steinsalzmodell, Spaltflächen mit kubischer Symmetrie.



geometrisch einfache Anordnung der Mikrorisse hinausläuft. Sie werden angelegt, wie es in Abb. 9 dargestellt ist, wobei das zwischen den dünnen, die Mikrorisse darstellenden Flächen angeordnete, in kubische Blöcke zerlegte Material die Eigenschaften des quasiisotropen Vielkristalls haben soll. Die Oberflächen dieser Blöcke seien rau und sie berühren sich nur an bestimmten Punkten. Bei elastischer Beanspruchung der Gesamtprobe werden sich die übertragenen Spannungen auf diese kleinen Berührungsflächen konzentrieren. Dadurch wird die Spannungsverteilung in ihrer Nähe inhomogen. Um die damit bei der Rechnung auftretenden Schwierigkeiten zu umgehen, werden die Rißzonen, welche die Unebenheiten der Kornberandungen und die leeren Räume zwischen den Kornoberflächen einschließen, durch ein homogenes Substrat ersetzt mit einem Modul  $c'_{11}$ , welcher kleiner sein muß als der für den unversehrten Bereich gültige Modul  $\overline{c_{11}}$ . Hierdurch wird der höheren Kompressibilität dieser Zonen Rechnung getragen. Im nunmehr kubisch symmetrischen Körper erhält man nach entsprechender Rechnung (GIESEL [1963]) Longitudinalgeschwindigkeiten<sup>1)</sup> in Richtung der Koordinatenachsen (Abb. 9), die vom Verhältnis der Moduln von Rißzonen und Korn  $c''_{11}/\overline{c_{11}}$  und der relativen Kornkantenlänge  $A$  abhängt. Sind die elastischen Eigenschaften der Rißzonen und des massiven Kornes einander gleich oder sind die Körner unendlich groß, ergibt sich die Geschwindigkeit für den quasiisotropen Vielkristall (ungestörtes Gebirge). Hingegen werden die Kurven mit  $A = 50$  bzw.  $A = 100$  die Verhältnisse in Proben am besten treffen. Bei diesen Korngrößen sind die Schwächezonen mit 5,7 bzw. 3,0% am Gesamtvolumen des Aggregates beteiligt. Hiervon ist nur ein Teil dem Porenvolumen zwischen den dichten Körnern, der übrige Teil den unregelmäßig geformten Oberflächenbereichen der Körner zuzuordnen, so daß diese Werte gut mit gemessenen Porositätswerten an 7 Steinsalzproben korrespondieren (TOLLERT [1964]), die zwischen 0,2 und 4,3% bei einem Mittelwert von 1,9% liegen. Geschwindigkeiten von 4000 m/sec, die in Proben oft gemessen werden (Abb. 6), erfordern also nach Abb. 9 Raumdruckmoduln der Porenzonen, die 5—10% des Moduls für das massive Korn betragen, was durchaus vernünftig zu sein scheint<sup>2)</sup>.

Bei rhombischer Symmetrie der Spaltflächen (Abb. 10) erhält man für die drei Hauptachsenrichtungen drei verschiedene Longitudinalgeschwindigkeiten. Da ähnlich gesetzmäßige Anordnungen der Spaltflächen mit bevorzugten Richtungen durchaus im Steinsalz als Mikroklüfte im Dünnschliff beobachtet werden (Abb. 9 bei FRIEDRICH [1959]), sind nunmehr auch die Ergebnisse von KARAMANI zu verstehen, der an Steinsalzproben elastische Anisotropie feststellte (Abb. 6).

<sup>1)</sup> Die Wellenlänge der elastischen Störung ist groß gegenüber den Inhomogenitäten des Modells.

<sup>2)</sup> Da das Modell kubische Symmetrie hat, müßte wie im Abschnitt III.2.a. die mittlere Geschwindigkeit eines quasiisotropen Modells berechnet werden. Dazu benötigt man aber die Schereigenschaften der Porenzonen, die unbekannt sind. Hier kommt es nur auf eine rohe Abschätzung an, für welche die wohl etwas zu großen Geschwindigkeiten längs der Symmetrieachsen des kubisch symmetrischen Körpers verwendet werden.

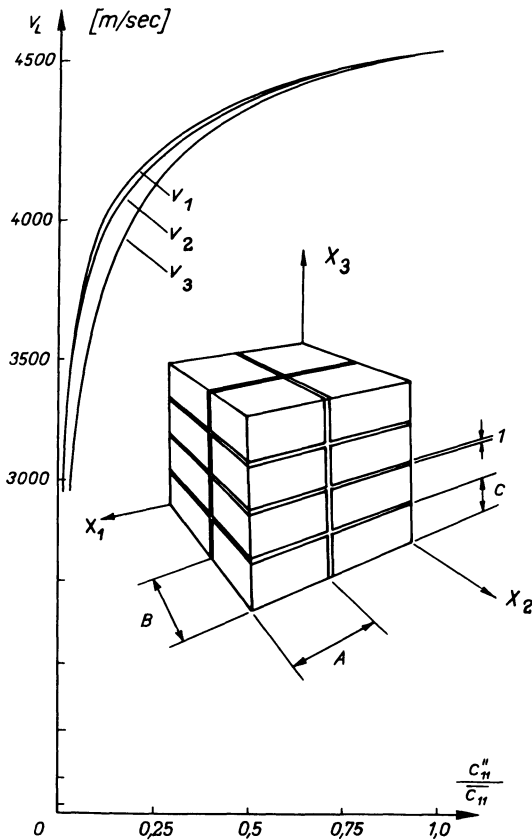


Abb. 10: Longitudinalgeschwindigkeiten im Steinsalzmodell, Spaltflächen mit rhombischer Symmetrie ( $A = 45$ ,  $B = 40$ ,  $C = 20$ ).

## VII. Zusammenfassung und Folgerungen

Die meisten im Rahmen der Geophysik durchgeführten Arbeiten haben die gleiche Problematik. An der Berandung des unzugänglichen Erdkörpers, an der Erdoberfläche oder in Bergwerken, werden Experimente veranstaltet, die Auskunft geben sollen über die Verteilung solcher Massen innerhalb des Körpers, die sich in ihrem physikalischen Verhalten unterscheiden. Zur richtigen Auswertung dieser Experimente benötigt man die Stoffwerte der Massen. Sie lassen sich aus den Messungen am Untersuchungsobjekt oft nicht genau genug, oft prinzipiell nicht ermitteln. Die spezielle Aufgabe der Gesteinsphysik ist es, diese Größen im Labor an Proben zu bestimmen, wobei sofort die in einschlägigen Arbeiten bisher viel zu wenig diskutierte Frage aufgeworfen wird, inwieweit diese Werte die Verhältnisse im anstehenden Gebirge treffen.

Ein für solche Untersuchungen besonders zugängliches Material ist Steinsalz, weil es, wenn es als ungestörte Lagerstätte vorliegt, durch ein relativ einfaches Modell, den quasiisotropen dichten Vielkristall, beschrieben werden kann. Es stimmen nämlich im ungestörten Anstehenden gemessene Geschwindigkeitswerte elastischer Wellen mit den errechenbaren Geschwindigkeiten im vollkommen dichten Modell bestens überein. An Proben und in hochbelasteten Bergwerkspfeilern gemessene Werte sind kleiner. Für solche Materialien gilt das einfache Modell daher nicht mehr, sondern ein komplizierteres, in das ein theoretisches Kluftsystem eingeführt wird. Die aus diesem Modell errechenbaren Geschwindigkeitswerte korespondieren mit den gemessenen an Proben.

Die Annahme, daß in Steinsalzproben ein derart gelockertes Gefüge vorliegt, wird durch weitere Beobachtungen gesichert: Die Porosität von Proben und Salzpfeilern unter Tage ist größer als Null; die elastische Anisotropie kann auf eine Regelung der Klüfte zurückgeführt werden; die Wärmeleitfähigkeit ist kleiner als im Vielkristallmodell. Die Annahme gewinnt weiter an Wahrscheinlichkeit durch die Tatsache, daß anstehende Salzgesteine in der Nähe des Abbaus unter einer Last mit ungleichen Hauptspannungen stehen, die Scherspannungen erzeugen müssen und Scherbewegungen erzeugen können, wenn das Material, wie Salz, genügend plastisch ist.

Diese Ergebnisse führen zu Konsequenzen in einigen praktischen Fragen. Es ist versucht worden, die in Salzpfeilern unter Tage gemessene Schallgeschwindigkeit als Maß für den im Pfeiler herrschenden Gebirgsdruck zu verwenden, wobei als Eichung die Druckabhängigkeit der Geschwindigkeit in Proben aus gleichem Material genommen werden soll. Im Pfeiler wie in Proben ist jedoch die Geschwindigkeit nicht eine Funktion des Druckes allein, sondern vielmehr eine Funktion der Größe und Verteilung feiner Porenräume, also eine Funktion der speziellen Geometrie elastisch wirksamer Inhomogenitäten im Gestein. Diese Geometrie hängt entscheidend von der Vorbehandlung des untersuchten Salzgesteines ab, vom rheologischen Verhalten in Bergwerkspfeilern und während triaxialer Belastung im Labor, daneben auch natürlich von der äußeren Last in dem Sinne, daß zu hohen, allseitig gleichen Drucken hin die Porenzonen allmählich zusammengepreßt werden und die Geschwindigkeit immer ähnlicher der wird, die für das dichte, quasiisotrope Gerüst gilt. Die Geschwindigkeit gibt damit Auskunft über den augenblicklichen Zustand des Gefüges, welches in komplizierter Weise von der Probenvorbehandlung wie von der gegenwärtigen Last abhängt. Die Geschwindigkeit elastischer Wellen als Maß für den Gebirgsdruck im Anstehenden zu benutzen, ist deswegen praktisch unmöglich.

Da das Gefüge von Proben und Anstehendem nicht übereinstimmt, werden sich wahrscheinlich auch die Wärmeleitfähigkeiten unterscheiden, denn gerade der Wärme- fluß wird in einem Körper, der von mikroskopisch feinen Spaltrissen durchzogen ist, wesentlich niedriger als in einem dichten Körper sein. Hinweise dazu gibt auch HURTIG [1965], der die Anisotropie der Wärmeleitfähigkeit in klastischen Sedimentgesteinen auf Gefügeregelung zurückführt. Die beste Bestätigung der Verhältnisse folgt aber aus den Meßdaten von CREUTZBURG [1965], der an sehr reinen Steinsalzproben Wärme-

leitfähigkeiten gemessen hat, die weit unter den für Einkristalle gültigen Daten liegen. In dieser Diskrepanz kann man nur den Einfluß des Gefüges sehen, zumal man aus Abb. 8 deutlich erkennt, wie mit steigender Fehlerlosigkeit des Materials die Wärmeleitfähigkeit zunimmt: Über den weit streuenden, an Steinsalzproben gemessenen Werten liegt der an einem hoch gepreßten Salzpulver bestimmte, darüber die Daten, die an aus Schmelze und Lösung gewonnenen Kristallen gemessen wurden.

Das elastische Verhalten legt nahe, bei Wärmeleitungsproblemen im anstehenden ungestörten Steinsalz eher mit der Leitfähigkeit des dichten Vielkristalls, welche mit der des Einkristalls ( $\lambda = 19 \cdot 10^{-3}$  cgs) identisch ist, zu rechnen, als mit dem an Proben gemessenen Wert ( $\lambda = 13 \cdot 10^{-3}$  cgs). Der von CREUTZBURG [1964] gemessene Wärmestrom in den Salzdiapiren Nordwestdeutschlands würde sich damit um 40–50% erhöhen.

### Anhang 1

In Komponentendarstellung lautet die Wärmeleitungsgleichung bei stationärem Fluß für anisotrope Körper

$$\begin{aligned} -Q_1 &= \lambda_{11} \frac{dT}{dx_1} + \lambda_{12} \frac{dT}{dx_2} + \lambda_{13} \frac{dT}{dx_3} \\ -Q_2 &= \lambda_{21} \frac{dT}{dx_1} + \lambda_{22} \frac{dT}{dx_2} + \lambda_{23} \frac{dT}{dx_3} \\ -Q_3 &= \lambda_{31} \frac{dT}{dx_1} + \lambda_{32} \frac{dT}{dx_2} + \lambda_{33} \frac{dT}{dx_3} \end{aligned} \quad (1)$$

Die 9  $\lambda$ -Konstanten verknüpfen die Vektorkomponenten des Wärmeflusses  $Q$  mit den Temperaturgradienten  $\text{grad } T$ .

Ein kubisch symmetrischer Körper hat drei senkrecht aufeinander stehende vierzählige Symmetrieachsen, die einem kartesischen Koordinatensystem  $x_k$  parallel liegen sollen. Wegen dieser Symmetrie muß die gegenseitige Orientierung zweier Vektoren  $Q$  und  $\text{grad } T$  im festgehaltenem Kristall dieselbe bleiben, wenn die Vektoren um  $\pi/2$  ( $Q'$ , ( $\text{grad } T'$ )) bzw.  $\pi$  ( $Q''$ , ( $\text{grad } T''$ )) um die  $x_3$ -Achse gedreht werden. Es gilt also

$$\begin{aligned} -Q_1 + \lambda_{11} \frac{dT}{dx_1} + \lambda_{12} \frac{dT}{dx_2} + \lambda_{13} \frac{dT}{dx_3} \\ -Q'_2 = \lambda_{21} \left( \frac{dT}{dx_1} \right)' + \lambda_{22} \left( \frac{dT}{dx_2} \right)' + \lambda_{23} \left( \frac{dT}{dx_3} \right)' = Q_1 \\ -Q''_1 = \lambda_{11} \left( \frac{dT}{dx_1} \right)'' + \lambda_{12} \left( \frac{dT}{dx_2} \right)'' + \lambda_{13} \left( \frac{dT}{dx_3} \right)'' = Q_1 \end{aligned} \quad (2)$$

mit 
$$\frac{dT}{dx_1} = -\left( \frac{dT}{dx_2} \right)' = -\left( \frac{dT}{dx_1} \right)''; \quad \frac{dT}{dx_2} = \left( \frac{dT}{dx_1} \right)' = -\left( \frac{dT}{dx_2} \right)'' \quad (3)$$

Durch Einsetzen von (3) in (2) folgt nach kurzer Zwischenrechnung

$$\lambda_{11} = \lambda_{22}; \quad \lambda_{13} = 0.$$

Gleiche Operationen bezüglich der  $x_1$ - und  $x_2$ -Achse liefern

$$\lambda_{11} = \lambda_{22} = \lambda_{33} = \lambda \quad \lambda_{12} = \lambda_{21} = \lambda_{13} = \lambda_{31} = \lambda_{23} = \lambda_{32} = 0,$$

so daß sich (1) auf die Form

$$-Q = \lambda \operatorname{grad} T \quad \lambda = \begin{pmatrix} \lambda & 0 & 0 \\ 0 & \lambda & 0 \\ 0 & 0 & \lambda \end{pmatrix}$$

reduziert. Die beiden Vektoren sind orientierungsunabhängig parallel. Der kubische Kristall ist bezüglich des Wärmeleitvermögens isotrop.

Entsprechende Überlegungen zum elastischen Verhalten anisotroper Körper sind äußerst umfangreich. Sie sind abgehandelt bei VOIGT [1928], HEARMON [1946] und SOMMERFELD [1954]. Der größere Rechnungsaufwand entsteht dadurch, daß die Elastizitätsmoduln zwischen zwei symmetrischen Tensoren zweiter Stufe, dem Spannungstensor

$$P = \begin{pmatrix} p_1 & p_6 & p_5 \\ p_6 & p_2 & p_4 \\ p_5 & p_4 & p_3 \end{pmatrix}$$

und dem Deformationstensor

$$\Phi = \begin{pmatrix} e_1 & e_6 & e_5 \\ e_6 & e_2 & e_4 \\ e_5 & e_4 & e_3 \end{pmatrix}$$

mit  $e_1 = \frac{\partial s_1}{\partial x_1}$ ,  $e_6 = \frac{\partial s_2}{\partial x_1} + \frac{\partial s_1}{\partial x_2}$  usw., vermitteln. Da beide Matrizen 6 voneinander unabhängige Komponenten haben, sind 36 Elastizitätsmoduln  $c_{ij}$  ( $i, j = 1 - 6$ ) zu erwarten. Diese Zahl reduziert sich wegen der Existenz eines elastischen Potentials auf 21 ( $c_{ij} = c_{ji}$ ). Das (1) analoge Gleichungssystem lautet daher (nur die erste von 6 Zeilen):

$$p_1 = c_{11}e_1 + c_{12}e_2 + c_{13}e_3 + c_{14}e_4 + c_{15}e_5 + c_{16}e_6 \quad (4)$$

und allgemein

$$p_i = c_{ij}e_j \quad (i, j = 1 - 6).$$

Ein Prozeß, der dem für die Wärmeleitung durchgeführten ähnlich ist, reduziert die Konstantenmatrix für kubische Kristalle auf

$$\begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{pmatrix} \quad (5)$$

Die drei Konstanten  $c_{11}$ ,  $c_{12}$  und  $c_{44}$  sind voneinander unabhängig im Gegensatz zum isotropen Körper, wo  $c_{44} = (c_{11} - c_{12})/2$  gilt.

Schreibt man die Deformationen  $\Phi$  als Funktion der Spannungen  $P$ , erhält man (eine von 6 Zeilen)

$$e_1 = s_{11}p_1 + s_{12}p_2 + s_{13}p_3 + s_{14}p_4 + s_{15}p_5 + s_{16}p_6 \quad (6)$$

Die Elastizitätskonstanten  $s_{ij}$  sind in die  $c_{ij}$  überführbar, denn es gilt nach allgemeinen Regeln über die Lösung linearer Gleichungssysteme z. B.

$$p_1 = \frac{\begin{vmatrix} e_1 & s_{12} & \cdots \\ e_2 & s_{22} & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & s_{66} \end{vmatrix}}{|s_{ij}|}, \quad (7)$$

wobei  $|s_{ij}|$  die Matrix der Konstanten aus (6) bedeutet. Gl. (7) stellt (4) dar, wenn man die Zählermatrix nach der ersten Spalte entwickelt und die  $c_{ij}$  als Quotienten aus der entsprechenden Unter- und Hauptdeterminante der  $s_{ij}$  setzt (in Anhang 2 wird bei der Berechnung der  $s_{ij}$  von NaCl aus den  $c_{ij}$  hiervon Gebrauch gemacht).

Das elastische Verhalten kubischer Kristalle läßt sich auch durch eine spezielle Matrix  $s_{ij}$  beschreiben, die (5) vollkommen analog ist.

## Anhang 2

Die Herleitung der elastischen Konstanten des quasiisotropen Vielkristalls sind in verschiedenen modernen Arbeiten übersichtlich dargestellt. VOIGT [1928] gibt Formeln für die elastischen Konstanten anisotroper Medien bei beliebig orientiertem kartesischem Koordinaten  $x_k'$  an. Die bezüglich  $x_k'$  geltenden Moduln  $c'_{ij}$  sind mit den  $c_{ij}$  im System  $x_k$ , welches nach den Symmetrieachsen des Kristalls orientiert ist, durch die Richtungskosinus ( $l_k, m_k, n_k$ ) verbunden.

$$c'_{ij} = f(c_{ij}, l_k, m_k, n_k)$$

$$\begin{array}{c|ccc} & x_1 & x_2 & x_3 \\ \hline x'_1 & l_1 & m_1 & n_1 \\ x'_2 & l_2 & m_2 & n_2 \\ x'_3 & l_3 & m_3 & n_3 \end{array}$$

Eine mustergültige Zusammenstellung dieser Beziehungen findet sich bei HEARMON [1956].

Für ein polykristallines Aggregat sind bei genügender Kleinheit der Einzelkristalle und bei statistischer Orientierung bezüglich ihrer inneren Anisotropie die Elastizitätsmoduln durch Mittelung der  $c_{ij}$  über alle Raumorientierungen zu bilden. Dieser Prozeß wird bei HEARMON [1956], KRÖNER [1958] und sehr übersichtlich für kubische Kristalle bei MASON [1960] beschrieben. Es werden dort die Richtungskosinus in den  $c_{ij}$  durch EULERSche Winkel (pauschale Bezeichnung hier:  $\Omega$ ) ersetzt, sodann werden die  $c_{ij} = f(c_{ij}, \Omega)$  über alle Winkel  $\Omega$  integriert. Der quasiisotrope, aus kubischen Einkristallen aufgebaute Vielkristall hat auf Grund dieser Rechnung die Moduln

$$c_{11}^v = (3c_{11} + 2c_{12} + 4c_{44})/5$$

$$c_{44}^v = (c_{11} - c_{12} + 3c_{44})/5,$$

woraus man Elastizitäts- und Schubmodul entwickelt

$$E^v = (c_{44}^v (3c_{11}^v - 4c_{44}^v)) / (c_{11}^v - c_{44}^v)$$

$$G^v = c_{44}^v.$$

Der Index  $v$  weist auf VOIGT hin, der diese Mitteilung zuerst benutzte. Sie bedeutet, daß die Körner gleich deformiert werden, was streng nicht richtig ist.

Eine analoge Berechnung der Elastizitätskonstanten des Vielkristalls liefert nach REUSS [1929] (s. a. HEARMON [1956])

$$s_{11}^r = (3s_{11}^r + 2s_{12}^r + s_{44}^r)/5$$

$$s_{44}^r = (4s_{11}^r - 4s_{12}^r + 3s_{44}^r)/5,$$

woraus sich Elastizitäts- und Schubmodul ergeben

$$E^r = 1/s_{11}^r$$

$$G^r = 1/s_{44}^r.$$

Diese Art der Mitteilung bedeutet, daß alle Körner gleich gespannt sind. Nach HILL [1952] stellen  $E^v$ ,  $G^v$  einen oberen Grenzwert,  $E^r$ ,  $G^r$  einen unteren Grenzwert für die wahren Moduln des Aggregates dar.

Aus den Konstanten des NaCl-Einkristalls

$$c_{11} = 4.91 \quad c_{44} = 1.28 \quad c_{12} = 1.23 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2$$

$$s_{11} = 22.3 \quad s_{44} = 78.1 \quad s_{12} = -4.5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{dyn},$$

wobei die  $s_{ij}$  aus den  $c_{ij}$  nach den Angaben in Anhang 1 berechnet wurden, um vergleichbare Zahlen zu haben, errechnet sich

$$\begin{aligned}c_{11}^v &= 4.46 & c_{44}^v &= 1.50 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2 \\s_{11}^r &= 29.9 & s_{44}^r &= 68.5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{dyn}.\end{aligned}$$

Daraus folgt als obere Grenze für die wahren Moduln

$$E^V = 3.74 \quad G^v = 1.50 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2$$

und als untere Grenze

$$E^R = 3.68 \quad G^r = 1.46 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2.$$

Die wahren Moduln des Vielkristalls sind also recht exakt bestimmbar, da die Grenzwerte nur um 2% auseinanderliegen. Die Geschwindigkeiten elastischer Wellen, welche sich aus den Grenzwerten berechnen, rücken noch enger zusammen:

$$\text{Obere Grenze:} \quad v_L = \sqrt{c_{11}^v/\rho} = 4540 \quad v_T = \sqrt{c_{44}^v/\rho} = 2640 \text{ m/sec}$$

$$\text{Untere Grenze:} \quad v_L = \sqrt{c_{11}^r/\rho} = 4560 \quad v_T = \sqrt{c_{44}^r/\rho} = 2600 \text{ m/sec}$$

wobei gilt

$$c_{11}^r = (G^r (4 G^r - E^r)) / (3 G^r - E^r)$$

$$c_{44}^r = 1/s_{44}^r,$$

so daß modernere Methoden zur Mittelwertbildung nicht nötig sind. Die schwache Anisotropie macht eine solche Berechnung möglich, nach der die Geschwindigkeiten im dichten polykristallinen NaCl-Aggregat zu

$$v_L = 4550 \quad v_T = 2620 \text{ m/sec}$$

mit einer Genauigkeit besser als 1% bestimmt werden können. In diesem Aggregat sind die mittleren Moduln dann nahezu

$$\overline{c_{11}} = (c_{11}^v + c_{11}^r) / 2$$

$$\overline{c_{44}} = (c_{44}^v + c_{44}^r) / 2.$$



### Literatur

- BHAGAVANTAM, S., and T. SESHAGIRI RAO: Compressibilities of Cubic Crystalline Powders. A New Method of Measurement. *Nature* 168, 744, 1951.
- BIRCH, F.: Handbook of Physical Constants. Geol. Soc. Am., Special Papers No. 36, 1942.
- BUCHHEIM, W.: Geophysikalische Methoden zur Erforschung des Spannungszustandes des Gebirges im Steinkohlen- und Kalisalzbergbau. Abh. Dtsch. Akad. Wiss., Jahrg. 1958, Nr. 2a, 119—125 (Internat. Gebirgsdrucktagung 1958).
- CREUTZBURG, K.: Untersuchungen über den Wärmestrom der Erde in Westdeutschland. *Kali und Steinsalz* 4, 73—108, 1964.
- CREUTZBURG, K.: Bestimmung thermischer Stoffwerte von Salzgesteinen und Nebengestein. *Kali und Steinsalz* 5, 170—172, 1965.
- D'ANS, J., und E. LAX: Taschenbuch f. Chemiker und Physiker. 2. Auflage, Springer 1949.
- FRIEDRICH, K.: Gefüge und Tektonik im Hartsalz des Werragebietes. *Z. Dtsch. Geol. Gesellsch.* 111, 2. Teil, 503—523, 1959.
- GIESEL, W.: Elastische Anisotropie in tektonisch verformten Sedimentgesteinen. *Geoph. Prosp.* 11, 421—458, 1963.
- HEARMON, R. F. S.: The Elastic Constants of Anisotropic Materials. *Rev. Mod. Physics* 18, 409—435, 1946.
- HEARMON, R. F. S.: The Elastic Constants of Anisotropic Materials. *Advances in Phys.* 5, 323—382, 1956.
- HILL, R.: The Elastic Behaviour of a Crystalline Aggregate. *Proc. Phys. Soc. Lond., Ser. A* 65, 349—354, 1952.
- HÖFER, K.-H.: Beiträge zur Standfestigkeit von Bergfesten im Kalibergbau. *Freiberger Forschungshefte A* 100, 1958.
- HURTIG, E.: Untersuchungen zur Wärmeleitfähigkeitsanisotropie von Sandsteinen, Grauwacken und Quarziten. *Pure Appl. Geoph.* 60, 85—100, 1965.
- KARAMANI, M. F.: Ultraschallmessungen an Salzgesteinen unter axialem Druck zur Klärung des abweichenden Verhaltens des Salzes von der Idealelastizität und seiner Anisotropie. *Bergbauwiss.* 12, 145—155, 1965.
- KRÖNER, E.: Berechnung der elastischen Konstanten des Vielkristalls aus den Konstanten des Einkristalls. *Zeitschr. f. Phys.* 151, 504—518, 1958.
- KUSNECOW, C. N.: Über die Aufgaben von experimentellen Untersuchungen zur Bestimmung der rheologischen Eigenschaften von Gesteinen und einige Forschungsergebnisse der VNIMI. Abh. Dtsch. Akad. Wiss., Nr. 2, 121—128, 1958 (6. Ländertreffen für Gebirgsmechanik).
- LAZARUS, D.: The Variation of The Adiabatic Elastic Constants of KCl, NaCl, CuZn, Cu, and Al With Pressure to 10.000 Bars. *Phys. Rev.* (2), 76, 546—553, 1946.

- MASON, P. W.: Piezoelectric Crystals and their Application to Ultrasonics. v. Nostrand, 1960.
- MUSGRAVE, M. J. P.: On the Propagation of Elastic Waves in Aelotropic Media. Proc. Roy. Soc., Ser. A, 226, 339—366, 1954.
- OVERTON, W. C., and R. T. SWIM: The Adabatic Elastic Constants of Rock Salt. Phys. Rev. (2), 84, 758—762, 1951.
- REUSS, A.: Berechnung der Fließgrenze von Mischkristallen auf Grund der Plastizitätsbedingungen von Einkristallen. Z. angew. Math. Mech. 9, 49, 1929.
- RÖSLER, R.: Experimentelle Untersuchungen zur Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Druckbeanspruchung bei Gesteinen. Freiburger Forschungshefte C 12, 1954.
- SOMMERFELD, A.: Mechanik der deformierbaren Medien. Geest & Portig, 1954.
- SPANGENBERG, K., und S. HAUSSÜHL: Die elastischen Konstanten der Alkalihalogenide vom Steinsalztypus. Z. f. Kristallographie 109, 4—6, 1957.
- TOLLERT, H.: Beiträge zur Porosität von Salzgesteinen. Kali und Steinsalz 4, 55—60, 1964,
- UHLMANN, M.: Über die Erkundung der Spannungsverhältnisse in Stützpfelern des Kali- und Steinsalzbergbaus auf akustischer Basis. Freiburger Forschungshefte C 36, 1957.
- VOIGT, W.: Lehrbuch der Kristallphysik. Teubner, 1928.

# Modelluntersuchungen über die Tiefenverlagerung von Fallout in verschiedenen Böden<sup>1)</sup>

Von N. HENZEL, Frankfurt a. M.<sup>2)</sup> und O. STREBEL, Hannover<sup>3)</sup>

Eingegangen am 11. Februar 1966

*Zusammenfassung:* Unter Berücksichtigung von Korngröße, Löslichkeit und Strahlungseigenschaften des aus nuklearen Explosionen stammenden Fallout wurde die Tiefenverlagerung von schwer- und leichtlöslichem Modell-Fallout in verschiedenen Bodenarten untersucht. Die Versuche an schwerlöslichem Modell-Fallout (mit Zr-95/Nb-95 bzw. Sr-90/Y-90 markiertes Quarzpulver von Grobschluff- bis Feinsandgröße) erfolgten in einem Lysimeter, dessen Füllung (Sand bzw. humoser Lehm) mit jeweils ca.  $400 \text{ l} \cdot \text{m}^{-2}$  destilliertem Wasser (mittlere jährliche Sickerwassermenge) beregnet wurde. Sie erbrachten praktisch keine Tiefenverlagerung des Fallout und keine dadurch bedingte Verringerung der Dosisleistung über dem Boden.

Als Modelle für leichtlöslichen Fallout dienten Lösungen der Nuklidpaare Cs-137/Ba-137 m, Sr-89/Y-89 m, Sr-90/Y-90, Ce-144/Pr-144 und Zr-95/Nb-95. Neben Perkolationsversuchen in Glassäulen wurden auch Schüttelversuche zur Bestimmung der Aufnahmekapazität für die genannten ionogen gelösten Elemente durchgeführt. Versuchsböden waren hierbei Sand, humoser Sand, Karbonatsand, Lehm, humoser Lehm, Karbonatlehm, schluffiger Ton und Ton. Im Falle von Zr-95/Nb-95 drang die lösliche Aktivität in die sandigen Böden bis etwa 15 cm, in die übrigen Böden nur wenige Zentimeter tief ein. Bei den anderen Nukliden blieb der weitaus größte Teil des aufgebrachten Modell-Fallout unmittelbar an der Bodenoberfläche. In der Regel hielten humoser Lehm und schluffiger Ton die Spaltprodukte am stärksten, Sande am wenigsten zurück.

Modellversuche sind nur mit Einschränkung auf Freilandverhältnisse übertragbar. In Übereinstimmung mit Befunden aus der Literatur ergaben jedoch die beschriebenen Versuche keine Anhaltspunkte dafür, daß sich im Gelände die Dosisleistung über einem kontaminierten Boden durch Tiefenverlagerung von Fallout innerhalb kurzer Zeiträume wesentlich verringert.

*Summary:* Taking into consideration particle size, solubility and radiation properties of fallout from nuclear explosions, the penetration of slightly soluble and soluble mock-up fallouts into various soils was investigated. The experiments with slightly soluble mock-up fallout (quartz powder ranging from coarse silt to fine sand particle size labelled with Zr-95/Nb-95 or Sr-90/Y-90, respectively) were carried out in a lysimeter filled with sandy or humus loamy soil. About  $400 \text{ l} \cdot \text{m}^{-2}$  distilled water (corresponding to the mean annual amount

<sup>1)</sup> Die Arbeiten wurden im Rahmen eines Forschungsauftrags des Bundesamtes für zivilen Bevölkerungsschutz in den Jahren 1964/65 durchgeführt.

<sup>2)</sup> Dr. N. HENZEL, Abteilung Isotopen- und Kerntechnik des Battelle-Institutes e. V., 6 Frankfurt a. M., Wiesbadener Straße.

<sup>3)</sup> Dr. O. STREBEL, Bundesanstalt für Bodenforschung, 3 Hannover-Buchholz, Sven-Hedin-Straße 20.

of percolation water) were sprinkled on to the surface of either lysimeter charge. This irrigation did not result in a noticeable displacement of the fallout to the depth nor in a subsequent reduction of the dose rate above the tested soils.

Solutions of the nuclide pairs Cs-137/Ba-137m, Sr-89/Y-89m, Sr-90/Y-90, Ce-144/Pr-144 and Zr-95/Nb-95 served as models for soluble fallout. Two types of experiments were carried out with these patterns: percolation experiments in glass columns, and shaking experiments to determine the capacity of sandy soil, humus sandy soil, calcareous sandy soil, loamy soil, humus loamy soil, calcareous loamy soil, silty clay soil and clay soil to take up the ions of the elements mentioned above. In case of Zr-95/Nb-95 the soluble activity penetrated into the sandy soils to about 15 cm, into the other soils to a few centimeters only. In case of the other nuclides the largest part of the applied mock-up fallout remained directly at the soil surface. Usually humus loamy soil and silty clay soil showed the strongest retention for the fission products investigated, whereas sandy soils showed the least retention.

Mock-up experiments can be applied to field conditions with reservations only. In agreement with literature data, however, the described studies did not indicate that in the field the dose rate above a contaminated soil will decrease due to displacement of fallout to the depth within a short period of time.

## 1 Einleitung

Als Wirkungen einer Kernexplosion werden folgende Erscheinungen zusammengefaßt: Druckwelle, Stoßwelle, thermische Strahlung und Kernstrahlung. Die quantitative Verteilung der freigesetzten Kernenergie auf diese Wirkungen hängt in erster Linie vom Explosionstyp ab. Man unterscheidet zwischen Luft-, bodennahen (oberirdischen) und Untererd- bzw. Unterwasserexplosionen. Bei oberirdischen Kernexplosionen entfällt etwa ein Drittel der Kernstrahlung auf die Anfangsstrahlung ( $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -Quanten und Neutronen), der Rest auf die Rückstandsstrahlung ( $\beta$ - und  $\gamma$ -Quanten). Während die Anfangsstrahlung bereits nach einer Minute weitgehend abgeklungen ist, bleibt die Rückstandsstrahlung wesentlich länger wirksam: Pro Megatonne (Mt) TNT-Äquivalent des gezündeten nuklearen Sprengkörpers entstehen etwa 50 kg Spaltprodukte. Deren  $\gamma$ -Aktivität beträgt eine Stunde nach der Explosion etwa  $3 \cdot 10^{11}$  Ci/Mt, nach 24 h etwa  $6,6 \cdot 10^9$  Ci/Mt und nach einem Jahr immer noch etwa  $5,5 \cdot 10^6$  Ci/Mt.

Im Zentrum einer Kernexplosion herrschen Temperaturen in der Größenordnung von  $10^6$  °C und Drücke bis zu einigen  $10^5$  atm. Materie existiert unter diesen Extrembedingungen nur im Gaszustand. Sobald Temperatur und Druck absinken, kondensieren die vorhandenen gasförmigen Substanzen — Konstruktionsmaterial des Sprengkörpers und je nach Explosionstyp in der Umgebung vorhandene oder hochgesaugte Erdkrustenbestandteile — unter Einfluß der ebenfalls kondensierenden Spaltprodukte. Im Falle oberirdischer Kernexplosionen spricht man von der Bildung einer Explosionswolke, die neben kondensierendem Wasserdampf Feststoffe verschiedener Teilchengröße enthält. Diese Teilchen fallen nach genügender Abkühlung der zunächst schnell aufsteigenden Wolke größtenteils bald auf die Erdoberfläche herab (Fallout). Fallzeit und -ort dieser Partikeln hängen außer vom Ort ihres Entstehens und den herrschenden atmosphärischen Bedingungen (vor allem Windstärke und -richtung) stark von ihrer Größe ab: In der Regel werden Teilchen mit einem Durchmesser von ungefähr 500  $\mu$  und mehr nur in unmittelbarer Umgebung des Explosionsortes niedergehen (streng lokaler Fallout), während Teilchen mit einem Durchmesser von weniger als etwa 10  $\mu$  bis in große Höhen aufsteigen und in den globalen Fallout gelangen. Die hinsichtlich ihrer Größe zwischen diesen beiden Extremen liegenden Partikeln werden um so weiter vom Explosionsort weggetragen, je kleiner sie sind, und bewirken am Ort ihres Auftreffens eine Kontamination der Erdoberfläche.

Das Ausmaß dieser Oberflächenkontamination ist eine Funktion der Explosionsbedingungen. Im Falle einer bodennahen Kernexplosion verteilen sich die entstandenen Spaltprodukte auf viele Tonnen aufgewirbelten und verdampften Bodenmaterials (bis zu etwa  $10^{11}$  g bei einer 1-Mt-Explosion). Man nimmt an, daß eine bodennahe Kernexplosion mittlerer Stärke — Größenordnung 10 Mt TNT-Äquivalent — zur Fallout-Ablagerung in einem Gebiet von ungefähr  $10^5$  km<sup>2</sup> führt. Je nach Teilchengröße, Windstärke und -richtung erfolgt diese Ablagerung natürlich mehr oder weniger ungleichmäßig. Bei gleichmäßiger Verteilung würden auf 1 m<sup>2</sup> des kontaminierten Gebietes im Mittel bis zu etwa 10 g Fallout entfallen, der einige Mikrogramm Spaltprodukte mit einer Frühaktivität von etwa 10 Ci enthält.

Aus einschlägigen Veröffentlichungen (z. B. [1] und [2]) geht hervor, daß der aus bodennahen Explosionen über dem Festland stammende Fallout, der — je nach der Bodenzusammensetzung am Explosionsort — hauptsächlich aus langsam verwitternden Silikaten, Oxiden oder auch Karbonaten besteht, zu mehr als 95 % in Wasser schwerlöslich ist. Die unmittelbare Entstehung von in Wasser leichtlöslichem Fallout in größerer Menge (um 90 %) ist nur unter besonderen Umständen wahrscheinlich, z. B. bei Über- oder Unterwasserexplosionen. Die Literaturangaben über die Korngrößenverteilung von Fallout schwanken beträchtlich (z. B. [3] und [4]), da Parameter wie Explosionsstärke, Windverhältnisse, Ort und Zeit der Probenahme einen bedeutenden Einfluß ausüben. Ähnliches gilt hinsichtlich des  $\gamma$ -Energiespektrums der im Fallout enthaltenen Spaltprodukte, da dieses naturgemäß zeitlich nicht konstant ist (z. B. [5]). Im Hinblick auf praktische Dosisleistungsmessungen ist es jedoch vertretbar, eine mittlere  $\gamma$ -Energie der Fallout-Strahlung von 0,7 MeV anzunehmen; diese Energie liegt etwa im Schwerpunkt des Energiespektrums von 24 h altem Fallout (siehe auch [6]).

Es ist denkbar, daß der in der Umgebung des Explosionsorts auf der Bodenoberfläche abgelagerte Fallout im Laufe der Zeit durch Niederschläge vertikal verlagert und die Dosisleistung über dem kontaminierten Boden dadurch verringert wird. Deshalb wird in dieser Arbeit über Modellversuche berichtet, durch die geprüft werden sollte, inwieweit (modellhafter) Fallout unter der Einwirkung von Wasser in ausgewählten Bodenarten eine Tiefenverlagerung erfährt.

## 2 Wahl geeigneter Fallout- und Bodenmodelle

Für Versuche mit *schwerlöslichem* Fallout ist Quarzpulver von Feinsand- bis Grobschluffgröße (200 bis 20  $\mu$ ) und mit nahezu sphärischer bis unregelmäßig gezackter Kornoberfläche das Fallout-Modell mit dem allgemeinsten Geltungsbereich. Auf Grund günstiger Kernstrahlungseigenschaften bietet sich zur Markierung dieses Quarzpulvers das im radioaktiven Gleichgewicht befindliche Nuklidpaar Zr-95/Nb-95 an: Es emittiert neben  $\beta$ -Strahlung auch  $\gamma$ -Strahlung von 0,73 MeV (55 %) und 0,76 MeV (43 %) bzw. 0,76 MeV (99 %), wodurch die mittlere  $\gamma$ -Energie der Fallout-Strahlung hinreichend gut repräsentiert wird.

Schwerlöslicher Fallout kann nur dann in den Boden eindringen, wenn die Fallout-Partikeln von Sickerwasser mitgeführt und im Hohlraumsystem des Bodens nach der Tiefe verlagert werden. Die Gefügeeigenschaften eines Bodens, insbesondere Größe und Kontinuität der Poren, sind hier (bei sonst gleichen Bedingungen) also letztlich entscheidend. Aus verschiedenen Gründen waren Untersuchungen an Böden in natürlicher Lagerung nicht möglich. Das für die Versuche benutzte Lysimeter wurde daher mit lufttrockenem, lockerem Bodenmaterial gefüllt (vgl. Abschnitt 3). Infolgedessen wich das Gefüge dieser homogenen Bodenfüllung von dem ungestörter Böden ab, vor

allem bezüglich Größenverteilung und Kontinuität der Poren (Fehlen von vertikalen Leitbahnen). Da unter diesen Bedingungen die Körnung des Bodenmaterials (Bodenart) große Bedeutung erlangt, wurden als Modellböden möglichst abweichende Bodenarten, nämlich Sand und humoser Lehm (vgl. Tabelle 1 und 4), benutzt und beim Einfüllen ein den natürlichen Verhältnissen entsprechendes Bodenraumgewicht (von etwa  $1,6$  bzw.  $1,0 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ , bezogen auf absolut trockenen Boden) eingehalten.

Das Ausmaß der Tiefenverlagerung von in Wasser *leichtlöslichem* Fallout wird in erster Linie von Adsorptions- und Ionenaustauschvorgängen sowie chemischen Fällungsreaktionen im Boden bestimmt. Deshalb muß man hier — im Gegensatz zu den

Tabelle 1: Physikalische und chemische Eigenschaften der untersuchten Bodenarten.

Bezeichnung	Herkunft	Korngrößen- zusammensetzung (%) <sup>1)</sup>			pH- Wert in H <sub>2</sub> O	org. C (%)	CaCO <sub>3</sub> (%)	AK <sup>2)</sup> ( $\frac{\text{mval}}{100 \text{ g}}$ )
		2000–60 $\mu$	60–2 $\mu$	< 2 $\mu$				
Sand	Terrassensand	94,0	2,4	3,6	6,2	—	—	2,4
humoser Sand	humoser Ober- boden	88,6	7,3	4,1	4,3	1,0	—	8,4
Karbonatsand	Flugsand	93,9	3,2	2,9	8,7	—	20,2	2,4
Lehm	Löß-Lehm	28,9	49,5	21,6	8,0	—	1,1	22,5
humoser Lehm	kalkiges Anmoor	56,4	23,0	20,6	7,4	4,9	21,3	38,5
Karbonatlehm	schluffiger Löß- Lehm	4,6	78,7	16,7	8,5	—	16,8	11,3
schluffiger Ton	Basaltverwite- rung	6,9	52,2	40,9	7,6	—	—	28,8
Ton	Tonschiefer- zersatz	14,8	43,2	42,0	7,7	—	—	4,7

<sup>1)</sup> bezogen auf karbonat- und humusfreie Feinerde (< 2 mm).

<sup>2)</sup> Kationenaustauschkapazität, bestimmt bei pH = 8,1 nach MEHLICH [8].

Verhältnissen bei schwerlöslichem Fallout — auch die chemischen Eigenschaften von Spaltprodukten und Böden berücksichtigen. Unter Beschränkung auf Spaltprodukte mit relativ hoher kumulativer Ausbeute wurden folgende Nuklidpaare ausgewählt: Cs-137/Ba-137m, Sr-89/Y-89m, Sr-90/Y-90, Ce-144/Pr-144, Zr-95/Nb-95 (vgl. Tabelle 3). Außer Sand und humosem Lehm wurden für die Versuche mit leichtlöslichem Fallout noch weitere sechs Bodenarten herangezogen (Tabelle 1 und 4).

Zur Herstellung eines schwerlöslichen Modell-Fallout wurden aus dem als Trägermaterial dienenden Quarzpulver die Kornfraktionen 40 bis 70  $\mu$ , 70 bis 100  $\mu$  und 100 bis 200  $\mu$  ausgesiebt und im Verhältnis 1:1:2 gemischt. Dieses Mischungsverhältnis darf im Rahmen der in der Natur der Sache liegenden Unsicherheiten als repräsentativ für Explosionsstärken im

Tabelle 2: Löslichkeit der auf Quarzpulver aufgetragenen Radionuklide.

Pulvermenge (g)	Lösungsmittelmenge (ml)	Versuchsbedingungen	Gelöster Anteil (%) <sup>1)</sup>			
			Zr-95/Nb-95		Sr-90/Y-90	
			a)	b)	a)	b)
0,5	2,0	zweistündiges Stehen in kaltem Wasser	0,7	2	0,1	40
0,5	2,0	zweistündiges Rühren in kaltem Wasser	3	3	0,8	50
0,5	2,0	zweistündiges Kochen in Wasser	1	2	0,4	70

<sup>1)</sup> Bei Zr-95/Nb-95 sind Messungen der  $\gamma$ -Aktivität, bei Sr-90/Y-90 Messungen der  $\beta$ -Aktivität zugrunde gelegt.

Megatonnenbereich und mittlere Downwindentfernungen angesehen werden. Die Markierung erfolgte durch Eindampfen einer praktisch trägerfreien, schwach oxalsauren Lösung von Zr-95 (annähernd im radioaktiven Gleichgewicht mit Nb-95) zusammen mit dem Korngemisch und anschließendes Glühen des beladenen Quarzpulvers bei etwa 850 °C [7]. Diese Methode ermöglicht eine sehr gleichmäßige Markierung des Materials. Allerdings eignet sich der so erhaltene Modell-Fallout aus meßtechnischen Gründen nur für Messungen der Oberflächenaktivität und der Dosisleistung oberhalb des Bodens. Für Messungen der Aktivitätsverteilung im Boden diente ein in analoger Weise mit Sr-90/Y-90 (einem reinen  $\beta$ -Strahler) markiertes Quarzpulver gleicher Körnung. Aus Tabelle 2 ist die geringe Löslichkeit der auf diese Weise aufgetragenen Aktivitäten ersichtlich.

Da beim Beladen von Quarzpulver mit Zr-95/Nb-95 bzw. Sr-90/Y-90 ein erheblicher Teil der Aktivität bereits vor dem Glühen in wasserunlöslicher Form vorlag (vgl. Tabelle 2), wurden als Modelle für leichtlöslichen Fallout trägerfreie sowie trägerhaltige, schwach saure Aktivitätslösungen unmittelbar eingesetzt.

Tabelle 3: Modelle für leichtlöslichen Fallout.

Trägerfreies Radionuklid	Lösungsmittel	Trägerkonzentration (jeweils 1 mg/ml)	pH der trägerhaltigen Lösung
Cs-137/Ba-137m	HCl verd.	Cs <sup>+</sup> + Ba <sup>2+</sup>	4,5
Sr-89/Y-89m	HNO <sub>3</sub> verd.	Sr <sup>2+</sup> + Y <sup>3+</sup>	3,5
Sr-90/Y-90	HNO <sub>3</sub> verd.	Sr <sup>2+</sup> + Y <sup>3+</sup>	3,5
Ce-144/Pr-144	HCl verd.	Ce <sup>3+</sup> + Pr <sup>3+</sup>	3,5
Zr-95/Nb-95	H <sub>2</sub> C <sub>2</sub> O <sub>4</sub> verd.	Zr <sup>4+</sup> <sup>1)</sup>	3,5

<sup>1)</sup> Nb<sup>5+</sup> läßt sich bei pH = 3,5 ohne Zugabe von Komplexbildnern o. ä. nicht in Lösung halten.

Tabelle 4: Ausgewählte Fallout-Modelle und Bodenarten.

	Fallout-Modell	Bodenart	Versuchsdurchführung
schwerlöslicher Fallout	<p>Quarzpulver (Körnung: 25% 40—70 <math>\mu</math>, 25% 70—100 <math>\mu</math>, 50% 100—200 <math>\mu</math>),</p> <p>Markierung mit Zr-95/Nb-95 (8 <math>\mu</math>Ci/g Pulver) bzw. mit Sr-90/Y-90 (5 <math>\mu</math>Ci/g Pulver)</p>	<p>Sand</p> <p>humoser Lehm</p>	Verlagerungsversuche im Lysimeter
leichtlöslicher Fallout	trägerfreie Lösung von Zr-95/Nb-95	<p>Sand,</p> <p>humoser Sand,</p> <p>Karbonatsand,</p> <p>Lehm,</p> <p>humoser Lehm,</p> <p>Karbonatlehm,</p> <p>schluffiger Ton</p>	Perkolationsversuche in Glassäulen
	trägerfreie Lösungen von Cs-137/Ba-137m, Sr-89/Y-89m, Sr-90/Y-90, Ce-144/Pr-144	<p>Sand,</p> <p>humoser Sand,</p> <p>Karbonatsand</p>	Perkolationsversuche in Glassäulen
	trägerhaltige Lösungen von Cs-137/Ba-137m, Sr-89/Y-89m, Sr-90/Y-90, Ce-144/Pr-144, Zr-95/Nb-95	<p>Sand,</p> <p>humoser Sand,</p> <p>Karbonatsand,</p> <p>Lehm,</p> <p>humoser Lehm,</p> <p>Karbonatlehm,</p> <p>schluffiger Ton,</p> <p>Ton</p>	Schüttelversuche zur Bestimmung der Aufnahmekapazität

Die benutzten Fallout-Modelle und Bodenarten sind in Tabelle 4 zusammengestellt. Die Durchführung der Versuche und deren Ergebnisse werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.



## 3 Verlagerungsversuche mit schwerlöslichem Fallout

### 3.1 Versuchsdurchführung

Das für die Untersuchungen verwendete Lysimeter aus V2A-Blech mit einem Innendurchmesser von 80 cm wurde etwa 36 cm hoch mit dem jeweiligen Boden gefüllt. Dabei wurde das Bodenraumgewicht bei Sand auf etwa  $1,6 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$  und bei humosem Lehmauf etwa  $1,0 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$  eingestellt. In vier Horizontalebene (in 3, 8, 16 und 27 cm Bodentiefe) wurden während des Füllens je drei Geiger-Müller-Zählrohre (Valvo 18550), durch dünne Plexiglas-Hüllrohre vor Feuchtigkeit geschützt, so in den Boden eingegraben, daß keine Meßstelle vertikal über einer anderen lag. Ein Flüssigkeitsdurchflußzählrohr wurde mit dem Auslauf des Lysimeters verbunden. Das Lysimeter war mit einem 15 mm dicken Plexiglasdeckel versehen, in den eine drehbare Beregnungsanlage eingesetzt werden konnte. Ein Endfensterzählrohr (Nuclear Chicago, Modell 2612) gestattete es, sowohl die Gesamtaktivität ( $\beta$ - plus  $\gamma$ -Aktivität, durch eine Bohrung im Deckel) als auch die Dosisleistung (nur  $\gamma$ -Aktivität, durch den Plexiglasdeckel hindurch) etwa 13 cm über der Bodenoberfläche zu messen.

In der Bundesrepublik Deutschland ist mit einer mittleren jährlichen Niederschlagshöhe von 700 bis 800 mm zu rechnen. Davon gehen nach der Darstellung in GEIGER [9] etwa 100 mm durch Evaporation und ungefähr 300 mm durch Transpiration verloren; 300 mm gelangen in die Flüsse und 80 mm ins Grundwasser. Betrachtet man nur die Evaporationsmenge als mit Sicherheit verloren, und berücksichtigt man die Verluste durch Transpiration und vor allem durch Oberflächenabfluß wenigstens teilweise, dann wird man im Mittel mit 300 bis 400 mm Sickerwasser jährlich rechnen dürfen. Ausgehend von der Annahme, daß es ausreicht, einen Versickerungszeitraum von einem Jahr zu betrachten, ergab sich somit für die Fläche des Lysimeters ( $0,5 \text{ m}^2$ ) eine maximal erforderliche Wassermenge von 150 bis 200 l.

Der in das Lysimeter eingefüllte Boden wurde über Nacht bis zur Wasserkapazität mit destilliertem Wasser gesättigt, danach gleichmäßig mit 100 g Modell-Fallout bedeckt und schließlich während eines Zeitraums von zwei bis zehn Tagen portionsweise mit 5 bis 20 l beregnet. Dabei wurde die Beregnungsanlage unter langsamem Drehen (ca.  $\frac{1}{4} \text{ U} \cdot \text{s}^{-1}$ ) mit etwa  $2 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1}$  ( $4 \text{ mm} \cdot \text{min}^{-1}$ ) destilliertem Wasser beschickt. Übertragen auf praktische Niederschlagsverhältnisse fällt diese (aus Gründen gleichmäßig austretender Wassermenge notwendige) Regendichte unter die meteorologische Definition eines Wolkenbruchs. Während ein Wolkenbruch in der Praxis meist zu vermehrtem Oberflächenabfluß führt, kann eine erhöhte Regendichte im Lysimeter allenfalls einen Wasserstau auf der Bodenoberfläche zur Folge haben. Die überstehende Wasserschicht erreichte jedoch höchstens eine Dicke von ungefähr 1 cm. Dieser geringe Wasserstau verbesserte zudem den Wasserabzug aus dem Lysimeter und wirkte einer Übernässung im unteren Lysimeterbereich entgegen, weshalb auf eine Saugvorrichtung am Auslauf verzichtet werden konnte.

Die Aktivitätsmessungen innerhalb (für Sr-90/Y-90) und oberhalb (für Zr-95/Nb-95) des Bodens wurden jeweils zwischen den einzelnen Beregnungsphasen vorgenommen, nachdem zuvor so lange gewartet worden war, bis sich die Wasserkapazität des betreffenden Bodens wieder annähernd eingestellt hatte. Die Aktivität des auslaufenden Sickerwassers wurde in allen Fällen schon während der Gleichgewichtseinstellung kontrolliert.

### 3.2 Ergebnisse

Die Beregnung mit 200 bis 250 l destilliertem Wasser führte weder bei Sand noch bei humosem Lehm zu einer merklichen Erhöhung der mit den eingegrabenen Geiger-Müller-Zählrohren gemessenen und jeweils in einer Horizontalebene gemittelten Sr-90/Y-90-Aktivität (vgl. Bild 1). Lediglich bei einem Versuch wurde nach einer

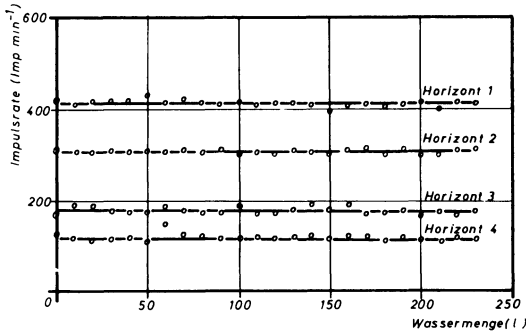


Bild 1: Tiefenverteilung von schwerlöslichem Modell-Fallout (Sr-90/Y-90) in Sand als Funktion der Sickerwassermenge.

Beregnungsmenge von etwa 130 l ein merklich erhöhter Aktivitätswert im ersten Meßhorizont (3 cm Bodentiefe) festgestellt, doch war dies offensichtlich auf ein oberhalb eines Zählrohrs gebildetes Sickerloch zurückzuführen. Diese Erklärung wird durch die Tatsache gestützt, daß die beiden anderen Detektoren in der betreffenden Meßebeke keine Aktivitätserhöhung anzeigten.

Die Aktivität des auslaufenden Sickerwassers stieg praktisch nicht an. Die Zr-95/Nb-95-Dosisleistung etwa 13 cm über den berechneten Bodenarten Sand und humoser Lehm nahm mit steigender Beregnungsmenge nur unwesentlich ab. Demgegenüber fiel die ebenfalls etwa 13 cm oberhalb des Bodens gemessene Zr-95/Nb-95-Gesamtaktivität bereits nach Zugabe geringer Wassermengen steil ab und blieb dann bei etwa 60% des Anfangswertes konstant (vgl. Bild 2).

Dieser Befund läßt erkennen, daß sich der schwerlösliche Modell-Fallout zwar schnell auf dem Grund von Unebenheiten der Bodenoberfläche verteilte, danach aber nicht mehr in nennenswertem Umfang verlagert wurde.

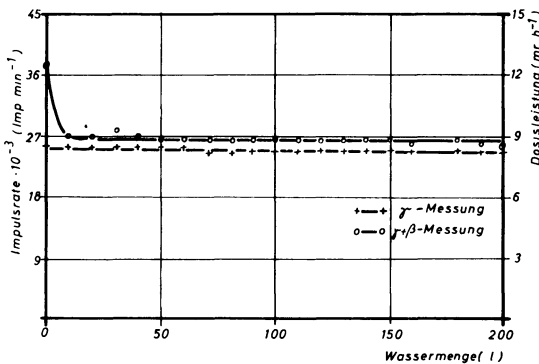


Bild 2: Gesamtaktivität und Dosisleistung von schwerlöslichem Modell-Fallout (Zr-95/Nb-95) etwa 13 cm oberhalb des Bodens als Funktion der Sickerwassermenge bei humosem Lehm.

## 4 Perkulationsversuche mit trägerfrei gelösten Spaltprodukten

### 4.1 Versuchsdurchführung

Wie Vorversuche zeigten, konnten die mit gelöstem Zr-95/Nb-95 bei Sand im Lysimeter erhaltenen Verlagerungsergebnisse mit wesentlich geringeren Bodenmengen in einer Versuchsanordnung, die u. a. zur Säulenchromatographie verwendet wird, hinreichend gut reproduziert werden. Deshalb wurden die Reihenuntersuchungen in verschiedenen langen Glassäulen von 2,5 cm Innendurchmesser durchgeführt. Die Glassäulen trugen am verjüngten unteren Ende einen Ablaufhahn und konnten von oben mit destilliertem Wasser (bei einem hydrostatischen Überdruck bis zu 2,5 m Wassersäule) gespeist werden.

Diese Glassäulen wurden mit verschiedenen Böden in Schichtdicken zwischen 1 und 30 cm gefüllt. Nach Einstellung der Wasserkapazität wurde die jeweils in 5 ml wässriger Lösung vorliegende trägerfreie Aktivität aufgegeben. Dann wurden die Säulen mit insgesamt 210 ml (=  $420 \text{ l} \cdot \text{m}^{-2}$ ) destilliertem Wasser beschickt, wobei das Eluat mit einer Geschwindigkeit von einigen Tropfen pro Minute in Portionen von je 5 ml (entsprechend 5 l bei den Lysimeterversuchen) abgenommen wurde. Anschließend wurde die  $\gamma$ -Aktivität bzw. die Bremsstrahlung der Ausgangslösung und der einzelnen Eluatfraktionen in einem Szintillationszähler mit NaJ(Tl)-Bohrlochkristall gemessen.

Auf Grund dieser Meßanordnung und der Kernstrahlungseigenschaften der hier benutzten Nuklidpaare war teilweise nur eines der beiden zunächst im radioaktiven Gleichgewicht befindlichen Radionuklide nachweisbar: Zr-95 und Nb-95 wurden gemeinsam angezeigt, so daß die Aktivitätsmessung für die Summe beider Elemente repräsentativ war. Bei Sr-89/Y-89m wurde wohl überwiegend Y-89m registriert, allerdings infolge der sehr kurzen Halbwertszeit nur der mit Sr-89 im Gleichgewicht befindliche Anteil; die Messung beschrieb hier also die Perkolationsleistung von Strontium. Analog liegen die Verhältnisse bei Cs-137/Ba-137m und bei Ce-144/Pr-144. Im Falle von Sr-90/Y-90 war hauptsächlich Y-90 nachweisbar; dieses besitzt eine so lange Halbwertszeit, daß die Aktivitätsmessung praktisch nur die Perkolationsleistung von Yttrium anzeigte.

### 4.2 Ergebnisse

Typische Perkulationskurven sind in Bild 3 und 4 dargestellt. Dabei ist die jeweils in 5 ml Eluat gemessene Impulsrate gegen die zugehörige Eluatfraktion aufgetragen und mit der Ausgangsaktivität  $A_0$  verglichen.

In Bild 5 und 6 ist die nach Perkolation mit 210 ml Wasser bis zu der jeweiligen Bodentiefe zurückgehaltene prozentuale Aktivitätsmenge als Funktion der Bodentiefe halblogarithmisch dargestellt.

Die in Bild 5 und 6 zusammengefaßten Versuchsergebnisse zeigen, daß trägerfrei gelöstes Zr-95/Nb-95 in die untersuchten sieben Bodenarten tiefer eindrang als der in Abschnitt 3 behandelte schwerlösliche Modell-Fallout. Eine Bodenlage von mehreren Zentimetern Dicke genügte jedoch unter den gewählten Versuchsbedingungen, um die aufgebrauchte Aktivität vollständig zurückzuhalten. Von den übrigen, nur an Sandböden geprüften, trägerfrei gelösten Nukliden verhielten sich Sr-89/Y-89m (repräsentativ für Strontium) und Sr-90/Y-90 (repräsentativ für Yttrium) ähnlich wie Zr-95/Nb-95, während Cs-137/Ba-137m (repräsentativ für Cäsium) und Ce-144/Pr-144 (repräsentativ für Cer) praktisch überhaupt keine Tiefenverlagerung erfuhren.

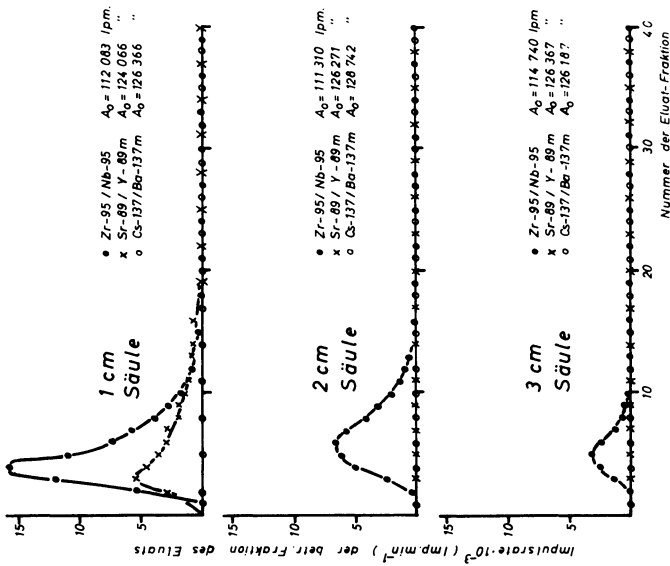


Bild 3: Perkolierete Aktivität von leichtlöslichem Modell-Fallout als Funktion des Elutionsvolumens und der Schichtdicke von Sand.

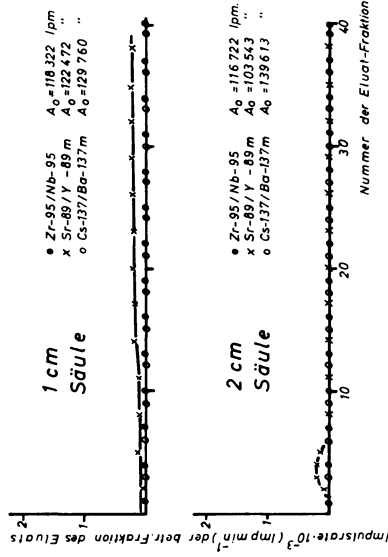


Bild 4: Perkolierete Aktivität von leichtlöslichem Modell-Fallout als Funktion des Elutionsvolumens und der Schichtdicke von Karbonatsand.

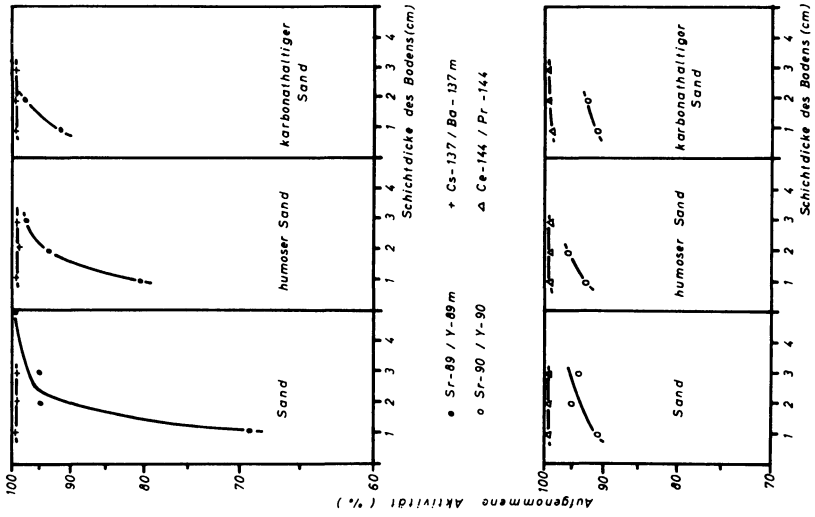


Bild 6: Prozentuale Tiefenverteilung von leichtlöslichem Modell-Fallout in Sandböden.

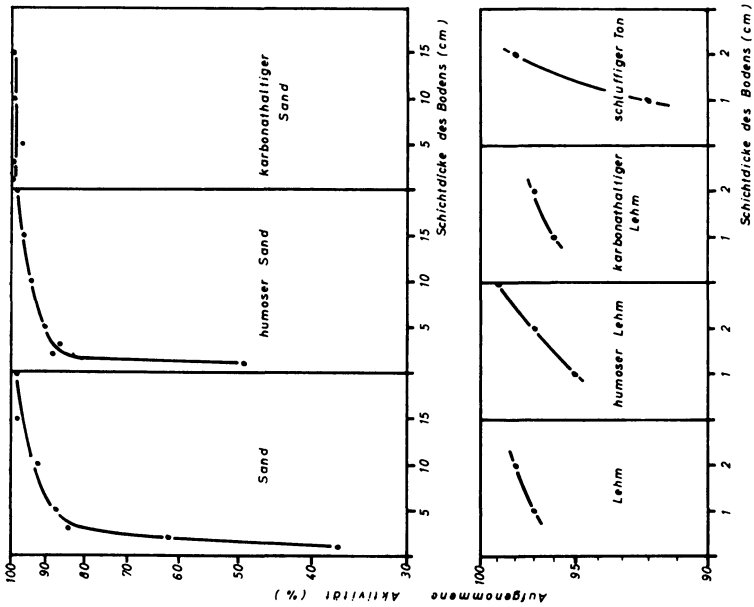


Bild 5: Prozentuale Tiefenverteilung von leichtlöslichem Modell-Fallout (Zr-95/Nb-95) in ausgewählten Bodenarten.

## 5 Schüttelversuche mit trägerhaltigen Spaltproduktlösungen

### 5.1 Versuchsdurchführung

Ergänzend zu den in Abschnitt 4 beschriebenen Perkolationsversuchen wurde für sämtliche ausgewählten Bodenarten die sogenannte Aufnahmekapazität gemessen. Darunter soll die nach Gleichgewichtseinstellung vom Boden aufgenommene Menge des betreffenden Spaltproduktions verstanden werden, unabhängig davon, ob diese Aufnahme bevorzugt durch Adsorption, Kationenaustausch oder eine Fällungsreaktion erfolgt. Die damit erhältlichen Aussagen sind naturgemäß nicht ohne weiteres mit den Ergebnissen der in Abschnitt 4 beschriebenen Perkolationsversuche vergleichbar. Während bei den im folgenden erläuterten Schüttelversuchen geprüft werden sollte, welche Mengen an Spaltproduktionen unter Gleichgewichtsbedingungen und unter Einhaltung bestimmter Versuchsparameter die untersuchten Bodenarten aufzunehmen vermögen, laufen Perkolationsversuche auf die Bestimmung sowohl der Aufnahme als auch der Extrahierbarkeit bestimmter Ionenarten unter ständiger Verschiebung des Austauschgleichgewichts hinaus.

Um die erforderliche Sättigung der untersuchten Böden zu erreichen, wurden — im Gegensatz zu den in Abschnitt 4 beschriebenen Säulenversuchen — schwach saure Aktivitätslösungen mit gleichionischem Trägerzusatz verwendet, die zuvor auf einen definierten pH-Wert eingestellt worden waren (vgl. Tabelle 3). 20 ml der betreffenden, jeweils  $1 \text{ mg} \cdot \text{ml}^{-1}$  Träger enthaltenden Spaltproduktlösung wurden mit zwei bzw. drei unterschiedlichen Mengen des zu prüfenden, trockenen Bodenmaterials durch zweistündiges Schütteln in verschlossenen Erlenmeyerkolben in Kontakt gebracht. Nach anschließendem Zentrifugieren wurden in der bereits in Abschnitt 4 beschriebenen Meßanordnung Restaktivitätszählungen an aliquoten Anteilen der überstehenden Lösungen vorgenommen.

### 5.2 Ergebnisse

Aus den Restaktivitätswerten und der vorgegebenen Zählrate der Ausgangslösung wurde die mittlere, von der Gewichtseinheit des jeweiligen Bodenmaterials aufgenommene Aktivität erhalten.

Tabelle 5: Aufnahmekapazität der untersuchten Bodenarten für einige Spaltproduktionen.

Bodenart	Aufnahmekapazität [ $\text{mval} \cdot (100 \text{ g})^{-1}$ ] für				
	Cs <sup>1+</sup>	Sr <sup>2+</sup>	Y <sup>3+</sup>	Ce <sup>3+</sup>	Zr <sup>4+</sup>
Sand . . . . .	0,80	0,24	0,81	1,4	26
humoser Sand . . . . .	0,41	2,7	13	5,7	44
Karbonatsand . . . . .	0,68	6,0	2,4	1,9	42
Lehm . . . . .	10	2,4	19	8,5	100
humoser Lehm . . . . .	13	12	58	30	120
Karbonatlehm . . . . .	8,2	2,3	9,6	4,6	120
schluffiger Ton . . . . .	20	7,4	25	12	180
Ton . . . . .	1,0	1,1	2,0	2,6	56

Da von der Ausgangslösung nicht nur die Zählrate, sondern auch die spezifische Aktivität bekannt waren, konnte damit die von der Gewichtseinheit des Bodens aufgenommene Menge der betreffenden Ionenart ermittelt werden. Mit Hilfe des Atomgewichts und der Wertigkeit des jeweiligen Spaltprodukts war schließlich die Umrechnung in die — auch bei Angaben über die Ionenaustauschkapazität übliche — Einheit „mval Ion pro 100 g Boden“ möglich.

Die in Tabelle 5 enthaltenen Werte sind auf gleichbleibende Stellenzahl auf- bzw. abgerundet; sie sind mit versuchstechnisch bedingten Streuungen zwischen  $\pm 1$  und  $\pm 60\%$  (im Mittel etwa  $\pm 20\%$ ) behaftet. Aus der Tabelle ist zu entnehmen, daß die geringste gemessene Aufnahmekapazität in der Größenordnung von  $1 \text{ mval} \cdot (100 \text{ g})^{-1}$  liegt.

Die niedrigsten Werte treten erwartungsgemäß bei Sand auf, die höchsten werden von humosem Lehm und schluffigem Ton erreicht.

## 6 Diskussion der Ergebnisse

Die nur geringe Tiefenverlagerung des markierten Feinsand-Grobschluff-Gemischs (200 bis  $40 \mu$ ), das als Modell für schwerlöslichen Fallout diente, stimmt gut überein mit bodenkundlichen Erfahrungen. In der Regel ist der Anteil entsprechend großer und durchgehender Poren, in denen ein Transport dieses Materials erfolgen könnte, nur sehr gering und deshalb eine Tiefenverlagerung unwahrscheinlich (vgl. [10] und [11]). Allerdings lassen sich Modellversuche nur bedingt auf Freilandverhältnisse übertragen. Das Fehlen vertikaler Leitbahnen (Wurzelröhren, Schwundrisse, Regenwurm- oder anderer Tiergänge) in der homogenen Bodenfüllung des Lysimeters ist sicherlich von Einfluß; z. B. bildete sich im Laufe der Beregnung an der Oberfläche des humosen Lehms oberhalb eines Zählrohrs ein Sickerloch, was eine deutliche Verstärkung der Verlagerung in diesem Bereich zur Folge hatte (vgl. Abschnitt 3). Außerdem entfällt bei den Modellversuchen die Möglichkeit einer Einarbeitung des Materials durch biologische Tätigkeit, die vermutlich auch bei stärker kontaminierten Böden nicht völlig fehlt. Schließlich kann im Gelände u. U. schon bei geringem Gefälle eine seitliche Verlagerung (Bodenerosion) des schwerlöslichen Fallout erfolgen.

Bei den Versuchen mit leichtlöslichem Modell-Fallout sind Aufnahme und Zurückhaltung durch den Boden im allgemeinen größer, wenn die Kationenaustauschkapazität der Bodenart hoch ist. Vermutlich ist also die Retention der als Kationen vorliegenden Radionuklide vor allem durch Kationenaustauschvorgänge bedingt. Bei Zirkon (zum Teil auch bei Strontium und Yttrium) überschreitet jedoch die Aufnahmekapazität (vgl. Tabelle 5) die Austauschkapazität (vgl. Tabelle 1) erheblich. Dies weist auf das Vorhandensein weiterer Bindungsmechanismen hin, etwa auf die Bildung kolloidaler Aggregate, mit der man bei Yttrium und Cer oberhalb  $\text{pH} = 5$  rechnen muß (vgl. [12], [13]), oder auf Fällungsreaktionen, wie im Falle von Strontium und Karbonatsand. Die überraschend geringe Aufnahmekapazität des Tons (ebenso wie das niedrige Austauschvermögen) erklärt sich durch den kaolinitischen Charakter dieses Materials.

In den Perkolationsversuchen mit trägerfreien Aktivitätslösungen werden Cäsium und Cer sowie Yttrium von den Böden stark festgehalten, während Zirkon und Strontium relativ mobil sind (vgl. [13]). Eine etwas abweichende Reihenfolge der genannten Elemente ergibt sich bei den Schüttelversuchen mit trägerhaltigen Aktivitätslösungen: Hier wird Zirkon immer am stärksten aufgenommen. Die Ursache dafür ist in den unterschiedlichen Versuchsbedingungen zu suchen (vgl. Abschnitt 5.1); so sind u. a. Unterschiede im pH-Wert, in der Ionenzusammensetzung und Ionenkonzentration der Lösung von großem Einfluß (vgl. [12], [13]). Nach der Zusammenstellung von HIGGINS [14] nehmen die Verteilungskoeffizienten in folgender Weise ab:  $Ce \approx Pu > Y > Cs > Sr > Ru$ . Das ebenfalls als Spaltprodukt auftretende, hier aber nicht untersuchte Ruthenium unterliegt demnach am stärksten der Verlagerung durch Sickerwasser (vgl. [13], [15]).

Auch die Perkolationsversuche sind nur mit den bereits gemachten Einschränkungen auf Freilandverhältnisse übertragbar. Die geringe Eindringtiefe des löslichen Modell-Fallout, besonders bei nicht sandigen Bodenarten, entspricht jedoch durchaus Befunden aus Untersuchungen im Gelände. So versickert vor allem Sr-90 innerhalb kürzerer Zeiträume nicht wesentlich bis in größere Bodentiefen (vgl. [12], [16], [17], [18], [19], [20]); ähnliches gilt auch für Zr-95/Nb-95 und insbesondere für Cs-137 (vgl. [21], [22], [23]).

Herrn G. EDEN (Battelle-Institut e.V.) danken wir für die Durchführung der Verlagerungsversuche und der Aktivitätsmeßreihen, Herrn M. NITSCH (Bundesanstalt für Bodenforschung) für die Unterstützung bei den Bodenanalysen.

### Literatur

- [1] TRIFFET, T.: Basic Properties and Effects of Fallout, Composition of Debris.—Biological and Environmental Effects of Nuclear War.—Hearings before the Special Subcommittee on Radiation of the Joint Committee on Atomic Energy.—Congress of the United States, US Government Printing Office, Washington, D.C., 1959, S. 61 ff.
- [2] ANONYM: Report of the United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation (Environmental Contamination). United Nations, New York, 1962, S. 233.
- [3] KELLOGG, W. W., R. R. RAPP and S. M. GREENFIELD: Close-in Fallout. J. Meteorology 14 (1957), No. 1, S. 1.
- [4] STETON, R. L., u. a.: Operation Castle, Project 2.5a, Distribution and Intensity of Fallout. WT-915 (Del.) (Jan. 1956).
- [5] COOK, C. SHARP: The Energy Spectrum of  $\gamma$ -Radiation from Fallout. Health Physics 4 (1960), S. 42.
- [6] RUDLOFF, A.: Ermittlung des Schutzwertes von Gebäuden gegen Fallout-Strahlung. Atompraxis 7 (1961), S. 11.
- [7] JASPERT, J.: Unveröff. Bericht des Battelle-Instituts e. V. (31. 7. 1961); siehe auch: GÖTTE, A. und H. BECKER: Verfahren zur Oberflächenmarkierung von natürlichem Sand mit Radionukliden. DBP 1 146 427 (17. 10. 1963).



- [8] MEHLICH, A.: Determination of Cation- and Anion-Exchange Properties of Soils. *Soil Sci.* 66 (1948), S. 429—445.
- [9] GEIGER, R.: Das Klima der bodennahen Luftschicht. 4. Aufl., Vieweg, Braunschweig, 1961, S. 265.
- [10] BARSHAD, J.: The Chemistry of Soil Development. — In F. E. BEAR: Chemistry of the Soil. 2. Edition, Reinhold, New York, 1964, S. 1.
- [11] BLUME, H. P. und E. SCHLICHTING: Nachweis einer Tonverlagerung in Bodenprofilen. *Z. Pflanzenern., Düng., Bodenkunde* 85 (1959), S. 227—244.
- [12] SCHILLING, G. und D. RICHTER: Über das Verhalten von Sr-90 und Y-90 in mitteldeutschen Böden. *Albrecht-Thaer-Archiv* 8 (1964), S. 107—125.
- [13] NISHITA, H., B. W. KOWALEWSKY, A. J. STEEN und K. H. LARSON: Fixation and Extractability of Fission Products Contaminating Various Soils and Clays: I. Sr-90, Y-91, Ru-106, Cs-137 and Ce-144. *Soil Sci.* 81 (1956), S. 317—326.
- [14] HIGGINS, G. H.: Evaluation of the Ground-water Contamination Hazard from Underground Nuclear Explosions. *J. Geophys. Res.* 64 (1959) No. 10, S. 1509—1519.
- [15] LIEBSCHER, K., HABASHI, F. und T. SCHÖNFELD: Beobachtungen über das Verhalten von Spaltprodukten in Oberflächenwässern. *Atompraxis* 7 (1961), S. 1—7.
- [16] ALEXANDER, L. T.: Sr-90 Distribution as Determined by the Analysis of Soils. — Fallout from Nuclear Weapons Tests. — Hearings before the Special Subcommittee on Radiation of the Joint Committee on Atomic Energy. — Congress of the United States, US Government Printing Office, Washington, 1959, S. 278 ff.
- [17] KLOKE, A.: Die Wanderung von Sr-90 im Boden. *Naturwissensch.* 48 (1961), S. 674.
- [18] EISENBUD, M.: Environmental Radioactivity. McGraw Hill, New York, 1963, S. 103 ff.
- [19] WIKLANDER, L.: Uptake, Adsorption and Leaching of Radiostrontium in a Lysimeter Experiment. *Soil Sci.* 97 (1964), S. 168—172.
- [20] RICHTER, D.: Über den Verbleib des Fallout-Sr-90 im Boden. *Chemie der Erde* 24 (1965), Heft 1, S. 67—76.
- [21] TELFAIR, D. und J. LUETZELSCHWAB: Penetration of Fallout Fission Products into an Indiana Soil. *Science* 138 (1962), S. 829—830.
- [22] REISSIG, H.: Cs-137 in landwirtschaftlichen Nutzpflanzen und Böden auf dem Territorium der DDR 1960—1963. *Albrecht-Thaer-Archiv* 9 (1964), S. 955—972.
- [23] WALTON, A.: The Distribution in Soils of Radioactivity from Weapons Tests. *J. Geophys. Res.* 68 (1963), S. 1485—1496.

# Radon ( $Rn^{222}$ ) and Thoron ( $Rn^{220}$ ) in soil air over Faults

By H. ISRAËL, Aachen<sup>1</sup>) and S. BJÖRNSSON, Reykjavik<sup>2</sup>)

Eingegangen am 19. April 1966

*Zusammenfassung:* Zur Aufklärung des Mechanismus der Entstehung von Emanationsanomalien in der Bodenluft über Verwerfungen wurde über einigen Verwerfungen in der Nähe von Aachen die Konzentration der beiden Emanationen Radon ( $Rn^{222}$ ) und Thoron ( $Rn^{220}$ ) untersucht. Dabei ergaben sich zwei Arten von Anomalien: Bei der einen Art zeigte sich ein ähnliches Verhalten beider Emanationen in den die Verwerfungen kreuzenden Meßprofilen; bei der anderen Art zeigte das Thoron keine oder nur eine schwache Reaktion. Die erste Art dürfte durch eine Anreicherung von Muttersubstanzen im Boden über den Verwerfungen zu erklären sein, während im anderen Fall, der besonders in trockenem und lockerem Bodenmaterial gefunden wurde, eher eine diffusionsbedingte Aufwärtsbewegung der Emanation anzunehmen ist. — Zur Ergänzung wurden erneut Messungen über der Quellspalte in Bad Nauheim durchgeführt. Diese bestätigten die früheren Ergebnisse abnorm hoher Radon-Konzentrationen in diesem Gebiet. Die Thoron-Konzentration zeigte dagegen keine besondere Reaktion. Das Zustandekommen der Bad Nauheimer Radon-Anomalie wird erneut diskutiert.

*Summary:* The concentration of radon and thoron in soil air was surveyed in several transects over faults in the vicinity of Aachen. The purpose of this survey was to clear up the mechanism of emanation enrichment in soil air over faults. One may distinguish two different kinds of the observed anomalies. First, anomalies in both radon and thoron over the fault and a similar variation of both emanations throughout the transect. Second, a radon anomaly over the fault, accompanied by no or only a weak thoron anomaly. The first type is most likely caused by an enrichment of parent nuclides of the emanations in the overburden and not by migration of the emanations. The second type was only encountered in dry and permeable soil and might rather be caused by an upward migration of radon. Supplementary radon and thoron surveys were carried out at the brine fault in Bad Nauheim, where a strong radon anomaly was known to exist. The location and intensity of the observed radon anomaly is in good agreement with previous results. The thoron content of soil air was found to be consistent with the findings elsewhere. Therefore the anomaly of the soil air radon content in Bad Nauheim is discussed again.

## Introduction

### *Earlier observations*

It is well known that air contained in soil overlying tectonic faults has an abnormally high content of radon. The first relevant observations were made by R. AMBRONN, who pointed out the importance of emanometric surveys for tectonic prospecting

---

<sup>1</sup>) Prof. Dr. HANS ISRAËL, Forschungsstelle für Geophysik und Meteorologie der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

<sup>2</sup>) S. BJÖRNSSON, State Electricity Authority, Reykjavik, Iceland.

[AMBRONN, 1921]. Radon anomalies have been confirmed in numerous later investigations and used for the location of faults. Reports on emanometric surveys are given e. g. by P. LUDEWIG et al. [1926], F. MÜLLER [1927], V. PATRICIU [1930], H. ISRAËL et al. [1935], Z. HATUDA [1954], G. LÖSER [1959], G. WALLASCH [1959].

According to experience, tectonic faults can be detected through the increased radon content of soil air, even when they lie under relatively thick and very dense overburden.

It is not fully understood, how these radon anomalies originate, but several hypotheses have been suggested for their explanation. These hypotheses may be divided into two main classes, as follows:

1. Migration of radon from the bedrock in the fault zone.
2. Enrichment of uranium or its decay products in the overburden of the fault.

#### *Migration of radon*

As regards the first class, circulating ground water may have deposited radium-containing minerals in pores and fissures of the rock. E. g. [AECKERLEIN 1937, VOGT 1935, TANNER 1964.]

The ground water may also have altered the rock chemically and facilitated the escape of radon from mineral grains into the pores.

In either case the radon content in the fault zone might exceed the radon content of the overburden and migration of radon from the underlying rock would cause a radioactive anomaly over the fault.

The migration mechanisms are conveniently divided into diffusion and transport.

If the radon source lies under the water table, diffusion of radon will be negligible. The diffusion coefficient of radon in water-saturated rock is less than  $1 \cdot 10^{-5}$  cm<sup>2</sup>/s, and the radon will decay hundred-fold, before it reaches a distance of 10 cm from the source ( $T_{1/2} = 3.82$  d). But radon may be transported upwards by water and liberated with other gases as the hydrostatic pressure falls.

In soil air above the water table diffusion of radon will be more significant. The diffusion coefficient may be as great as  $1 \cdot 10^{-2}$  cm<sup>2</sup>/s, depending on porosity and moisture content of the soil. The conditions for anomalies of this class are especially favourable, when  $v$  convective flow (e. g. CO<sub>2</sub>) is superimposed on the diffusion flow. [LUDEWIG et al. 1926, ISRAËL and BECKER 1935.]

#### *Enrichment of parent nuclides*

In very dense or moist layers the migration of radon proceeds so slowly, that no radon anomaly of this kind can be expected through a thickness of about 2 metres of the layer [BUDE 1958].

Clear anomalies have nevertheless been found under such circumstances, e. g. PATRICIU [1930] 6 m dense loam; WALLASCH [1959] 2 m marl; VOGLER [1960] 2 m moist loam. In trying to explain these anomalies, VOGLER [1960] measured the radon content and the radioactivity of soil samples in relatively thick and very dense overburden of tectonic anomalies. He observed a definite correlation between these quantities.

In his opinion the radon anomalies are generally caused by uranium or its decay products, which have gradually been adsorbed by ion exchange in the overburden. The radioactive elements are carried as cations in the ground water. As water evaporates from the earth's surface, groundwater is transported upwards by capillary action and the cations become adsorbed on the surface clay by ion exchange. The quantity of the adsorbed cations is proportional to the flow of water and a radiometric maximum will result above the active zone.

A. B. TANNER [1960] is also of the opinion, that most of the radon anomalies described in literature are due to migration of radium and other intermediate decay products of uranium in solution, but not to migration of radon. J. N. ROSHOLT [1959] has shown, that in uranium ores in the U.S.A. the radioactive disequilibrium resulting from such migration in solution is the rule, rather than the exception.

It is the experience of Soviet scientists [GRAMMAKOV et. al. 1958] that in the majority of cases, radon anomalies in alluvia are partly caused by radium haloes.

### *Present work*

The following report gives a description of simultaneous measurements of radon- and thoron-concentrations in soil air over a number of faults in different areas.

Our interest was to compare the concentrations of radon and its short lived isotope thoron ( $Rn^{220}$ ,  $T_{1/2} = 54.5$  sec.) in soil air over tectonic faults. An anomaly caused by migration of thoron will rarely be realized, because of its short half life, but an anomaly might be generated by parent nuclides accumulated in the overburden itself.

## **Experimental technique**

A modification of the method suggested by J. SATTERLY [1911] was used for sampling and measuring the emanations radon and thoron [BJÖRNSSON 1963].

### *Sampling procedure*

The arrangement of the apparatus is schematically shown in Fig. 1. A steel-pipe,  $1/4$  inch inner diameter, was driven into 1 m depth of the ground and the earth around the pipe tamped with a hammer in order to prevent atmospheric air to be sucked down to the sampling point, when a sample was drawn from the soil.

After a reading of the background radiation had been taken, the 2 liter ionization chamber was evacuated to half atmospheric pressure. The sampling probe, the drying attachment and the ion trap were flushed with fresh soil air and the ionization chamber filled up to atmospheric pressure. Thus 1 liter of fresh soil air was transferred into the chamber.

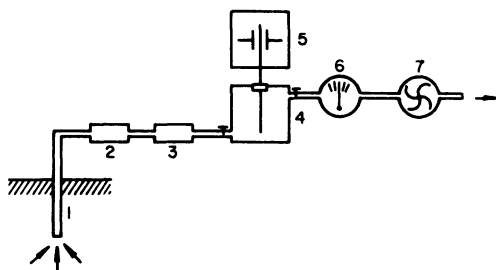


Fig. 1: Schematic drawing of sampling and measuring apparatus. 1 Sampling probe, 2 Drying attachment ( $CaCl_2$ ), 3 Ion trap (asbestos filter), 4 Ionization chamber, 5 Electrometer, 6 Vacuum gauge, 7 Suction pump.

### Sample measurement

The ionization current in the chamber was read with a valve electrometer. The currents due to radon and thoron could easily be separated by observing the variation of the ionization current in the first minutes after the ionization chamber was filled with fresh soil air. A detailed description of this method has been given by H. ISRAËL et al. [1962].

The instrument was calibrated by use of the absolute emanometer of H. ISRAËL [1934, 1937].

The determination of a radon activity greater than 10 pC, was accurate to about 5%. The accuracy of the measurements of thoron was similar, when the activity of thoron was greater than that of radon, but decreased with diminishing ratio  $A_{Tn}/A_{Rn}$  of the activities and for  $A_{Tn} \leq 0.05 A_{Rn}$  only an upward limit of the thoron activity could be given.

### Transects over faults

Great care was taken in selecting faults, which were only covered by a thin, homogenous overburden and could easily be located to within a few metres. The transects were laid perpendicular to the strike of the faults with a distance of 10 metres between sampling points.

Additional samples were taken between the anomalous points. The samples were taken at 1 meter depth in soil. When possible the sampling was performed on even meadows, in order to avoid fluctuations in the emanation content resulting from uneven topography.

As the faults were carefully located by geological methods before the measurements were undertaken, relatively short transects were in most cases sufficient for establishing a clear picture of the emanation anomaly over the faults. It is well known that the radon content of soil is greatly dependent on weather conditions and the diffusion properties of the soil. The flux of radon into the atmosphere causes a decrease in the radon content of the shallow surface layers. Variations in the radon flux effected by meteorological variables cause fluctuations in the radon content at shallow depths. The fluctuations are, however, slow and can generally be disregarded during a transect measurement, performed in less than eight hours. This was often confirmed in the field work. Measurements of the first sample points were repeated when the transect was finished. The difference between the new result and that previously obtained was less than 5%.

Rain may greatly alter the diffusion properties of soil and reduce the exhalation of radon into the atmosphere. Reduction of exhalation leads to an increase in the radon content at shallow depths. In order to avoid such disturbances the transect measurements were only undertaken during periods of dry weather.

The measurements were carried out in the period June to September 1962. As the radon content at 1 metre's depth may have changed during that period, the absolute values measured in the different transects cannot be directly compared. Less fluctuations are to be expected in the thoron content, because the diffusion of thoron into the atmosphere does not affect the thoron content below 15 cm depth and only an exhalation by means of a convective flow would have influence down to depths of 1 metre.

## Results

### A. Transects near Aachen

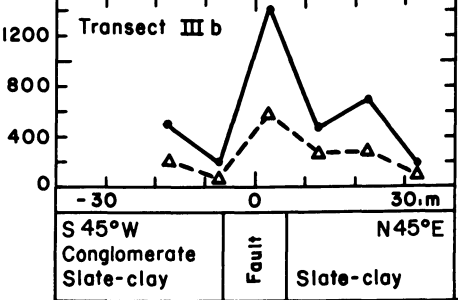
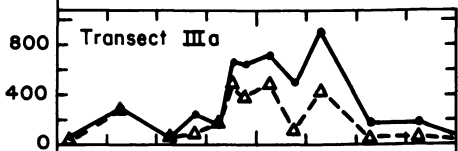
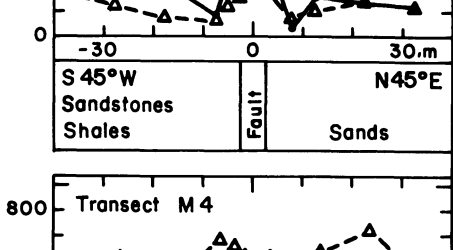
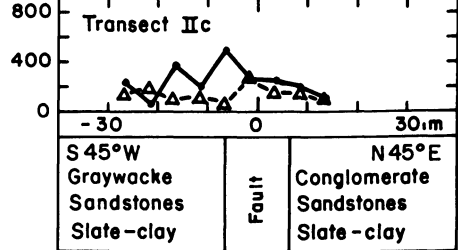
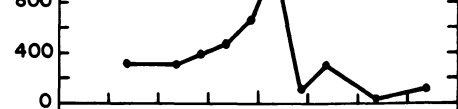
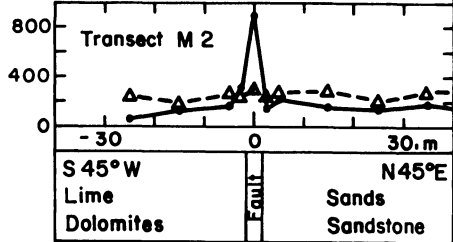
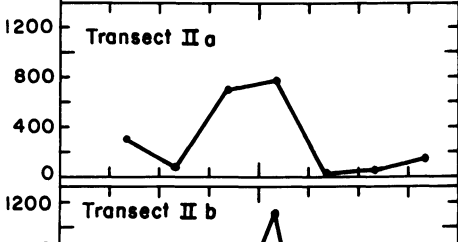
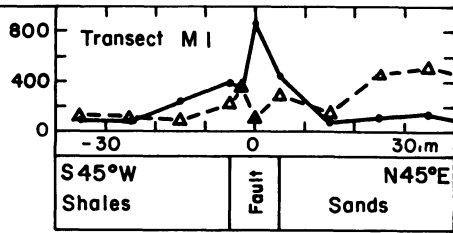
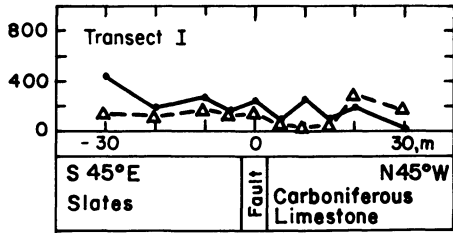
Several faults were selected by Dipl. Geol. R. VOIGT at the Forschungsstelle für regionale und angewandte Geologie, T. H. Aachen. The faults were selected from the geological maps [HOLZAPFEL 1910, 1911, DIELER 1961] of the vicinity of Aachen and carefully located in the field, before the transect measurements were undertaken.

Fig. 2 shows the geological situation and the results of the radon and thoron measurements at these faults.

---

Fig. 2: Concentration of radon and thoron at 1 m depth in soil air over faults near Aachen. The concentration was measured in transects at right angle to the strike of the faults, which had previously been located by geological methods. A section of the bedrock under each transect is schematically indicated.

Concentration of radon and thoron in soil air, pC/l



—●— : Conc. of radon, pC/l  
 - -△- - : Conc. of thoron, pC/l  
 S 45°W - N 45°E: Direction of  
 transect at right angle to the  
 strike of the fault.

Distance of sampling point from fault, meters

*Transect I*

Burtscheider overthrust, strike N 45° E.

The transect lies on a meadow north-east of the Peters brickworks at Aachen. Carboniferous limestone (lower Devonian) outcrops north-west of the overthrust but upper Devonian slates (Frasne-slates) on the south-east side.

Both formations are heavily altered down to a depth of 10 metres. The altered zone is dry and highly permeable to gases. The overthrust has no clear influence on the concentration values. This result was expected from geological exposures. In exposures in the city of Aachen the fault, which has a dip of 60°—65° towards south-east, is completely cemented with clay and tectonic breccia [BRÜHL, personal comm.]. Therefore, one can not expect water or gases to migrate more easily in the fault than in the surrounding rock.

*Transects IIa, b, c*

Fault at Vicht, strike N 45° W.

The transect lies in a forest north-east of the village Vicht, over at transverse fault, which could easily be located, because of the peculiar Vicht's conglomerate, which is reaching to the fault. North-east of the fault are conglomerates, sandstones and slate clay (lower Devonian), south-east of it graywacke, sandstones and slate clay (lower Devonian).

During the survey of transect IIa it was noted, that a 1 m depth there was a dense and moist loam layer, which yielded a very small quantity of soil air. The measured values could only be used to evaluate the radon concentration, as the time necessary for the sampling was 2 minutes or more. There was a clear increase in the radon content over the fault.

Repeated measurements at the same stations showed a definite decrease of the radon content, after a few litres of gas had been withdrawn from the soil.

On the following day transect IIb, which was parallel to IIa and 5 m farther south-west, was surveyed. In order to locate the anomaly more accurately, the distance between the sampling points was now chosen smaller than before. The result showed a definite anomaly, which agrees well with the previously located fault.

On the following day measurements were made at the same place, at a depth of 50 cm (transect IIc), as the upper layers of the soil were somewhat loose. This time the ionization chamber could be filled in 10—20 seconds, so that a measurement of thoron could also be performed. This transect showed no clear anomaly.

*Transects IIIa, b*

Fault at Diepenlinchen.

Survey terrain: Wood, soil very dense but dry. The fault strikes N 45° W some 15 m north-east of the water-tower of the village Diepenlinchen. On both sides of the fault there is slate clay, interstratified with layers of sandstone and conglomerate.



Previously the fault was exposed in quarries, which are now filled up. The fault could easily be located by fragments of rock. South-west of the fault there are fragments of a conglomerate, which is reaching to the fault. Transect IIIa was laid in the direction N 45° E, 25 m south-east of the water-tower, transect IIIb parallel to IIIa, 50 m farther south-east. Both transects showed clear anomalies in radon and thoron. Especially striking is the similar variation in the concentration of the emanations.

## **B. Transects over the fault Münstergewand**

Some 4 km north-east of the town Aachen strikes the main fault Münstergewand (N 45° W), where the bedrock of the Verlautenheider horst is separated from the Tertiary Herzogenrather graben. At Verlautenheide the fault was exposed during the building of the Autobahn. Farther south-east the fault was accurately located through slits in the brickwork of the Eilendorfer tunnel. In this territory 4 transects were surveyed over the fault.

### *Transect M 1*

The transect lies on a meadow, about 250 m north-west of the point, where the Eilendorfer tunnel cuts the fault. The soil was dry and easily permeable to gases. South-west of the fault are shales of lower Carboniferous, north-east of it fine, Tertiary sands.

The transect shows a broad radon anomaly over the fault. An influence of the fault can also be observed in the thoron content. On the south-west side the average for thoron is about 130 pC/l, but on the north-east side it is about 480 pC/l.

The small increase in the thoron content over the fault can possibly be explained by the mixing of both soil types in the boundary zone.

### *Transect M 2*

The transect lies on a meadow, about 800 m north-west of the Eilendorfer tunnel. The soil was dry and easily permeable to gases. South-west of the fault are lime and dolomites of Carboniferous lime (lower Carboniferous), north-east fine sands with layers of Tertiary sandstone (probably Oligocene).

By means of soil samples from 1 m depth the fault could be located with an accuracy of about 3 m. The transect shows a very sharp radon anomaly. Thoron, on the other hand, shows no anomaly.

### *Transect M 3*

The transect lies on a meadow, about 950 m north-west of the Eilendorfer tunnel. The soil was dry and easily permeable to gases. South-west of the fault are sandstones and sandy shales (upper Devonian), north-east Tertiary sand. The fault could be

located with an accuracy of about 5 m. There is a clear increase in the concentration of radon and thoron in soil air over the fault. Throughout the transect radon and thoron show a similar variation.

#### *Transect M 4*

The transect lies direct west of the departure from the Autobahn Aachen—Köln at Verlautenheide on an arable soil, which is dry and easily permeable to gases. South-west of the fault there are lime and dolomites of carboniferous limestone (lower Carboniferous), in north-east Tertiary sands. This transect was measured with a field-emanometer, which was built by R. AMBRONN. (R. AMBRONN, patent licence DRP No. 420511.) This instrument has in the past often been used for surveys of radon. It consists of an ionization chamber with a string-electrometer on the top.

The sensitivity is sufficient for measurements of thoron, if the ionization current is integrated over several minutes. However, for concentrations below 1000 pC/l, the instrument is considerably more inaccurate than the electronic instrument. The transect shows clearly a change in the radon content at the fault. South-west of the fault the average radon content is 320 pC/l, north-east of it only 180 pC/l. Over the fault, however, no abnormal increase of the radon content can be detected. The thoron content increases towards north-east. A definite connection between the fault and the variation in the thoron content can not be detected.

### **C. The radon anomaly in Bad Nauheim**

#### *Earlier observations*

In the year 1934 H. ISRAËL and F. BECKER made emanometric surveys of soil air in Bad Nauheim and found an abnormally high radon content over the Bad Nauheimer fault [ISRAËL et al. 1935, 1936].

The fault, which is regarded as responsible for the brine springs at Bad Nauheim, has been fairly well located through boreholes. The fault strikes N 15° W and has a dip of about 60° towards East. There are quartzite and argillaceous schists (lower Devonian) on the western side but cleft limestone (medium Devonian, Massenkalk) on the eastern side of the fault. The bedrock is covered by 30 to 40 m thick Tertiary sands and gravel layers. Fig. 3 shows the strike of the fault, if it is extrapolated through the overburden to the present surface [ISRAËL et al. 1935]. It is suggested that brine flowing in the cleft limestone is dammed up by the impermeable argillaceous schists and diverted up the fault [SCHÖNHALS 1933].

H. ISRAËL and F. BECKER measured the radon content of soil air samples from 1 m depth, along six transects at right angles to the fault.

Outside the fault zone the radon content was of the order of 1000—3000 pC/l but over the fault values up to 50,000 pC/l were found.

Following these measurements, the  $CO_2$ -content of the soil air was also surveyed along the transects. High  $CO_2$  concentrations (up to 10%) were observed in the vicinity of the fault, but in the surrounding soil the concentration was only of the order of 1%.

Interpreting these results H. ISRAËL and F. BECKER suggested that radon was carried by a convective flow of  $CO_2$  from the bedrock in the disrupted zone into the overburden. The distribution of radon in the overburden over the fault zone was considered to be chiefly controlled by the diffusion of radon. The reason for this assumption was

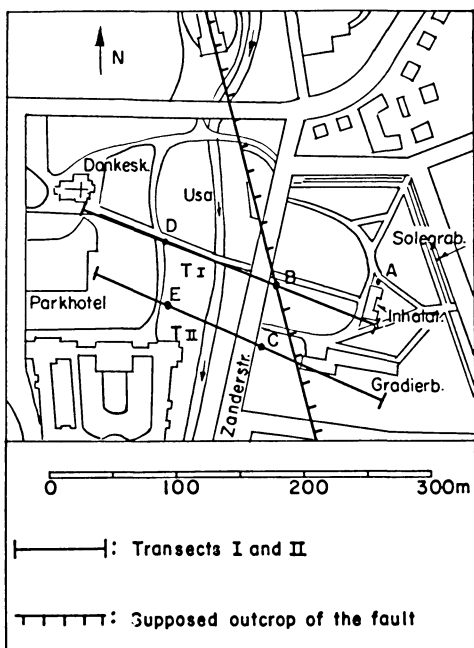


Fig. 3: Location of the transects I and II over the brine fault in the Kurgarten of Bad Nauheim. Samples from 1 m and 2 m depth were taken at the points A, B, C, D and E.

the dependence of the radon content on meteorological variables. Observations of the radon content at the same measuring station, but different depths (0.5—3.0 m), which were performed during several months, showed a definite dependence on the atmospheric pressure, even at 3 m depth. At his station the thoron content was also measured. The thoron content at 1 m depth was found to be about 730 pC/l on the average.

L. AMEELY [1938] made further measurements of soil air in the Kurgarten of Bad Nauheim and determined the radon content at 1 m depth at about 600 sampling points.

The anomalies over the fault, previously found by H. ISRAËL and F. BECKER, were confirmed by L. AMEELY. Near this zone, which strikes *N—S*, many other parallel zones of high radon content were found. These parallel zones lie nearly at right angles to the mentioned zone and have an alternating breadth of 5—20 m. The highest concentrations were not found over the fault, but in the vicinity of the brine-drain.

In 1939 L. AMEELY and W. MÜLLER reported further investigations in this area. They had found out that the sinter deposited by the brine springs was highly radioactive. Its radon emission was sufficient for generating a radon concentration of the order of 10,000 pC/l in the pores of pure sinter.

At two places, where a high radon content had been observed at 1—1.5 m depth, much smaller concentrations were observed at 2 m depth. Test bores showed, that, at 1—1.3 m depth there was a deposit of spring sinter. This sinter was only found in thin layers at definite depths, but not at depths greater than 1.5 m.

On the basis of these results L. AMEELY and W. MÜLLER suggested that the abnormally high radon content of soil air in Bad Nauheim was not due to migration of radon from the fault zone, but due to the radon emission of the spring sinter, which has been widely distributed by man in the Kurgarten for filling up depressions.

## Present observations

### *Transects*

In order to gather further information on the origin of the radon anomalies at Bad Nauheim, radon and thoron surveys were carried out in the Kurgarten of Bad Nauheim. Two transects perpendicular to the fault, were measured. Their location can be seen from Fig. 3. Two days were necessary for the measurement of each transect. On the second day the last measurement of the first day was repeated. Thereby eventual changes in the radon content, owing to meteorological influence, could be detected.

The measurements showed, that the change in the radon content was less than 5%.

Transect I (Inhalatorium-Dankeskirche), Fig. 3 and 4, lies nearly at the same place as transect II of H. ISRAËL and F. BECKER. Here the fault crops out in the terrain of the brook Usa. On both sides of the brook strong radon anomalies are found.

Transect II (Gradierbau-Parkhotel) Fig. 3 and 4 corresponds to transect III of H. ISRAËL and F. BECKER. On both sides of the Usa, and in the vicinity of the Gradierbau, maximum values are observed. They amount, however, to only about 10,000 pC/l compared to about 33,000 pC/l in transect I. The thoron content of the soil air lies

between 100 and 1000 pC/l. There is a slight decrease in the thoron content toward West, but no anomaly is found over the fault. The thoron activity could only be determined with a limited accuracy, because of the far greater radon activity in the samples (see the drawn error limits in Fig. 4).

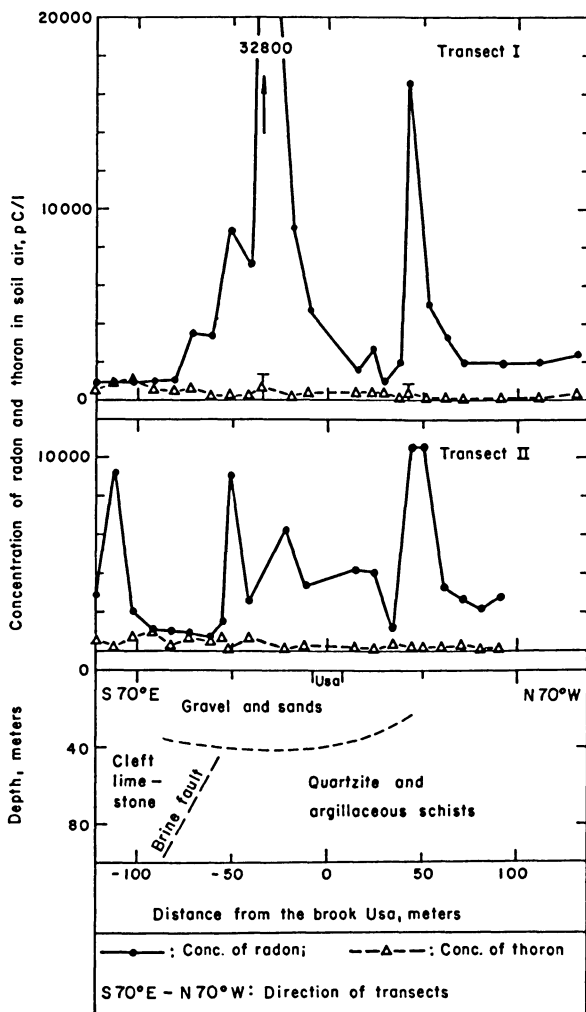


Fig. 4: Concentration of radon and thoron at 1m depth in soil air over the brine fault in the Kurgarten of Bad Nauheim. The concentration was measured in transects as shown in Fig. 3. A section of the bedrock under the transects is schematically shown. A more detailed section is given by H. ISRAËL et al. [1935, 1936].

### *Radon content at greater depths*

Some days later simultaneous measurements of the emanation content at 1 m and 2 m depths were performed at 5 measuring stations. There a high radon content at 1 m depth had been observed during the transect survey. The location of the measuring stations can be seen from Fig. 3. The results are given in Table I. In all cases the radon content at 2 m depth is much higher than at 1 m depth.

Table 1: Concentration of radon in soil air (pC/l) at 1 m and 2 m depth at 5 different locations in the Kurgarten of Bad Nauheim.

Depth in soil m	Location				
	A	B	C	D	E
1	7000	2940	2880	15200	12100
2	12600	3720	4020	56000	31600

### *Radon and thoron emission of the spring sinter*

In addition to the observations on soil air, the radon and thoron emission of the spring-sinter was investigated. A sample of soil air, which was sucked from a fresh mound of sinter, contained  $C_{Rn} = 5200$  pC/l and  $C_{Tn} \leq 300$  pC/l. In a slope (50 cm depth), which according to soil samples contained old spring-sinter,  $C_{Rn}$  was 9850 pC/l and  $C_{Tn}$  was less than 1000 pC/l.

A sample of fresh spring-sinter was taken from the brinedrain. The sinter was pulverized to an even grain size  $< 2$  mm and hermetically closed in a brass cylinder. In the sinter (3.6 liters) a radon activity of 33,800 pC was built up in 12.8 days.

In order to determine the thoron activity of the sinter, it was necessary to remove the radon from the sample. Atmospheric air was sucked through the sample for 15 minutes. Ten minutes later thoron had attained equilibrium with its parent nuclide, but radon needs about 30 days to attain its equilibrium. A thoron activity of 1000 pC was found.

## **Discussion of the results**

### *The radon and thoron content of soil air in the vicinity of Aachen*

The concentration of radon and thoron in soil air at 1 m depth in the surveyed area lies within the range 100–1600 pC/l and 100–600 pC/l respectively.

Fluctuations in the emanation content may occur in the same type of soil, owing to inhomogeneity of the soil or differently composed deposits. In the Tertiary sands at the Münstergewand, for example, radon concentrations from 100 to 300 pC/l and thoron concentrations from 200 to 500 pC/l have been observed.

### *The emanation anomalies over faults near Aachen*

Over the Burtscheider overthrust (Transect I) no enrichment of the emanations was found. In transect M 4 over the Münstergewand the different soil types had a different radon content but there was no radon anomaly over the fault, although the soil was dry and easily permeable to gases.

All the other three transects over the Münstergewand (M 1, M 2 and M 3) show clear radon anomalies. As the soil at all these places is dry and permeable migration of radon by means of diffusion and convection might play a great rôle in generating these anomalies.

Only one but relatively weak thoron anomaly was observed over the Münstergewand in transect M 3. This anomaly might be explained by a slight enrichment of the parent nuclides of thoron in the overburden. The similar variation of radon and thoron in this transect indicates a similar distribution of the parent nuclides of both emanations.

Definite radon and thoron anomalies are found in the transect IIIa and IIIb over the fault at Diepenlinchen. As the layer of weathered material is composed of very dense clay, migration of gases from greater depth is not probable. Hence it must be supposed that the relatively strong anomalies are caused by an enrichment of the parent nuclides of radon and thoron in the clay. The striking similarity in the variation of radon and thoron does also support this suggestion.

In transects IIa and IIb a clear radon anomaly is observed in a very dense and moist clay layer. The only probable cause of this anomaly is an enrichment of the parent nuclides in the clay.

Summing up these results, we can distinguish two different kinds of the observed anomalies. Firstly, anomalies in both radon and thoron over the fault and a similar variation of both emanations throughout the transect. Secondly, a radon anomaly over the fault, accompanied by no or only a weak thoron anomaly. In this case there is no significant similarity in the variation of the emanations throughout the transect.

The first type is most likely caused by an enrichment of parent nuclides of the emanations in the overburden and not by migration of the emanations. The second type was only encountered in dry and permeable soil. Regarding the state of soil and the absence of a thoron anomaly, it is tempting to attribute this type of a radon anomaly to migration of radon. But caution must be taken, as the geochemistry of the parent nuclides of radon is different from that of thoron and the absence of an enrichment of thorium or other parent nuclides of thoron does not imply that uranium or radium might not be enriched over the fault. In this case the measurement of radon and thoron only, does not supply sufficient information. For a definite answer a direct measurement of the parent nuclides distributed in the soil is necessary.

### *The anomaly in Bad Nauheim*

From both transects it is evident that only a radon anomaly is present. The thoron content is of the same order as in the soil near Aachen ranging from 200 to 1200 pC/l but no clear anomaly is to be seen. The thoron emission of the spring-sinter is of the

same order as that of ordinary soil and will not generate any anomaly. In a volume of 3.6 liters of pure sinter, the pores contained 1000 pC of thoron. If we assume a porosity of 30%, we obtain a thoron concentration of 930 pC/l in the pores of pure fresh sinter.

On the other hand, the radon content of soil in Bad Nauheim is far greater than in the vicinity of Aachen. In Bad Nauheim the observed radon concentration at 1 m depth in soil ranges from 1000 to 50,000 pC/l compared to 100—1600 pC/l near Aachen. The radon emission of spring sinter was considerably higher than that of ordinary soil. In the pores of a 3.6 liter volume of fresh sinter a radon activity of 38,800 pC was generated in 12.8 days. After about 30 days the radon would have reached an equilibrium value of 43,000 pC. If the porosity of the sinter is taken to be 30%, we obtain a radon concentration of 40,000 pC/l in the pores of pure fresh sinter. In weathered sinter a greater radon emission may be expected. Thus we come to the result that the spring-sinter could generate the highest radon concentrations observed at 1 m depth in this territory.

There are, however, several facts, which indicate that the radon anomaly in Bad Nauheim cannot be explained by surficial distribution of sinter alone. At 5 different locations in the Kurgarten of Bad Nauheim an essentially higher radon content was observed at 2 m depth than at 1 m depth. These results are in contrast with the findings of L. AMEELY and W. MÜLLER [1939]. A high radon content has also been found over the fault farther up the valley north of the Kurgarten, where no surficial sinter is to be found [ISRAËL and BECKER 1935]. Lastly, H. ISRAËL and F. BECKER [1935] observed a definite meteorological dependence of the radon content, even at 3 m depth. This is hard to explain, unless the radon concentration at these depths is mainly determined by migration of radon in the soil.

It is very probable that the radon anomaly would then be primarily caused by an upward migration of radon from enrichments of radium in the fault and in the sediments over the fault. All the observed facts in Bad Nauheim are consistent with this suggestion. Its validity might be tested by measuring the radium content of the sediments at depths near the faulted bedrock.

### Acknowledgements

The investigations were carried out at the Forschungsstelle für Geophysik und Meteorologie at the Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule, Aachen. The measuring equipment was partly placed at our disposal by the Meteorologisches Observatorium des Deutschen Wetterdienstes, Aachen. The measurements in Bad Nauheim were made in cooperation with, and with the assistance of the Max-Planck-Institut für Herzforschung (William G.-Kerckhoff-Institut, Director: Prof. Dr. R. THAUER) in Bad Nauheim. The support of all these authorities is gratefully acknowledged.

We also wish to express our gratitude to Mr. Dipl.-Geol. R. VOIGT for his help in geological problems and to Mr. Dipl.-Phys. S. STILLER for his assistance during the field work.



### References

- AECKERLEIN, G.: Die Erforschung des Erdinneren durch Emanationsvermessung. *Physikalische Zeitschrift* 38, 362—370 (1937).
- AMBRONN, R.: Jahrbuch des Halleschen Verbandes für die Erforschung der mitteldeutschen Bodenschätze, 3, 44ff. (1921).
- AMBRONN, R.: Vorrichtung zur Messung von Ra — Em, vorzugsweise des Em-Gehaltes der Bodenluft. Patentschrift DRP 420511.
- AMEELY, L.: Anwendung von Emanationsmessungen zur Mutung von Heilquellen. Untersuchungen am Taunusrand im Bad Nauheimer Quellbezirk. *Der Balneologe* 5, 385—396 (1938).
- AMEELY, L., und W. MÜLLER: Bodenluftemanation in Bad Nauheim. *Der Balneologe* 6, 224—226 (1939).
- BJÖRNSSON, S.: Radon und Thoron in Bodenluft. Diplomthesis TH Aachen, 1963.
- BUDDE, E.: Bestimmung des Beweglichkeitskoeffizienten der Radium-Emanation in Lockergesteinen. *Z. f. Geophysik* 24, 96—105 (1958).
- DIELER, H.: Die Baugrundverhältnisse des Aachener Stadtgebietes. *Geol. Mitt.* 1, 161—198 (1960), Aachen 1961.
- GRAMMAKOV, A. G.: Some theoretical and methodical problems of radiometric prospecting and survey. *Proc. of the 2nd U. N. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, 2, 732—743 (1958).
- HATUDA, Z.: Radioactive method for geological exploration. *Memoirs of the College of Science, University of Kyoto, Series B, Vol. XXI*, 231—271 (1954).
- HOLZAPFEL, E.: Die Geologie des Nordabfalls der Eifel unter besonderer Berücksichtigung der Gegend von Aachen. — *Abh. Preuss. Geol. L. A. NF 66*, 218 S, Berlin 1910.
- HOLZAPFEL, E.: Geologische Karte von Preußen und benachbarten Bundesstaaten 1:25000. — *Lfg. 141, Blatt Stolberg*, Berlin 1910.
- HOLZAPFEL, E.: *Desgl. Bl. Aachen, mit Erläuterungen*, 76 S., Berlin 1911.
- ISRAËL, H.: Zur Methodik der klimatologischen Emanationsmessungen. I. Über ein neues Emanometer. *Der Balneologe* 1, 318—327 (1934).
- ISRAËL, H.: Zur Methodik der klimatologischen Emanationsmessungen. II. Über den Sättigungsstrom bei emanometrischen Messungen. *Gerl. Beitr. z. Geoph.* 51, 35—49 (1937).
- ISRAËL, H.: Der Diffusions-Koeffizient des Radons in Bodenluft. *Z. f. Geophysik* 27, 13—17 (1961).
- ISRAËL, H., und F. BECKER: Emanationsgehalt der Bodenluft und Untergrundtektonik. *Vorläufige Mitteilung. Naturwissensch.* 23, 818 (1935).
- ISRAËL, H., und F. BECKER: Die Bodenemanation in der Umgebung der Bad Nauheimer Quellenspalte. *Gerl. Beitr. z. Geoph.* 44, 40—55 (1935).
- ISRAËL, H., und F. BECKER: Die Emanationsverhältnisse in der Bodenluft. *Gerl. Beitr. z. Geoph.* 48, 13—58 (1936).

- ISRAËL, H., S. BJÖRNSSON und S. STILLER: Emanometrische Messung von Radon und Thoron in Bodenluft. *Annali di Geofisica* 15, 115—126 (1962).
- LÖSER, G.: Radioaktive Bodenluftmessungen als Beitrag zur Klärung tektonischer Probleme am Südwestrand des Thüringer Waldes. *Geophysik und Geologie* 1, 97—103 (1959).
- LUDEWIG, P., und R. WITTE: Radioaktive Messungen im Quellgebiet von Brambach. *Z. f. Geoph.* 2, 70—77 (1926).
- MÜLLER, F.: Radioaktivitätsmessungen als geophysikalische Aufschlußmethode. *Z. f. Geoph.* 3, 330—336 (1927).
- PATRICIU, V.: Geologische und geophysikalische Untersuchungen am Westrande des Göttinger Leinetalgrabens. *Abh. d. Preuss. L. A. NF.* 116 (1930).
- ROSHOLT, J. N., jr.: Natural radioactive disequilibrium of the uranium series. *U. S. Geol. Bull.* 1084—A, 1—30 (1959).
- SATTERLY, J.: The quantities of radium and thorium emanations contained in the air of certain soils. *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 16, 514—533 (1910—1912).
- SCHÖNHALS, E.: Das Auftreten der Mineralquellen bei Bad Nauheim. *Zeitschrift d. deutschen geologischen Gesellschaft* 85, 545—553 (1933).
- TANNER, A. B.: Usefulness of the emanation method in geologic exploration. *Geological Survey Research* 1960, Prof. Paper 400—B.
- TANNER, A. B.: Radon Migration in the Ground. In „The Natural Radiation Environment“, Univ. of Chicago Press, 1964, pp. 161—190.
- VOGLER, G.: Ursachen emanometrischer Anomalien. *Z. f. Geophysik* 26, 57—71 (1960).
- VOGT, W.: Radiologische Untersuchungen im Radiumbad Brambach. *Z. f. Geophysik* 11, 29—35 (1935).
- WALLASCH, G.: Methodische Probleme und Ergebnisse emanometrischer Untersuchungen im Baskischen Gebirge. *Diss. Münster* 1959.

### Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis in »Zeitschrift für Geophysik« Jg. 32, Heft 5/6

#### Universität München

Methoden der angewandten Geophysik (2)	ANGENHEISTER
Einführung in die Vorlesungen der Geophysik (1)	ANGENHEISTER
Gesteinsmagnetismus (2)	ANGENHEISTER
Physik der festen Erde (2)	HARDTWIG
Gezeiten (2)	HARDTWIG
Ausbreitung elastischer Wellen III (1)	FÖRTSCH
Einführung in das geophysikalische Praktikum I (2)	FÖRTSCH

#### Universität Erlangen

Methoden der angewandten Geophysik mit Übungen (4)	ANGENHEISTER, SOFFEL
--	-------------------------

# STRUVE ASTRONOMIE

## Einführung in ihre Grundlagen

3. Auflage. Quart. 486 Seiten mit 110 Photographien, 181 Strichzeichnungen, einer Farbtafel und 4 Sternkarten. 1967. Ganzleinen DM 32,-

Mit diesem grundlegenden Werk hat einer der bedeutendsten Astronomen unserer Zeit eine vollständig neue und für alle zugängliche Darstellung der modernen Astronomie geschaffen.

STRUVE, ASTRONOMIE dient in idealer Weise als

- Grundlage für das Universitätsstudium,
- Informationsmittel für den Amateur-Astronomen,
- Lehrbuch zum Selbststudium.

STRUVE, ASTRONOMIE bietet in didaktischer Meisterschaft

- eine Zusammenfassung des bis in die jüngste Zeit erarbeiteten Forschungsmaterials,
- eine Einführung in die Arbeitsgebiete der modernen Astronomie ohne besondere Vorkenntnisse der Mathematik und Physik,
- eine wertvolle Lernhilfe durch zahlreiche Übungsaufgaben und deren Lösungen,
- eine große Zahl prächtiger Abbildungen zur anschaulichen Vertiefung des Gelernten.

---

## Inhaltsübersicht

Das Universum · Fundamentale Einheiten · Koordinaten und Zeit · Das Gravitationsgesetz · Die Erde als physikalischer Körper · Die Bewegungen der Erde · Dimensionen des Mondes · Die Oberfläche des Mondes · Die Bewegungen der Planeten · Die physikalischen Eigenschaften der Planeten · Satelliten und der Saturnring · Die kleinen Planeten · Kometen · Meteore · Die Sonne · Der Aufbau der Sonne · Atomtheorie · Die Sonnenatmosphäre · Die

Aktivität der Sonne · Solar-terrestrische Beziehungen · Der Ursprung des Sonnensystems · Entfernungen und Leuchtkräfte der Sterne · Die Verteilung der Sterne in der Milchstraße · Sternbewegungen · Klassifikation der Sterne · Sternhaufen · Interstellare Materie · Sterne und Nebel · Doppelsterne · Veränderliche Sterne · Sternsysteme · Relativität · Fernrohre und Hilfsinstrumente · Konstantentafel · Lösungen und Aufgaben



DR. HELMUT HASSE

o. Professor an der Universität Hamburg

# Bericht über neuere Untersuchungen und Probleme aus der Theorie der algebraischen Zahlkörper

2., durchgesehene Auflage, 2 Teile. 1965, 338 Seiten,  
broschiert DM 42.—

Die erste Auflage – 1930 erschienen – ist seit langem vergriffen. Die neue Auflage wurde vom Verfasser durchgesehen und stellenweise ergänzt. Sie bietet so einen guten Überblick über dieses wichtige Gebiet.

## Inhalt:

Teil I: Einleitung — Die HILBERT-FURTWÄNGLERSchen Sätze über Klassenkörper — Verallgemeinerung des Idealklassenbegriffs — Die TAKAGISchen Sätze über Klassenkörpertheorie — Umgruppierung der zu beweisenden Tatsachen — Die eigentlichen Beweise der TAKAGISchen Sätze — Das Zerlegungsgesetz für die Teiler der Relativediskriminante — Der Satz von der arithmetischen Progression in  $k$  — HECKESche Funktionsgleichung der  $L$ -Reihe — Die absolut ABELSchen Körper und die zu einem imaginär-quadratischen Grundkörper ABELSchen Körper — Drei ungelöste Probleme aus der Theorie der relativ ABELSchen Körper.

Teil Ia: Beweise zu Teil I.

Teil II: Das ARTINSche Reziprozitätsgesetz — Die Produktformel für das Normenrestsymbol — Das Reziprozitätsgesetz der Potenzreste — Explizite Formeln zum Reziprozitätsgesetz — Weitere Anwendungen des ARTINSchen Reziprozitätsgesetzes.



Physica-Verlag · Würzburg-Wien

# SEISMOS



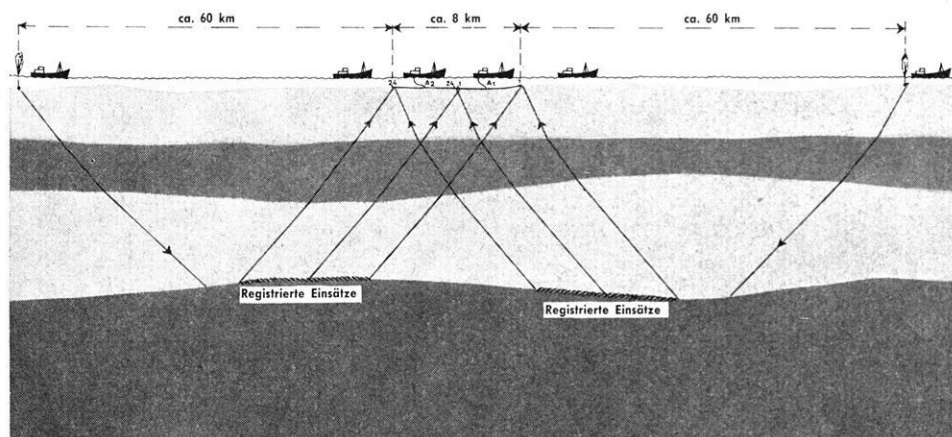
die älteste bestehende  
geophysikalische Firma der Welt

modern in ihren Methoden und  
Geräten

Analog- und Digitalseismik

erforscht den tiefen Untergrund bis  
zur Moho-Diskontinuität

mit  
Refraktionsseismik in der Nordsee



# SEISMOS

Von der Messung bis zum Endbericht

# Integrierte Datenverarbeitung in der angewandten Geophysik

Mit problemorientierten Programmsystemen



CONTROL DATA 3300



3000 HANNOVER 1 · POSTFACH 4767 · RUF: 8 07 21 · FERNSCHREIBER: 92 2847 · DRAHT: PRAKLA

Amsterdam · Brisbane · Ankara · Djakarta · Kuala-Belait · Madrid · Port-Harcourt · Rio de Janeiro · Tripolis · Wien