

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

## Das Wesen der Höhenstrahlung.

Von **W. Bothe** und **W. Kolhörster**.

Mit 8 Abbildungen. (Eingegangen am 18. Juni 1929.)

Stellt man zwei Geiger-Müllersche Zählrohre aneinander, so findet man in den Ausschlägen, welche durch die Höhenstrahlung hervorgerufen werden, einen erheblichen Bruchteil solcher, welche gleichzeitig in beiden Zählrohren erfolgen. Aus der Abhängigkeit von der gegenseitigen Lage der Zählrohre sowie aus der großen Häufigkeit dieser Koinzidenzen ist zu schließen, daß sie den Durchgang einzelner Korpuskularstrahlen durch beide Zählrohre anzeigen. Die Absorbierbarkeit dieser Korpuskularstrahlen wurde dadurch bestimmt, daß absorbierende Schichten zwischen die beiden Zählrohre gebracht und die Abnahme der Koinzidenzen gemessen wurde. Es ergab sich, daß die Korpuskularstrahlung ebenso stark absorbiert wird wie die Höhenstrahlung selbst. Hieraus ist zu schließen, daß die Höhenstrahlung, soweit sie sich in den bisher beobachteten Erscheinungen äußert, korpuskularer Natur ist. Ihre voraussichtlichen Eigenschaften werden aus diesem Gesichtspunkt diskutiert.

### I. Ziel und Methode der Untersuchung.

1. Ziel der Versuche. Die Höhenstrahlungsforschung hat insofern einen eigentümlichen Weg genommen, als die verschiedensten Eigenschaften der Höhenstrahlung, wie Intensität, Verteilung, Absorption und Zerstreuung, ja selbst ihr Ursprung untersucht und diskutiert wurden, während die eigentliche Hauptfrage, nämlich die nach dem Wesen der Höhenstrahlung, bisher keine experimentelle Beantwortung gefunden hat. Dies hat vor allem darin seinen Grund, daß es wegen der geringen Intensität und des großen Durchdringungsvermögens dieser Strahlen nicht ohne weiteres möglich ist, ausgeblendete Strahlenbündel zu untersuchen. Wenn man bisher übereinstimmend der Ansicht den Vorzug gab, daß die Höhenstrahlung eine sehr harte  $\gamma$ -Strahlung ist, so geschah dies wohl allein wegen des ungeheuren Durchdringungsvermögens, welches man sich an einer Korpuskularstrahlung noch schwerer vorstellen konnte. Immerhin ist von fast allen beteiligten Autoren auch auf die grundsätzliche Möglichkeit von Elektronenstrahlung hingewiesen worden. In etwas anderem Zusammenhang, nämlich mit der Zustromtheorie für die Erhaltung der negativen Erdladung, haben Schweidler, Swann und Hoffmann,

einem Gedanken von Simpson folgend\*, direkt nach einer durchdringenden Elektronenstrahlung geforscht, indem sie untersuchten, ob ein isoliert aufgestellter Metallklotz sich allmählich auflud; das Ergebnis dieser Versuche war negativ. Dagegen fand Skobelzyn\*\* auf seinen schönen Wilson-Aufnahmen Elektronenbahnen nicht radioaktiver Herkunft, deren große magnetische Steifheit auf eine Energie von mindestens  $1,5 \cdot 10^7$  e-Volt schließen ließ. Man muß mit Skobelzyn annehmen, daß diese schnellen Elektronen mit der Höhenstrahlung zusammenhängen; denn es ist wohl kaum zu bezweifeln, daß auch die in gewöhnlicher Weise gemessene Ionisation durch Höhenstrahlung ihre direkte Ursache in einer Korpuskularstrahlung hat. Das eigentliche Problem ist daher folgendes: Ist diese Korpuskularstrahlung als Sekundärstrahlung einer  $\gamma$ -Strahlung aufzufassen, wie bisher üblich, oder stellt sie selbst die Höhenstrahlung dar?

Für die Beantwortung dieser Frage ist es besonders wichtig, das Durchdringungsvermögen der Korpuskularstrahlung zu kennen. Stimmt dieses mit demjenigen der Höhenstrahlung selbst überein, so wird die Annahme sehr nahegelegt, daß die Höhenstrahlung selbst korpuskularen Charakter hat. Ist dagegen die Korpuskularstrahlung merklich weicher als die Höhenstrahlung, so muß diese eine  $\gamma$ -Strahlung sein, welche erst beim Auftreffen auf Materie die Korpuskularstrahlung erzeugt. Wir haben nun, von der hergebrachten  $\gamma$ -Strahlhypothese ausgehend, Versuche unternommen, um das Durchdringungsvermögen der zu erwartenden Sekundärelektronen zu bestimmen. Es zeigte sich im weiteren Verlauf, daß diese Versuche eine Entscheidung in dem oben erwähnten Sinne ermöglichten.

2. Versuchsmethode. Im Gebiet radioaktiver  $\gamma$ -Strahlen hat man vielfach den Absorptionskoeffizienten von Sekundärelektronen in der Weise bestimmt, daß man ein von Korpuskularstrahlen freies  $\gamma$ -Bündel auf variable Schichten der Versuchssubstanz auffallen läßt und den Anstieg der erzeugten Elektronenstrahlung mit wachsender Schichtdicke mißt\*\*\*. Diese Methode ist jedoch auf eine  $\gamma$ -Höhenstrahlung nicht anwendbar, denn diese hätte bei ihrem Durchgang durch die irdische Atmosphäre reichlich Gelegenheit, Sekundärelektronen zu erzeugen, und es wäre praktisch nicht möglich, ein von diesen durchdringenden Elektronen gesäubertes

\* G. C. Simpson, Nature **69**, 270, 1904; E. v. Schweidler, Wien. Ber. **127**, 515, 1918; Ann. d. Phys. **63**, 726, 1920; W. F. G. Swann, Terr. Magn. and Atm. El. **20**, 105, 1915; Phys. Rev. **9**, 555, 1917; Journ. Frankl. Inst. **203**, 11, 1927; G. Hoffmann, Phys. ZS. **27**, 296, 1926.

\*\* D. Skobelzyn, ZS. f. Phys. **43**, 371, 1927; **54**, 686, 1929.

\*\*\* Siehe zum Beispiel K. W. F. Kohlrausch, Radioaktivität, S. 139ff., 1928 (Handb. d. Experimentalphys., Bd. XV).

Höhenstrahlenbündel herzustellen. Die Dicke der Atmosphäre ist sogar ausreichend, um eine  $\gamma$ -Höhenstrahlung von dem bekannten Durchdringungsvermögen völlig mit Sekundärelektronen zu sättigen, so daß in den uns im allgemeinen zugänglichen Meereshöhen die  $\beta$ -Intensität überall proportional der  $\gamma$ -Intensität wäre, selbst in verschiedenen Substanzen, weil gegenüber so harten Strahlen alle Substanzen sich wie ein Gas aus freien Elektronen verhalten werden. Obwohl also die beobachtete Ionisationswirkung unmittelbar der  $\beta$ -Strahlung zuzuschreiben wäre, müßten doch alle in der üblichen Weise ausgeführten Absorptionsmessungen so verlaufen, als ob die  $\gamma$ -Strahlung direkt wirksam wäre. Denkbar wäre allerdings noch, daß durch Sekundär- oder Streustrahlungen an der Grenze zweier Substanzen Übergangseffekte hervorgerufen werden, etwa nach Art der von G. Hoffmann angenommenen\*. Dies würde die Verhältnisse noch verwickelter gestalten.

Man ist hiernach gezwungen, auf die Verfolgung einzelner Strahlenteilchen mittels einer Zählmethode auszugehen\*\*. Der Geigersche Spitzenzähler wäre für solche Untersuchungen kaum geeignet, da er über ein zu kleines Volumen zählt. Erst der von Geiger und Müller\*\*\* kürzlich ausgearbeitete Zählertyp, das „Elektronenzählrohr“, eröffnete die Aussicht auf eine erfolgreiche Bearbeitung der in Frage stehenden Probleme, da diesem Instrument vermöge seines fast unbegrenzt zu steigenden wirksamen Volumens leicht die jeweils erforderliche Empfindlichkeit gegeben werden kann.

Da sich bereits bei den ersten Versuchen mit zwei aneinandergestellten Zählrohren koinzidierende Ausschläge zeigten, lag es nahe, zur Identifizierung eines einzelnen Strahlenteilchens das Koinzidenzprinzip in folgender Form zu benutzen. Die Ausschläge der beiden Zählrohre wurden wie üblich auf einem gemeinsamen Film registriert, wobei der Durchgang eines und desselben Strahlenteilchens durch beide Zählrohre sich scharf und deutlich als Koinzidenz zwischen den beiderseitigen Ausschlägen zu erkennen gab. Wurden nun absorbierende Schichten zwischen die beiden Zählrohre gebracht, so sollte die Häufigkeit der Koinzidenzen, als Funktion der Absorberdicke aufgetragen, unmittelbar die Absorptionskurve der Korpuskularstrahlung darstellen.

\* G. Hoffmann, Ann. d. Phys. **82**, 428, 1927.

\*\* Eine elektrische Zählmethode haben bereits V. F. Hess und R. W. Lawson auf die Höhenstrahlung angewandt (Wien. Ber. **125**, 285, 1916).

\*\*\* H. Geiger und W. Müller, Die Naturwiss. **16**, 617, 1928. Auf die Bedeutung dieses Instrumentes für die Höhenstrahlungsforschung ist dort schon nachdrücklich hingewiesen.

Dies war der Grundgedanke des Versuchsverfahrens, dessen Richtigkeit allerdings weiter unten noch durch ausführliche experimentelle und theoretische Diskussion zu erhärten sein wird. Es liegt wohl auf der Hand, daß diese Methode sehr ausgedehnte Versuchsreihen erfordert, wenn sie sichere Resultate ergeben soll; betrug doch bei unseren Hauptversuchen die maximale Häufigkeit der Koinzidenzen nur 2,7/min. Für die hier gewonnene mäßige Genauigkeit waren schon rund 90 000 Einzelausschläge zu registrieren. Trotz dieses Nachteils scheint uns jedoch die Methode zurzeit unersetzbar.

## II. Hauptversuche.

3. Anordnung und Auswertungsverfahren. In Fig. 1 ist die Anordnung dargestellt, welche mit geringen Abänderungen für alle Höhenstrahlungsversuche benutzt wurde. Die beiden Zählrohre  $Z_1, Z_2$  hatten

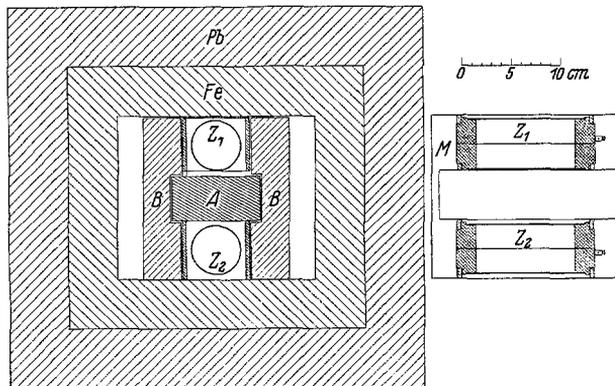


Fig. 1.

innen 5 cm Durchmesser und 10 cm Länge; sie waren anfangs aus 1 mm starkem Messing, später aus 1 mm starkem Zink hergestellt und an den Enden mit Ebonitstopfen verschlossen, welche die zentralen Drähte trugen. Diese waren nach dem Verfahren von Geiger und Müller präpariert. Die Zählrohre waren mit trockener, kohlensäure- und emanationsfreier Luft von 4 bis 6 cm Hg-Druck gefüllt. Sie wurden durch ein Messinggestell  $M$  getragen, welches so eingerichtet war, daß Absorberschichten bis zu 45 mm Dicke zwischen die Zählrohre gebracht werden konnten. Seitlich waren die Rohre durch Bleiklötze  $BB$  geschützt; diese hatten Nuten, in welche der Absorber eingriff. Die Dicke dieser Seitenblenden war stets so bemessen, daß ein Strahlenteilchen, welches etwa durch Streuung um den Absorber herum aus dem einen Zählrohr in das andere gelangen

wollte, eine wesentlich größere Masse zu durchdringen hatte, als der Absorber darbot. Die ganze Vorrichtung befand sich in einem Panzer von 5 cm Eisen (innen) plus 6 cm Blei (außen). Das Blei war etwa 150 Jahre alt und als  $\gamma$ -strahlungsfrei befunden. Diese Panzerung reichte aus, um die radioaktive Umgebungsstrahlung praktisch unwirksam zu machen. Durch den Panzer waren isoliert hindurchgeführt die beiden Zuleitungen für die Hochspannung und die Verbindungen zwischen den Zentralelektroden und den Elektrometern. Es wurde das von dem einen von uns angegebene Schlingenelektrometer\* in „Nadelschaltung“ benutzt. Die Spannung wurde sorgfältig für jedes der beiden Zählrohre auf günstigste Arbeitsweise einreguliert, sie betrug etwa — 1300 Volt und war für ein bestimmtes Zählrohr über die Versuchsdauer (bisher 3 Monate) konstant.

Das Verfahren zur Zählung der Ausschläge und Koinzidenzen war ganz das schon früher in der Reichsanstalt angewandte\*\*. Es wurde mit einer Geschwindigkeit von etwa 1 cm/sec registriert. Die Querschraffierung des Films, welche zur Ausmessung der zeitlichen Abstände gegenüberliegender Ausschläge nötig ist, wurde einfach dadurch hervorgebracht, daß vor der Zylinderlinse des Registrierapparates eine Blende durch ein Klingelwerk in rasche Schwingungen versetzt wurde. Bei der Auswertung wurden zwei gegenüberliegende Ausschläge als koinzidierend angesehen, wenn ihr Abstand weniger als 0,01 cm betrug, entsprechend etwa  $1/100$  sec nach jeder Seite. Die Entscheidung hierüber war stets mit ausreichender Sicherheit möglich, wie die Übereinstimmung der unabhängigen Auswertung durch die zwei Beobachter zeigte. Von den so ermittelten Koinzidenzen mußten noch die „zufälligen“ in Abzug gebracht werden, um die gesuchte Häufigkeit der „systematischen“ Koinzidenzen zu erhalten. Die Erwartung für die zufälligen Koinzidenzen auf einer Filmlänge von  $l$  cm beträgt  $2 \cdot 0,01 \cdot N_1 N_2 / l$ , wenn  $N_1 N_2$  die beiderseitigen Ausschlagszahlen auf dieser Länge bedeuten.

Es war noch die Möglichkeit zu bedenken, daß die Ausschläge mit einer variablen Verzögerung eintraten, wie dies früher beim Spitzenzähler festgestellt war\*\*\*. Dann hätte die Gefahr bestanden, daß wirkliche Koinzidenzen der Beobachtung entgingen, weil die zugehörigen Ausschläge um mehr als 0,01 cm auseinanderfielen. Daß dies nicht der Fall war, konnte daran erkannt werden, daß die Häufigkeit der Abstände von mehr

---

\* W. Kolhörster, Phys. ZS. **26**, 654, 1925.

\*\* W. Bothe und H. Geiger, ZS. f. Phys. **32**, 639, 1925; W. Bothe, ebenda **37**, 547, 1926.

\*\*\* W. Bothe und H. Geiger, a. a. O.

als 0,01 bis 0,02 cm dem obigen Ausdruck entsprach, welcher wiederum die Erwartung hierfür angibt.

Als Beispiel für eine Versuchsreihe und ihre Auswertung mag die Tabelle 1 dienen.

Die Versuche wurden an zwei Standorten ausgeführt, teils im Erdgeschoß, teils auf dem Dachboden des Hauptgebäudes der Reichsanstalt. In dem unteren Raume hatte die Höhenstrahlung Deckengewölbe aus Beton von insgesamt schätzungsweise 2 m Wasseräquivalent, dazu noch die Panzerdecke mit 1 m Wasseräquivalent zu durchsetzen, bevor sie in die Versuchsanordnung eintrat, in dem oberen Raume dagegen nur ein dünnes Oberlichtfenster, weil die Panzerdecke entfernt war.

Wurde die Zählrohranordnung in den Panzer gebracht, so nahmen die Ausschläge der beiden Instrumente beträchtlich an Häufigkeit ab. Der verbleibende Effekt, welcher nicht mehr durch die radioaktive Umgebungsstrahlung erklärt werden kann, ist mindestens zu einem wesentlichen Teil auf die Höhenstrahlung zurückzuführen, wie Geiger und Müller gezeigt haben\*. Auch die Häufigkeit dieser Ausschläge entsprach im ganzen etwa den Angaben von Geiger und Müller, wenn man auf gleiche zählende Fläche umrechnet. Für verschiedene Exemplare von Zählrohren waren jedoch die Ausschlagszahlen bei sonst übereinstimmendem Verhalten ziemlich verschieden wegen der verschiedenen Reststrahlung, welche von der Rohrwandung ausging. Die kleinsten Ausschlagszahlen, nämlich bis herab zu 23/min im unteren Stockwerk, wurden mit den Zinkrohren gefunden; für die endgültigen Versuche wurde daher Zink beibehalten. Indessen gelang es nicht jedesmal, so gute Zähler herzustellen, z. B. zeigte das in den Hauptversuchen benutzte obere Zählrohr eine höhere Ausschlagszahl, offenbar infolge höherer Reststrahlung. Bei der Registrierung dieser Ausschläge zeigte sich sogleich eine so hohe Zahl von Koinzidenzen, daß diese nur durch Korpuskularstrahlen erklärt werden konnten (vgl. die ausführliche Diskussion Ziffer 9).

4. Versuche mit gefilterter Höhenstrahlung. Die ersten Versuche wurden im Erdgeschoß des Hauptgebäudes der PTR ausgeführt. Es stellte sich bald heraus, daß die Strahlung, welche die Koinzidenzen hervorrief, außerordentlich durchdringend sein mußte, denn einige kurze Versuchsreihen mit 1 cm und selbst 4 cm Blei als Absorber ergaben keine deutliche Abnahme der Koinzidenzen beim Einbringen des Absorbers. Noch dickere Bleischichten anzuwenden, schien uns nicht ratsam, da dann neben

---

\* H. Geiger und W. Müller, Phys. ZS. 29, 839, 1928.

anderen Unbequemlichkeiten die ganze Apparatur einschließlich des Panzers hätte vergrößert werden müssen. Daher wurde für die endgültigen Versuche als Absorber ein Block aus Feingold (995,6) benutzt, der uns für kurze Zeit zur Verfügung stand. Der Block hatte eine mittlere Dicke von 4,1 cm und eine Fläche von  $8,9 \times 17,5$  cm.

Mit dem Goldblock wurde wieder im Erdgeschoß eine längere Versuchsreihe ausgeführt. Der Einzelversuch, für den Tabelle 1 ein Beispiel gibt, umfaßte in der Regel 60 Minuten Registrierdauer; während dieser Zeit wurden abwechselnd je 15 Minuten mit und ohne Goldblock registriert. In Tabelle 2 sind die Versuche zusammengestellt. Das Gesamtergebnis zeigt, daß das Einbringen des Goldblockes weder die Ausschlagszahlen

Tabelle 1. Erdgeschoß, Film 14.

Registrierdauer min	Absorber cm Au	Filmlänge cm	Ausschläge oben	Ausschläge unten	Koinzidenzen (gezählt)	Zufällige Koinzidenzen (berechnet)	Systemat. Koinzidenzen (berechnet)
7	0	391	310	176	10	2,8	7,2
15	4,1	894	623	323	36	4,5	31,5
15	0	823	619	364	33	5,5	27,5
15	4,1	878	625	324	27	4,6	22,4
8	0	496	339	187	13	2,6	10,4
Summe: 30	0	—	1268	727	—	—	45,1
„ 30	4,1	—	1248	647	—	—	53,9

Tabelle 2. Erdgeschoß.

Film Nr.	Ohne Absorber				Mit 4,1 cm Gold			
	Registrierdauer min	Ausschläge oben	Ausschläge unten	Systematische Koinzidenzen	Registrierdauer min	Ausschläge oben	Ausschläge unten	Systematische Koinzidenzen
9	16	633	428	23,3	16	642	429	33,8
10	20	726	468	29,4	20	742	460	34,3
11	26	959	642	50,0	30	1130	721	59,8
12	32	1252	766	60,0	30	1109	666	57,3
13	30	1168	668	38,1	30	1156	640	35,6
14	30	1268	727	45,1	30	1248	647	53,9
15	27	1249	625	52,1	30	1315	662	43,5
16	30	1256	661	54,8	30	1263	615	38,1
$\Sigma$	211	8511	4985	352,8	216	8605	4840	356,3
in 216min	—	8713	5003	361,2	—	8605	4840	356,3
pro min	—	40,3	23,6	1,67	—	39,8	22,4	1,65

Abnahme der Koinzidenzen in 216 min ( $\pm$  m. F.):  $5,4 \pm 26,8 = (1,5 \pm 7,4)\%$ .

noch die Koinzidenzzahlen um wesentlich mehr als den statistischen Fehler\* beeinflusst. Berechnet man rein formal, ohne zunächst die Bedeutung dieser Größe zu erörtern, aus der relativen Differenz der Koinzidenzzahlen mit und ohne Gold den Massenabsorptionskoeffizienten ( $\mu/\rho$ ) in Gold, so findet man

$$\mu/\rho = (0,2 \pm 0,9) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{g}.$$

Dieses Ergebnis ließ uns bereits vermuten, daß die „atmosphärische“ Korpuskularstrahlung, welche die Koinzidenzen hervorbringt, nicht als sekundäre  $\beta$ -Strahlung einer  $\gamma$ -Höhenstrahlung zu deuten ist. Denn der Massenabsorptionskoeffizient der schwach gefilterten Höhenstrahlung selbst ist schon von der Größenordnung  $10^{-3}$ , so daß die von ihr erzeugte Sekundärstrahlung aller Voraussicht nach erheblich weicher sein müßte. Dann lag aber weiter die Vermutung nahe, daß die Abnahme der Häufigkeit der Koinzidenzen gemäß der Absorptionskurve der Höhenstrahlung selbst erfolgt. Diese Vermutung durch weitere Ausdehnung dieser Versuchsreihe nachzuprüfen, erschien uns bei den geringen zu erwartenden Differenzen zu langwierig. Außerdem waren die hier obwaltenden Bedingungen dadurch unnötig erschwert, daß die Höhenstrahlung, bevor sie auf die Zählrohre traf, mehrere starke Deckengewölbe aus Beton und den Fe-Pb-Panzer zu durchsetzen hatte, was zusammen einer Wasserschicht von rund 3 m äquivalent war. Eine solche Schicht bringt nämlich schon eine bedeutende Härtung der Höhenstrahlung durch Ausfiltern der weicheren Bestandteile hervor, wie ja von den nach der Ionisationsmethode ausgeführten Absorptionsmessungen her bekannt ist. Hiernach bestand Aussicht, durch Versuche an möglichst wenig gefilterter Höhenstrahlung eher zu quantitativen Ergebnissen zu gelangen, einmal wegen des größeren Absorptionskoeffizienten, dann auch wegen der größeren Intensität.

5. Versuche mit ungefilterter Höhenstrahlung. Es wurde nunmehr ein Versuchsstand auf dem Dachboden desselben Gebäudes bezogen, wo nach Entfernen der Panzerdecke die Höhenstrahlung ganz unmittelbar auf die Zählrohre wirken konnte; die Seitenwände des Panzers überragten den oberen Rand des oberen Zählrohres um 9 cm. Im übrigen war die ganze Anordnung dieselbe wie vorher, und die Versuche wurden in genau derselben Weise wie früher durchgeführt. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 3. Es bestätigte sich unsere Erwartung: Sowohl die Ausschlagszahlen als auch die Koinzidenzzahlen sind größer als im Erdgeschoß, der

---

\* Der mittlere Fehler (m. F.) der Differenz zweier normal schwankender Zahlen  $a - b$  ist  $\sqrt{a + b}$ , da sich die mittleren Fehlerquadrate  $a$  und  $b$  addieren.

größeren Intensität der Höhenstrahlung entsprechend. Bei Einschalten des Goldblocks nehmen die Ausschläge des unteren Zählers und vor allem die Koinzidenzen deutlich ab, während die Ausschläge des oberen Zählers ungeändert bleiben. Der Massenabsorptionskoeffizient in dem oben angegebenen formalen Sinne berechnet sich aus den Koinzidenzzahlen zu

$$\frac{\mu}{\rho} = (3,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{g}.$$

Für die ungefilterte Höhenstrahlung sind in verschiedenen Substanzen im allgemeinen Massenabsorptionskoeffizienten zwischen  $2$  und  $5 \cdot 10^{-3}$ , gelegentlich noch höhere bestimmt worden. Da somit die Koinzidenzen zumindest ungefähr nach der Absorptionskurve der Höhenstrahlung selbst abnehmen, liegt die Annahme nahe, daß die Höhenstrahlung überhaupt nur als Korpuskularstrahlung sich äußert. Die Berechtigung für diese Annahme kann allerdings erst durch die folgende experimentelle und theoretische Diskussion erwiesen werden.

Tabelle 3. Dachgeschöß.

Film Nr.	Ohne Absorber				Mit 4,1 cm Gold			
	Registrierdauer min	Ausschläge oben	Ausschläge unten	Systematische Koinzidenzen	Registrierdauer min	Ausschläge oben	Ausschläge unten	Systematische Koinzidenzen
17	30	1 819	1 007	85,7	30	1 862	930	70,6
18	30	1 604	1 092	84,5	30	1 702	998	81,7
19	30	1 621	1 009	81,2	30	1 587	912	55,3
20	30	1 589	1 043	95,3	30	1 487	832	59,8
21	25	1 331	808	67,6	30	1 570	843	55,3
22	30	1 556	894	70,3	30	1 564	861	57,3
23	28	1 540	1 009	87,2	30	1 630	880	60,2
24	29	1 642	1 038	71,7	30	1 716	881	66,1
25	30	1 688	1 019	88,0	30	1 720	885	65,2
26	30	1 669	1 025	81,9	30	1 598	840	49,4
27	29	1 590	934	76,3	30	1 702	801	61,3
28	37	2 137	1 263	90,8	30	1 676	899	61,0
$\Sigma$	358	19 786	12 141	980,5	360	19 814	10 562	743,2
in 360 min	—	19 897	12 209	986,0	—	19 814	10 562	743,2
pro min	—	55,3	33,9	2,74	—	55,0	29,3	2,06

Abnahme der Koinzidenzen in 360 min:  $242,8 \pm 41,6 = (24,6 \pm 4,2)\%$ .

### III. Kontroll- und Hilfsversuche.

6. Die Reststrahlung. Da die Ausschläge des unteren Zählrohres in gewissem Sinne ein Maß für die jeweilige Höhenstrahlungsintensität mit und ohne Absorber abgaben, so war es für eine möglichst

umfassende Diskussion des gesamten Beobachtungsmaterials wichtig, die „Reststrahlung“ dieses Rohres zu kennen, d. h. die Häufigkeit der Ausschläge bei Abwesenheit irgendwelcher von außen eindringender Strahlung. Zu diesem Zwecke wurde das Rohr im Berlepschschacht der Preußischen Bergwerks- und Hütten-A.-G., Berginspektion Staßfurt, beobachtet\*. Die Versuche wurden im „Großen Festsaal“ bei 406 m Tiefe im jüngeren Steinsalz unter den Bedingungen der Hauptversuche ausgeführt. Als Panzerung diente allseitig 11 cm starkes strahlungsfreies Blei. Es ergaben sich 5,7 Ausschläge/min. An dieser Zahl war noch deswegen eine kleine Korrektur anzubringen, weil der Kaliumgehalt des Steinsalzes, obwohl er nur wenige Promille betrug, doch noch eine für das Zählrohr durchaus merkbare  $\gamma$ -Strahlung aussandte: denn ohne Bleipanzer stiegen die Ausschläge auf 9,0/min. Da die Panzerung noch 7 % der Kalium- $\gamma$ -Strahlung durchließ, entfielen auf diese im Panzer 0,2 Ausschläge/min. Als Reststrahlung des unteren Zählrohres ergibt sich somit 5,5/min. Nach Rückkehr in die PTR wurde das Rohr kontrolliert und unverändert befunden.

Zwei Kopien dieses Zählrohres, welche auch über Tage dieselben Ausschlagszahlen ergaben wie das Originalrohr, wurden in derselben Weise untersucht und zeigten als Reststrahlung 4,2 bzw. 6,2 Ausschläge/min. Ferner wurde die Reststrahlung noch besonders auf Koinzidenzen untersucht; das Originalrohr und eine der Kopien\*\*, unmittelbar übereinandergelegt, ergaben während einer Stunde keine einzige Koinzidenz. Hiernach konnten nicht mehr als etwa 0,3 % der Restausschläge koinzidieren, während die Höhenstrahlung unter gleichen Bedingungen 22 % Koinzidenzen aufwies (vgl. Ziffer 7). Dies zeigt, daß die gemessene Reststrahlung in der Tat nichts mit der Höhenstrahlung zu tun hat und nur aus gewöhnlichen radioaktiven Strahlungen besteht, welche zu wenig durchdringend sind, um Koinzidenzen hervorzurufen (Ziffer 8).

Zu der Reststrahlung tritt nun bei den Hauptversuchen noch eine zweite, allerdings sehr kleine Korrektur, welche von den radioaktiven Strahlungen der Zimmerwände herrührt. Diese wurde in ganz ähnlicher Weise wie im Bergwerk durch Zählungen mit und ohne Panzer ermittelt. Diese Strahlung ist zwar intensiver als die Kaliumstrahlung im Bergwerk dafür aber auch weniger durchdringend, so daß sie im Panzer wiederum

---

\* Wir sind der Preußischen Bergwerks- und Hütten-A.-G., insbesondere Herrn Oberbergrat Dipl.-Ing. Schreiber, für ihr bereitwilliges Entgegenkommen bei Ausführung der Versuche zu besonderem Danke verpflichtet.

\*\* Leider wurde das Zählrohr, welches bei den Hauptversuchen oben lag, durch ein Mißgeschick unbrauchbar, ehe die Reststrahlungsmessung daran durchgeführt werden konnte.

nicht mehr als 0,2 Ausschläge/min erzeugte. Die gesamte an den Ausschlagszahlen des unteren Zählrohres bei den Hauptversuchen anzubringende Korrektur beträgt daher 5,7/min.

7. Einfluß der geometrischen Bedingungen auf die Koinzidenzen. Nach Berücksichtigung dieser Korrektur berechnet sich aus Tabelle 2 und 3, daß im Erd- bzw. Dachgeschoß, ohne Absorber, 9,3 bzw. 9,7 % der Ausschläge des unteren Rohres mit solchen des oberen Rohres koinzidieren. Diese Zahl, welche kurz als „Koinzidenzenbruch“ bezeichnet werden möge, gilt für einen Abstand von 10,4 cm zwischen den Rohrachsen. Mit abnehmendem Rohrabstand nahm der Koinzidenzenbruch rasch zu, wie Tabelle 4 zeigt. Diese Zunahme ist in der Tat zu erwarten, wenn die die Koinzidenzen erzeugende Strahlung diffus ist, denn mit abnehmendem Rohrabstand wächst der Raumwinkel, welchen ein Zählrohr dem anderen darbietet.

Tabelle 4.  
Dachgeschoß, Zählrohre übereinander, ohne Absorber.

Abstand der Rohrachsen mm	Koinzidenzenbruch (% der Ausschläge unten)	
	Erdgeschoß	Dachgeschoß
54	—	22,5
74	—	14,6
104	9,3	9,7

Wurden die Zählrohre horizontal nebeneinander, statt vertikal übereinander angeordnet, so ging der Koinzidenzenbruch auf rund die Hälfte zurück. Hieraus ist zu schließen, daß die Strahlung, welche die Koinzidenzen erzeugt, nicht isotrop ist, daß vielmehr ihre Intensität in vertikaler Richtung am größten ist. Eine solche Verteilung ist an der Höhenstrahlung selbst von verschiedenen Seiten beobachtet worden.

8. Koinzidenzen mit RaC  $\gamma$ -Strahlung. Es erschien uns angebracht, zur Kontrolle unseres Meßprinzips auch einen Fall zu untersuchen, in welchem das Ergebnis mit einiger Genauigkeit vorausszusehen war. Es wurden daher mit der RaC  $\gamma$ -Strahlung Versuche ausgeführt, welche denjenigen mit der Höhenstrahlung in jeder Beziehung analog waren. Um die in diesem Falle sehr störende Höhenstrahlung in ihrer Wirkung möglichst herabzudrücken, wurden kleinere und daher für Höhenstrahlung weniger empfindliche Zählrohre benutzt; ihr Durchmesser betrug 2 cm, ihre innere Länge 4 cm. Ferner wurden die Rohre nebeneinandergelegt, weil dann die Höhenstrahlung weniger Koinzidenzen

erzeugt als bei vertikaler Anordnung (Ziffer 7). Schließlich war noch zu bedenken, daß die gesuchte sekundäre Elektronenstrahlung der RaC  $\gamma$ -Strahlung nicht sehr durchdringend ist; deshalb wurden die einander zugekehrten Hälften der beiden Zählrohre aus nur 0,03 mm starker Aluminiumfolie hergestellt. Die Zählrohre wurden in einem gemeinsamen Glasrohr untergebracht, welches auf etwa 4 cm Hg ausgepumpt wurde (Fig. 2). Außerdem befanden sich in diesem Glasrohr zwei Schienen *SS*, in welche die jeweilige Absorptionsfolie *A* so eingeschoben wurde, daß sie ohne Öffnen des Glasrohres durch einfaches Neigen zwischen die beiden Zählrohre und wieder herausgebracht werden konnte. Diese Vorrichtung wurde wieder in den Eisen-Blei-Panzer gebracht. In diesem wurde nur ein Fenster ausgespart, durch welches die  $\gamma$ -Strahlen horizontal und senkrecht zu den Rohrachsen eintreten konnten. Als  $\gamma$ -Strahlenquelle diente ein Radiumpräparat von 0,032 mg in 70 cm Entfernung von dem Doppelzählrohr. Die Zahl der Koinzidenzen pro Minute als Funktion der Absorberdicke ist in Fig. 3 graphisch dargestellt; hierbei sind die Rohrwandungen in die Absorberdicke eingerechnet. Mit 2 mm Blei waren nicht merklich weniger Koinzidenzen vorhanden als mit 1 mm Aluminium. Von diesen Zahlen geht noch der Nulleffekt ab, d. h. die von der Höhenstrahlung verursachten Koinzidenzen. Diese wurden bei entferntem Radiumpräparat ermittelt und sind als  $\times$  in Fig. 3 eingetragen. Man sieht, daß oberhalb 1 mm Aluminium nur noch „Höhenstrahlungskoinzidenzen“ auftreten.

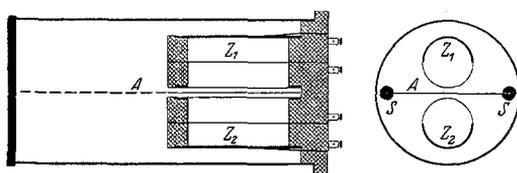


Fig. 2.

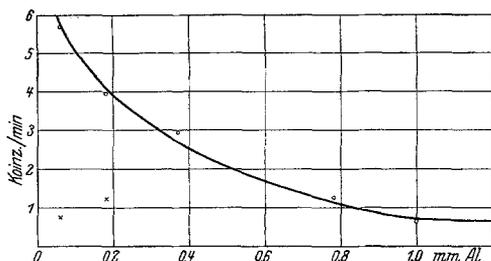


Fig. 3.

Diese Kurve sollte nun die Absorptionskurve der sekundären  $\beta$ -Strahlen darstellen. In der Tat entspricht das Ergebnis dieser Erwartung. Nach anderen Methoden ist früher bei RaC  $\gamma$ -Strahlen gefunden worden, daß man zwei Gruppen von Sekundärelektronen unterscheiden kann, deren Absorptionskoeffizienten in Aluminium 14 und

17 sind. Die Zahl der Koinzidenzen pro Minute als Funktion der Absorberdicke ist in Fig. 3 graphisch dargestellt; hierbei sind die Rohrwandungen in die Absorberdicke eingerechnet. Mit 2 mm Blei waren nicht merklich weniger Koinzidenzen vorhanden als mit 1 mm Aluminium. Von diesen Zahlen geht noch der Nulleffekt ab, d. h. die von der Höhenstrahlung verursachten Koinzidenzen.

52,5 cm<sup>-1</sup> betragen\*. Unsere Absorptionskurve läßt auf einen mittleren Absorptionskoeffizienten von etwa 30 cm<sup>-1</sup> schließen.

Noch in anderer Beziehung ist der Radiumversuch interessant: er zeigt, daß die  $\gamma$ -Strahlung radioaktiver Elemente nicht direkt Koinzidenzen in merklicher Häufigkeit erzeugen kann, sondern nur indirekt vermöge der von ihr ausgelösten Sekundärelektronen. Wählt man also die Rohrwandungen so stark, daß diese Sekundärelektronen darin absorbiert werden (bei den Hauptversuchen war dies der Fall), so können die auftretenden Koinzidenzen weder von der Umgebungsstrahlung, noch von der Eigenstrahlung der Rohre herrühren. Im Prinzip ist man also ganz unabhängig von diesen beiden Faktoren, welche sonst bei Höhenstrahlungsforschungen eine so unangenehme Rolle spielen. Praktisch wird man allerdings doch darauf zu achten haben, daß die Rohrwandungen möglichst inaktiv sind, und ebenso wird man auch die Panzerung als Schutz gegen die Umgebungsstrahlung beibehalten, um die Ausschlagszahlen und damit die Korrektur für die zufälligen Koinzidenzen möglichst herabzudrücken.

#### IV. Diskussion.

9. Natur der die Koinzidenzen erzeugenden Strahlen. Aus der Größe des Koinzidenzenbruches (Ziffer 7) kann man im Prinzip die Wahrscheinlichkeit berechnen, mit welcher ein Einzelstrahl eines der beiden Zählrohre zum Ansprechen bringt; der Bruch ist proportional dieser Wahrscheinlichkeit. Hieraus kann man dann weiter auf die Natur der Strahlen schließen, welche die Koinzidenzen hervorbringen. Hierzu muß man jedoch streng genommen die Richtungsverteilung der Strahlen kennen. Da diese nicht genügend genau bekannt war, wurde die Rechnung unter der einfachsten Annahme durchgeführt, daß die Strahlung isotrop ist.

Es sei  $F(\vartheta, \varphi)$  der Flächeninhalt der Projektion eines Zählrohrvolumens in einer durch die Polarwinkel  $\vartheta, \varphi$  bestimmten Richtung,  $f(\vartheta, \varphi)$  derjenige Teil dieser Fläche, welchen sie mit der Projektion des anderen Zählrohres gemeinsam hat (Fig. 4). Spricht jedes Zählrohr auf jeden hindurchgehenden Strahl an, so sollte der Koinzidenzenbruch gegeben sein durch

$$r = \frac{\int f d\Omega}{\int F d\Omega},$$

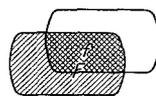


Fig. 4.

\* Vgl. K. W. F. Kohlrausch, Radioaktivität S. 150, 1928 (Handb. d. Experimentalphys., Bd. XV).

wobei aus Symmetriegründen die Integrale nur über einen Oktanten der Einheitskugel erstreckt zu werden brauchen. Die ziemlich umständliche Ausrechnung dieses Ausdrucks wurde für den bei den Hauptversuchen angewandten Rohrabstand von 10,4 cm (zum Teil graphisch) ausgeführt. Es ergab sich  $r = 0,075$ , während experimentell sogar gefunden wurde  $r = 0,095$  (Tabelle 4).

Daß die experimentelle Zahl größer ist als die theoretische, ist im Einklang damit, daß die Intensität in der durch die Zählrohranordnung begünstigten Vertikalrichtung am größten ist (Ziffer 7). So deutlich kann dies aber nur dann in der Koinzidenzzahl zum Ausdruck kommen, wenn das Zählrohr mit nahezu 100% Wahrscheinlichkeit auf jeden eintretenden Strahl anspricht\*. Dies ist nur für eine Korpuskularstrahlung möglich, nicht aber für eine  $\gamma$ -Strahlung. Der oben beschriebene Radiumversuch (Ziffer 8) zeigt unmittelbar, daß diese Behauptung für radioaktive  $\gamma$ -Strahlen zutrifft. Da es aber bezweifelt werden kann, ob man diesen Schluß ohne weiteres auch auf eine Strahlung von der Härte der Höhenstrahlung ausdehnen darf, sei dieser Punkt noch etwas eingehender diskutiert.

Wenn ein  $\gamma$ -Strahl eine Koinzidenz erzeugen soll, so kann dies nur folgendermaßen zugehen: der  $\gamma$ -Strahl löst durch zwei konsekutive Comptonprozesse zwei Sekundärelektronen aus, von denen je eines in eines der Zählrohre eintritt. Um die Häufigkeit der auf diesem Wege zustande kommenden Koinzidenzen abzuschätzen, betrachten wir folgenden schematischen Fall (Fig. 5): Der  $\gamma$ -Strahl durchsetze die Panzerdecke, aus welcher ein Elektron in Richtung auf den oberen Zähler ausgelöst wird, hierauf die Absorptionsschicht, wo ein zweites Sekundärelektron in Richtung auf den unteren Zähler entsteht. Es ist ja bekannt, daß die Sekundärstrahlung so kurzwelliger  $\gamma$ -Strahlen überwiegend nach vorn gerichtet ist. Es sei nun  $\mu$  der Streukoeffizient der  $\gamma$ -Strahlen und  $\alpha$  der Absorptionskoeffizient der sekundären  $\beta$ -Strahlen in der Panzerdecke. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein  $\gamma$ -Strahl, welcher senkrecht auf die Zählrohre gerichtet ist, in der Tiefe  $x$  in der Panzerdecke auf der Weglänge  $dx$  ein Sekundärelektron erzeugt, ist  $e^{-\mu x} \cdot \mu dx$ . Die Wahrscheinlichkeit, daß dieses

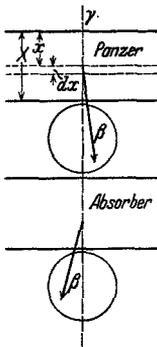


Fig. 5.

Wahrscheinlichkeit, daß ein  $\gamma$ -Strahl, welcher senkrecht auf die Zählrohre gerichtet ist, in der Tiefe  $x$  in der Panzerdecke auf der Weglänge  $dx$  ein Sekundärelektron erzeugt, ist  $e^{-\mu x} \cdot \mu dx$ . Die Wahrscheinlichkeit, daß dieses

\* Hierin sind wir in Übereinstimmung mit Koinzidenzversuchen, welche Geiger und Müller eigens zur Untersuchung dieser Frage angestellt haben; Forsch. und Fortschr. (im Erscheinen).

Elektron auch außerdem aus der Panzerdecke austritt, ist  $e^{-\alpha(X-x)}$ -mal so groß, wenn  $X$  die Dicke der Panzerdecke bedeutet. Also ist die Gesamtwahrscheinlichkeit, daß ein  $\gamma$ -Strahl ein Elektron in den oberen Zähler schickt\*:

$$w_1 = \int_0^X \mu \cdot e^{-\mu x - \alpha(X-x)} \cdot dx = \frac{\mu}{\alpha - \mu} (e^{-\mu X} - e^{-\alpha X}).$$

Entsprechendes gilt für die Absorberschicht, bei der die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des zweiten Elektrons  $w_2$  sei. Die Wahrscheinlichkeit für das Zustandekommen einer Koinzidenz ist das Produkt  $w_1 w_2$ , mithin der Koinzidenzenbruch, bezogen auf den unteren Zähler  $w_1 w_2 / w_2 = w_1$ . Es müßte also  $w_1$  nahe  $= 1$  sein, wenn man die beobachteten Koinzidenzen auf die angegebene Weise durch  $\gamma$ -Strahlen erklären wollte. Im Falle der RaC  $\gamma$ -Strahlung ist  $\alpha \gg \mu$ ; als obere Grenze für  $w_1$  ergibt sich demnach  $\mu/\alpha$ , das ist höchstens von der Größenordnung  $1/100$ . Tatsächlich blieben bei dem Radiumversuch (Ziffer 8) trotz der besonders günstigen geometrischen Bedingungen (Parallelstrahlenbündel!) keine „Ra-Koinzidenzen“ mehr beobachtbar, wenn die durch die Sekundärelektronen erzeugten Koinzidenzen durch entsprechend dicke Absorberschichten zwischen den Zählrohren unterdrückt wurden.

Auf eine  $\gamma$ -Strahlung von der Härte der Höhenstrahlung kann diese Abschätzung nur mit einiger Vorsicht übertragen werden, da man sehr wenig über das Durchdringungsvermögen extrem schneller Elektronen weiß. Indessen ist in unserem Falle noch eine andere Schätzung möglich. Für  $\alpha = 0$ , das ist also ohne Absorption der Sekundärelektronen in der Panzerdecke, erhält man als obere Grenze:

$$w_1 = 1 - e^{-\mu X},$$

das ist einfach die Wahrscheinlichkeit, daß ein  $\gamma$ -Strahl in der Panzerdecke einen Streuprozeß erleidet. Nimmt man nun für die gefilterte Höhenstrahlung  $\frac{\mu}{\rho} = 10^{-3}$  und als Panzerdicke  $X = 100 \text{ g/cm}^2$  an, so wird diesmal  $w_1 < 0,1$ . Von dieser oberen Grenze muß man aber in unserem Falle sicher weit entfernt sein, da Absorption und Richtungsabweichung der Sekundärelektronen nicht berücksichtigt sind.

Bei den Versuchen im Dachgeschoß war überdies die Panzerdecke entfernt, so daß überhaupt keine Möglichkeit für die Entstehung von

\* Vgl. die Anwendung dieser Formel zur  $\gamma$ -Strahlenzählung bei A. F. Kovarik, Phys. Rev. **23**, 559, 1924.

Koinzidenzen durch  $\gamma$ -Strahlen in der soeben betrachteten Weise bestanden hätte. Die Möglichkeit, daß ein  $\gamma$ -Strahl unmittelbar über der Apparatur in der Luft oder in den Wandungen der Zählrohre selbst Sekundärelektronen erzeugt, scheidet ebenfalls aus, denn es beträgt z. B. die Wahrscheinlichkeit für eine Luftschicht von 100 cm Dicke nur etwa  $4 \cdot 10^{-4}$ , für 1 mm Zink der Rohrwandung  $2 \cdot 10^{-3}$ . Ebenso braucht wohl nun nicht mehr die Möglichkeit erörtert zu werden, daß eines oder beide der die Koinzidenzen erzeugenden Sekundärelektronen in den seitlichen Panzerwänden entstehen, denn hierfür sind offenbar die Bedingungen noch ungünstiger als für die Panzerdecke. Überdies zeigt die genauere Betrachtung der Ergebnisse (Ziffer 10), daß die Panzerdecke keinen anderen Einfluß auf die Koinzidenzen ausübte, als ihrem Absorptionsvermögen für die Höhenstrahlung entspricht.

Man kann vielleicht diese ganze Überlegung in ein einziges Argument zusammenfassen: Der mittlere freie Weg eines  $\gamma$ -Strahles zwischen zwei Elektronenauslösungsprozessen wäre  $1/\mu \simeq 1000$  cm Wasser = 90 cm Blei = 52 cm Gold für die gefilterte Höhenstrahlung. Daraus ersieht man sogleich, daß ein ganz exzeptioneller Fall vorliegen muß, wenn zwei von demselben  $\gamma$ -Strahl ausgelöste Elektronen das nötige Durchdringungsvermögen und die geeignete Richtung aufweisen sollten, um gerade die beiden Zählrohre zu treffen.

Der Vollständigkeit halber muß noch einer theoretischen Möglichkeit gedacht werden, daß nämlich bei sehr kurzwelligen  $\gamma$ -Strahlen ganz neue Erscheinungen auftreten könnten, welche einem solchen  $\gamma$ -Strahl die Eigenschaften eines Korpuskularstrahls verleihen, so daß unsere Ergebnisse dann auch mit  $\gamma$ -Strahlen zu erklären wären. Hierzu wäre es nötig, daß die freie Weglänge zwischen zwei Streuprozessen auf einen winzigen Bruchteil nicht nur des quantentheoretischen, sondern sogar des klassischen Betrages ( $1/\mu = 5 \text{ g/cm}^2$ ) herabsinken müßte, und daß bei jedem Streuprozess nur ein außerordentlich kleiner Energiebetrag auf das streuende Elektron übertragen wird. Dies wäre eine Annahme ad hoc, welche sich vorerst weder vom experimentellen noch vom theoretischen Standpunkt rechtfertigen ließe.

Wir schließen somit, daß jede Koinzidenz den Durchgang eines und desselben Korpuskularstrahls durch beide Zählrohre bedeuten muß, und daß wir mit der Abnahme der Koinzidenzen die Absorbierbarkeit dieser Korpuskularstrahlen gemessen haben.

10. Die Absorbierbarkeit der Korpuskularstrahlen. Diese soll jetzt verglichen werden mit derjenigen der Höhenstrahlung selbst.

Hierzu diene die Fig. 6, in welcher unsere Beobachtungsergebnisse nach Tabelle 2 und 3 zusammengefaßt sind, soweit sie sich auf die Häufigkeit der Koinzidenzen (○) und der Ausschläge im unteren Zählrohr (×) beziehen; die letzteren sind nach Ziffer 6 für Rest- und Umgebungsstrahlung korrigiert; Abszisse ist die absorbierende Schichtdicke, ausgedrückt in Gramm Blei/cm<sup>2</sup> entsprechend der Elektronendichte des jeweiligen Absorbers (Au, Pb, Fe, Beton). Die Abszissen 0 und 80 gelten für die Beobachtungen im Dachgeschoß, ohne und mit Goldblock, die Abszissen 350 und 430 entsprechend für das Erdgeschoß. Das Hauptinteresse gilt den Beobachtungen im Dachgeschoß. Man sieht, daß das Einbringen des Goldblocks auch die Ausschläge herabdrückt, jedoch prozentual rund  $\frac{1}{3}$  weniger als die Koinzidenzen. Nun ist aber zu bedenken, daß der Goldblock das

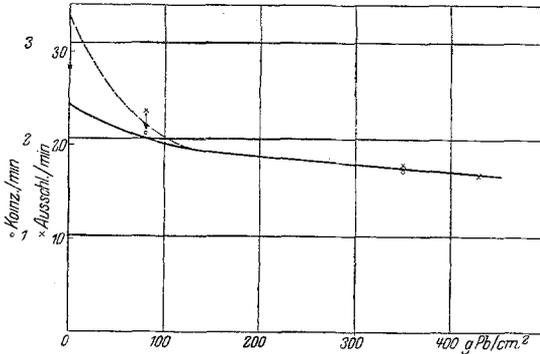


Fig. 6.

untere Zählrohr nur sehr unvollkommen abdeckte; der schräg und seitlich durch den Panzer eindringende Anteil der Höhenstrahlung wurde von dem Absorber nicht erfaßt. Nach den geometrischen Bedingungen (Fig. 1) und unter Berücksichtigung der Anisotropie der Höhenstrahlung würde man schätzen, daß dieser Anteil rund  $\frac{1}{3}$  der ganzen auf das Zählrohr wirkenden Strahlung ausmacht. Bezieht man also die Abnahme der Ausschläge (ebenso wie diejenige der Koinzidenzen) allein auf die wirklich den Goldblock durchdringende Strahlung, so muß man den zweiten ×-Punkt der Ausschläge entsprechend herabrücken, und er fällt dann zum mindesten nahe mit dem zugehörigen ○-Punkt der Koinzidenzen zusammen, d. h. die Korpuskularstrahlen werden ebenso stark absorbiert wie die Höhenstrahlung selbst unter denselben Bedingungen. Die Beobachtungen im Erdgeschoß lassen sich im einzelnen nicht in dieser Weise diskutieren, weil die Unterschiede mit und ohne Goldblock zu

klein und daher zu unsicher sind, immerhin sind auch diese Beobachtungen im Einklang mit unserer Schlußfolgerung.

Merkwürdig mag auf den ersten Blick erscheinen, daß eine Filterung durch nur 30 cm Pb-Äquivalent genügte, um die anfänglich beträchtliche Absorbierbarkeit der Höhenstrahlung auf einen Bruchteil herabzudrücken. Dies ist aber durchaus in Übereinstimmung mit anderweitigen Befunden und dürfte begründet sein in den eigentümlichen Verhältnissen, welche nach den Beobachtungen von Hoffmann und Mitarbeitern\* sowie Mysowsky und Tuwim\*\* beim Übergang der Höhenstrahlung zwischen zwei verschiedenen Absorbieren auftreten. Läßt man nämlich die Strahlung aus Luft in ein höheratomiges Mittel eintreten, so erscheint ihre Absorbierbarkeit zuerst anomal hoch und nimmt erst von einer gewissen Eindringungstiefe ab wieder ihren normalen Wert an. Bei unseren Versuchen waren die Bedingungen für das Auftreten dieses Übergangseffekts im Dachgeschoß gegeben, nicht aber im Erdgeschoß, wo bereits die hochatomige Panzerdecke vor den Goldabsorber geschaltet war.

Mit diesem Übergangseffekt hängt auch zusammen, daß es nicht ohne weiteres möglich ist, aus Untersuchungen anderer Autoren Werte für den Absorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung zu entnehmen, welche auf unsere Versuche anwendbar wären. Nach einer Zusammenstellung von Steinke\*\*\* liegt der für Blei umgerechnete Massenabsorptionskoeffizient  $(\mu/\rho)_{\text{Pb}}$  im Meeresniveau zwischen  $1,6$  und  $4,6 \cdot 10^{-3}$ , wobei der erste Wert sich auf Messungen in Luft allein bezieht, der zweite auf den Übergang der Strahlung von Luft in Blei. Da Blei und Gold in bezug auf Massenabsorption praktisch identisch sind, kommt für uns am ehesten der obere Grenzwert als Vergleichswert in Frage. In der Tat ist unser Wert für den Massenabsorptionskoeffizienten der Korpuskularstrahlung ( $3,5 \cdot 10^{-3}$  nach Ziffer 5) nicht weit davon entfernt, jedenfalls nicht größer.

In die Fig. 6 ist auch die der Arbeit von Steinke entnommene Absorptionskurve der Höhenstrahlung eingetragen, und zwar diejenige in Blei allein (ausgezogen) und die für den Übergang von Luft nach Blei (gestrichelt). Die Übereinstimmung ist wohl zufriedenstellend, wenn man berücksichtigt, daß unsere geometrischen Verhältnisse immerhin nicht ganz identisch mit denjenigen von Hoffmann und Steinke waren.

---

\* G. Hoffmann und F. Lindholm, Gerlands Beitr. **20**, 12, 1928; E. Steinke, ZS. f. Phys. **48**, 647, 1928.

\*\* L. Mysowsky und L. Tuwim, ZS. f. Phys. **50**, 273, 1928.

\*\*\* E. Steinke, a. a. O., Fig. 17.

Während die Messungen von Hoffmann und Steinke ebenso wie die unseren mit mehr oder weniger starker Ausblendung der vertikalen Strahlen ausgeführt wurden, wurde bei den sehr ausgedehnten und einheitlichen Messungen von Millikan und Cameron\* keine Richtungs- ausblendung vorgenommen. Sie ergaben daher im allgemeinen eine etwas raschere Intensitätsabnahme, als wir sie finden. Sehr bemerkenswert ist aber die Feststellung dieser Autoren, daß die Absorbierbarkeit etwa im Meeresniveau ziemlich plötzlich auf einen wesentlich kleineren Wert springt. Dieses Verhalten, welches durch inhomogene  $\gamma$ -Strahlen schwer zu erklären ist, ist wieder im Einklang mit der allgemeinen Form unserer Absorptionskurve für die Koinzidenzen.

11. Deutung der Korpuskularstrahlen. Würden wir uns im Energiegebiet der radioaktiven  $\gamma$ -Strahlen befinden, so würde aus dem Ergebnis der vorigen Ziffer zwingend folgen, daß die beobachtete Korpuskularstrahlung identisch ist mit der Höhenstrahlung und nicht erst durch eine besondere  $\gamma$ -artige Höhenstrahlung ausgelöst wird, denn in diesem Gebiet ist die sekundäre Elektronenstrahlung sehr viel weicher als die auslösende  $\gamma$ -Strahlung. Dieser Schluß läßt sich aber nicht ohne weiteres auf das Gebiet der hohen Energien übertragen, in welchem die Höhenstrahlung liegt. Leider ist man in diesem Punkte auf ziemlich entlegene Extrapolationen angewiesen, da direkte Untersuchungen fehlen.

Als Ursache für die Intensitätsabnahme so harter  $\gamma$ -Strahlen kommt, soweit bisher bekannt, nur die Zerstreuung in Betracht. Nach der jüngsten quantentheoretischen Formel\*\* für den Streukoeffizienten  $\sigma$  gilt in erster Näherung für sehr kleine Wellenlängen  $\lambda$ :

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{3}{16\alpha} (1 + 2 \log 2\alpha); \quad \alpha = \frac{h}{mc\lambda} \gg 1, \quad (1)$$

wo

$$\sigma_0 = 0,4 \varrho Z/A$$

der klassische Wert des Streukoeffizienten ist ( $Z =$  Ordnungszahl,  $A =$  Atomgewicht,  $\varrho =$  Dichte). Andererseits gilt für die Reichweite  $R$  von  $\beta$ -Strahlen der Geschwindigkeit  $\beta c$  die von Bohr entwickelte Formel

$$R\varrho = 0,57 [(1 - \beta^2)^{-1/2} + (1 - \beta^2)^{1/2} - 2].$$

Diese Gleichung ist von Varder und Schonland in einem sehr weiten Bereich bis zu den schnellsten  $\beta$ -Strahlen bestätigt worden; der obige

\* R. A. Millikan und G. H. Cameron, Phys. Rev. **31**, 921, 1928.

\*\* O. Klein und Y. Nishina, ZS. f. Phys. **52**, 853, 1929.

Zahlenfaktor, welcher unabhängig vom Material ist, ist direkt diesen Messungen entnommen worden\*. Für große Energien wird

$$R\sigma = \frac{0,57}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (2)$$

Eine obere Grenze für die Reichweite der Sekundärelektronen erhält man, wenn man ihre Energie  $= hc/\lambda$  ansetzt, also wenn diese Energie sehr groß ist:

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{1}{mc^2} \frac{hc}{\lambda} = \alpha. \quad (3)$$

Aus (1), (2) und (3) folgt

$$R\sigma = 0,043 (1 + 2 \log 2\alpha) \frac{Z}{A}.$$

Da  $\alpha$  unter dem  $\log$  steht, ist die genaue Wellenlänge nicht von Bedeutung. Für eine Wellenlänge von 0,2 X-E., wie sie sich etwa aus dem Absorptionskoeffizienten der ungefilterten Höhenstrahlung berechnet, wird mit Gold oder Blei als Absorber  $R\sigma = 0,19$ , d. h. in einer Schicht, welche noch  $e^{-0,19} = 83\%$  der Primärstrahlung durchläßt, müßten die Sekundärelektronen bereits vollständig absorbiert werden. Hierbei ist noch nicht berücksichtigt, daß in unserem Falle die Sekundärelektronen schon einen mehr oder weniger erheblichen Teil ihrer Reichweite eingebüßt haben, wenn sie auf den Absorber treffen. Wählt man statt der Formel von Klein und Nishina eine der älteren Streuformeln, so wird bei gleichem Absorptionskoeffizienten der Primärstrahlung das Produkt  $R\sigma$  noch kleiner. Es würde also hiernach nicht möglich sein, unsere Korpuskularstrahlung als Sekundärstrahlung einer etwa gleich harten  $\gamma$ -Strahlung aufzufassen\*\*.

Immerhin sieht man aus der obigen Rechnung, daß sich beim Übergang zu so großen Energien das Durchdringungsvermögen der Sekundärelektronen doch beträchtlich demjenigen der primären  $\gamma$ -Strahlen annähern kann. Bei der Unsicherheit der ausgeführten Extrapolationen möchten wir

\* Vgl. Handb. d. Phys. XXIV, S. 31, 1927.

\*\* Anmerkung bei der Korrektur. Hieran ändert sich auch nichts Wesentliches, wenn man die Inhomogenität der Höhenstrahlung berücksichtigt, denn wir haben den Absorptionsvergleich zwischen Höhen- und Korpuskularstrahlung bei derselben Filterung ausgeführt. An sich könnten zwar die Sekundärelektronen des harten Anteils der Höhenstrahlung leicht ebenso durchdringend sein wie der weiche Anteil der Höhenstrahlung selbst (dies ist uns von verschiedenen Seiten entgegengehalten worden), doch müßte die weiche Höhenstrahlung ihrerseits wieder eine noch weichere Sekundärstrahlung geben, von der in unseren Versuchen nichts zu bemerken ist.

es daher noch nicht in aller Strenge als erwiesen ansehen, daß überhaupt keine  $\gamma$ -Strahlung von der Härte der Höhenstrahlung existiert. Sollte sie vorhanden sein, so müßte sie dieselbe Absorbierbarkeit wie die hier nachgewiesene Korpuskularstrahlung haben. Daher wird man es wohl vorziehen, alle bisher bekannten Äußerungen der Höhenstrahlung zunächst dieser Korpuskularstrahlung zuzuschreiben, und von der Annahme einer auslösenden  $\gamma$ -Strahlung abzusehen, solange sich nicht bestimmte Anhaltspunkte für ihre Existenz gezeigt haben.

Aus direkten Absorptionsmessungen haben Hoffmann und Mitarbeiter auf die Natur der Höhenstrahlung als  $\gamma$ -Strahlung zu schließen versucht. Die Absorptionskurven, welche z. B. Hoffmann und Lindholm\* beim Übergang der Höhenstrahlung von Luft in ein anderes Mittel

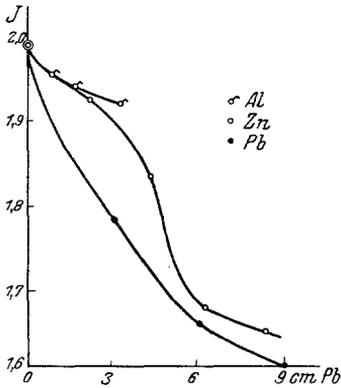


Fig. 7.

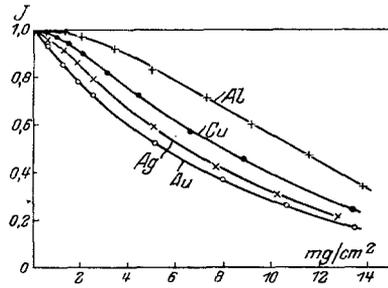


Fig. 8.

erhielten (Fig. 7), wurden von ihnen so gedeutet, daß die  $\gamma$ -Höhenstrahlung durch sukzessive Comptonprozesse einen weicheren Streuzusatz erhält, welcher in leichten Elementen stärker ist als in schweren. Skobelzyn\*\* zieht diese Deutung in Zweifel und will statt der weichen Streustrahlung die Sekundärelektronen der  $\gamma$ -Höhenstrahlung für die komplizierte Form der Absorptionskurven verantwortlich machen. Mag vielleicht auch eine dieser Deutungen vertretbar sein, so sind doch beide nicht zwingend. Dies zeigt die Fig. 8, welche Absorptionskurven von Betastrahlen in verschiedenen Metallen darstellt\*\*\*. Die Übereinstimmung des Kurvencharakters mit dem der Fig. 7, besonders in der Abhängigkeit von der

\* G. Hoffmann und F. Lindholm, a. a. O.

\*\* D. Skobelzyn, ZS. f. Phys. 54, 686, 1929.

\*\*\* C. E. Eddy, Proc. Cambr. Phil. Soc. 25, 50, 1929; vgl. auch schon R. W. Varder, Phil. Mag. 29, 725, 1915.

Ordnungszahl des Absorbers, ist so unmittelbar, daß man sich versucht fühlt, hierin geradezu einen Beweis für die korpuskulare Natur der Höhenstrahlung zu erblicken.

Das Ergebnis dieser Diskussion kann also dahin zusammengefaßt werden, daß eine Korpuskularstrahlung nachgewiesen worden ist, auf welche alle bisher bekannten Wirkungen der Höhenstrahlung zurückgeführt werden können. Es ist unwahrscheinlich, daß außerdem eine  $\gamma$ -Strahlung von ähnlichem Durchdringungsvermögen existiert, jedenfalls liegt bisher zur Annahme einer solchen kein Anlaß vor.

### V. Eigenschaften der Höhenstrahlung.

Die voraussichtlichen Eigenschaften einer so energiereichen Korpuskularstrahlung können nur kurz skizziert werden, denn da es sich ja um entlegene Extrapolationen aus Bekanntem handelt, werden solche Betrachtungen in manchen Punkten noch recht hypothetischen Charakter haben.

12. Intensität. Rechnet man im unteren Zähler 28 Ausschläge in der Minute =  $0,5/\text{sec}$  für die ungefilterte, isotrop gedachte Höhenstrahlung, und ist  $N \cdot d\sigma \cdot d\Omega$  die Zahl der Teilchen in der Sekunde in einem Bündel vom Querschnitt  $d\sigma$  und Öffnungswinkel  $d\Omega$ , so gilt  $0,5 = N \int F d\Omega$ , wo  $F$  die Projektion des Zählervolumens in der Richtung  $\vartheta, \varphi$  des Elementarkegels  $d\Omega$  bedeutet und das Integral über die Halbkugel zu erstrecken ist; der Winkel  $\vartheta$  ist von der Vertikalen aus gerechnet (vgl. Ziffer 9). Dann ergibt sich für die Zahl der Teilchen in der Sekunde auf den Quadratcentimeter der freien Erdoberfläche

$$N \int \cos \vartheta \cdot d\Omega = 0,5 \frac{\int \cos \vartheta d\Omega}{\int F \cdot d\Omega} = 5 \cdot 10^{-3}.$$

Die tatsächlich vorhandene Anisotropie der Strahlung wirkt in dem Sinne, daß der theoretische Ausdruck vergrößert wird, so daß man mit rund  $1/100$  Teilchen/cm<sup>2</sup> · sec rechnen kann\*.

Dieser Wert ist so außerordentlich klein, daß es fast aussichtslos erscheint, die Aufladung eines isolierten Körpers unter dem Einfluß dieser Strahlen nachweisen zu wollen. Jedenfalls ist die Genauigkeit der bisher ausgeführten Aufladerversuche (siehe Ziffer 1) um einige Zehnerpotenzen zu gering hierfür. Schweidler gibt z. B. als obere Grenze für die Intensität einer etwa vorhandenen kosmischen Korpuskularstrahlung, so-

\* D. Skobelzyn (z. a. O.) findet nach der Wilsonmethode etwa  $0,02/\text{cm}^2 \text{ sec}$ .

weit sie in 4 cm Eisen absorbiert wird, an: 12 Elementarquanten/cm<sup>2</sup> sec; Swann kommt bei 20 cm Kupfer auf  $< 17$ , Hoffmann bei 20 cm Blei auf  $< 0,12$  Elementarquanten/cm<sup>2</sup> sec. Nimmt man an, daß die Strahlung aus Elektronen besteht, so beträgt der Strom nur etwa  $10^{-5}$  des positiven Vertikalstromes der Atmosphäre, für welchen etwa  $5 \cdot 10^{-7}$  elst. Einh.  $\cong 1000$  Elementarquanten/cm<sup>2</sup> sec anzusetzen sind\*. Für die Aufrechterhaltung der negativen Erdladung können also diese Korpuskularstrahlen nicht in Betracht kommen.

13. Ionisationsvermögen. Nimmt man die Ionisierungsstärke der ungefilterten Höhenstrahlung in Seehöhe zu 1,5  $J$  (Ionen/cm<sup>2</sup> sec bei Normaldruck) an, so ergeben sich für das Volumen eines Zählrohres 300  $J$ . Die Zahl der Teilchen, welche das Zählrohr anzeigte, betrug 0,5/sec, so daß ein Teilchen im Mittel 600 Ionenpaare erzeugen muß. Als mittlere Bahnlänge eines Teilchens im Zählrohr kann man etwa 7 cm annehmen. Dies gibt für das differentiale Ionisationsvermögen des Korpuskularstrahles  $i = 90$  Ionenpaare/cm Normalluft. Für schnelle  $\beta$ -Teilchen hat man gefunden, daß  $i$  mit zunehmender Energie sich einem Grenzwert von rund 40 zu nähern scheint\*\*. Es ist schon sehr bemerkenswert, daß diese Zahl der Größenordnung nach mit der hier für die Höhenstrahlung geschätzten übereinstimmt; denselben Schluß zieht auch Skobelzyn aus seinen Wilsonaufnahmen von Höhenstrahlungsteilchen. Indessen scheint unsere Zahl doch deutlich größer zu sein als die für schnelle  $\beta$ -Strahlen.

14. Energie, Absorption und Zerstreung. Es dürfte kaum möglich sein, bei Korpuskularstrahlen von so ungeheurem Durchdringungsvermögen aus dem formalen Absorptionskoeffizienten direkt auf die Energie zu schließen. Bei Kernstrahlen (Protonen- oder  $\alpha$ -Strahlen), welche sich praktisch vollkommen geradlinig durch die Materie bewegen, ist dies schon in dem bisher bekannten Energiebereich ausgeschlossen; man muß hier mit Reichweiten statt mit Absorptionskoeffizienten rechnen. Auch für sehr energiereiche Elektronen muß praktisch dasselbe gelten, wie folgende Überlegung zeigt: Die Bohrsche Bremsformel für Elektronen lautet mit dem Zahlenfaktor von Varder-Schonland [siehe Ziffer 11, Gleichung (2)] für große Energien

$$R_Q = \frac{0,57}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

\* Siehe z. B. Müller-Pouillet, Lehrb. d. Phys. V, S. 646, 1928 (Artikel Bendorff-Hess).

\*\* Vgl. Handb. d. Phys. XXIV, S. 53, 1927.

oder mit  $V = \frac{511000}{\sqrt{1-\beta^2}}$  ( $V =$  Energie in e-Volt) rund

$$R\rho = 10^{-6} V. \quad (4)$$

Diese Formel sollte für alle Substanzen gelten. Andererseits wird der Massenzerstreuungskoeffizient  $\lambda/\rho$ , das ist das mittlere Ablenkungsquadrat beim Durchgang durch eine Materieschicht von  $1 \text{ g/cm}^2$ , wiederum für große  $V$

$$\frac{\lambda}{\rho} = \frac{6,4 \cdot 10^{11}}{V^2} \cdot \frac{Z^2}{A},$$

wo  $Z$  die Ordnungszahl,  $A$  das Atomgewicht des zerstreuenen Mittels ist\*. Ein qualitatives Maß für die gesamte Abweichung eines Teilchens von der geradlinigen Bahn bildet nun der Ausdruck

$$R\rho \cdot \frac{\lambda}{\rho} = \frac{6,4 \cdot 10^5}{V} \cdot \frac{Z^2}{A}.$$

Dieser Ausdruck wird für die hier in Frage kommenden  $V$  ziemlich klein, so daß die Elektronenbahnen auf ihrem größten Teil geradlinig sind und erst gegen das Ende der Reichweite größere Ablenkungen erfahren. Es tritt also die Zerstreuung, welche bei gewöhnlichen Kathodenstrahlen wesentlich die Intensitätsabnahme bedingt\*\*, hier ganz in den Hintergrund gegenüber der Energieabnahme. Daher wird auch die exponentielle Intensitätsabnahme gegenüber anderen Abnahmefunktionen keine so ausgezeichnete Rolle mehr spielen.

Zu der Formel (4) kann man jetzt auch auf ganz anderem Wege gelangen. Nimmt man an, daß der bisher erreichte Grenzwert für die differentiale Ionisation durch Elektronen ( $i = 40$ ) auch bis zur Grenze  $\beta = 1$  gilt, und daß der Energieverlust auf ein Ionenpaar ebenfalls seinen bekannten Wert von rund 30 e-Volt behält, so beträgt der Energieverlust für 1 cm Normalluft  $40 \cdot 30 = 1200$  e-Volt, also  $10^6$  e-Volt für eine Schicht von  $1 \text{ g/cm}^2$ . Sieht man von dem letzten kurzen Teil der Bahn ab, wo die Geschwindigkeit wesentlich unter Lichtgeschwindigkeit sinkt und auch „Umwege“ auftreten, so ist das Ergebnis identisch mit Gleichung (4). Diese Überlegungen scheinen einander nicht unwesentlich zu stützen.

Nun kann man mit einiger Sicherheit annehmen, daß die Höhenstrahlung außerhalb der engeren Erdatmosphäre ihren Ursprung hat (siehe

\* Vgl. Handb. d. Phys. XXIV, S. 18, 1927; was hier mit „ $\lambda$ “ bezeichnet ist, heißt dort „ $\lambda^2/x$ “.

\*\* W. Bothe, ZS. f. Phys. 54, 161, 1929.

weiter unten). Kommt sie also bis in Meereshöhe herab, so hat sie bei senkrechtem Einfall bereits  $10^8 \text{ g/cm}^2$  zu durchdringen. Daher ist an der Grenze der Atmosphäre jedenfalls  $R_0 > 10^3$ , mithin  $V > 10^9 \text{ e-Volt}$ . In Wirklichkeit ist noch mit erheblich höheren Beträgen zu rechnen. Denn da Regener kürzlich die Höhenstrahlung noch bis zu 230 m Wassertiefe hat verfolgen können, so ergibt das für senkrechten Durchgang schon  $R_0 = 2,4 \cdot 10^4$ ;  $V = 2,4 \cdot 10^{10} \text{ e-Volt}$ , vorausgesetzt, daß es sich auch in diesen Tiefen noch um Korpuskularstrahlen handelt\*. Für schrägen Strahlengang gelten entsprechend höhere Zahlen. Noch größer werden diese Werte, wenn das Ionisierungsvermögen  $i = 40$  übersteigt, wie es nach unseren Versuchen der Fall zu sein scheint und für positive Strahlen (Protonen- oder  $\alpha$ -Strahlen) zu erwarten ist.

15. Art und Herkunft der Strahlenteilchen. Über die Art der Teilchen, welche die Höhenstrahlung bilden, können bisher nur Vermutungen ausgesprochen werden, denn die experimentelle Entscheidung hierüber ist nicht leicht. Es ist zu bedenken, daß bei so großen Energien, wie sie hier in Frage kommen, Elektronen und Protonen in ihrem Verhalten sich mehr und mehr annähern (vom Vorzeichen der Ladung abgesehen). Bei  $10^9 \text{ e-Volt}$  beispielsweise ist für ein Proton bereits  $\beta = 0,875$ , für ein Elektron  $\beta = 1 - 1,3 \cdot 10^{-7}$ ; die Masse des Protons ist nur rund das Doppelte seiner Ruhemasse, während die Elektronenmasse immerhin schon etwas größer als die Ruhemasse eines Protons ist; das Produkt  $Hr$  (magnetische Feldstärke  $\times$  Krümmungsradius) wird für Protonen  $5,5 \cdot 10^6$ , für Elektronen  $3,3 \cdot 10^6$ , also wiederum nicht viel kleiner. Auch das Ionisierungsvermögen eines so schnellen Protons wird sich nicht sehr viel von demjenigen eines schnellen Elektrons unterscheiden.

Zunächst wird man wohl an Elektronen als Strahlenteilchen denken. Dem widerspricht nicht direkt, daß das differentiale Ionisierungsvermögen  $i$  etwas größer als das für schnelle  $\beta$ -Strahlen ist, denn bei starker Annäherung an die Lichtgeschwindigkeit könnte  $i$  für Elektronen wieder ansteigen, z. B. infolge Erregung einer durchdringenden und stark ionisierenden Sekundärstrahlung. Die schönen Wilsonversuche, welche kürzlich Skobelzyn mitgeteilt hat, scheinen in der Tat das Auftreten schneller Sekundärstrahlen wahrscheinlich zu machen\*\*. Als Sekundär-

\* E. Regener, Die Naturwissensch. **17**, 183, 1929; möglicherweise steckt auch in dieser harten Endstrahlung eine durch die Höhenstrahlung erzeugte  $\gamma$ -Bremsstrahlung?

\*\* D. Skobelzyn, a. a. O. Anmerkung bei der Korrektur. In einer soeben erschienenen Notiz von P. Auger und D. Skobelzyn (C. R. **189**, 55, 1929)

strahlen können außer Elektronen z. B. auch Atomtrümmer in Betracht kommen.

Was die Ablenkbarkeit im magnetischen Felde betrifft, so käme außer Laboratoriumsversuchen hierüber der Einfluß des erdmagnetischen Feldes in Frage. Aus der Theorie der Polarlichter von Birkeland, Störmer, Lenard u. a.\* ist bekannt, daß selbst auf Kathodenstrahlen von der hier in Frage kommenden Energie das erdmagnetische Feld trotz seiner geringen Feldstärke einen wesentlichen Einfluß ausübt, und zwar vermöge seiner ungeheuren Ausdehnung. Kommt nämlich eine solche Strahlung aus dem Kosmos, so hängt ihre Intensität an der Erdoberfläche von der magnetischen Breite ab; unter anderem existiert ein Breitengürtel, in welchem eine besonders große Intensität auftritt. Aus diesem Gesichtspunkt gewinnt das Verhalten der Höhenstrahlung in ihrer Abhängigkeit von den Isochasmen\*\* (Linien gleicher Nordlichthäufigkeit) erhöhtes Interesse. Messungen hierüber sind beabsichtigt. Ergibt sich eine Verteilung der beschriebenen Art, so wäre damit ein weiteres Argument für die korpuskulare Natur der Höhenstrahlung beigebracht und außerdem ein deutlicher Hinweis auf ihren außerterrestrischen Ursprung gegeben. Andeutungen eines solchen Einflusses zeigen vielleicht kürzliche Messungen von Clay\*\*\*.

Nach der Annahme von C. T. R. Wilson\*\*\*\* würde der Ursprung der Höhenstrahlung in der Troposphäre bei heftigen Gewittern zu suchen sein, in denen man ja neuerdings Spannungen von  $10^9$  Volt annimmt. Indessen sprechen die direkten Beobachtungen von Millikan und Cameron† in Gewitterstürmen dagegen. Auch die bemerkenswerte Regelmäßigkeit des räumlichen und zeitlichen Verhaltens der Strahlung

---

wird diese Deutung der von Skobelzyn beobachteten Doppelbahnen zurückgenommen, wie uns scheint, zu unrecht. Daß nämlich die beiden Bahnen nur einen kleinen Winkel miteinander bilden, ist kein Einwand, sondern in vollkommener Übereinstimmung mit einer von dem einen von uns angegebenen Formel für den Winkel bei  $\beta$ -Strahlverzweigungen (W. Bothe, ZS. f. Phys. 12, 120, 1922). Dagegen erscheint uns die neue von Auger und Skobelzyn gegebene Deutung der Doppelbahnen wenig einleuchtend, aus ähnlichen Überlegungen heraus, wie sie hier in Ziffer 9 (Absatz 4 ff.) angestellt wurden.

\* Vgl. Müller-Pouillet, Lehrb. d. Phys. V, S. 493, 1928 (Artikel Angenheister).

\*\* W. Kolhörster, Die Naturwissensch. 7, 412, 1919; vgl. auch R. Swinne, ebenda 7, 529, 1919.

\*\*\* J. Clay, Amst. Proc. 31, 1091, 1928.

\*\*\*\* C. T. R. Wilson, Proc. Cambr. Phil. Soc. 22, 534, 1926.

† R. A. Millikan und G. H. Cameron, Phys. Rev. 31, 163, 1928.

sowie die Art des beobachteten „Barometereffekts“ lassen sich nicht recht mit dieser Auffassung vereinbaren. Indessen wird man den meteorologischen Faktoren doch wieder mehr Aufmerksamkeit zuwenden müssen. Denn es wäre immerhin möglich, daß größere Potentialdifferenzen, vielleicht sogar in den äußersten Atmosphärenschichten (Vegard), Bremsung, Beschleunigung oder Zerstreuung der Strahlenteilchen bewirken. Solche Vorgänge sollten sich besonders an der weichen Strahlung und in größeren Höhen bemerkbar machen.

Gegen einen solaren Ursprung spricht nach wie vor das Fehlen einer sonnenzeitlichen Periode und die Unabhängigkeit von Verfinsterungen, wengleich wegen der erdmagnetischen Ablenkung solche Abhängigkeiten nicht so ausgeprägt zu sein brauchten wie bei einer  $\gamma$ -Strahlung.

Wenn nun auch die Frage nach der Entstehung der Höhenstrahlung durch unsere Ergebnisse noch keine Beantwortung finden kann, so bedarf doch der ganze Komplex einer von Grund auf neuen Erörterung. Solange man nämlich an dem  $\gamma$ -Charakter der Höhenstrahlung festhielt, mußte man fast zwangsläufig an Entstehungsprozesse von atomaren Ausmaßen denken. Eine Korpuskularstrahlung könnte dagegen ihre Energie in sehr schwachen, dafür aber ungeheuer ausgedehnten Kraftfeldern erlangen, rechnet doch beispielsweise die Entfernung der „nichtgalaktischen Nebel“ nach heutigen Vorstellungen nach Millionen von Lichtjahren.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft haben wir für die Bereitstellung von Mitteln besonders zu danken.

Charlottenburg, Mai 1929.