Physikalische Probleme der Ultrastrahlung

Wi 1936/7

/ Zusatz

28.9.36. 1 1

Physikalische Probleme der Ultrastrahlung.

(Wintersem. 1936/37).

Einleitung.

8. Vorlesung über Ultr. beschäftigt sich mit einem Spezialkap. der Physik, mit Problemen, die noch der Erforschung entgegen, nicht mit einem schon abgeschlossenen Wissenskomplex, dessen Behandlung viell. in der Hauptvorlesung zum Zeitmangel unterbleiben müßte.

Eine Vorl. über Ultr. abzuhalten, ist ja hier in Münch. naheliegend. 1)
für Ultr.-Forschung hat ja hier eine Heimstätte gefunden (Kurs)
u. wir alle sind ja Schüler des Entdeckers der Strahlen u. daher sind wir über die Erforschung der Str. auf der Laufenden u. es obliegt uns auch die Pflicht, unsere Kenntnisse über d. Str. an die weiterzugeben. Aber noch ein Grund hat mich zur Wahl dieses Themas bewogen: In der Erforschungsgeschichte der Ultr. haben wir ein prächtiges Beispiel über wie eine wissenschaftl. Entdeckung 2)
zunächst die Kreise u. wie der Gegenstand d. neuen Entdeckung weiter erforscht wird. Besonders interessant ist dies deshalb, weil es sich vor unseren Augen vollzieht, wir alles miterleben.
Die Erforschung der Ultr. ist noch lange nicht abgeschlossen. Wenn man nur nackte Tatsachen abzählen wollte, die gesicherten Kenntnisse über die Strahlung erzählte, so wären wir sehr bald damit fertig. Aber das Interessante für einen wissenschaftlich denkenden Menschen ist die Art u. Weise, wie wir uns diese Kenntnisse erarbeiten. Ich werde Ihnen auch die Irrwege die die Wissenschaft ging, nicht vorenthalten, denn durch sie kann man lernen, wie man es in der wissenschaftlichen Forschung nicht machen soll, u. sich vor vielen alten Irrtümern

, d. gegenwärtigen Probleme

hüten muß.

Die Ultr. steht heute neben dem großen Forschungsobjekt d. Atomphysik durchaus gleichwertig da im Brennpunkt des wissenschaftlichen Interesses u. bedeutende Forscher aller Nationen, die sich schon auf anderen Gebieten ihre ersten Lorbeeren holten, arbeiten über Ultr. (Compton, Rutherford, Bothe, Regener, Millikan).

Einteilung:

A) Historische Übersicht

Entdeckungsgesch. u. allgem. Überblick über Probleme Entwicklung u. heutige Lösung

B) Meßmethoden

1) Ionisationskam., Prinzip, Bedeutung, Druck u. Regenabh., statist. Schwankungen im Apparate

2) Zählrohre, Theoret. Grundlagen, Ausführungsformen, Verstärkung bzw. Löschvorrichtungen

3) Wilsonkammer, Bed., daß scharfe Spuren erzielt werden, verschied. Ausführungsformen, Analyse der Spuren, Dicke

C) Forschungsergebnisse.

I) Einfall d. Strahlung auf die Erde

Intensitätsverlust i. d. Atm. u. i. Wasser
Analyse der Abs.-Kurve
Breitenabh. der Ultr.
Richtungsverteilung

II) Zeitliche Schwankungen.

SE, TE
Tgl. Gang, Sternzeitperiode
magnetische u. kosmische Einflüsse
Schwankungen v. Ort.

III) Wechselwirkung zwischen Ultr. u. Materie

Übergangseffekte
Absorption

Sekundärstrahlung, Rossis Koinzidenzkurve
Schauer-Theorien — Energiebestimmungen
Theorien z. Entstehung dieser Effekte. (v.a. Geiger & Finger)

D) Ursprung der Strahlung u. Beziehung zu elementaren Vorgängen.
E) Extension ins Kar.

I. Teil.

(Vorrede)

Historischer Überblick.

Ult. wird von einem Amerikaner folgendermaßen charakterisiert:
1. Ult. ist ein neues Forschungsobjekt, das in der modernen Physik einzigartig dasteht infolge der Durchdringungsfähigkeit der Effekte der Strahlen, die ist die Beob. aufgewandt werden muß, der Kostspieligkeit (Kostfall) der Expedition, die die Beobachter auszuführen haben, // der Feinheit der Analyse u. der Größe der Schwierigkeiten, mit denen sie zu kämpfen haben.
Wir werden im Verlauf der Vorlesung sehen, wie recht er hat."

Die Entwicklung der Frage, die dann später z. Entdeckung d. Ult.-Strahlen, geht schon auf (1900) die Zeit der ersten Untersuchungen i. Leitfähigkeit zurück. 1901 schrieb schon C.T.R. Wilson: Entdeckungsgesch.

"Versuche, die wir unternehmen wollen, werden vielleicht entscheiden lassen, ob die Ionisierung von Luft, welche durch eine Strahlung außerirdischen Ursprungs bewirkt wird, die wahrscheinlich nahezu der R/Str. od. Cathod Str. analog ist, eher ein an organ Durchdringungsvermögen hat." Dieser Gedanke war eine echte Inspiration. Aber es dauerte noch lange, bis die von C.T.R.W. aufgeworfene Frage beantwortet wurde.

* Ich freue mich, diese Vorlesung über Ult.-Strahlen zu können. Habe ich ja doch in den letzten 10 Jahren, zuerst während meiner Studienzeit als Schüler, später als Mitarbeiter V.F.H. den ganzen Entwicklungsgang miterlebt (Anteil nehmen) können. Ich möchte den nicht unterschätzen als einen Anregungsmittelpunkt. Plauderei über. u. Ihnen insbesondere über meine persönlichen Erfahrungen an-

zählen, sondern ich möchte Ihnen in den Jahresberichten alles
was zur Verfügung stehen den Mittel ein möglichst abgerundetes, u. z. T. d
BV von heutigen Stande der Ubr.-Forschung geben.

Berlin 5. Die Entw. d. Ubr. folgte als eine Konsequenz d. Untersuchungen
d. Ionisation in einem geschl. Gefäß. Elster & Geitel, Wilson hatten
gefunden, daß in einem vollständig abgeschl. Gefäß Ionen gebildet
werden. Später zeigten dies Lemoine, Strutt, Rutherford, Cooke (1903)
daß die Ionisation vermindert wird, wenn das Gefäß in Wasser
versenkt wurde. Daraus schloß man
Hierzu, daß es eine Strahlung die Wände der
Kammer durchdringt. Man hielt diese Strahlung für γ-Strahlung der
radioakt. Substanzen, den Studien damals 1905 intensiv betrieben
wurde.

Wenn diese Ansicht zu recht bestand, mußte diese Strahlung
mit der Entfernung von Erdboden abnehmen i. d. Tat stellten schon
Elster & Geitel Messungen auf Türmen: Bergwitz, Wolf, de Lemoine. Wolf
schreibt: „Es ist also außer der Erdrinde noch eine andere
Quelle für die γ-Strahlen in der höheren Atmosphäre, oder eine wesentlich
schwächere Absorption durch die Luft als bisher angenommen wird."

1909-1911 unternahm Gockel 3 Aufstiege in Freiballons bis
4500 m. Ergebnis: „daß die Strahlung lange nicht in dem Maße
abnahm, wie man es erwarten könnte, wenn sie
in der Hauptsache nach von Boden ausgeht." Dieses Ergebnis
wurde aber als wohl ganz sicher angesehen, da Gockels Apparate
nicht vollständig dicht war u. auch beim Passieren einer
= Schicht plötzliche Ionisationsänderungen auftrat. (Isol. Störung)
Gockel hat nicht
auf gleichen Ansatz durch rechnet i. d. gesamte Ionisation durch eine γ-Strahlung ist ja abh. von Dichte, Volumen und Dichte des zu ionisierenden Gases.
Gockel schätzt daher zu kleine Werte, da Dichte in oberen Schichten
abnahm. Er schreibt auch hierüber: „es würde sogar sehr gut passen,
daß sogar eine planmäßige Zunahme d. Strahlung mit der Höhe stattfände."
Über den Ursprung der beob. harten Strahlung schreibt er: „Es ist
möglich, daß die Wirkung [illegible]

Ergänzung: Substanz = Substanz, die
Ist ja so bekannt
$I_d = I_0 e^{-\mu d}$

da bekannt, keine vergleichbaren Werte

[illegible] Atm. [illegible] [illegible] [illegible] radioakt. [illegible] [illegible], ..."
Hätte G. mit einem dichten Appp. beob., so hätte er eine ausgesprochene Zunahme der Strahlg mit der Höhe finden müssen.

So blieb es dem Vfr., der damals (1911) Pd a.d. Univers. Wien, im neu errichteten Instit. f. Radiumforschung war. Da die Möglichkeit bestand, daß die Wirkung der radioakt. Emanationen weiter in die Höhe reichte als theoretisch berechnet war, stellte er gemeinsch. Versuche mit den stärksten Radiumpräparaten (1½ g des Instituts (900.000 kr Wert)) im Freien an. Diese vorbereitenden Messungen ergaben, daß die radioaktive Strahlung schon durch eine Luftschichte von wenigen 100 m völlig absorbiert wird. 500 m 25% 100 m 36%

Daraufhin unternahm Hess eine Reihe von systematischen Messungen der Ionisation bei Ballonfahrten unter Verwendung hiefür gebauter Apparate eigener Konstruktion. Die Fahrten wurden mit dem Klubballon des österr. Aeroklubs = Prater von Wien aus unternommen. Sie brachten das endgültige Ergebnis, daß vom Erdboden bis etwa 500 m Höhe die Ionisation ungefähr abnimmt, dann aber wieder ansteigt u. in 1000-2000 m wieder ebenso groß ist wie am Erdboden. Hess zog daraus den Schluß, daß ein Teil der Ionisation durch eine von oben kommende bisher unbek. Strahlung hoher Durchdringungsfähigkeit verursacht wird. Den endgültigen Beweis der Existenz einer neuen, aus dem Weltraum stammenden Strahlung erbrachte er im J. 1912, bei 8 Flügen, wobei beim 7.x) eine Höhe von 5350 m erreicht wurde. In dieser Höhe war die Ionisation, die mit wachsender Appp. gemessen wurde bereits ca 6x so groß wie am Erdboden. Hess faßt in der Publikation: [illegible] [illegible] [illegible]

klar aus prop. u. exper. bewiesen. Für diese Entdeckung erhielt Hess 1919 d. Lieben-preis u. 1932 d. Abbé-Preis.

Wie immer, wurde die neue Entdeckung Kritisch betrachtet u. Hess Versuche wiederholt. 1913 u 1914 unternahm W. Kolhörster 5 Hochflüge bis 9300 m u. maß die Ionisation mit mehr. Appar. eigen Typus, wobei er gegen seine eigenen Erwartungen die von Hess gemessenen Werte bis 5000 m völlig bestätigen konnte u. bis 9000 m eine weitere Zunahme feststellte (40 x Luftdruck). Kolhörster verwendete auch in seiner Anordnung als für die radioakt. Strahl. bekannte Expon. Gesetze eine Absorption durch ρ ca 10 x so klein als das der härtesten γ-Strahlen (Schweidler) heraus kam. Kolhörster nannte die neue Strahlung ‚Höhenstrahlung' ein Ausdruck, der sich auch heute noch in Diskussionen f. T. beibehalten hat. Hess schlug den Namen Ultrapenetrationsstrahlung vor, u. später Ultrastrahlung bzw. Kosmische Ult. St. Die Amerikaner gebrauchen auch vielf. ‚cosmic radiation'. Dieselbigen Forscher darunter alle Komponenten, auch Ultrastrahlung, verstanden.

Soweit die Entdeckungsgesch.! 1914–1923 blieb die Entdeckung. Die Entdeckung geriet in Vergessenheit. In diesen Kriegs- u. Nachkriegsjahren waren Messungen u. theoret. Diskussionen brachten im wesentl. nur eine Bestätigung d. Hess'schen Ergebnisse. Große Ballonaufstiege konnten aus technisch. Gründen nicht durchgeführt werden u. Kolh. Rekord an 9000 m wurde erst durch Piccard II (1932) bis ca 17 Km. ergänzt.

Überleitung:

Wohl nur wenige Forscher kennen Hess als Entdecker der Höhenstrahlung. Er hielt bereits 1917 Vorlesungen darüber u. wollte schon auf den Obir Beobachtungen der jährl. Schwankung d. Strahlung ausführen ≡ 25 Jahre später Kar! Stö erkannte in die Wichtigkeit d. Hess. Arbeit für (1913) besonders d. Ult. Bereits damals Arbeitsgemeinschaft gegründet, an der sich auch Schweidler-Vlk. beteiligte. – Aber eine richtige Aufnahme nahmen die Arbeiten erst nach 1922.

Hess Wien
Adolf Graz
Schmidt Vlk
Wulf Valkenburg
Bonno Bonn

Entwicklung der Forschung in Diagramm:

Handzeg. Diagramm

Zahl der Arbeiten

bis 1910.	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	(Jahre)
Arbeit: 16	6	8	12	7	6	5	4	4	5	6	10	4	

Jahr:	1923	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36
Arb.:	11	8	14	52	~~41~~ 57	~~43~~ 57	~~62~~ 78	~~71~~ 90	~~107~~ 126	~~128~~ 148	~~177~~ 198	~~184~~ 188	~~163~~ 202	220

Σ 1520.

in Summe 1154.

1.) Periode

Die eigentliche Laufbahn des Kr. Regiment 1923. → In diesem Jahre hatte Kolh. Gelegenheit, seine Untersuchungen im Hochgeb. fortzuführen. Gemeinsam mit G. v. Lelis (Sohn d. Arztes d. Jungfraubahn) Messungen im Berner Oberland (Jungfrau 2700–3550 m) 12 Tage lang. Absorptionsversuche in Eis (Gletscherspalten) mit spez. eigenen Konstruktion i. Beobachtg. e. zeitlichen Schwankungen. K. fand auch bei Wh. der Versuche ein Max, wenn Mittelstrahl Kulminierte. 1926 wiederholte Kolh. s Lelis zum 2. x ihre Messungen auf d. Jungfrau, Mönchsgipfel (ein Kammversuch.) Kolh. i Berlin, Davos u. fanden 15% Variation nach Hemmgut. Max. 0–1h, 6–7h, 16h, 21h. Änderungen schon 1923, aber 1926 stärker gestellt. /

Damit war das Problem der Hemmgutperiode angeschnitten. Sie begegnete größtem Interesse, da man darin einen Hinweis auf den Ursprung der Strahlg. gefunden zu haben glaubte. Schon 1924 hatte Nernst eine halbpopuläre Broschüre „Das Weltgebäude im Lichte der neuesten Forschung" veröffentlicht u. darin auf die Möglichkeit verwiesen, daß auf Sternen Elemente > 92 existieren könnten, die radioaktiv sind u. deren γ-Strahlg. also die beob. Ultrag. Str. ist. Auch verwies er auf Barkhaus Ausmessungen bei Wilson von Elektr. Seine Hypothesen gewann schon durch die Hemmgutbeob. an Wahrscheinlichkeit.

Corlin legte sich die Frage vor, ob man aus der Form der Hemmgutkurve nicht auf den Sterntyp schließen könne, dem Ursprung ist in Anbetracht der Tatsache, daß bestimmte Sterne ausgezeichnete

8.

in fand daß diese Ca-Kerne entsprechend verteilt sind.

Durch diese Entdeckung war die Ukr. der Fachwelt sowie überh. durch Mendels Schrift der breiten Öffentlichkeit näher gerückt u. sie war es nun die Radium-Leute interessierende Forschungsgegenstand auch in den Gesichtskreis der Ärzte mehr gerückt. Heute sind aber alle diese Dinge als selbstverständlich zu betrachten. Wir wissen gar nicht immer recht, ob Ukr.-P. da ist oder nicht, jedenfalls, wenn sie erst so häufig wie höchstens 1‰ schwanken. Wenn Kälte 15% sinken konnte, bleibt es klar. Wir werden im nächsten Kapitel über Behandlung d. gutart. Schwankungen näher hören, ich will hier nur auf Hesse von Bäcker 1926 hinweisen, Jüngken, Jüngken u. im Übrigen an Einzelarbeiten (Venenschatten) u. auf den von Kienböck 1927 in Lainz Festschrift, Sonntag u. Reitz in ihr Sonntag 1929 verweisen. Hoffmann, Reicher u. a.m.

± St. Z.

Große A. Z. Kurve

(2 Diapositive.)

Kehren wir wieder zu 1923 zurück! Es gab auch damals noch Forscher, die Existenz der Ukr. in Zweifel zogen. z.B. Hofmann, Müller. Hofmann erklärte als Grund seiner Versuche, daß eine Strahlung genannter Eigenschaft nicht existiere u. die Effekte durch Rö.-Strahlung hervorgerufen seien. Er arbeitete über Bad Elster mit Präzisionsmessapparaten, Preis ca 30.000 Rk. Hofmann war spezialist in Elektr. Bäder. Aufstellung der Kurve in Bäder Karlsbad; Messung der zeitlichen Schwankungen. Hoffm. Untersuchungen auch 1926 als erstes gewisses Hindernis der Absorption.

C. A 10

Untersuchungen über das Verhalten verschied. Z gegenüber Ukr, also Wechselwirkung Ukr-Materie! Es nahm an, daß Ukr.-Str. solche durch die Hüllelektronen der

H 30

Atome gestreut wird. Die Schwächung in Strahlung setzt sich für uns 2 Prozesse zusammen: a) Compton-Streuung

b) wahre Abs. (Photoeffekt)

Abs. Koeffiz. (nach Compton-Klein) $\frac{\mu}{\rho} = \frac{\mu_\sigma}{\rho} + \frac{\mu_\tau}{\rho} = \left[\frac{\sigma_0}{1+2\frac{\lambda}{\lambda_c}} + C \cdot \cancel{\lambda^3 Z^3}\right] \frac{Z}{A} \cdot N$

schon bei harter γ-Str. verschwindet wegen λ^3 der 2. Term gegen den ersten ∼ kleinem Z

σ_0 ... klass. Streukraft. $= 6{\cdot}64 \cdot 10^{-25}$ cm^2 also Abs. e I Q s J_Z n ch II. hν < hν₀.

λ -- Compton λ $= 2{\cdot}42 \cdot 10^{-10}$ cm $\frac{h}{m^e} = \lambda$

$\mathfrak{N}$ ... Zahl d. Atome/cc im 1 Mol. (N_{pp}, c_q (Hüll d. Ln) Alo C.

Die Materie verhält sich demnach gegenüber Ultr. wie ein Elektronengas, dessen Dichte pp. e Zahl e El.-Z. Wenn also die Strahlg. von einem Material gß. Luft in ein anderes übertritt, so entsteht ein Übergangseffekt u. zw. dadurch, daß die II-Str. die durch Compton vorzugt erzeugt wird, in Pb gß. stärker absorb. (st. J.) wird als in Luft. Es wird sich also hinter gleich dicken Paraffinschichten bei Z< die Ionisation höher als hinter Z>. Wenn ein Paraffin von 20 cm St in ein Paraffin von 10 cm Pb eingebracht wird, vergrößert sich wegen die Gesamtintensität. Es ist bemerkenswert, daß diese Art Wechselwirkung mit Materie in ihrer Erklärung innerhalb von der Natur der Strahlg. st. Hoffmanns Untersuchungen wurden von Steinke weiterverfolgt.

Zu Anfang begann (A VR u l x Kon. Ab.) sich zuerst Millikan f. d. neuen Weltstrahlg. zu interessieren. Begreiflich auf Grund seiner 1. Versuche (1921–23) über Ionisg. (Versuche mit Registrier Elk. die durch Pilotballone emporgesandt werden. 1923 unternahm Millikan gemeinsam mit Otis Hochgebirgsmessungen, ähnlich Kolh. u.a. 1925. gemeinsam v Cameron Wassersenkungsmessungen, in Verfolg der Kolhörster in den Seen Andes, in deren eingeschlossenen Teil eindrang. Fanden keine Breitenabhängigkeit. Analysierten auch ihre Abs. Kurve u. stellten 3 Komp. fest: (schon gemacht!)

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{H_2O} = 3{\cdot}5 \cdot 10^{-3} \text{ g}^{-1}\text{cm}^2 \quad 0{\cdot}0535 \text{ XE}$$
$$= 8{\cdot}0 \cdot 10^{-4} \text{ '} \quad 0{\cdot}0117 \text{ '}$$
$$= 4{\cdot}0 \cdot 10^{-4} \text{ '} \quad 0{\cdot}0059 \text{ '}$$

Sie berechneten daraus die jeweiligen λ nach einer empirischen

Keine Komponenten gefunden. (Schmidt's Kurve) Phil. Mag. (n. Mrac) klein 0·0161 XE 0·029 XE 1921 0·013 " 22, 1925

nicht anders erst mehr

10.

aus der Diracschen WK. von Klein-Nishina abgeleitete

Formel: $\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma}{\rho} = 0{\cdot}4 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{3}{16} \frac{mc\lambda}{h} \left(1 + 2\lg \frac{2h}{mc\lambda}\right)$

wobei $0{\cdot}4 \cdot \frac{Z}{A} = \frac{\sigma_0}{\rho} = A.$

$\int d\rho \propto$ Kl.-N. WK. $\lambda\rho$.

Inzwischen hatte auch Regener am Bodensee bis 230m, verschiedene Tiefen als Millikan (60m), Absorptionsversuche ausgeführt u. eine Komp.-Zerlegung – über die wir später ausführl. sprechen werden, durchgeführt.

Merken wir in der histor. Betrachtg Kelt! Wir sind. etwa beim Jahre 1929 angelangt. Damit schließt auch der 1. Abschnitt in der Erforschung der Ultr. Fassen wir zusammen:

a) Kosmische Strahlung nachgewiesen
1.) Gewißheit, daß γ Strahlg harter Röntg. Komp. $\lambda = \ldots$.
2.) Strahlg aber nicht homogen sondern mehr (3) Komp.
3.) Scheint nicht ausgeschl., daß Strahlg Elektronen nicht ausgeschl. die auf Ursprung hinweisen könnten.
4.) Kosmischer Ursprung scheint sicher.

Hauptproblem waren:

1.) Aufstellung einer genau Absorptionskurve um daraus die einzelne Komp. zu erreichen.
2.) Exist. jüngst. Strahlung oder nicht (Theoretiker)
3.) Klärung der versch. Abs. Koeff.

Über den Ursprung der Strahlg existieren damals die Reihe hochinteressanter Theorien. Nennt Jeans Radiogenesis, Millikan

1/30. Nennt W/Id:

1.) Jeans erklärte Ultr. als Folge der Zus. Stoßes El + Proton u. Verwandlg ihrer Ruhe in Strahlg (hypothetischer Prozeß)

Einst. $\lg, e \propto \beta^1/\sim \nu_d$
$\lg \vartheta \propto \nu, e \vartheta/\vartheta \sim \frac{1}{\nu_d}$
Massenvernichtung

dieser Prozeß entspräche einem Freiwerden von Energie von $1{\cdot}5 \cdot 10^{-3}$ Erg/Atom = $9 \cdot 10^8$ eV ($1\,eV = 1{\cdot}59 \cdot 10^{-12}$ Erg)
u. $1{\cdot}3 \cdot 10^{-13}$ cm = $0{\cdot}013$ XE = λ. (Härteste Komp.)

$h\nu = h\frac{c}{\lambda} = dE = c^2 dm$; $\lambda = \frac{hc}{dE}$ $dm = 1{\cdot}66 \cdot 10^{-24}$ g

Diese Übereinstg ist natürlich ein zufällig $\frac{1}{\text{Mill}}$ stimmg.
Aber $\pm 2 \to h\nu$ ist stets beobachtbar,

2.) Exist. d. Millikan: Hypo. e Massenvernichtg bei Auftr.

von Atom hohen Z aus solche kleinen Z.

z.B. daß gewöhnl. H_2 in 1 Kc Kern einen Massenschwund von 0·02896 g/g-Atom besitzt, also 1 Kc ist 3% leichter als H_2. Diese Bindungsenergie müßte bei Abtrennung in Form von Strahlung frei werden.

$H_{Kc} = 1{\cdot}00778$
$H_{K=Kc} = 1{\cdot}00054$
$2\,H_2\ 4{\cdot}00216$

$dm = 4.1{\cdot}00778 - 4.1{\cdot}00054 = 0{\cdot}02896$ g/g-At
$4{\cdot}03112 - 4{\cdot}00216$

c = 1 g-Atom H_2 Kc.

$\int dE = c^2 dm = 9.10^{20} \cdot \frac{0{\cdot}029}{6{\cdot}06.10^{23}} = 4{\cdot}3.10^{-5}$ Erg

Frequenz: $\lambda = \frac{hc}{dE} = \frac{6{\cdot}55.10^{-27}.3.10^{10}}{4{\cdot}3.10^{-5}} = 4{\cdot}57.10^{-12}$ cm $= 0{\cdot}046$ XE

Abs. Koeff. $\frac{\mu}{\rho} = 0{\cdot}30.10^{-3}$ gegen Ber. $0{\cdot}35.10^{-3}$ | 0·535 Skup. Drac.

3) Millikan: Untersuchung der übrigen Elemente, die im großen Anteil im Kosmos vorkommen: O, N usw.
Millikan fand nun, daß die Absorption dem $\frac{\mu}{\rho} = 8.10^{-4}$ gem² Atomaufbaupostulaten Kossels. Art
O aus H, Li, Fe entsprechen, was aber schon damals nicht recht geglaubt wurde. (Bohrsche Theorie)

N ... 0·135 XE
O ... 0·107 "
Si ... 0·017 "

Millikans Beweis auf der Basis der Bohrschen Theorie

Bezeichnend für diese 1. Periode der Kernforschung sind neue die mannigfachen Probleme u. Schwierigkeiten. Vor allem war es Millikan, der durch die Art u. Weise seines Publizierens mit Recht den Widerspruch aller europ. Kollegen hervorrief, indem er deren Arbeiten totschwieg.

Von verschiedenen Seiten wurde auch die Entdeckung d. Ultr. durch den Franz. Prof. H. in Zweifel gezogen. Bis im Jahr 1932 alle diese Meinungsverschiedenheiten durch Nachweis des Neutr. offiziell zu Gunsten Prof. H. entschieden wurden.

1. u. 2. Vol. 15.10.36.

Ich habe diesen 1. Abschnitt mit Absicht so breit behandelt, da Entdeckungsgeschichte noch immer ganz falsch dargestellt wird u. nur auf wenige Orte, die heute zugänglich sind, nicht mehr zurückgekommen werden. - Der nun folgende 2. u. 3. Entwicklungsabschnitt weist eine geradezu stürmische Forschungstätigkeit auf, eine kurze Betrachtung, die ins einzelne gehen soll wird unmöglich, ich will mich daher nur auf die Wenigen fassen.

Wenn man ältere Arbeiten liest, so findet man Angaben über μ_e zwar stets mit Vorbehalt, denn meist als Forscher galt es als endgültig erwiesen, daß St Uf Strahlg sei. Richtsfeld 1928 Ansicht, daß f Strahlg nur hauptsächlich durch die extra Durchdringungsfähigkeit begründet, da diese bekannten Corpuskularstrahlen wesentlich gerad ist, als f Str. radioaktiver Substanzen. Es wurde aber von Rutherford u.a. angeführt, daß Es ist naturgemäß anzunehmen, daß diese Strahlg a f-Typus sei, aber es wäre zu bedenken, daß diese Effekte, soweit sie bisher beob. wurden, gleichermaßen zu erklären wären, wenn die Str. nicht aus Kernfr. f-Str., sondern aus Elektronen von hoher Energie, die in die Endatome eindringen, bestünden!

Ein weiteres Argument für f Strahl-Natur, war die Unablenkbarkeit i. Magnetfelde, insbes. auch Erdfelde, d.h. Unabh. v.d. geomagnet. Breite. Hierüber war 1928 noch sehr wenig Arbeiten: Millikan & Cameron, Reise von Californien n. Peru b/pk; aber Clay Holland-Java 1927 Breiteneffekt, der auf die Rückreise beobachtete wurde konnte Clays Ergebnisse fanden allerdings nirgends Glauben, während alle bisherigen Messungen mit Zählrohren [illegible] für diese Zeit (Herbst 28) wurde ein Instrument ganz neuer Type verwendet, das Geiger-Müller-Zählrohr. Es brachte in der Tat eine neue Ära mit neuen bedeutenden Forschungserfolgen. Schon die Constructeure Geiger, Müller wiesen auf die Nützlichkeit dieses Instruments f. Ultr. Forschung hin. Aber seine ganze Bedeutung wurde erst erkannt, als Bothe u. Kolhörster (Bothe Kern v. Radioaktivität!) $\frac{s}{s}$ 2 pk V Cop., Pb V Ul V – 2 Zählrohre miteinander in Verbindung brachten, sodaß die gleichzeitige Entladung beider Rohre, hervorgerufen durch dasselbe Corp. des Rohre durchsetzte, erhalten wurden. B. u. K setzten ferner Schirme zwischen die beiden Rohre u. erhielten so eine einfache Methode z. Absorptionsmessung, derjenigen Corpuskel, die beide Rohre durchsetzte.

B. u. K publizierten 1929 ihre Ergebnisse. Die Arbeit er-

1) Durchdringungsf.

2) Unablenkbarkeit Nordlichter

Zählrohr

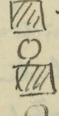
Bothe-Kolh

regte größtes Aufsehen, denn sie rüttelte an den Grundfesten der Deutung der U Ug-Str. usw. Die Intensitäten der 2 Höhenstrahlen wurden auf einem in dem Nebel Filmband registriert u. die Anzahl der Koinzidenzen ausgezählt. Sie fanden, daß die z. d. Koinzidenzen verminderte war, wenn ein 4·1 cm starker Bleiblock zwischen die Zähler gebracht wurde: $\mu = 3.10^{-3}\, g^{-1} cm^2$. Dies ist Abs. Koeff. ist nahezu gleich dem der für Ubr. gefunden wurde. ~~in der die Wahrscheinlichkeit~~ Bothe & Kolhörster

Es fragt sich nun, wodurch die Koinzidenzen ausgelöst sind. Es kann dies sein:

a) γ-Strahlung (I Ubr.)
β) β- " Sekundärstrahlung von γ
γ) β- " Korpuskular I Ubr

ad α) scheidet sich von selbst, da γ-Strahlung als solche nicht selbst ionisiert

ad β) Es müßte ein dem γ-Fall in I & II ein II-El. auslösen. Man kann die Wahrscheinlichkeit ausrechnen, daß dies geschieht $W < 0.1$ 
oder: die mittl. freie Weglänge eines γ-Str. gleichen 2 Compton x $\frac{1}{\mu} = 52$ cm Au = 90 cm Pb.

ad γ) Nachdem α, β erledigt sind, bleibt nun Ultra-γ-Str. ü.

Die Frage, ob Ubr. wirklich Korp.-Str. ist oder nicht, in nun ja, ob ganz oder nur z. T., ist, so wie die Dinge heute stehen, in dieser 2. Epoche des Höhenproblems.

Es gibt noch einen, auch nach B & K. Anhänger der Ug. Hypothese. Er Millikan's Regen., wenigstens, e I γ Prot-Charakter trotz e. El. erst in Atm. erzeugt werden.

Das beste Crucis zur Nachweis der Corp. Natur d. ganzen e I Corp. Natur e Ubr war die Entdeckung der Breitenstreuung, die aus der Tatsache der Ablenkung durch Ubr Corpuskeln im Erdfelde folgte. Das Erdfeld (magnet.) derselbe, wie Ebd. d. künstlichen magnetfelde bisher stets fehlgeschlagen hatten.

Skobelzyn 1929 hatte eine Arbeit veröffentlicht, "Über

Gelt in Reichsbank Be, Zimmer C, I, 7 ng.

Modifik.



(2) Skobelzyn Ubr.

Breitenstreuung

Ablenkungsvers. v. Schölper d. B & K. b. magnetisch. Feld 15. Feinke

14.

eine neue Art sehr schneller β-Strahlen in der er über WK. – Versuche mit starken magnetfeld β-Bahnen gearbeitet gefunden wurden. Endfeld ist (1300 T) viel schwächer, wirkt aber wegen seiner längeren Erstreckung viel nachhaltiger auf die Ultr. Teilchen als innere sodass nur wenige ganz große Ablenkungen ein. Theoret. eg. s. W.p. → Störungen Oberschüttler.

WK!

Über die ersten Versuche Clays schon gesprochen, die negativen Erg. über wogen damals (1927) Millikan & Cameron, Bothe Kolhörster 1930 (Reise n. Spitzbergen u. Hamburg 1930) V zahlreichen Rein Effekt. Heute wissen wir, daß Breiteneffekt ≈ 50° wellenlänge nachweisbar ist. Behounek, Nobile Expedition 1928 dergl. 1929 Clay Java – Genau 11% in Bonn Feb 1930. Millikan Pasadena – Kap Churchill (Canada) & Wilcken & Kew Grant fanden Keine Änderung.

B.K. interpret. Clays Res. 10–50° Expl. f. Ultr. Komp.

57367°

Co 23
Compt. 71.

Im Jahre 1931–34 entsandte Compton von Chikago aus 12 verschiedene Expeditionen, 80 Physiker, mit der Aufgabe, die genaue geogr. Verteilung über die Erde in versch. φ, h zu studieren. Als Ende, Lee, der Äquator wurde mehrmals überschritten. Alle waren mit gleichen Appa. (Ionisationskam., transportabel, mit Re-Normale) ausgerüstet. Diese hochbedeutsame Expd., die sich mit Amer. leichten Konnte, bestätigte Clays Erg. über jeden Zweifel.

Die Identität ist am gegen Äqu. am schwächsten, so wie es Stör. Th, e.g. als Strahl bestehend aus geladen Partikeln, die aus entfernten Interstellarräumen oder intergal. R. f e kommen. In magn. φ > 50° ist keine Änderung der I vorhanden. Abnahme gegen Äqu. 16%

In den Abb. sind die Compton-werte ●. Die anderen späten Beob. +O es sind dies i. a. Millikan Los Angeles – Peru, Hoerlin Hamburg – Feuerland, Clay (seine Reise 32) mit Steinke-Appa Bolivia. Übereinstimmung: 14% M. 10% Die Kurve der Isocosm. fällt genau mit geom. Breite zusammen u. nicht mit geogr. Breite & magnet Breite (eine Breite, die v. d. Anomalien d. Endfeldes abhängt), daher Ne.

nicht den erst in der Atm. schichten ausgelösten II Ubr., sondern den I Ubr. zuzuschreiben ist. Noch schärfer ist die II mit den Linien gleicher Polarisationshäufigkeit, was auf gleichartige Einmischung des Endfeldes schließen läßt. Aus der Kurve geht auch größere Intensität in W als in E hervor, entsprechend der stärkeren Feld in E.

Bezeichnend ist die Zunahme der UE mit der Höhe. In verschiedenen ≠ Höhen gemessen: (Mt. McKinley, Jungfrau, Telkamka i. Himalaya). γ Eff ist in gr. Höhe >. Die stärker ausgeprägt für weiche Strahl. In Seehöhe 15%; = 2000 m 22% = 4360 33%. Auch aus der Spitze für bestimmte Strahl. Flüge geht dies hervor: Die größte positive Co-Höhen-/Höhe/ 52° = λ. D. Cosyns Kontrastarke Schwankungen beob. dann ist der Piccard-Beller nach S abgetrieben wurde. Aus der Formel d. Abs. Verh. $\frac{Pol}{Ein} = \frac{100}{Pol+a}$. Wenn Photonen e überwiegt elektr. neutrale Komponente da sind, so können sie höchstens wenige % der I Ubr. ausmachen.

Ein anderes Hauptproblem, das in dieser 2. Periode zur allgem. Diskussion stand, war die Erstellung u. Analyse der Ubr.-Abs.-Kurve d. Ubr. oben u. Unter d. Lade u. Schlußfolgerungen daraus auf die nähere Zusammensetzung d. Strahl. (Art γ oder β's).

Analyse d. Abs.

Vor allem: Abs. Kurven! Was schon vor der β-Zeit gegeben? Z. d. Ex. an (Höhe) diverse Messungen auf Bergen, diese wenig geeignet, da Umgebungsstreu (Erdstr.) nicht stets eliminiert.

1) Kolh. u. Hess' Hochfahrten. 2.) 2. Stratosphärenflug Piccard u. (1932 6B)
3.) Pilotballon aufstiege Regener 7 km 66 52 3.) u. c. Ref. Zusch.: Pilotballon Clay u. Millikan; anmerken. Stratosphäre Lettle-Compton (20. 11. 33) Stephenson-Compton. 18.7 km bis Neu Ky gekommen.

größere Höhen

Höhen d. Ref. Expl. II 11. 11. 35. Stevens u. Anderson 23.7 km 72,395 ft 87.94

Diese Kurven sehen wie folgt aus: Bemerkenswert: Umbiegen in großen Höhen! Keine log. Form! Verschiedene Höhen, da in ihnen ≠ geogr. Breite.

I Versuche ∫ M u. weichen Str.

Abs. in Atm. gemischt aber wenig, die härtere Komp. herauszuschälen. Dazu geschwindigkeitsmessungen. da annahme von ausgelösten korrespondierenden Abwerfungen nicht

harte u. Strahlung!

verfügbar sind. Die gemessenen Tiefenkurven stammen von Regener; in München (1931) hat auch Clay in norwegischen Fjorden bis mehr große Tiefe gemessen.

Die Deutung dieser Messungsergebnisse wurde früher insbes. von Millikan & Regener unter dem Gesichtspkt. einer γ-Strahlung vorgenommen. Nach anfänglichen Versuchen, den Intensitätsverlauf durch ein einfaches Regener Ges. darzustellen, erkannte man, daß 3 Tatsachen das Schwächungsgesetz komplizieren:

- allseitiger Strahleneinfall
- Inhomogenität
- Auslösung v. II-Strahlg.

Dies erfordert die Anwendung einer best. Funktion Φ-Tiefe, z. Millikan ab 12/5 Berücksichtigung e Streustrahlg (Kulenkampff) Regener & Kramer analysierten nach dieser Weise ihre Tiefenkurven Lenz u. Luftkurven. Groß hat Methode angegeben, unter allerdings wesentlichen Voraussetzungen von allseitigen auf ⊥ Einfall zu reduzieren. Unter Voraussetzung von γ-Strahlg kann man die μ berechnen u. man findet 4 Komponenten. / Ausdrücklich angestellt, da noch 1934 immer davon Rede war! /

H_2	$= 0{\cdot}209 \cdot 10^{-3}$ Wasser $g\,cm^{-2}$	(Wasser) ist
H_1	$= 0{\cdot}75 \cdot 10^{-3}$	$(0{\cdot}21)$
W	$= 1{\cdot}6$	$(0{\cdot}79)$
W_1	$= (5{\cdot}2)$	—
W_2	$=$ —	$4{\cdot}6 \cdot 10^{-3}$
		$9{\cdot}6 \cdot 10^{-3}$

Eine Erklärung der Höhen-(Tiefen-Kurven) ist zuerst von Compton gegeben worden. Das Lenz u. Großsche Umrechnungsverfahren ist nämlich glücklicherweise unabh. v. d. Voraussetzung über die Natur der Strahlg. Die so umgerechneten Kurven zeigen sämtlich 1-2 Knickel. Diese repräsentieren die Reichweiten für bestimmte Teilchengruppen. Man kann nun die Reichweiten für α, p_R, ± 2 für jene Energie z. B., die zum Überwinden des Radfelds nötig ist, berechnen.

Co Hf.

Es zeigt sich, daß diese R. für α-Partikel es leichter, schon in der höchsten Schicht absorb. Anteil im wesentlichen entspr. Die zweite hähere Gruppe besteht nach den aus ± 2, i. e. ist noch eine dritte ganz hohe vorhanden, die wahrscheinlich aus Protonen besteht, was aber gewissen theoretischen Aussagen widerspricht. Versuche, sie aufzufinden, sind ziemlich ergebnislos verlaufen. Analyse der Teilchen zeigt nicht Komp. B u. C. A ev nicht mehr durch.

im Meeresniveau dominiert B, C

Ergänzung u. Bestätigung obiger Ansicht fließt aus den 1.) Beobachtungen von Anderson u., welche a. WK. zeigen, daß die energiereichen Ult.-Partikel im Meeresniveau u. in 1000 m aus fast gleichviel $\pm$ 1 mit leichtem Überwiegen an +. Hierbei handelt es sich in Komp. B. u. dies bestätigt die $\equiv$ V $\pm$ 2l.

1) Wilson-Kammer

2.) (Richtungsmessungen von Johnson, Alvarez, Rossi zeigen, daß) Als eine Konsequenz des Einflusses des Erdfeldes sieht die Theorie, daß + Teilchen mehr aus dem E + Teilchen aus dem W kommen müssen. Dies schon 1930 von Rossi erkannt aber vergeblich gesucht (Azimutheffekt.) 1933 gelang es Johnson, Alvarez u. a. diesen Effekt tatsächlich aufzufinden. Alle fanden ein Überwiegen der + a. d. West, d. h. Strahlung besteht zu überwiegenden Teile aus + Korpuskeln. E-W-Diff. nimmt mit geom. φ etc; Öffnung Appar. f. - Auch auf Zugspitze 1933 gemessen Ehmert. Rossi Benedetti in Eritrea. Ineinander V Intens. Appar. festgestellt. Nach der Ansicht Compton nur diese Überschuß Protonen. Aber ? noch offen, da pr. von allen in WK noch nicht identif. werden konnten.

2) Azimutheffekt

Wir kommen nun zur Aufg.: aus den analys. Komp. die Energien der einzelnen Komp. zu errechnen. Da über gehen die alte Deutung, die aus der Wilsonaufn.-Absorption folgt. Energieberechnung in den Anfängen eine Koinzidenzarbeit erst möglich geworden, seitdem Theorie f. d. Bremsung u. Streuung schneller Korp. Str. weiter entwickelt wurde. Bethe hat für schnelle

St. 105. Ref. Energie

bremsende Substanzen, für verschd. Korpuskeln α, e, p. Reichweite ∼ Energieverlust / Geschwindigkeit ausgerechnet. Berechnet man hieraus die Energie d. Strahls, die der Stärke bei 36 cm Hg (B) gibt, so folgt $1{,}2 \cdot 10^9$ eV. Da wird gilt f. Elektronen. Nach Bethe ist zu Bremsung eine Wasserschicht ∝ 200 m für ein Elektron 10^{11} eV nötig.

Eine andere Methode, die Energieverteilg zu untersuchen ist WK in Verbindung mit Magnetfeld. Sie eignet sich aber nur für kleine Energien; Bei > $5 \cdot 10^9$ ist die Krümmung schon so wenig von Gerade abweichend. – Auch ein Ablenk in Feld gg x und Eff.

GRf 106

Als abschließendes Ergebnis kann man feststellen, daß Ultr aus diskreten Korp. besteht, deren Energien zwischen $10^9 \div 10^{12}$ eV liegen. Die Hauptmasse mach in Glied und ± 2, in höheren nehmen relativ α, ganz stark voll. Pr. –

Damit 2. Hauptproblem behandelt, wir wenden uns zu 3 Fragen: die also vorliegen in 2. beantwortet. Wenn man arbeitet mit reichen Zahl durchweg, so findet man, daß sie sich gesetzmäßig, mit Wachsen wirkung gewinnen Ultr d. Natur besonders, mit der durch die auftreffende Ultr erzeugte Effekten.

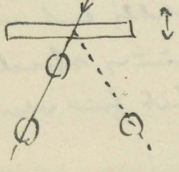
Ca H.

Diss. Lo. 1

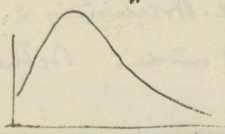
~~Es beschäftigt sich der größte Teil~~ Dieser Zweig der Forschung ist nicht jung. Schon 1927 hatte Hoffm. die Absorptionsanomalie, d.i. die abnormale Absorption bei geringen Schichtdicken, entdeckt. J. J. 1931 veröffentlichte Kurven von Schindler veröffentlicht.

Alle folgenden Arbeiten aber wurden nach Ionisations- sondern nach Zählrohrmethode vorgenommen, da diese allein gestattet, die II Strahlg allein zu beob. Als ersten hat Rossi 1931 die II Strahlg sehr eingehend studiert u. gefunden, daß die Effekte Vielf. Reihenweise einfach liegen u. II Eff war durch eine mehrfache Durchdringg erzeugt wurden, die beim Auftreffen der I Str auf Materie entsteht.

Koinzidenzkurve



Wird Schwächung vergr., so erhält man eine starke Verarmung der Koinzidenzen



Rossis Versuche wurden vielfach wiederholt so durch Fünfer, die wurde 3, wurden 4 (5) Rohre nahm. Von den viele anderen nun Hummel, Ackermann u.a. zu nennen.

Die Versuche gründet so gestaltet, daß Lage d. Max. die max Reichweite der II Stufen im Absorber (auslösen) darstellt, u. den nachherige Abfall der Abs. der erregenden Str. entspricht. Diese Erklärung konnte nun quantit. Grund nicht befriedigen. (~~Da entdeckte die Entdeckung der sog. „Schauer"~~ ~~in der WK.~~) [In die Zeit dieses Fortschritts (1933) fiel die stets weitergehende Anwendung d. WK. auf die Untersuchung der Ult. durch Skobelzyn, Anderson, Locher Blackett, Occhialini, Kinsey u.a.m. Während man sich ursprünglich nur mit Energiebestimmung befaßt hatte, Ablenkg. d. Teilchen im Magnetfeld, ging man, insbes. Anderson, daran, auch Wechselwirkg. mit Materie zu untersuchen. Bei einem solchen Untersuchung Anderson, hatte konnte in d. Kammer eine beträchtliche Anzahl 10-50% + Teilchen festgestellt. Anders. deutete ~~wurde das Positron entdeckt~~ sie vorerst als Protonen. Es kann aber bald durch Versuchen, bei denen diese Teilchen in Pb Platte durchdringen sind, zum Schluß (aus Energiebetr.), daß diese Teilchen nur die Elektronenmasse besitzen könnten. Eine Bestätigung dieses fundamentalen Befundes erfolgte gleich nachher durch Blackett u. Occh. Nach der von der Forscher vorgeschl. Modell vorstellg., die unmittelbar auf die Diracsche Theorie d. negat. Energiezustände zurückgeht, erfolgt die Entstehung eines Positron immer gleichzeitig mit der eines Negatrons, als sogen. Zwillingsbildg., beim Auftreffen eines Photons auf einen Kern. den Kern, dessen beim Zus. Stoß nicht genutzt werden muß, übernimmt der Energieüberschuß. Das Photon muß eine Mindestenergie von $2 m_0 c^2 = 1.10^6 eV$ H. Nach dieser Ansicht sind die Nebelspuren ausschließlich durch 1 El. hervorgerufen. (pr. nur in elementaren Fll.)

St. 2/120 WK.

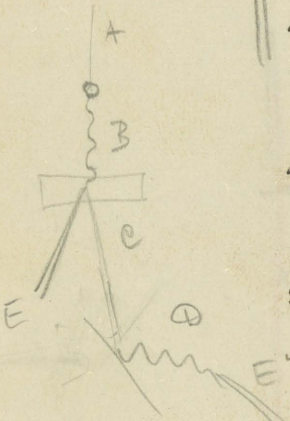
Positron

Zählerauslösg.

Es liegt im Wesen der WK.-M., daß mit ihr die Ukr. nicht Kontin.-gemessen werden kann, sondern nur die Verhältnisse in ein Kriterium (dK) übersetzt werden können. Da man sich aber die Ukr nicht etwa wie ein dichtes „Schneegestöber" vorstellen darf, sondern eher wie leichte vereinzelt fallende Tropfen (Häufigkeit 1 Tropfen alle (100 sec) 1½ u / cm²) so ist es ganz dem Zufall anheimgestellt, ob man bei der Expansion Spuren sieht oder nicht. Um die Verh. statistisch zu gestalten, wurde zuerst v. Laue / Scott-Smith (1931) eine Kombin. v. WKs / Koinzidenz geschaltet Zählrohren geschaffen, sodaß die WK durch Zählimpuls ausgelöst wird. Dann auf jede Expansion ein Ukr. sichtbar.

Auf solche WK pro wurden offenbar nicht nur einzelne Bahnen, sondern oft 10, 20, ja sogar über 80 gefund. (Absorber, worin mit primär Kanal Stoßbahnen!). Die diese „Schauer" hervorrufenden Teilchen sind ausschließlich ± El in gleicher Zahl. Diese Eff. ist charakterisiert durch das Vorhandensein eines oder mehrer Zentren, von denen die Strahlen ausgehen mit einer Δ. Jedes nicht in in Kanon, oft darunter, häufig aber auch darüber. Charakteristisch ist auch, daß höchst selten das ein den Schauer erregendes Korpuskel zu sehen ist. Die Amerikaner machten daher als erste die Annahme, daß die Schauer-erzeugende Strahlg selbst nicht ionisierend ist, u. zwar (s. Bau v. Nebr. v. Pht in Bär.) eine Photonenstrahlg ist. Diese Annahme hörte zahlreiche Diskussionen an, hat sich aber anderweitig als richtig erwiesen.

Im Hinblick auf diese Ergebnisse ist nun die Rossi-Kurve so zu deuten, daß die ∴ durch solche in WK beob. Schauer erzeugt werden. U. zwar hat man sich den Mechanismus folgender weise vorzustellen: 1 Ukr (A) trifft in Substanz v. hoher Ordnungszahl, durch Kernstoß wird ein Photonenstrahlg (B) erzeugt, die selbst nicht ionisiert,



u. stark absorbierbar ist; bei Absorption dieser (B) in Materie, wobei sie (s.o.!) mit Kernen in Wechselwirkung tritt, werden die Elektronengeschwindigkeiten erzeugt, die die ∴ erzeugen (C). Zur Erklärung der Rückstoßeffekte werden noch 2 weitere II Str. Arten angen.: durch die Zerfallsenergie wird γ Strahlung, einfache Bremsstrahlung erzeugt (D) die dann ihrerseits wieder als spez. zu wirken imstande ist u. neue Zerfallsenergie (E) erzeugt.

Dieses Kompliziertes, aber einleuchtende Schema wurde von 1½ Jahren von Geigers Tochter aufgestellt u. scheint weitgehend bestätigt durch Exper. v. Clay u.a. durch Filmaus. v. Wk.

D. Einleitung ist hiermit beendet. Über Ursprung der Strahlung wäre noch zu sprechen (ich will es an dieser Stelle nicht machen, denn wir wissen heute weniger als je. Damit sind wir in das Experiment eingedrungen u. ich möchte noch kurz erzählen, mit welchen Problemen sich die Kosm. Forschung gegenwärtig am meisten abgibt:

Es sind 2 Hauptgruppen:

a) Untersuchung der Eigenschaften d. Ukr

b) Unt. des Verhaltens mit Zerfällen d. Ukr. zu pff Wgg.

aa) 1) Unsere Eigenschaft hat noch immer die Frage des größten Interesses. Wir wissen nun sicher, daß Elektronen noch, aber von allen Pr.s eine auch α - noch nicht bewiesen.

2) Energieverteilung. Einzelmessungen gesichert wie Wk., die z.B. auch aus der Breitenaffekt zu berechnen u. Azimutaleff., Kernbes. theoret. Aufgaben.

3) Wechselwirkung mit Kernen $\frac{dE}{dx}$ / μ pff / w

4) Ursprung v. Strahl $\frac{dE}{dx}$ / $\frac{dE}{dt}$? u.d. Sternspitzen.

5) Ursprung ast. Str. ebenso ?

ab) 1) Als neues Werkzeug (analog α Teilchen, Proton ...) in Kernphysik. Entdeckung d. Positron. → el Ukr möglich

2) aus genaue Verteilung läßt sich über die Gestalt

des Endfeldes = größten Höhen etwas aussagen.
3) Die Gesetze der Elektrodynamik können in einem bisher unzugänglichen Gebiet überprüft werden.
4) Astronomie – Entstehung der Welt.
5) Biologie noch sehr wenig berührt. Vielleicht bei Entstehung der Arten Welt nicht ohne Einfluß. –

Ein ausgesprochen praktischen Zweck kann d. Welt.-Forschung heute noch nicht zugesprochen werden. Aber die Erfahrung, daß wiss. scheinbar abseitige Gebiete nicht selten in der Entwicklung jeder Technik die größte Bedeutung gewinnen: Zuerst kommt der reine Wissenschaftler, der das Neuland zu erschließen hat u. der aufzeigt, in wie weit es für den Praktiker auswertbar ist. Diese Erforschungsperiode ist notwendigerweise von langer oder kürzerer Dauer, je nach der Schwierigkeit bzw. Fruchtbarkeit des Gebiets. Aber blickt man in die Geschichte der Physik zurück, so wird man fast immer finden, daß die den Menschen natürlich weiter liefernde Einsichtigen ist kein wissenschaftl. Zufallsgebilde. Der größte Dank u. Anerkennung gebührt natürgemäß nicht demjenigen, der die Ergebnisse der wiss. Forschung in praktischen Leben trug.

(Vgl. 14.10.36.)

---

3. u. 4. Vorl.
22./10.36.

B. Teil.

Die Methoden zur Messung der Ultr.

Zur Unt. kommen 3 Meth. in Frage, die je nach dem Zwecke gewählt werden
1) die sie unmittelbar Ionisationskammer
2) das den Einzeleffekt nachweisende Fühlrohr
3) die den Einzelvorgang sichtbar machende Wilsonkammer.

1.) Die Ionisationskammer Methode.

Grundlage d. Messung

A.) Theorie.

Z. Messung wird ein geschl. Gefäß verwendet, Luftinhalt ist gemessen, Innenelektrode, isol. gehalten u. mit Elektrometer verbunden auf Spannung von einigen 100 V. (Bei die ersten Apparate) Zylinderform oder Kugelform. Gefäß muß groß sein, um

Zeichnung nachtragen!

Lüftigung zu ergänzen. Mit C Kapazität, $V_0 - V_t = \Delta V$ Spannungsverl. (abs. Strom) in Volt der Ladungsverlust pro sec. $\frac{C \Delta V}{\Delta t} \frac{1}{300}$ i.e. dies entspricht den Lüftigungsstrom in Gefäß. Mit q die gesamte Ionisierungsstärke, (ausgedr. in I) ε, so folgt:

$$q v \varepsilon = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$$

$$q = \frac{C}{300 \varepsilon v} \frac{\Delta V}{\Delta t}$$

Wodurch wird diese q ergänzt? Die in geschl. Gefäßen ergänzte Ionisation hat ihren Ursprung: z.T. wird sie von Strahlungen die von außen kommend das Gefäß durchsetzen, z.T. rührt sie v. den Gefäßwänden selbst her:

1) Ultrastrahlg	1·9 J
2) γ-Strahlg der radioakt. Substanzen i. Erdrinde	3·0 "
3) Luftstrahlung " " Luft	4·5 "
4) Eigenstrahlg.	(2-6) "
	Σ 13·4 J

davon sollen also nur $\sim \frac{1}{10}$ gemessen werden! Verhältnisse liegen ungünstig. Verbesserung:

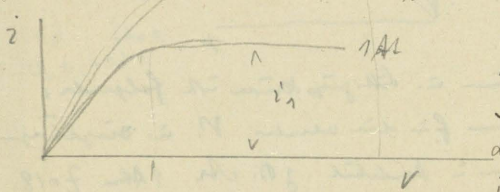
a) Alle andern Komp. eliminieren!
b) Sind Ultr. dann ergänzte Effekte/ vergrößern, auch durch entsprechende Apparatkonstruktionen!

Ionisation in Gas.

Bevor wir dies besprechen, müssen wir über Ionisation in Gasen einiges voraussenden.

Gesetz Hoffelder

Wenn man an eine Ionisationskammer Spg. anlegt, Kammer einer Ionis. Strahlg. exponiert & Strom bei var. V & Konst. Strahlg. q mißt, so erhält man die bekannte i/V Charakteristik:



Der anfängliche lineare Teil rührt daher, daß nur ein Teil der Ionen abgesaugt wird. Die Geschwindigkeit, die ihnen durch $\mathfrak{E}$ erteilt wird, ist zu gering als daß sie der Rekomb. durch Diffusion usw. entgehen könnten. Lage des ebenen Teils abh. von q. Bei geringen q schon bei kleiner Feldstärke Sättigung. Idealer Fall, natürlich 100% Sättg. Aber bei zyl. u Kugelf. Kammern recht hohe Spgen erforderlich:

$v = k \mathfrak{E}$

24.

z.B. Kugelf 2cm. Kasten 10 cm ϕ:

d	ℰ
4–5	6 V/cm
3–4	8·7 "
2–3	13·3 "
1–2	24 "
0–1	92 "

Untersuchung, ob Sättigung $\int_{Vr}$ e Charakter.

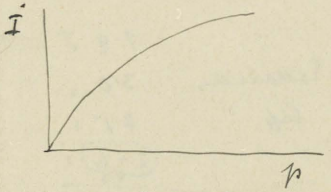
Im Innern vollständig 100% Sättigung
während gegen Rand ℰ ↓.

1. Q >
2. p >

Erklärung.

Wenn ich statt q Q nehme, wird Ion dichte > i. Sättigung schwerer erst bei > ℰ. Möglich, wenn p vergrößert wird! Hier wie jetzt I/p.

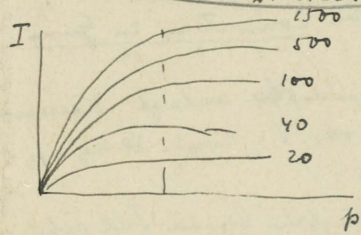
Man sollte ja annehmen, daß, solange R > d ist, die Ionis. linear mit dem p zunimmt, da ja Dichte > wird i. damit auch Zahl der Zusammenstöße >. Dann: Ionis. steigt langsam als p a.

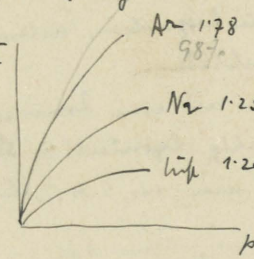


Die Erklärung für dies Verhalten ist folgende:
Sättigung definiert, hervorgerufen durch:
Ionisierung erfolgt in Kolonne, durch Feld wenden, bei wenn ℰ stark,
einige Ionen herausgezogen, die sich in Raum verteilen, bevor sie an Elektroden gelegen. Nun 2 Möglichkeiten d. Wiedervereinigung
a) in Kolonne
b) in Raum: hier gilt das quadrat. Wiedervereinigungsgesetz: $-\alpha n^2 + q$

Die Form der Druckkurve ist abhängig von 1) Spannung, bei der sie fast horizontal Sättigungswert, daher höher 2) Natur des Gases. In dichten Gasen größere Ionisierung. Typ. ein Nullpunkt verhalten sich wie die Dichten p.

$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2$ Druckkurve





CO_2 1·53
1·38
0·97

Ar 50 Atm
1 Atm 67·0 x
1·60 x; 1 Atm Luft

Der Zusammenhang zwischen Druckkurve u. Sättigungskurve ist folgender:
für p = const. I Werte entnommen f = die neuen V. u. eingetragen.
Genau: Typ. wie Zahl der Elektronen i Molekül z.B. Ar 1 Atm Z = 18

Luft $0·2 \cdot 8.2 = 3·2$ O_2
$0·8 \cdot 7·1 = 11·2$ N_2
$14·4$

$\frac{18}{14·4} = 1·25$ | CO_2 Luft: $6+16 = \frac{22}{14·4} = 1·53$

Kann Expp. 10 atm CO_2 5·97

Wichtig f. d. praktische Ausführung ist:
1.) Effekt vergrößert durch Druckerniedrigung, aber nicht pp., sondern wenigen wird, muß experimentell bestimmt werden: I–P-Kurve für jeden Apparat!

Faktor, mit dem $\gamma \cdot x$: Verstärkungsfaktor.

2.) Durch Wahl geeigneten Gases (hoher Elektronenzahl!) besonders große Effekte erzielbar!

3.) 100% Lichtausbeute schon schwer, bes. bei höheren Drücken erreichbar.
in praxi: Verdoppelung der Spg. nötig für 1% größere Lichtausbeute.
Dies erforderlich, damit Unabh. von Spgsänderungen i. Zeitintervall.
am besten nicht zu große Drücke diesseits des Max. Dies durch R herzustellen (s. oben!)

4.) Form der Kurve ist, wie begreiflich aus der Ableitung, daher auch wichtig, daß Apparate $D = \text{const.}$ Res. hängt mit Beweglichkeitsgrößen u. diese mit D!

Nun wieder zum Ursprung!

ad 1) Alle Effekte, die Ursprung überlagert sind, auszuschalten bzw herabzudrücken.
α) Rückgang
β) Umg.-Strahlung.

ad α) Rückgang ist verursacht durch Wandstoß α, β, γ. Rückgang.
War bes. am Anfang eine große Sorge! $\beta\gamma$, macht wenig aus, da die spezif. Ionisierung gering ist. Wohl aber die α-Strahlung. P_0. 1α $R \doteq 6$ cm, bildet somit gänzlich innerhalb des Gefäßes ca. 10^5 Ionenpaare. Böse ist, daß dieser Vorgang der α-Strahl einmalig nicht zeitlich konstant bleibt, sondern statistischen Schwankungen unterworfen ist, sodaß Stromschwankungen vorgetäuscht werden können.

$$Z = \frac{3600 \cdot J_0 v}{10^5}$$

$J_0 v$ ... Zahl d. Ion/sec $\doteq ?\,\mu$
$3600 J_0 v$ ... " " /h

z.B. $J_0 = 2\,J$ $\quad v = 4000$ cm

$$Z = \frac{3600 \cdot 4 \cdot 10^3 \cdot 2}{10^5} = 8.3 \cdot 6 \cdot 10 = \underline{288}\ \alpha\text{-Teilchen/h}.$$

Nun ist der mittl. Schwankung $\frac{1}{\sqrt{Z}}$ u. die absol.

$$\sqrt{Z} = \sqrt{288} \doteq 17$$

was einer Stromschwankung von $\frac{17}{288} \cdot 2 = \underline{0.12\,J}$ entspricht.

2J 6%.
Bestimmung d. Rückg.

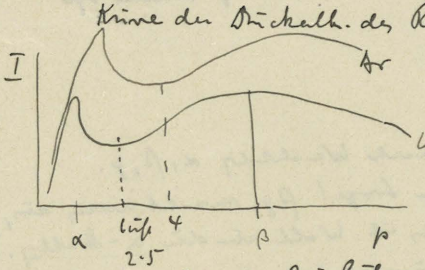
Wie kann dieser Rückgang, dessen Ursprung an Ort erfolgt, wo Ursprungsstrahlung $\doteq 0$ sind (Bergwerk hinter Bergen oder Wasserkuppe) herabgedrückt werden?

1) Ursprüngliche Elektrolyt. Verzinkung, Auskleidung mit Papier usw. Unter 2 J nicht möglich.

2) Netzmethode Hoffmanns. Fernhaltung der α Teilchen der Wand vom eigentlichen Ionisationsraum durch Einbau eines Netzes. Grad, daß Fläche des Netzes ≤ Wandfläche ist u. Netz aus dünnem ... β, γ werden net. nicht abgehalten. Distanz des Netzes ≧ R und Netz ist + aufgeladen z. Abhaltg der Teilchen, Wand geerdet: Eigentlicher Ionis Raum = wirksames Volumen. Nachteile: große Dimensionen des Appr. Wirks. Vol. nicht leicht zu bestimmen.

3) Es ergibt sich nun eben, daß Netz überflüssig wird, wenn man höhere Drücke anwendet. Reichweite wird verringert: bei 4-5 atü ca 2 cm. u. Recomb. innerhalb der Kolonne gegen Fehlerquellen außerordentlich groß, um Fehl auszuschalten.

Kurve der Druckabh. der Ionisation sieht wie folgt aus:



Ion. Kammer wird folgt gestaltet:
Im Vakuum ist $R_\alpha > d$ (ρ)
Bei steigendem Druck kann nun die gesamte Weglänge zur Ionisation ausgenutzt werden, dann der Ausfall. Bei hohen Drücken macht sich Kolonnenabh. bemerkbar, die ℓ reicht zur Sättigung nicht mehr aus. – Bei Ar liegt alles noch höher im Druck zu verlegen.

Praxis: 1) Kein Drahtnetz.
2) Füllung des Appr. mit Druck
3) Beachtung, daß $I_0 = f(p)$ ist!
4) Kurve abh. v. Form des Gefäßes.

Auf diese Weise $I_0 \sim 0{\cdot}10$ J. Wird heute nicht gar zu viel auch bestimmt, weil es nicht auf Absolutwert ankommt.

Panzer. (ab 25.10.26)

αβ) Abschirmung der Umgebungsstrahlg Panzerung! Dies ist auch deshalb erforderlich, weil Umg Str. Schwankungen aufweist.

Es handelt sich um die Fernhaltg der γ Strahlen. αβ Str. werden schon in dickeren Gefäßwänden zurückgehalten. Wirkg. der γ Strahlen kann gewisse beträchtliche sein. Bodenstrahlg im Freien ergab max. 8·2 J, mittel 4·4 J, Sediment max. 5·0 mittel 2·5 J. Strahlg setzt sich zusammen aus RaC usw

Kes Nil. 106 ff

allerm. übrige Kl. e Ra-Reihe spielen nur untergeordnete Rolle.
Ac 3% von Ra. Th-Fam. K: nicht zu unterschätzen. In K und Böden bis zu 2 J alle diese K. $(\mu/\rho)_K = 0.025\ cm^2 g^{-1}$ $11.4 = 0.51$

$(\mu/\rho)_{RaC} = 0.045$ "

Abs. Koeff. (20 cm).

Es gilt also, diese Strahlen abzuschirmen. Blei wegen großer Dichte beste Absorber! Verlangt werde, auf 1%! Dann gilt:

$\frac{I_d}{} = \frac{I_0}{100} = I_0 e^{-\mu d}$ $\quad (\mu_{Pb} = 0.57\ cm^{-1}$ (Mittelwert)

$lg(10^{-2}) = -\mu d$

$4.60 = \mu d$

$d_{100} = \frac{4.60}{0.57} = 9.0$ cm Pb. ; $d_{1000} = \frac{6.9}{0.51} = 13.5$ cm Pb.

Betrachten nun Verhältnisse am Kan!

2. Zimmer ... $8.11\ J =$
1. Rasenstr. $9.58\ J = q_0 + q_c + q_u$
3. } Sockel 7.83 } $= q_0 + q_c + q_u'$
4. " i.P. 6.50 }
ab offen $= q_0 + q_c$

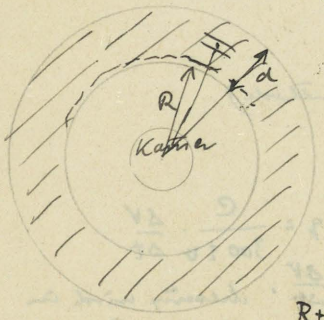
$q_0 = 2.88\ J$

$q_u = 1.33 \approx 2\ J$

Absorbiert 9 cm Pb noch 20 mJ
Und hinter 10 cm Pb + 7 cm Fe $\sim$ 15 cm Pb < 0.002 J. (7 cm Fe $\sim$ 5 cm Pb)

Hess Nr. 5 u. 6. Vol Koffer. 9, 10, Pb.

Es fragt sich aber, ob die Aktivität des Th-Ganges nicht von Einfluß ist. Überlegen wir uns, wie die Wirkung einer Ra-haltigen Bank auf Apparat wäre. Wir beschränken uns auf den genannten spez. Fall. Um die in Luft gebildete Ionisation zu bekommen ist von R bis R+d ein Th Gang gelegt.



Die Ra-Conc. im Gang sei Konstant ρ. Es entsende γ stets μ_{Pb}. Die Wirkung dieser Bank sei, wenn wir die Wirkung eines Elementes $\int_{R}^{R+d}$:

$$q_\gamma = K \cdot 4\pi \int_{r=R}^{R+d} r^2 \cdot dr \cdot \frac{\rho}{r^2} e^{-\mu(r-R)}$$

$\int dv \cdot \rho$

$$\int_R^{R+d} e^{-\mu(r-R)}\, dr = -\frac{1}{\mu} e^{-\mu(r-R)} \Big|_R^{R+d} = -\frac{1}{\mu} e^{-\mu d} + \frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu}(1 - e^{-\mu d})$$

also $q = \frac{4\pi K \varrho}{\mu}(1 - e^{-\mu d})$

K ist eine Konstante, die angibt, wie groß die Zahl der Ionen ist, die durch 1 g Ra in 1 cm/sec Entfernung erzeugt werden. D. i. die „Ewesche" Konstante. $K = 4{\cdot}30 \cdot 10^9$. In Vakuum den Kleinen als in Strahlungsapp., die in Strahlen II U. frei gemacht werden: $6 \cdot 10^9$ J.

Welcher Wert für ϱ ist nun einzusetzen? Da liegen alle Angaben vor, die für Pb 10^{-13} g Ra/g Pb. Nach einem Autor. für Kapazitäten der Kleinen angeben, nämlich $2 \cdot 9 \cdot 10^{-14}$ g Ra/g Pb. (= s) Auf Kongress. hingewiesen. ϱ = Gehalt pro 1 cm³ g/gr Pb einzusetzen 1 cm³ wiegt $\frac{1}{d}$ gr; Wenn 1 cm³ ϱ enthält, so enthält 1 gr $s = \frac{\varrho}{d}$ Ra

also:

$$q = \frac{4\pi K \varrho d}{\mu}(1 - e^{-\mu d}) = \frac{12{\cdot}6 \cdot 6 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^{-14} \cdot 11{\cdot}4}{0{\cdot}57}\underbrace{(1 - e^{-0{\cdot}5 \cdot 70})}_{0{\cdot}00667}$$

$$q = \frac{25{\cdot}8 \cdot 10^{-2}}{0{\cdot}57} = 5 \cdot 10^{-2} \doteq \underline{\underline{50 \text{ mJ}}}$$

Bei einer Gesamtintensität von ca 2·5 J (im Panzer) sind die 0·05 J 2%. Außer Schwächung des Restgases, der ja 0·100 J ist. Wir haben nun Pb-Panzer noch Fe-Panzer zum angebracht, da ja ein Pb-Atom wenig Ra enthält. (Auch Compton bringt immerhin Pb noch Fe an!). Schwächung d. Ultr. nun nicht.

Durch Herabdrückung des Restgases i. Absaugung der U U Strahlung q_c allein übrig!

Nun kann man noch Effekt der Ultr im Apparat vergrößern. Das kann man erreichen durch:

1) kleine Kapazität
2) Empfindlichkeitssteigerung (Aufladeelektrode)
3) Vergrößerung des wirksamen Volumens
4) Überdruck i. Appg.

ad 1) Kapazität.

Die Formel z. Berechnung der Ionis $q = \frac{C}{300 \varepsilon v} \cdot \frac{\Delta V}{\Delta t}$

Was ich beob. als Wirkg d. Ultr ist $\frac{\Delta V}{\Delta t}$. Messung wird um so genau, je größer dieser Wert ist. Unter den Größen die in der Formel vorkommen, sind der Veränderung zugänglich

C u. v. Je kleiner C, je größer V, desto größer bei gleichbleibender q wird $\frac{\Delta V}{\Delta t}$.

Man hat bei den App. bes. alter Type die Kapazität durch Anwendung der Kugelform, des Elektrolyten gleichgültig als Zahl Kugeln (Quecksilbertropfen) zu bestimmen, die C < 1 cm, auch oft mit Bruchteil gegen 0,35 cm klein.

Natürlich macht Bestimmung so kleiner C Schwierigkeiten. Die üblichen Normale z.B. Kugel 35 cm, Würfel 20 cm: $\frac{1}{100}$!
Es sind eine Reihe von Spezialmethoden ausgearbeitet worden:

1) Hess Kenntnis der Kapazität ist von höchster Wichtigkeit, wenn es sich um die absolute Größe der Strahlung handelt. Schlechte Übereinstimmung älterer Angaben von Wulf. Hess-Reiß
Grundgedanke der Hess-M. ist, daß bei konstanter Ionisierung die Ionisationsmenge im Gefäß gleich bleibt, aber $\frac{\Delta V}{\Delta t}$ umgekehrt proportional C ist. Ferner, daß bei angebrachter Sonde die Kapazität mit Wulf. Kond. ermittelt werden kann.

Es sei $i_0 = c w_1$ die durch Ks C erzeugte Stromstärke
$(w_1 = \left(\frac{\Delta V}{\Delta t}\right))$ bei S_{ab}
$i_0 < i_0' = C w_2$ " bei S_{an}
(>, da 2. Isolator)

Nun bringt man Rad. in Nähe u. beob. wieder 2x:

$$\begin{aligned} i + i_0 &= c w_3 \\ i + i_0' &= C w_4 \end{aligned}$$

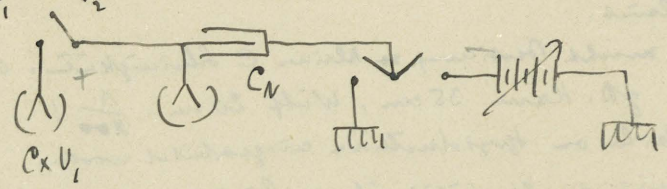
Durch Subtraktion erhält man:

$$\left.\begin{aligned} i &= c(w_3 - w_1) \\ i &= C(w_4 - w_2) \end{aligned}\right\} \quad c = C\,\frac{w_4 - w_2}{w_3 - w_1}$$

2) Clay. Universell anwendbare Methode. Setzt allerdings den Besitz eines Normalkond. von der Größenordnung der zu messenden C voraus, bzw. dessen Eichung.

Das System, dessen Cx gemessen werden soll, wird auf V_1 aufgeladen. Dann wird Sonde abgeleitet u. geerdet u. ist Hilfselektrd. verbunden, das seinerseits wieder durch

mit C_N in Verbindung steht. Andere Belegung des C_N ist geerdet. (2): Endung des C_N abgehoben u. Sam. Dann gibt $Q_1 = C_x V_1$ auf Innenrohr über. (3): C_N verbindet mit Batterie, u. auf Innenrohr $-Q_2 = C_N V_2$ aufgeprägt. $Q_1 = -Q_2$, wenn Hilfselektr. kein Ausgleich gibt.



Genauigkeit 1‰. Clay gibt auch Normalkond. kl. c an!

Volumenempf.

Als 2. Variable Konstant des Volumen in Betracht. Vergrößt! Transportable Appp. 4 l bei Compton u Millikan um Regen Stativapp 2 l. Dafür höher Druck. Anders bei Labor Appp. Steinke 22·6 l; Hessenmüller ca 30 l. Gestell f Appp. Ust. 500 l. (188 cm l, 60 cm ⌀). In letzt Fall ist bei c = 35 cm in 2 J $2 = \frac{35}{200 \cdot 3.6 \cdot 10^3 \cdot 4 \cdot 8 \cdot 10^{10}} \cdot \frac{(\Delta V/\Delta t)_4}{5 \cdot 10^5}$

$(\Delta V/\Delta t)_4 = 14{\cdot}4$ Volt/4 bei Normdruck.
während bei alt Roth. Appp. 13 Volt/4 L! Hohe Spgn.!

alter Roth: für 2 J: 12 V/4
Gestell: ~~12 · 0·35~~ / 35 · $\frac{5 \cdot 10^5}{5 \cdot 10^3}$ = 12

Vergrößerung des Volumens bedingt aber auch Verg. der Meßgenauigkeit aus statist. Gründen: Häufigkeit d Impulse alle 100 sec 1/cm². Die rein statistischen Schwankungen kommen die um so kleiner werden, je größer die Fläche ist. Daher auch horizontale Lagerung der Appp. Bei Vol-Kästen im Meeresniveau 0·7% d. durch Ultr. hervorgerufen Ionisation.

$\varepsilon = c \cdot \frac{1}{F}$

für Steinke-Kammer:

$\frac{\varepsilon_{II}}{\varepsilon_{I}} = \frac{490}{1250} \doteq \frac{1}{2{\cdot}5}$

(Vom theoret. Standpkt. aus ist die Kammerdimension insofern Genüge gesetzt, als sie nicht größer sein soll als die Reichweite der Korpuskel)

Empfindlichkeits-Steigerung. (Auflade-Meth.)

$\frac{\Delta V}{\Delta t}$ ist möglichst genau zu messen! Wenn Entlade-Methode angewandt, muß stets V ≈ 200 V (≈ 4 l Kammer) sein. Spgs. Änderung z.B. 10 V, so, damit 1/10 V, schon 1/2 ‰ Ablesegenauigkeit. Damit also ΔV auf 1% genau, 1/2 ‰ der Instrum.

Daher viel Vorteilhafter Auflade Methode, denn da wird Ballast der Flüssigs.-Gefäßwdg. nicht mitgeschleppt. Hier liegt die hohe Spannung am Netz oder an der Gefäßwand. Der Elk. muß außerhalb der Kammer angebracht werden. Es kann nun ein hochempfindl. Elektroden-Instrument mit Hilfsspannung verwendet werden. Es liegt für Beginn der Messg. an Erde, erhält aber dann durch das Teilchen die v.d. Strahlg erzeugten Ionen, wodurch es sich um geringe Beträge, meist einige V/4 auflädt. Diese Wert kann dann äußerst exakt gemessen werden. Allerdings geht dabei der Vorteil geringer Kapazität u. großer Einfachheit verloren. Mehrere Batterien erforderlich Elk. empfindlicher. Vorteil: Isolatoren werden praktisch nur wenig beansprucht.

ad 4) Eines d. wirksamsten u. heute allgem. angewandten Verf. ist eben die Füllung der Kammer mit Überdruck. Der Effekt wächst zwar, wie wir sahen, wegen Mangel an Sättigung nicht wie theoret. zu erwarten wäre, ~~mit~~ dem Drucke, sondern langsamer Immerhin aber ist der Effekt recht erheblich. z.B. für die Verhältnisse bei Steinke-Typ. CO_2 10 atü ca 7. In frühen Zeiten ging man mit den Drücken bis gegen 100 atü, verwendete kleine Gefäße um sie transportabel zu machen u. dadurch große Werte zu erhalten. Aber bei so hohen Werten Komplikationen! Heute 10; nur einzelne 50. Auch Strahlungsapp. alle mit Überdruck.

Überdruck.

Die Natur des Gases ist nicht gleichgültig. Es gibt, die in ihm rel. bis zu hohen Drücken Sättigung herrscht, guten Effekt. N_2 desgleichen. Bei CO_2 sind die Sättigungsverh. ungünstiges. Neben Erhöhung der U Str. auch noch mit einem erzielt eine Verminderung des Restganges! In dieser Beziehung ist aber CO_2 am günstigsten.

67 x Lüft.

Selbstverständlich sind bei Ionis.-Meth. eine Reihe von Fehlerquellen zu berücksichtigen. Sprechen nicht von groben Fehlern, die in unrichtiger Schaltung oder Schaltg. der Apparate liegen können, sondern im prinzipiellen Sinne:

Fehlerquellen.

a) Isolation.
b) Temperatur.

Isolationsfehler

ad a) bes. bei Ionisations-Meth. sind Isol.-Fehler in Betracht zu ziehen. Bei älteren Wilf.-typ. Konnte ein Zylinder über Hydr. i. Isol. gestützt werden, wodurch der Ionisationsraum abgeschlossen war u. beim Stützpunkt gemessen werden konnte. Heute nützt man Isol. am genauesten bei evakuierten Gefäß.

Überlegen wir uns, wieviel der Isol.-Verlust ausmachen kann. Theoretisch ist d. Fall, wie er etwa bei Kolh.-Strahlgefäßen verwirklicht ist. Als Isolator dient dort ein 4 cm langer gebogener Quarzstab. Die Isolationseigenschaften des Quarzes sind genau bekannt. Wir haben zu unterscheiden zwischen Volum- u. Oberfl.-Widerstand! U. zwar verstehen wir unter „spezifischem Oberfl.-Wid." ρ_o den Widerstand der Oberfläche eines Viereckes, dessen Kanten 1 cm lang sind u. unter „spez. Volum-Wid." ρ_v Wid. des Volum eines Würfels.

Schütze

Der gesamte, hier gemeinte „spez. Isol.-Wid." ρ ist dann da die Teilwid. als || geschaltet betrachtet werden können:

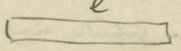
$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_{o/4}} + \frac{1}{\rho_v} \; ; \qquad \rho = \frac{\rho_o \rho_v}{\rho_o + \rho_v \cdot 4}$$

ρ Wid. eines Quarzw. von 1 cm²

Der Isol.-Widerstand eines zylindrischen Stabes wäre demnach

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_o} + \frac{1}{R_v}$$

$$R_o = \rho_o \frac{l}{2r\pi}$$



$$R_v = \rho_v \frac{l}{\pi r^2}$$

$$R = \frac{\rho_o \frac{l}{2\pi r} \cdot \rho_v \frac{l}{\pi r^2}}{\rho_o \frac{l}{2\pi r} + \rho_v \frac{l}{\pi r^2}}$$

ρ_{Quarz} ist nun $= 0{\cdot}5 - 1 \cdot 10^{20}$ Ωcm für 20° i. absol. Trockenheit (Na). Es ist da nicht bekannt, welchen Anteil Oberfl.-Vol.-Wid. hat. Man kann also verschiedene Anm. von $\frac{\rho_o}{\rho_v}$ von $+\infty$ bis $\frac{1}{\infty}$ R berechnen i. erhält so für den günstigsten Fall $\rho_o/\rho_v = \frac{1}{\infty}$ für $l = 4$ cm $2r = 3$ cm. bei $V = 200$ Volt $i = 0{\cdot}25 \cdot 10^{-18}$ Amp.

In welchen Größenverhältnissen steht dieser Strom zu Ionis.-Strom?

Für Appar. v. 4000 cm³ Normaldruck bei $q = 3\,\gamma$

9.

erhält man $1 \cdot 9 \cdot 10^{15}$. Also etwa 10.000 : 1. Hier keine Gefahr. Aber anders, wenn wir Ionisationsmessungen betrachten.
$\Delta q = 10\,mJ$: $\Delta i = 6 \cdot 3 \cdot 10^{-18}$. Nun 20 : 1. Bessere Verhältnisse günstiger!

Praxis: zu Absolutmessungen eignen sich solche Instr. Millikan!
Appp. schon (z.B. Regen!) zu Absolutmessung.
Nicht aber zu Schwankungsmessungen. Hierfür ausschließlich Aufladeapp.

Kompensationsapparate:

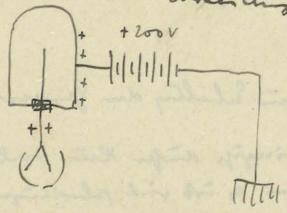
Bei Aufladeapp. beträgt Beanspruchung der Isol. nur wenige Volt: aber auch bei 10V wäre für unsern Fall $i = 0 \cdot 012 \cdot 10^{-18}$ Amp. Nun aber Isol. vor jeder Beanspruchung frei zu halten. Können die klein auf Zehntel Skalenteile sitzende Ladungsänderungen durch besondere Vorrichtung noch kompensiert werden. Hüttel

Solche Appp. sind zwar wesentlich unempfindlicher, wie ab. Labor. Appp. möglich, besitzen aber auch merklich höhere Genauigkeit.
Es werden verschiedene Verfahren ausgearbeitet u.a.:
1) Ruckweise Kompensation, stufenweise
2) Kontinuierliche Komp. mit Schleifkontakt
3) Variable Kondensatoren
4) Nullpunkt-Methode.
5) Differentialapparate.

entweder ändert sich auf Zeigerelektr. gleich große oder entgegengesetzt Ladung gebracht

ad 1) Prinzip der Kompensation ist folgendes: Durch Änderung der Spannung am Ionisationsgefäß, oder durch Anlegen an ein Appendix an ein vorher geerdetes Kondensatorsystem (Hilfskondensator) wird auf Zeigersystem eine Ladung entgegengesetzten Vorzeichens aufgebracht $+Q = -Q$, sodaß die Zeigerstellung bleibt u. nun kleine Abweichungen gemessen werden.

Also z.B.:

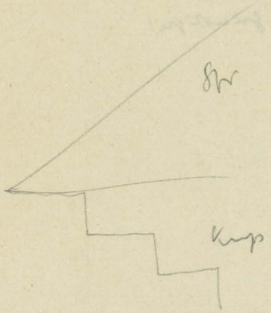


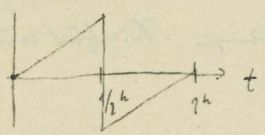
Wenn die Wanderung nun plötzlich in ca 10 Volt erreicht wird, wird auf Zeigersystem $-Q = C \cdot 10$ Volt aufgebracht.

Diese Methode nicht sehr üblich, da für Wand meist feste Potentiale Null-El. benützt werden u. den, auch Änderungen der Teilung möglich sind.

Besser ein eigener Infl. Kondensator!

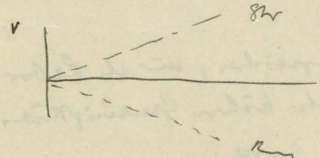
Rückweise Kompensation in verschl. Intervallen. z.B. Kar 1 Minute. – Bei erster Appr. wurde nach der Hilfte d. Beob. Zeit auf die Platte eine so große Gegenladg infl., daß am Ende Pot = 0 war.





Am Kar rückweise Komps. mit Hilfe eines von einer Uhr betätigten Kontakts.

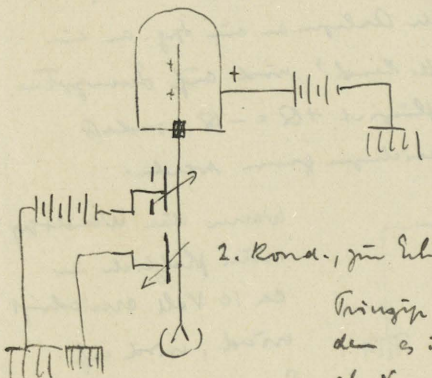
ad 2) Kontinuierliche Komps. bei Hoffman-Appp.
Spaltteilen ausgeführt als Walze rotiert mit Schleifkontakt
Antrieb der Walze mit kontr. elektr. Synchronmotor,
St in der Minute



ad 3) Steinke hat Kond. beinst. Die Komps-Ladung wird / Störungsfg. Änderung ~~wird nicht durch~~ an fester Infl. Kond. bewirkt, sondern es liegt ein Drehkond. a ein festes Potential u. i[illegible] durch die Kapazitätsänderung die nötige Ladg. auf das System. Also genau umgek. wie früher.

Gabrell

Fr. C = const Jetzt C = var
V = var. V = const.

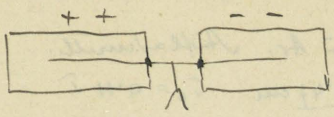


Prinzip dieser Kurve viel nachgemacht wurde, denn es ist viel schwieriger, Var. C zu erzeugen als V.

7/8 Kar. 5.III.36.

$Q = C \cdot V$

~~ad 4)~~ Differentialappp. Eine völlig automatisch arbeitende Vollkomps. Appr. erfüllt nur durch Anwendung des Diff. Prinzips. 2 Kammern, entgegengesetzt geladen. Die beiden

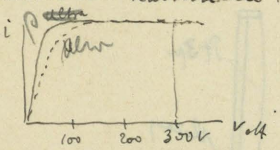


Kammern stehen unter Einfluß derselben Strahlg. stehen, so werden in ihnen Ladgn gleicher Größe aber entgg. Vorz. gebildet, die sich kompensieren.

Man kann nun die eine Kammer ganz z. erhält so im Elektr. die Mehrwirkung für die 1. Kammer ...

ad 5) Comptons U-Komp.

Weiterentwicklg dieses Gedankens. Ist die modernste Appa. Die eine Kammer wird nicht von Natr., sondern regelbaren U-β-Strahlg. ionisiert. Kammern sind entgegengs. aufgeladen. Komp. Kammer ist in Kaskade angeordnet.



Vorteile: ...

Nachteile: ...

Ausschalt. des Isol.-Ionenfehlers weitgehendst möglich.

Andere Fehler ist Temperaturabhängig.

1) Einfluß auf Füllgas. Druckkurve ist D-Abh.! Da die Füllgas f(D) ist. Bei hoher Temp. Bei Compton-Appa. diesen Fehler automat. Komp.

2) Einfluß auf die Apparatur; bes. bei komplizierten Kompensationsanordngn. Batterien mit Normalelem., Meßinstrum., Widerstände usw. Appa. in D-Kurs. Resistanz der Platten usw.

Beschreibung einzelner Apparattypen.

1.) Kolhörster-Strahler. (im Naturw. zeigen!) Photogr. Registr! a) ohne Komp. b) mit "

3.) Neb-Topf. (zeigen!)

2.) Millikan-Nöher (Kolh. in moderner Form!)

2a) Compton

3) Regener

4.) Steinke-Appa. (zeigen!)

5.) Compton-Appa.

6.) Große Pforte-Messerschmidt.

A) Entlade Methode

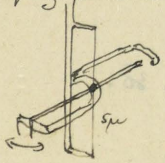
B) Aufladde M
a) ohne Komp.
b) mit Komp

---

ad 2) Millikan-Nöhers world wide ray-electrosk.

nun 15cm ϕ transport! Ist nicht zu schwer. 30 atü Ar. C = 0·43 cm

Spez. Elektrometersyst. aus Quarz vergoldet, vibrationsfrei photogr. Registr.



Ifw 28.10.36.

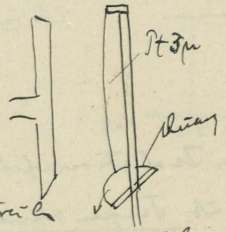
2a) Compton-Kopfich.

Stahlkugel 10cm Ø 425cm³ 30atü Ar. Aufladeventil.
Lindemann El. 200 Pkt/V. $c = 13.47$ cm $J_0 = 0.11$ J

3.) Regener. genaueste Appp. e Entl. Type. 1‰ e Ionis in 2s C
Ofen gußeiserner Kessel, abschraubb. z. Plattenwechsel u. Ulm aufgeh.
33.5 l, innen elektrolyt versilbert, CO_2 30 Atm.

Elektrometer eigene Konstruktion:

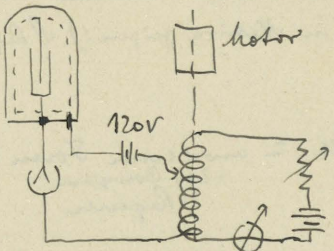
Quarzfügel m. unten drehbar
u. so Einstellg d. Empfindl.
Gegenel. sorgt für Linear.
ohne Gegenelektrode mündl.
Ablesung der Empf. bei großen
Ausschlägen, da dann praktisch
Kraft des Quarzfügels >. Bei Ausw. a. Schneider nächst Ol y.



Regist.: Heizungsgalvo des Fa. C Hartgr.
Vorteile: Appp. bleibt 1 Ca 8 Tage. Bau d. Fehler überall Schutz. t ≫.
dünne Verwendg. anderer Optik.

4.) Netz-Topf zeigen!
5.) Steinke-Appp.
6) Pforte-Messenschmidt Hoffmann.
Vollkommenste Netz-Komp.-Voll.-Appp. Netz
30 l Inhalt; wirksame Vol. 24.5 l. Wulf-Einfaden Elm.

Schaltbild:



Wechselstrom eingeregelt
auf 1‰ Komp.

Kalibrierter Widerstandsdraht
auf Serpentin-Walze
Pt-Kontakte 1 U/min

Schaltuhr hat zu tun:
1.) Antrieb der Komp.-Walze
2.) 3x/min Synchronisierung des Antriebs
3.) Erdung der Elm.
4.) Umschaltung der Spg an Komp.-Walze
5.) " d. Drehsinnes der Walzenmotors
6.) " d. Stöße der Kontakt-Walze
7.) Entladg.

Nähere Ang. siehe bei Pforte Zs f. Phys. 65, 92. 30.
$J_0 = 0.03$ J.

7.) Compton-~~Hoffixt~~ Wollan-Appp. (Rev. of Sc. Instr. 5, 415. 34)

Kugelf. Stahl 19·3 l Inhalt, Rein Nitz, Ceresin Belag, Cu Folie
Lindemann-Elk. - Komp. Vorrichtg bereits besprochen. 50 atü Ar

Vorteile: Unabh. v. Schwankgen des Drucks, Temperatur u. Batterie
besseres Vak. dadch erreicht, daß 650 V über Widerstd
geschlossen sind u. $R_a C_a = R_c C_c$; nicht 100% Komp., s. Ulzyk c.

Nachteil: f. Strahlg der Ur durchdringt Komp. K.-Wände u.
schlägt den Rstgang.

Registrierg: Elektromotor e Federwerk
auf Film wird noch Pauling-6 u. D_{Appe} in Gab. Fonta proj.
Rstgang: ~~0·2~~ 10 J d. Offset: 65 J Ubr.

Was mißt man mit Ionisationsapparaten eigentlich?

Diese Frage ist schwer exakt zu beantworten. Es bei Ionis. ganz abh. von der jeweiligen Anord.

(1) Ideale Forderung ist, die durch Ubr. ergänzte Ionisation in Luft von 760,0° zu messen. Dabei spielt natürlich Dampfdr., Wände einen Einfluß. Da diese Verh. bei jeder Appe. andere sind, so können Ergebn. mit verschd. Appe. nicht miteinander verglichen werden. Umrechng nicht möglich; Für „wirklich privat" 1 Appe Type verwendet.

(2) Vorgänge im Appe. selbst noch ungeklärt; Wechselwirkg mit Materie! Sicher ist, daß Hauptbeitrag der Ionisation nicht die I Ubr. ergänzt, sondern Sek β Strahlen, die in Wänden ausgelöst werden. Clay z.B. gefunden 2/3 der Ionisation in Ar 75 durch solche Wandstrahlen ergänzt wird. (Welz!)

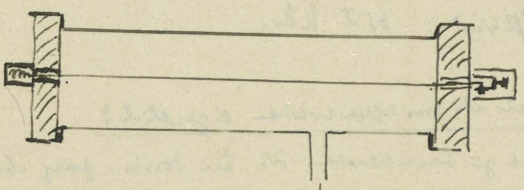
(3) Bei Hohlräumen wird ganz versch. Ergebn. erhalten, von dicken oder dünnen Wänden. Denn mit dünn Wänden wird auch weiche Strahlg, ~~Sek Str.~~ die Luft ionisieren, während dicke Wände nur I geben. Man hat auch die „wirksame Dicke" d. Luft gemessen.

2. Zählrohrkathode.

1.) Allgem.

Zählrohr wird aus Geiger-Spitzenzählern hervorgegangen. 1928 v. Geiger u. Müller a.g. Es ist histor. von Interesse, daß man mit Spitze-Platte Zählr. i. die ersten, die es ähnlich 1916 Kess-Lawson waren. (A, Ukr. Ch. - f 29 1).

Der Aufbau der Zählrohre ist im wesentlichen zylindrisch. Auch andere Formen sind möglich, aber zyl. am bewährtesten. Feiner Anodendraht, Rohr Kathode (-). Geht auch umgekehrt, aber nicht so stabiles Arbeiten. Unsere Z. sind so gebaut:

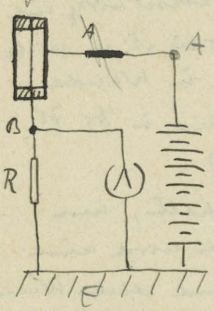


Messingrohr, 38 mm Innendurchm.
0·2 mm Stahldraht.
20 cm Länge.

Spitzenzähler deshalb abgekommen, weil 1) Instabilität
2) nur kleiner Wirkungsbereich. - Wirksamer Bereich d. Z. Kg. gesamte Fläche. - Andere Formen werden eingeschmolzen, ist Kostspieliger, aber sicherer. Zylinder sind f 1000-2000 V. Innendraht mit Elektr. verbunden u. im „Ableitwiderstand" geerdet.

Schaltung:

Schaltg. ist bek.



$R = 10^8 - 10^{10}\ \Omega$ = 100 - 10.000 MΩ

Z ist mit Wasserstoff (Argon, Luft) evak. 20-30 mm Hg.

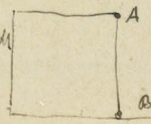
R ist nicht einfach herzustellen, da hervorragende gute Konstanz verlangt wird. Flüssigkeits sind! Alkohol-Äthyl.

oder: Benzol 68%, Alk. 7·8, Pikrins. 1·0, Phenol 23·2 } Ät Elektrode; $\varphi_{Verg.} \cdot W = 3{\cdot}7 \cdot 10^7$

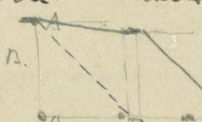
2.) Wirkungsweise.

Strom im Zähler stößt Spannungsabfall an R hervor.

Trifft ein Korpuskel oder Quant in Z ein, so entsteht eine Elektr. die den positiv. Draht ein Stück abreißt. Entlad. ist an Elektr. heftig gebunden, die macht sich durch Spg. abfall an Widerst. bemerkbar.



— ohne Gr.
— mit "



$E^{pot} \approx Z \approx \infty$?
$E^{pot} \approx Z < R$

Dieselbe Spg. wie am R liegt auch am Elektr. od. z. Verstärker, d. Braunsche R.

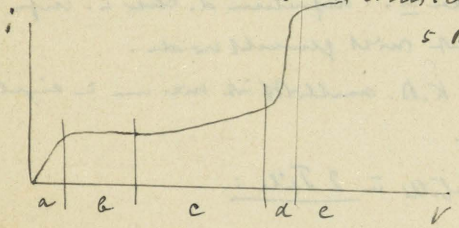
Wie ist nun dieser Fälleffekt erklärbar?

Einfallende Korp. werden im Felde beschleunigt, erzeugen durch Stoß Ionen, Abklingen in Zone Corona – Entladungsvorgang. Abreißen wird erklärt durch zu langsames Abfließen durch R, dadurch steigt Spannung zwischen A u. I u. f nicht zur Stationarität nicht aus.

Diese Erklärung ist aber nur ganz oberfl.; andere sprechen auch von Abreißen in den Gebieten der f. Befriedigende Erkl. müßte imstande sein, die bei f. auftretenden manigf. Effekte zu erklären u. z. an Theorie der Gasentladungen anzuknüpfen. Ist bisher nicht gelungen. Verhältnismäßig wenige Arbeiten befassen sich mit den f., die widersprechen vielfach einander, die Arbeiten sind meist von ganz verschiedenen Gesichtspunkten aus durchgeführt, Ergebnisse auch ganz verschieden.

Charakteristik.

Die Charakteristik eines ionisierten Gases bei rel. hohen Drücken:



5 Bereiche

a) ohne Entl. f über wenige Sonnenminuten Prozesse,

b) Sättigungsstr. (Ionisierung)

c) f > Beginn der Stoßionisation, zuerst Elektronenstoß

Townsend R. d. El. Stoß ist ganz selbst.

d) stoßunabhängig Townsend R. strömt nicht mehr

e) Flecken und, Glimmen.

Erst bei viel höheren Spg. erfolgt Durchschlag.

Leuchten in Bereich c, d entspricht dunkelnder Entladung. Townsend Entlad.

In Bereich e Glimmentladg:

Man teilt die Entladungen folgendermaßen ein (alle, Phänomen.)

Stille Entl. (~ Townsend, ~ b / Pf. Pf. ff. e⁻ zu P. Corona-El.)
Funken Leuchtende Spitzen, Pf. ff.

Glimmentl. – leuchtende Teilchen in verd. Gasen. Pf. Spitzen, ganzen Elektrodenfläche.

Physikal. wesentlicher Unterschied in vorliegt.
bei den f. äußerlich nicht. Bei C. Kleinen f (Townsend E.)

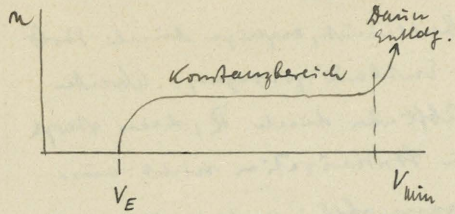
Unsere f. ist für eine Entladungsstrecke. In welchem Gebiete arbeitet sie?

wird so untersucht: Aufnahme der Zähl Kurve.

Zähl Kurve

S. Werner
Zs. f. Phys. 90, 386

d. i. Abh. der Zahl d. Impulse/sec in Abh. v. d. Spannung.



Bei V_E beginnen die Imp. Unterhalb nieder keine E. beob. Oberhalb steigt sie zuerst rasch dann langsam. Konstanz. Oberhalb gewisse V_M kein Abreißen mehr, sondern Dauerentladg. Form der Zähl Kurve, Lage v V_M V_E sind für jedes Rohr individuell verschieden hängen ab von geom. Konfig., Oberfl. Gasfüllg u. -Druck, Kapazität d. z. R. Bereich zwischen V_A & V_M = Zählbereich, für praktische Messungen wichtig. Teil, Konstanzbereich in Frage kommend. Bei guten Rohren Einsatzspg bei einigen 100 Volt.

In welchem Bereich von wenig Abh. (Charakter.) des Konstanzbereichs fällt, ist verschieden. Es ist c oder d. Aufnehmen d. Char. u. Aufn. der Zählkurve f u. verschiedenen Rohr ist viel gemacht worden.

Die Dauerentladg, die sich an K.B. anschließt ist wie nun in einzelnen Rohren mit Fenster, Corona-E.

Das Problem des Zählens zerfällt in 2 Teile:

a) Erklärung des Zündens.
b) " " Abreißens.

Zündvorgang

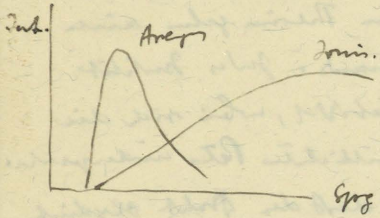
Christoph Haeb,
Phys. Zs. 34, 641.

ad a) Einsatzspg. liegt so hoch, daß, wenn Stromübergang einmal eingeleitet, Strom dauernd fließen könnte (Abreißen ist daher für wichtig!) Also: was bewirkt Zündung? D. Einfallende Korpuskel! In welcher Weise. Vorgang ist komplizierter als man dachte. Es spielt nicht die Kathode allein Rolle, sondern vor allem ein UV. Strahlg $\lambda = 600-1200$ ÅE, die bei der Zündung mithilft: „ Das Korpuskel wird im Feld so beschleunigt, daß seine in der Nähe der Drahts aufgenommene Energie hinreicht, um Zonen Photonen großer Frequenz zu erzeugen. Die neg. Träger laufen rasch zum Draht, die + wandern langsam zur Kathode. Die Photonen gelangen mit c auf die Kathode u. lösen dort Photoelektronen aus, die wie das I Korpuskel wirken u. ein gutes Stück // Entladungen ergeben, wodurch

11.

schließlich im J. ein Strom fließt, dessen Stärke nur durch R begrenzt wird.

Daß Photonen eine große Rolle gegenüber Ionen spielen, ist auch durch Betrachtung der Anregungs- u. Ionisierungsfunktion evident.



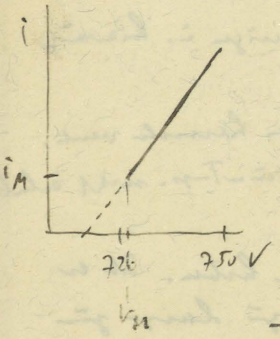
Bei kleiner Spg. nimmt die Anregungsfunktion ganz steil zu, während die Ionisierungs F. erst bei hohen Werten, wie 100 V über V_{As} ein Max. erreicht. Leichter werden bei kleiner Spg. also Photonen als Ionen gebildet. Auf Grund dieser Arbeitshypothese läßt sich auch die Form der Zähl Kurve erklären: Von einer Mindest spg. ab sind von den Trägern eine genügende Menge von Photonen gebildet, sodaß eine Entladung einsetzen kann. Die Zahl der reg. Partikel steigt mit der Spg., weil gründsätzlich die Anregungswahrscheinlichkeit, daß überhaupt ein E. einsetzt, steigt. Bei höheren Spgen fällt die A wieder, dies sind Spg. dünn über der ~~gestrichen~~ Zahl Anstieg d. Ionisierungsfunktion. Dann spielt Ionenstoß eine Rolle, dann beginnt auch schon Dauerentladung! V da $A_{\gamma} \gtrless V$.

b) Abreißen d. Entlad.

S. Warum

ad b) Wie ist Abreißen zu erklären?

Z-Entladgen sind Coronaentladgen! Es ist daher von Interesse, die Charakteristik abgrenzen mit Z. in Bereich, wo Z abreißt u. auch Dauerton ist. Man findet, daß es innerhalb eines gewissen Bereiches ohne Zuhilfenahme künstlicher Mittel nicht möglich ist, eine konstante Corona-E. aufrecht zu erhalten. Diese i_{min} ist von Ra unabhängig. Statische Spg. Char. Charakt. ist die klassische Gerade.



Ist $V_{ü} > V_{A}$, so kommt Entladg zustande. Mit abnehmend V wird Entlg instabil, bis schließlich nur kurzdauernde Stromstöße beob. werden.

Lichterscheinungen bei Corona sind typisch: Leuchten ist bei einer Spg nur dünnen Leuchtschicht. Bei bestimmt i geht Corona → Glimmentlg. Leuchten erfüllt den ganzen

Raumladg. fallender Charakteristik

→

Praktische Benkegn.

Trost, Z. f. techn. Phys.

kann verlangt von Z., dass es sämtliche einfallende K. zählt u. zeitliche Konstanz ist.

Bereich d. Z. Zählen erfolgt dann im instabilen C – Bereich, daher auch Abreißen, da typ. für unstetig. Damit noch nicht erklärt, wie der Verständnis in Praxis gekommen.

Herstellung einwandfrei u. zeitlich konstant arbeitend. Z. ist nicht einfach. Ebenso wie über Theorie gehen auch in Praxis die Ansichten ganz auseinander. Jedes Institut hat meist sein eigenes Verfahren ausgebildet, wobei sich die Rezepte in, wie es scheint ganz wesentlichen Punkten unterscheiden.

Bei 1. G.-M.-Z. galt Grundsatz, daß der Druck edelgasisch sein müsse, da Fl. schädliche Wirkung eine so, daß Edelgasheit (i.s.d. Chemie) in Druck wesentliches schädl. Element war. Heute aber herrscht Übereinstimmung darin, daß es auf Edelgas nicht ankommt, daß auch mit reinem stabilen Z. günstig. Aber daß mit allem reinen Edelgas, einzeln, u. Edelgasfüllg. der Z. nicht ansprechen. Manche Autoren, sogar, die darüber viel arbeiten, sie bekommen dann schlechten arb. Z. Das gleiche gilt auch f. Gasfüllung.

Es ist zweckmäßig, mit nicht zu hohen Drücken zu füllen, typ. nicht zu weit zu evak., da Einsatzpg. druckabhängig ist.*) Was die Art der Füllgases anlangt, so scheinen vor allen Verunreinigungen mit Spuren anderen Gase v.a. H2O dampf nur nützlich zu sein. (Physikal. kann nur sein, daß die so entst., daß freie Weglängen verändert wird.) Manche füllen mit Ar, andere mit Luft; die einen behaupten, daß organische Dämpfe (Alkohol, Benzol) sehr günstig wirken, andere ... Hier ist üblich, die Wände sauber zu reinigen u. hierauf mit Zapon lack auszukleiden.

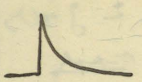
*) Andererseits macht die Ansprechwahrscheinlichkeit m.d.p. günstigen Druck (ca 25 mm) gefährlich durch Kleinheit der Kurven n/p. Kurven Form wird mit 30 mm typ. Lpw.

„A.W." % d. Stellen, an d. d. Zählrohr angezeigt wird

Temperaturabfall ist noch. über Vorzeichen Meinungsverschiedenheiten. Scheint – wenigstens nach einigen Beobachtungen – nicht erheblich zu sein.

Ableitwiderstand muß richtige Größe haben. Ist er zu groß, so braucht Spannungsausgleich zu lange zu

Abklingen. Impuls selbst ist ja von der Kurz 10^{-5} sec (Braunsche R.)



. Ist er zu klein, so arbeitet Rohr schlecht.

Eingang d. R. Dauer Messung gegen Umg. St.

Zahl der Ausschläge pro F

Koinzidenzanordnungen.

a. a. O. 10. Vorl. 12./11.36

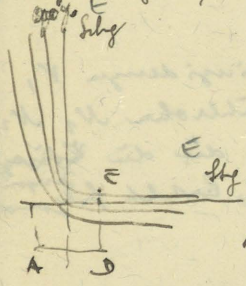
Einleitung.

Einzelne Rohre wurden bis radioakt.-atmosphys. Unt. getrieben, aber Ub. vermeidet man stets mindestens 2). Denn gleichzeitiges Ansprechen beider Z. gibt Nachweis, daß Ub. durchgegangen u. gibt Richtungsnachweis. Erste Versuche durch Reg. der Ausschläge 2 Elektr. auf 1 Strich gemessen. Nachteil: Jedes Z. spricht einzeln sehr oft an pro Min. ohne Durchgang d. Höhenstrahlung, bei 100 x: Umgebungsstrahlung u. Eigenstrahlung der Wände. Herausfinden d. gleichzeitigen ist also zeitraubend. Um pro Min. gültige Zahlen von 10^{-3} sec zu erhalten müßte, wenn $\frac{1}{10}$ der Impulse getrennt gezählt wird, Strich 10 cm pro sec laufen. Rotspiegel!

*) Voraussetzung, daß Koinzidenzen selten sind, ist trägheitslose Ansprechen der Rohre!

Man entdeckte daher rasche Apparate, die automatisch die Koinzidenzen ausstoßen u. registrieren. 1. Anordnung 1929 v. Bothe mit Doppelgitterrohren. Die Ausschläge der beiden Zähler werden als Spannstöße auf die beiden Gitter übertragen, deren Vorspannungen so eingestellt werden, daß der Anodenstrom dann, u. nur dann einsetzt, wenn beide Gitter gleichzeitig höheres Potential erhalten.

W. Bothe Zeitschr. 59, 1. Doppelgitterr.-K.

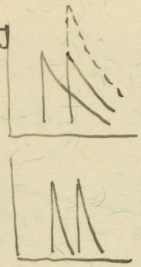


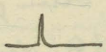
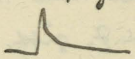
In A kein Strom

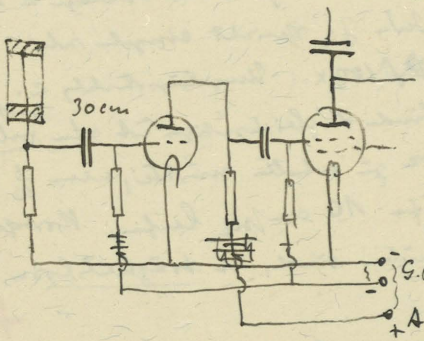
Gibt man von klein - Vorspan aus, so kann man an jedes Gitter Spg. stark erhöhen, ohne daß ein merklicher Strom einsetzt. Erhöht man aber an beiden Gittern gleichzeitig das Potential um ein wenig voll, so erhält man Lösung.

In den beiden Rohren ist auf ein Gitter gestrahlt. Aber nicht direkt, sondern über ein Anordnung, die den Zweck hat, 1) die Vorgänge auf möglichst kurze Zeit zusammenzudrängen u. 2) Verstärkung zu geben. Je kürzer nämlich die Entladung im Z. dauert, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit

44.



„zufällige" Koinzidenzen, um so geringer das Auflösungsvermögen der Apparatur. Nun sind gegen Stromstöße i. Z. sehr kurz, 10^{-3}–10^{-5} sec, aber Hgs. ausgelöst am Zähler nach Ansprechen braucht je nach W. eine beträchtliche Zeit, die man nicht unter einen Grenzwert herabdrücken kann. Daher sind Blockkondensatoren eingeschaltet, deren 2. Belegung über kleinen R an festes Potential gelegt sind. Spannungsabfall an 2. Kond. Platte  Strom an Z  . Diese Hgs. spitzen müssen, bevor sie auf Hf Röhren kommen, abgeklungen werden.



Man kann vom Anodenkreis der Hf-R. weg in Kondensator an Elektrometer oder an Verstärker f. mechan. Zählwerk.

Diese Methode auch für Z Koinzidenzen ermittelt.

2) Rossi-Methode.

Auflösungsvermögen, zufällige Koinzidenzen.

Diss. Sommer.

*) Aufgabe der Koinzidenzanordnung ist, die gleichzeitigen Koinz. auszuziehen, denn nur diese, auch „systematische" genannt, sind durch Durchgang eines Kor. desselben Schauers durch beide Z. bedingt. Neben diesen system. gibt es auch noch sogen. „zufällige" K. Denn bei der großen Zahl d. Durchgänge 100/m u. m. ist zufällige zeitl. oder nahezu zeitl. Zusammentreffen leicht möglich.

Zwischen der Zahl dieser zufälligen Koinzidenzen ν, der Gesamtzahl der Impulse der beiden Zählrohre N_1 N_2 u. der Zeit t, der kleinste Zeitspanne für die die ~~Koinzid.~~ Impulse noch getrennt erkannt werden können, besteht folgende wichtige Beziehung:

$$\nu = 2 N_1 N_2 \cdot t.$$

~~z. B.~~ Von diesen Größen sind alle bis auf t unmittelbar der Messung zugänglich. ν wird durch weit auseinander gelegte Rohre u. Abzählen einer genügend großen Zahl v. Koinzid. best.

N_1, N_2 Entladungen / sec. Es sei z.B. gemessen worden:

$N_1 = N_2 = 93\,\mathrm{J/m}$ in Luft u. Pause, wenn die Rohre in einem Abstand bei Seite gelegt $0{\cdot}4\,\mathrm{m}$ v. übereinander $3{\cdot}2\,\mathrm{m}$.

also ist $0{\cdot}4 = 2.93^2 t$; daraus kann ich t berechnen

$$t = \frac{0{\cdot}4}{2.93^4_{\mathrm{m}}} = \frac{0{\cdot}4.60^{-1}}{2.93^2.60^2} = \underline{1{\cdot}4.10^{-3}\,\mathrm{sec}}$$

2 in dieser Zeit t aufeinanderfolgende Impulse können gerade noch getrennt beob. werden. (Es ist aber üblich, nicht mit dieser Größe, sondern ihrem Reziprokwert

$$A = \frac{1}{t}$$ pro t-- Auflösung,

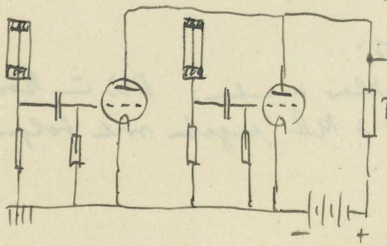
zu operieren. A wird das Auflösungsvermögen des Apparates genannt. A wäre in obigem Fall $\frac{1}{1{\cdot}4.10^{-3}} = \underline{0{\cdot}71.10^3\,\mathrm{sec^{-1}}}$

Die systematische Korrektur sind demnach $3{\cdot}2 - 0{\cdot}4 = \underline{\underline{2{\cdot}8\,\mathrm{m}}}$.

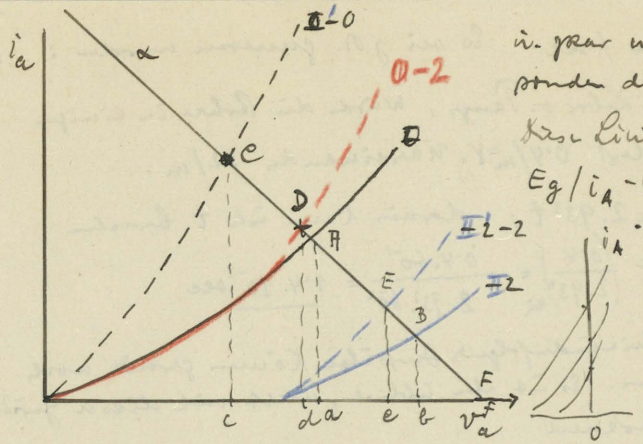
Ein Apparat arbeitet natürlich um so besser, je größer sein A ist. (Zur Herabdrückung des t kommt es hauptsächlich darauf an, die Abklingzeit der an das Gitter der 1. Röhre gelangenden Spannungsstöße zu verringern. Wie dies gemacht wird, wird später gezeigt.)

Die am Kern in Verwendung stehenden Appp. sind nach der Rossi-Schaltung gebaut. Bothe kann höchstens f. 3/ Koinz. gebraucht werden. Rossi aber auch 4/ mit technischen Tricks die Auflösungszeit wesentlich herab wurden. Rossi-Schaltg.

Prinzip dieser Methode: Jedem Z. ist eine Röhre zugeordnet z.B. Ankopplung kapazitiv an Gitter. Durch kleine Ableitwid. wird Spg. an Kond. rasch abgebaut, sodaß der im Z. fließende Impuls-Strom keine Spannung am Gitter d. R. entspricht. Die Röhre 2 oder mehr, wenn es Z. sind aber ∥ geschaltet.



zeichnen wir nun die Charakteristik für 1 Röhre bei 0 Volt Gitterspannung (Normalfall!)



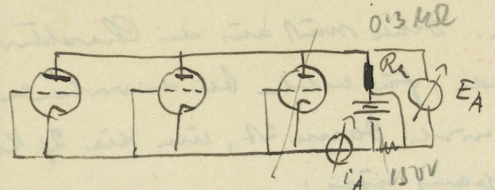
i. gar nicht die E_g / i_A sondern die E_A / i_A Kennlinie dieser Linie nähert sich nun am gew. E_g / i_A-Char. für E_g = const.

... I. Die Kennlinie für 2 ∥ geschaltete R erhält man einfach durch Verdopplung d. Ordinaten. I'

II u. II' Kennlinien, wenn $E_g = -2$ Volt. Also beide Röhren gleiches E_g. Wie ist R., wenn eine Röhre $E_g = 0$, die andere $E_g = -2$ V ist? Dann offenbar Addition von I u. I. / Bei mit einem Widerstand im Anodenkreis belasteten Röhre spielen sich alle Vorgänge auf der Arbeitsgerade (α) ab, deren Neigung gegeben ist durch $i_A = \frac{1}{R} E_A$.

Die Wirkungsweise kann an Hand dieses Diagramms wie folgt erklärt werden: Normalerweise liegt der Arbeitspunkt der beiden parallelgeschalteten Röhren in C. Kommt ein Impuls nur an das Gitter einer Röhre, so verschiebt er sich nach D. Die entsprechende Anodenspannungsänderung an R_a ist durch $\overline{cd}$ gegeben. Bei einer Koinzidenz werden beide Gitter negativ u. wir kommen in den Pkt E. $\overline{ce}$ ist E_A-Schwankung bei Koinzidenz. Man ersieht aus der Fig., daß $\overline{ce} > 2\,\overline{cd}$, daß Koinzidenz eine mehr als doppelt so große Spannungsänderung ergibt als eine einfache Entladung. Verstärkung ist also nicht linear, sondern verzerrt. Wird Spannung > -2 Volt E_g, so resultiert eine größere Verzerrung. Der Sonderfall ist erreicht, wenn die Impulse an Gitter so groß werden, daß $i_A = 0$! Für diesen Fall wird: $\overline{ca} : \overline{cf}$ maximale Verzerrung.

Beispiel. Ein Beispiel wird dies klar machen: Bei einer Betriebsspannung von 150 V u. $R_a = 0{\cdot}3$ MΩ ergeben sich folgende Werte bei 3 ∥ geschalteten R.:



Nr	i_A	E_A	
1	0·29 mA	63 V	(A)
2	0·32	57 "	(C)
3	0·34	48 "	

bis 2fach Koinzidenz sinkt bei Einzelentladg bei Anm des Gasfalls, daß also ein Rohr stromlos wird, von 0·32 auf 0·29 mA, bei Koinzidenz wird Strom = 0. Die an Ra entstehende Spgs ergeben ein Verhältnis.

$$\frac{Ra \times (0{\cdot}32 - 0{\cdot}29)}{Ra \times (0{\cdot}32 - 0)} \quad (\text{ca}) = \frac{\text{einf.}}{\text{zwei}} = \frac{9}{94} = \left(\frac{1}{9{\cdot}6}\right) \text{Verzerrung!}$$

bei Linear: $\frac{1}{2}$

Bei 3 u. mehrfacher Koinzidenz analog!

z.B. f. 3fach Koinzid.: 6 : 15 : 102 Volt.

Dies für Eingitterröhren. Bei Mehrgitterröhren analog! Hier kann noch stärkere Verzerrung erreicht werden, wenn richtige Ra gewählt.

Die praktische Schaltg. dieser 1. Stufe eines Koinzidenzverstärkers sieht demnach wie folgt aus: (s. S. 45!)

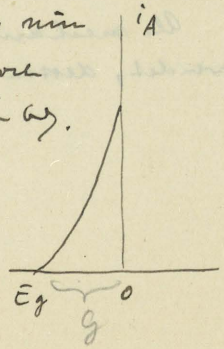
Aussiebung d. K. schlägt erst in d. 2. Stufe!

Die 1. St. gibt (bisher) also verschieden große Spgsstöße am Anodenkreis wieder, die sehr erheblich voneinander ≠ sind, je nachdem 1 o. 2 Rohre -- ansprechen.

Aussiebung der Koinz.

Die 2. St. schließt die Aufgabe, aus diesen verschiedenen Spgsstößen die kleinen, die keine Koinzidenz entsprechen, zu unterdrücken u. die Koinz. auszusieben.

Die Spannungsstöße sind alle an Ra + (Spg. Diff. möchte!). Sie werden demnach an das Gitter einer weiteren Röhre geleitet, einen Anodenstrom anregen, bzw. verstärken. Dies können wir aber durch neg. Eg verhindern. Wir geben mit der neg. Eg nun so weit, daß die Koinzid. niedrigster Ordg noch keinen i_A entstehen lassen, wohl aber die höchste Ordg.



Beispiel: 3fach K. 6 : 15 : 102. Hier müssen also die 2fach unterdrückt werden. Dann bedeutet −15 = Eg. Denn hätten wir für +15 −15 = 0. Nun fließt der

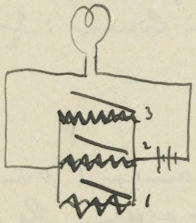
bei 0 V/= E_g bereits Strom. Daher muß aus der Charakteristik diejenige $-E_g$ bestimmt werden, für welche bei der vorhandenen E_A der Strom $= -G$ wird. Dann ist, um die 2y Koi. auszublenden, folgende Vorspannung nötig:

$$V_g = -15 - G^x$$

Dann können alle 2y Ro. zur Wirksamkeit.

Ersatzschalt.: später!

*) Zur Wh. u. kurzen Zusammenfassung kann man sich folgendes Ersatzschema zurechtlegen: Kontakt in 3 # 11 geschaltet R Lampe soll z. Stift nicht gebraucht werden.



Nur wenn alle 3 R überbrückt sind, brennt Lampe. ~~Am meisten gibt~~]

Weitere Verstärkerstufen

Will man die 0.-d. 2. Stufe ausgeblendeten Koi. registrieren, so sind noch weitere Verstärkerstufen nötig, um die z. Betrieb ein mechan. Zählwerks nötige Energie zu liefern. Daher weitere R.-r.-Nachfolgeverstärkerstufen. Rahmen man beispielsweise den Vorgang der verstärkten Hyperstufe ein. Aus Ökonomiegründen wird man nun die Endröhre nur mit Arbeitsstrom betreiben, d.h. sie soll während der Ruhezeit ohne Strom sein. Daher muss an die vorverstärkte Hyperstufe am Gitter der Endröhre + sein, um ein Anodenstrom zu bewirken. Da die Eingangsspannungen, die von den z. zugeordneten R. kommen, positiv sind, wird in 2. Stufe -, also Strom los, 3. +, Strom führend sein also es ist nur eine ungerade Zahl v. Verstärkerstufen möglich.

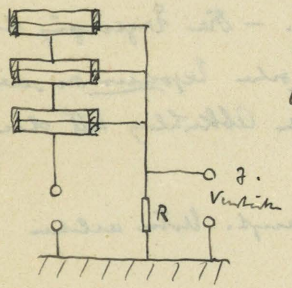
Als mechanischen Registrierer wird ein Telefongesprächszähler verwendet, dessen jeweilige Ablesung fotogr. wird.

Die Rossi Parallelröhrenverstärker u. die Bothe Doppelspitzen-Röhrenverf. sind nicht die einzigen Koinzidenz-ausschlags-Verfahren. Eine grundsätzlich abweichende M. hat Kümmel angegeben. Bei diesem M. werden Zählrohre nicht ||, sondern in Serie geschaltet. M. kommt ohne Elektr.-R. aus, was ein großer Vorteil darstellt. Nachteil d. M. ist das kleine Auflösungsvermögen, da M. hohe Ableitungswiderstände u. Kapazitäten verwenden muß.

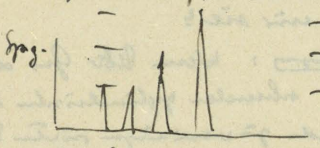
Eine recht einfache Anordnung zur Koinzidenzverstärkung gibt in einer kürzl. erschr. Arbeit Elmore u. Frost. Voraussetzung allerdings sind ganz einwandfrei, gleichmäßig arbeitende Z. Nur Grundgedanke der M. sei hier erwähnt:

Elmore - Frost.
Zs Phys. 100, 515-26.

Die Z. sind || geschaltet. Tatsache, daß bei jeder Entladung die gleiche Ladungsmenge durch das Z. transportiert wird. Man braucht nun die Z., deren Koinzidenzen beob. werden sollen, auf einen gemeinsamen Ableitwid. wirken zu lassen, der || zu schalten.



Bei Einfachimpulsen, zweifach Koinzid., Vorschalt. erhält man dann an R Spannungsstöße 1× 2× 3× Größe.



Die Unterdrückung d. auf Osz. z. Zt Koinzid. geschieht im Entlad. Auflösungsvermögen. Elmore u. Frost verwenden einen einfachen 2-R. Verstärker. Durch entsprechende Abgriffe d. Ableitwiderstandes kann Röhre so eingestellt werden, daß nur die größeren Koinzid. verstärkt werden.

Diese Anordnung soll in besonderer Arbeit A erprobt werden.

Versuche: Aufnahme d. Zählkurven mit Elm.-Projektion
w/v

3.) Die Wilsonkammer-Methode.

Ist die Methode zur Sichtbarmachung der Einzelvorgänge. Ist besonders fruchtbar in Verbindung mit Zählrohren. Dient zur Untersuchung der Natur der Ult. Teilchen i. d. II Teilchen; auch Energiebestimmungen der Einzelteilchen möglich. Z. Studium der Einflüsse der Ult. auf Materie. Hat gegenüber z. d. Vorteil jedes einzelne Partikel nachzuweisen u. die ganze od. Teilteile der Bahn sichtbar zu lassen. Aber d. Nachteil, daß sie gebraucht wird bis Appar. wieder betriebsbereit ist.

Prinzip besteht darin, daß Ult. ein mit Dampf übersättigtes Gasvolumen durchsetzt u. hierbei aus den im Wege liegenden Gasmolekeln Elektronen herausschlägt. An den dadurch entstandenen Ionen tritt Kondensation an feinen Tröpfchen ein, die direkt beob. oder photogr. wird. können. – Die Erzeugung des übersättigten Zustandes ist durch adiabatische Expansion des Gases möglich. Infolge der dabei stattfindenden Abkühlung tritt die Übersättigung ein.

Von WK werden oberste Bahnspitzen verlangt. Unter welchen Bedingungen erhalten wir sie?

Hackett II/1

1.) Vorgang der Ionisierung: Wenn Ult. Gas durchsetzt, erzeugt es ± J im Innern eines schmalen zylindrischen Kolonne. Diese Ionen strachen sich wieder zu vereinigen unter Einfluß der Rekombinationskoeff. ± Ldg. ferner ziehen sie auseinander durch Diffusion. Besonders letzteres ist von schädlichem Einfluß auf die Beständigkeit der Kolonne; nach einiger Zeit nichts mehr zu sehen. Wenn aber der Zustand der Übersättigung eintritt, so wird die Beweglichkeit der Ionen, die zu ursprünglich von der Größenordnung 1 war, ganz plötzlich gehemmt, da sie für die Kondensationsprodukte angelegt, wird 1000 × schwer werden. ~10^{-3}. Daher bleibt die Kolonne fast die auseinander alle, plötzlich stehen i. Foto gibt Zustand für Zeit der Expansion.

MVo

Es ist nun von Interesse, die Zeit zu kennen, die von der Bildung der Kolonne bis zu dem Moment vergeht, wo die Kolonne eine bestimmte Breite – durch Diff.–

erreicht hat. Jedenfalls ist die Breite $X = f(D,t)$. Diese Beziehung sagt uns aus, worauf sie verstrichen darf zwischen Bildung der Kolonne u. Expansion. Die Kenntnis dieses Werts ist besonders wichtig für Zählrohrauslösungen, da sie obere Grenze f. die Geschwindigkeit der Auslösemechanismen angeben.

Aus der Theorie folgt nun die einf. Beg.

$$X_1 = 4{\cdot}7 \cdot \sqrt{D.t} \text{ cm}$$



X_1 ist der Durchmesser jener Kolonne, die 90% der gebildeten Ionen enthält. D.. Diffusionskonstante, t .. Zeit nach Bildung. D.. für 1 Liter Luft $0{\cdot}034 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$, dann wird $X_1 = 0{\cdot}86\sqrt{t}$ cm. Setzen wir z.B. fest die gestellte Unschärfe eines Spurs sei $0{\cdot}1$ cm (Spurbreite), so erhalten wir

$$0{\cdot}1 = 0{\cdot}86\sqrt{t}$$

$$t = \frac{1}{86^2} = \left(\frac{1}{70}\right) \text{sec} !$$

Th. will man 1 mm breite Spuren bekommen, so darf nach Einfall höchstens $\frac{1}{70}$ sec verstrichen sein. Man kann rechnen, daß die Hälfte der Zeit zur Auslösung des Mechanismus, die andere zur Kolbenbewegung nötig ist. Nehmen wir an, daß sich der Kolben während der Expansion 1 cm abwärts bewegen muß $= \frac{1}{140}$ sec so muß in diesem Zeitraum eine Beschleunigung erteilt $s = \frac{a}{2}t^2$

$$a = \frac{2s}{t^2} = \frac{2.140^2}{2} = 2.1960 = 3920 \text{ cm sec}^{-2}, \quad a = \underline{\underline{40 \text{ g}}} \text{ Erdschw.}$$

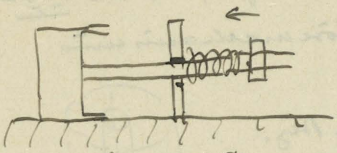
Andererseits, da $a \sim \frac{1}{t^2}$ ist, u. da $X_1 \sim \sqrt{t}$ ist, so ist $a \sim \frac{1}{X_1^4}$. D.h. wenn man Spuren von der Breite $\frac{1}{2}$ mm verlangte, so müßte die Beschleunigung ~~jetzt doppelt~~

$$a' = \frac{1}{\left(\frac{1}{2}X_1\right)^4} = \frac{16}{X_1^4}; \quad a' = 16a = \underline{\underline{650 \text{ g}}} !!$$

Von ähnlichen Überlegungen ausgehend schließt man, daß für eine gegebene am Kolben angreifende Kraft die Spurbreite $\sim \sqrt[4]{m}$ sei. Denn $K = ma' = m\frac{1}{X_1^4}$; $X_1 = \sqrt[4]{\frac{m}{K}}$

Also: Masse aller beweglichen Teile möglichst klein !!

b) In der Kammer dürfen keine Schwingungen auftreten wie sonst Störungen vermieden werden. Es ist zu bedenken, daß ja Kolben, Federn, usw. ein schwingungsfähiges Gebilde darstellen. Wenn z.B.



$$m\ddot{x} = f(a-x) - (p_0 - p)F$$

$$pv^{\gamma} = p_0 v_0^{\gamma}$$

Es ist Sorge zu tragen, daß die Dämpfung so groß ist, daß Schwingungsmöglichkeiten vermieden sind.

c) Kammer muß wirbelfrei sein. Expansion muß so erfolgen, daß nicht durch Luftströmungen Bahnen gestört werden. Ist technisch ausgeschlossen. In glatten Kolben Kammern erfüllt.

$\frac{v}{v_0}$ = Expansionsverhältnis: für Luftfüllung u. Wasserdampf 1:30 Wenn man das in 1atomiges Gas nimmt, Ar mit Alkoholdampf 1:12 oder noch kleiner. Daher Weg des Kolbens genügend u. Spur klein.

Der Zustand der Übersättigung hält nur kurze Zeit an, da Wände der K. rasch an das abgekühlte Gas Wärme abgeben. Ferner sind Tröpfchen schon gefallen, die daher unter Umst. Einfluß zu Boden. – Dies 2 natürlichen Ursachen des Verschwindens der Bahnspuren.

Soviel über die Grundlagen!

Ausführungsformen sind mannigfach u. den jeweiligen Zwecken angepaßt.

a) Mit u. ohne automatischen Auslösung desselben z.
b) Mit. nach Art wie adiab. Exp. erzielt wird
c) Überdruck
d) Gasfüllung etc.

ad b) α) Im Original-Wilson-Modell. Wasserspiegel Volumen- bildete den Kammerboden, lieferte gleich- Vergrößerung zeitig H_2O-Dampf u. Dichtung, wurde

durch Verbindung mit Vakuum abgesaugt und gesenkt. Wird für Dem.-App. verwendet, da sehr einfach. Nachteil: Kann nicht geheizt werden.

Verlauf der Expansion ist langsam, oft Wirbel, ? Masse!

b) Kolben. Bei frühen Modellen sehr verbreitet. Praxis. Koch!

11/12. Vorlg. 19. 11. 1936.

Bewegung des Kolbens kann verschieden erfolgen:

1) durch Federn z.B. bei Kerapparaten. Müssen sehr kräftig sein, damit Reibungs- usw. -überwinden u. Bewegung der oft große Kolbenmasse noch adäquat erfolgt

2) Durch Druckluft. Bei neuen Kammern viel angew. oder Vakuum. Kann über Kolben plötzlich mit Vorrats-vakuum in Verbindg. gebracht.

3) mechanischen Antrieb des Kolbens durch Gestänge von einem Treibrad mit Exzenter aus. Für Kammern mit Dauerbetrieb.

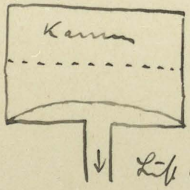
Kolben haben stets Nachteil verh. große Masse. Kammern sind schwerer gut zu dichten.

f) Bälge aus Tombak-Metall „Sylphon" (modernst!)

Unteren Teil der Kammer nicht starren, gerade ausgeschliffenen Zylinder, sondern aus Metallbalg, ausziehbar u. lichtdicht. Ausziehen dieser Bälge durch Federn oder Druckluft.

3) Druckverminderung. $v = \text{const.}$, $p < p_0$ Idee stammt von Wilson:

a)



sehr modern! Diaphragma

Vorteil: 1) sehr kleine Masse.
2) Übersättigter Zustand dauert lange an.
3) Kann in jeder Lage verwendet werden.

Nachteil: große tote Räume

b) Radiale Expansion 2 Konzentrische Kammern die Wände der Innen Kammer

sind durchlöchert um raschen Luftabzug zu geben.

Beschreibung 2 Typen.

1.) Kaapparatur n. Th. & D.

2.) Blackett's 2-gesteuerte Appp.

Arbeitet mit O füllung + Überdruck 1.7 Atü. Vorteil, daß auch lange Bahnspuren völlig in Kammer verlaufen u. Dimension verkleinert werden können.

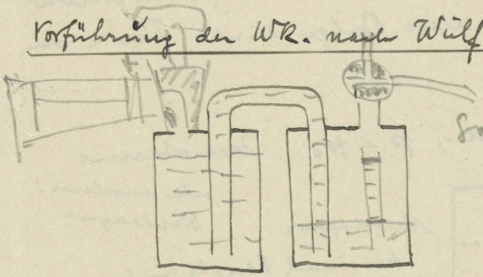
Gasfüllung: um scharfe Bahnspuren zu erhalten:

D < ! D nimmt mit Druck ab; daher Überdrücke; ist ferner abh. von Natur des Gases. z.B. - Luft 0.034 auf 760, 00
O_2 0.032 " 1.5 Atü
H_2 0.135 "

Elektr. Feld: Dient zur „Reinigung" der Kammer. Die vor Expansion gebildeten Ionen sollen fortgesaugt sein. z.B. 3 Volt/cm; R = 1; v = 5 cm/sec in $\frac{1}{100}$ sec $\frac{1}{2}$ mm. Oft wird Feld auch während Exp. Ringgeschlossen, damit nicht die Bahnen zu dicken doppelt! werden.

(gl. 18. II. 36.)

Vorführung der WK. nach Wilf.



V = 300 Volt.
seitliche Beleuchtung

Ar-Füllung ist praktisch, da Expansionsverh. f. Ar. klein ist. Exp. Verh. ≠ je nach Elektron, Proton ϵ.

Alkohol-Wasser-Mischung wird vielfach verwendet, da an Alk. sich größere u. daher leichter sichtbare Tröpfchen anlagern.

Spezialmodelle für bes. Unt. (Thoron – Holz-Kammer)
zur Beleuchtung meist Hg-Zirkellampe 100 Kerzen

Vor wenigen Monaten wurde über Bau einer Kontinuierlichen ampf. Physikr. 49, 422.
Wk. berichtet. Der interessierte Zustand wird immer neu
hergestellt, sondern er besteht dauernd.

An der Decke der Kammer wird dauernd Methylalkoholdampf
75°C heiß einströmen gelassen. Kammer ist mit CO_2 gefüllt. Dicht
über Boden diffundiert Alkoholdampf gegen Boden. Boden ist
-45° gekühlt. Also Temperaturdifferenz von 120°C zwischen Decke u. Boden.
Unter diesen Bedingungen gibt es einen Schleier in der Dampf
übersättigt ist. Nebel oder Schleier wird noch in Entwicklung.

Photographischer Nachweis der Ult.

Die Ph.N. ist heute noch nicht als Untersuchungsmethode zu werten s. Ph. Ch
sie ist überhaupt erst vor ca. 1 Jahr gelungen. Man verwendet bes. Ph R. 49, 403.
grobe Platten, nähere Angaben liegen noch nicht vor, Pl. werden
gestellt. Auch Wk. interessieren sich dafür. Am Ka befindet sich
Plattenpaket. – Auf amerik. Phot. Ztg (1935) Platte erhalten, die
gerissen sind. Wahrscheinlich α-Partikel. $100 \cdot 10^6$ eV beträgt die
in Platte absorb. Energie.

Der Einfall der Ust. auf die Erde.

Da Ust. Korpuskularstrahlen sind, spielt die Erdpolarität eine große Rolle. Wir sehen von diesem Effekt vorerst noch ab, u. betrachten für eine best. φ ein Φ durch die Atmosphäre (1), welchen Ust. einen Endpunkt in Wasser (2) u. versuchen die erhaltenen Höhen- u. Tiefenkurven zu analysieren (3)

1.) Die Höhenkurven.

Hierüber liegt zahlreiches Beob. Material vor. Man muß in 2 Gruppen scheiden: a) Beob. bis an Grenze der Troposphäre. Besonders zahlreich; mit u. ohne Ballon (an die 20!). Reitz v. Aspern s. Vor d. alten Kolhörster 1913. bis 9 km. die besten Werte.

Hodgs. 22 Jahre 91 Stk
G s. 4 freie Atm.

b) Stratosphären-Werte. Brauchbar sind vor allem Regeners Pilotballons, eine spätere Fahrt Piccards u. die amerikan. Str. Flüge. Auch unter (1) ist strenge Wahl zu treffen.

Über die speziellen Luftschiffahrttechnik ist zu sagen.

Luftschiffahrttechnik

(a) Regeners. 2 Ballons, über einander 1 m³ gefüllt, das ist Apparate (meist 1.5 kg schwer) gerade nicht hebt. ander Antrieb, bleibt in best. Höhen ($\frac{1}{10}$ mm ϕ). Temper. Schwankungen. Apps in Kältekabor. geeicht. Aber überdies in kleine Fallschirme an Kabine eingebaut. Stabilisierungsflächen für Vermeidung von Pendelbewegungen angebracht. Ballon wird mit Rhodalit verfolgt. Aufstieg dauert meist $1\frac{1}{2}$-2^h. Fast alle Apps. werden unversehrt aufgefunden.

α) Ballonelektrometer, Bilder prozig.! Ozonschall Pt/Ballone.

β) Dreifachkoinzidenzapp. Rossischaltung. für 3×3 Zählrohre. Apparat wiegt samt Batterien 6.2 kg. Für 1 Ballon 15 kg trägt 4 Ballons erforderlich.

(b) Stratosphärenflüge. Bilder aus Kesz Büch zeigen! Nat. Geogr. Soc. Rückstrahl als Umgebung strahlig! Leuchtziffernblätter!

Messergebnisse.

$J = J(h)$ Bei Höhenkurven wird nicht Höhe sondern φ
$J = J(d)$ als Abszissen angegeben, denn Ust. ist ja abh. von durchstrahlter Masse u. die in verschiedener Höhe ist nicht immer dieselbe Masse gelagert.

Erhebt man sich in der Atm. um die Höhenstrecke dh
so nimmt hierdurch d. dp ab. Ist die mittlere Dichte ρ, so ist:

$-dp = \rho g\, dh$ Ferner ist $m = \rho \cdot h = \frac{ph}{RT}$

$\rho = \frac{p}{R \cdot T}$

$-\frac{dp}{p} = \frac{g\, dh}{RT}$ $T = T(h)$ es wird Mitteltemperatur eingef. T_m

Es folgt durch Integration h & p: (Baromet. Höhenformel)

$h = 67{,}4\, T_m \lg \frac{P}{p}$

Es gibt keine Darstellg., die alle Ergebnisse vereinigt. Ich gehe 3 Verf. Material.

a) Lenz (Handbuch der Geophysik Bd. 4, 3, 1931) Regener 1932-33
Piccard - Cosyns Bd. 32
Millikan "
Kollhörster 1914.

Typische schlechte Übereinstimmung an Grenze der Troposphäre - hohe Stratosphäre. φ, Br.-Einfluß z.T. auch d. Apparates. 29.3.33. Einfluß eines Sonnenflecks.

b) Compton. Fordney-Settle Nov. 33. Amer. Stratosph. (Compton)
Kirk-Smith-Kon. el. } Airplane. 6'0 cm Pb.
Bowen-Neher

c) Pfotzer Aufstieg v. 28.7.34. y & Ot El. M. ganz gleichen.
y Ringsiedlg.-Appp. — zum die Messungen werden gemessen. Maximum bei 20 mm Hg. Strahl bis 300 Abfall gegen endliche Werte.

Bis die wichtigsten Ergebnisse, die jetzt. allen gemeinsam: Form der Kurve ist nicht einfach; jedenfalls kein einf. Exp. Verschieden Maxima. Strahl muß y diverse Vorgänge kein.

2) Die Tiefenkurve.

13./14. Vorl. 26.11.36.

Bis für größere Tiefen 50 m zahlreiche Messungen. Interessant sind die neuen großen Tiefen: Regener, Clay. Nur Wasser (homog.) Vo El.

Methode: Regener Bek.; Böttger größere Schutzdecke, Einfluß des Wellenschlags, Messungen v. Tiefe des Abgrundes aus, Störung durch Radioaktivität d. Trockenbett.

Material: Kurve v. Bodensee. (Weinhedel)
Clays Kurve. Golf v. Aden 270 m
2 Fjorden 200 m & Appp. Gl. Bengal Indien Appp. m.

Drahtlose Übertragung d. Signale v. Ballonen!

Die Analyse der Kurven.

Zeitschr. Phys. 37, 12

ist nicht restlos gelöst! Kurvenform nicht einfach. Problem ist kein Ifaches. Aus Kurven unmittelbar ist wenig Sicheres abzulesen über die Natur der Strahlung noch über Stärke D Energieverteilung

Ende!

1) Physikalisches: man muß ein Theorie der Wechselwirkung zwischen Strahlung u. Materie besitzen u. Ausdruck für den Energieverlust eines Teilchens aufstellen. Ein solches Gesetz kennen wir nicht, man muß sich daher mit Annahmen helfen.

2) Mathematisches: Hat man dieses Elementare Abs. Gesetz, so ist der Verlauf der von einem Teilchen u. der von einer Strahlung bel. Energieverteilung erzeugten Ionisation zu untersuchen, wobei die II Sk. mitzu berücksichtigen ist, mit der Frage, d. Berechnung der Energieverteilung aus der Abs. Kurve.

Die vorliegenden Analysen gehen sehr verschiedene Wege! Bevor wir uns damit befassen, einige einfache Fälle zur Überlegung:

Wegn-Schneider

$dJ_{(x)} = -\mu J_{(x)} dx$

$J_{(x)} = J_0 e^{-\mu x}$

$d\frac{J(x)}{J(x)} = -\mu\, dx$

$\lg J_{(x)} = -\mu x$

Gerade!

1) 1) Das einfache Exp. Abs. Ges. ist realisiert bei elem. Strahlg, II, einheitlicher λ, falls Refl.- u. diffuse Zerstreuung u. Sek. Strahlg nicht vorhanden ist. Dieses Gesetz gilt auch bei einer Korpuskularstrahlung, wenn sie homogen ist u. wenn während der Geschwindigkeit der Teilchen durch den Absorptionsakt keine Veränderung erleidet, sondern nur die Zahl. Ein Teil bleibt in dem Absorber stecken. Dieser Fall ist aber nie verwirklicht in Natur. $\mu = -\frac{1}{J(x)}\frac{dJ(x)}{dx}$

3) 2) Inhomogene Strahlung, deren Bestandteile Wellen- oder Korpuskeln sein können. II Strahlung vernachlässigt, μ cons.

Parallel!

$J_1(x) = J_1(0)\, e^{-\mu_1 x}$

$J_2(x) = J_2(0)\, e^{-\mu_2 x}$

$J(x) = \sum J_n(0)\, e^{-\mu_n x} = \overline{J}(0)\, e^{-\overline{\mu} x}$ Σ ist keine e Fkt u.

Wir können formal auch für diese Strahlengemische einen Absorptionskoeff. definieren, aber $\mu = \mu(x)$! Schwächungskurve ist keine e-Funktion mehr, sondern Koeff. μ nimmt mit durchstrahlter Schichtdicke ab, die Strahlung wird, da die weicheren Komp. absorb. werden, scheinbar härter, Filterwirkung selbst. Harte Bestandteile ihr μ ab.

Die graph. Darstellg. lg $J(x)$ ergibt eine zur Abszissenachse konvex gekrümmte Kurve. Analyse einer solch. Kurve bei mögl. →

$J(x) = J_0^{(1)} e^{-\mu_1 x} + J_0^{(2)} e^{-\mu_2 x} + \ldots$

für $x >$: $\mu_1 > \mu_2 > \mu_3 \ldots$

$J(x) = J_0^{(n)} e^{-\mu_n x}$

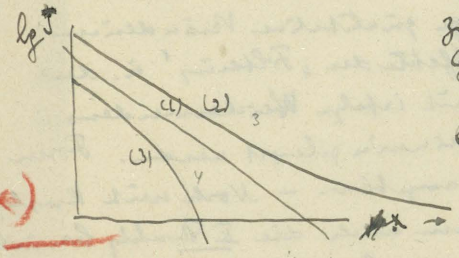
daraus: μ_n u. $J_0^{(n)}$

$J(x_1) = J_0^{(n)} e^{-\mu_n x_1}$

dann Komp. mit v. gr. Amt abgezogen, da ?

2. $\sqrt{\sigma}$ (ges. $\sqrt{\sigma}$ ...

(4) Wenn dagegen die Steilheit beim Durchgehen des Absorbers eine qualitative Veränderung erfährt, wenn z. B. bei einer Komptonkantensteilheit die Geschwindigkeit d. Teilchen verändert wird so ist auch bei einer hinreichend homogen Strahlung der Abs. Koeff. nicht konstant, sondern $\mu = \mu(x)$. Da bei einer Komptonkantensteilheit eine Verringerung der v eine Zunahme der Abs. entspricht, nimmt in diesem Falle $\mu(x)$ mit x. Konkave Kurve!



*)

Zur Analyse ist Kenntnis der Gesetze der Streu. Vorgänge erford.

Abs. Koeff. μ ist gegeben durch Tangente an diese Kurve. Je steiler ob γ μ

1) Die ältesten Versuche legen der Analyse noch die Photonauffassung zu grunde: Millikan, Cameron 1911. begnügten sich mit einer monochromatischen, einseitig einfallenden Strahlung unter Verwendung des einfachen Expon. Ges.

ohne Berücksichtigung der Streustrahlung

2) Kramers, Regener berücksichtigen den allseitigen Einfall u. die Streustrahlung (Comptoneffekt). Dadurch 100% andere μ. Analyse geht von der härtesten Komponente aus. Stellt die Annahme, daß ab 153 m KO nur eine Komp. vorhanden sei. Von 100 - 230 m läßt sich dann der Abs. Verlauf rein durch diese 1 Komp. darstellen. Diese harte Komp. wird nun in ihrem Verlauf berechnet u. von der übrigen abgezogen. Auf die übrigbleibende Intensität wird das gleiche Verf. angewandt. - Es wird nun diejenige Fkt. gesucht, welche die exper. gegebene am besten darstellen kann. Einfache Exp. Kompl. wird in Frage, ebenso wird $Ei(-x)$; ? wird II Ordn. berücksichtigt werden. Eine solche Fktion hat Kulenkampff entwickelt u. unter Berücksichtigung des allseitigen bzw. halbseitigen Einfalls Kramers ausgestellt.

Fabian: härteste Komp durch die am besten passende Kul-Kra. Fkt. darzustellen. Variation der Konstanten durch Var. des μ. Usw. für alle Anteile! Auf diese Weise Bodenwerte in 3 - 4 Komp. zerlegt. Natürlich besteht Annahme der Willkürlichkeit darin; denn Kul.

Schwierigkeiten wegen der Rechnungen!

60

recht Compton-gestreut werden i. Richtung der II Str. = I Str.

3) Eine viel allgemeinere Methode wird von Lenz zur Analyse der Höhenkurve angewandt. Sie geht vor allem ohne spezielle Voraussetzungen über die Natur, daß diskrete Komponenten vorhanden sind. Nimmt auch nicht die härteste Komp. zum Ausgang.

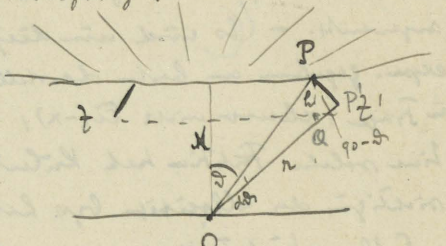
*) (2) Sehr Kompliziert, allgemein dürfte eine Gleichung v. d. Form

$$J(x) = \sum a_n J_n(0) f_{(n)}(x)$$

darstellbar sein, des Abs. Ges., wenn die von vornherein inhomogene Strahlg. derartige qualitative Veränderungen erfährt, wenn also die Effekte der „Filterung" i. den tieferen Absorbierbarkeit infolge Weicherwerdens durch Energieverlust überlagert werden. Form der Kurve ist dann nicht angebbar. – Noch mehr kompliz. werden die Abs. Vorgänge, wenn auch die II Strahlg berücksichtigt werden soll. Speziell bei Korpuskularstr. ist es dann notwendig, auf atomistischer Grundlage die Gesetze f. d. Bewegung eines Teilchens aufzustellen u. dann f. d. Gesamtheit statistische Mittelwerte abzuleiten.

Diesen Fall liegt bei den K Str. vor. Bewegungsgesetz eines Teilchens kennen wir noch nicht. (WK.!). Ab. Problem noch ungelöst. Nur durch künstliche Näherungswerte!

Allseitige Inzidenz 2) (1a) Obiges Gesetz gilt nicht für den Fall allseitiger Inzidenz, daß Strahlg (homogen, Exponentiell etc.) von allen Seiten in das Absorbermedium einfällt. Hierfür gilt:



$$J(x) = 2\pi J_0 \int_{u=1}^{\infty} \frac{e^{-\mu x u}}{u^2} \cdot du$$

J_0 ... Intensität oberhalb Medium pro Raumwinkel 1

$2\pi J_0$ also Ges. entstrahlung von der Halbraum.

μ ... den gew. def. Abs. k.

x ... Schichtdicke

$u = \sec \vartheta$

$\int_1^{\infty} \frac{e^{-\mu x u}}{u^2} du$ ist Goldsches $\int_1^{\infty} \frac{e^{-tu}}{u^2} du$ Tabellen.

Ableitung: Beob. = Platte P. Beob. Strahlg aus dünnem Kugelzone des Raumwinkel u. Fläche f $z - z'$

$f = 2R\pi \cdot h$ wobei $h = r \sin\vartheta \, d\vartheta = r d\vartheta \cos(90 - \vartheta)$

$f = 2r^2\pi \sin\vartheta \, d\vartheta$ ist

Von O aus gesehen nimmt diese Zone den Raumwinkel von dw ein. $\frac{d\omega}{4\pi} = \frac{2\pi r^2 \sin\vartheta \, d\vartheta}{4 r^2 \pi}$;

$d\omega = 2\pi \sin\vartheta \, d\vartheta$

Die Intensität der Strahlg oberhalb d. Platte sei J_0 pro Raumwinkel 1, $2\pi J_0$ Gesamtstrahlg, dann ist die Strahlg von Zonenelement $z - z'$ auf den Pkt O

$$dJ = J_0 2\pi \sin\vartheta d\vartheta \, e^{-\frac{\mu x}{\cos\vartheta}}$$

denn

$dJ = J_0 d\omega$. Abs. i. G pro Raumwkl $d\omega$

$\overline{OP} =$ durchgehende Weg $= \frac{x}{\cos\vartheta} = x \sec\vartheta$

Die Gesamtstrahlg aus der Kalbrai wird erhalten:

$$J = 2\pi J_0 \int_{\vartheta=0}^{\pi/2} \sin\vartheta d\vartheta \cdot e^{-\mu x \sec\vartheta}$$

führen wir als neue Var $\sec\vartheta = u$ ein: $u = \frac{1}{\cos\vartheta}$

$$du = d\left(\frac{1}{\cos\vartheta}\right) = + \frac{1}{\cos^2\vartheta} \sin\vartheta d\vartheta$$

$$du \cos^2\vartheta = \sin\vartheta d\vartheta = \frac{1}{u^2} du$$

eingesetzt:

Grenzen: $\vartheta = 0 \quad u = 1$

$\vartheta = \pi/2 \quad u = \infty$

$$J = 2\pi J_0 \int_{u=1}^{\infty} \frac{1}{u^2} du \cdot e^{-\mu x u}$$

Mittels dieser Gleichg kann aus beob. abs. Intensitäten gewünschter μ ermittelt werden.

Regnos (Kramm,) Komponenten:

H_2	2·09. 10^{-4}	cm^{-1} H_2O
H_1	7·57.	" "
M	15·7.	" "
W_1	57·8.	" "

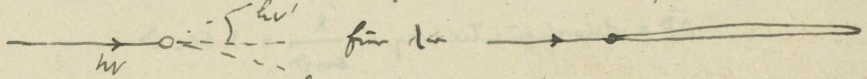
5.) Für einen spezielle Fall ist der Verlauf der Ab. Kurven unter obige Voraussetzungen berechnet worden. Also:
homogene Pr., ⊥ Einfall; aber Physikal. Veränderung durch II Ordn. i. Intensität richtig; Dosis auf 1 Kubikm. Dieselbe spez. Atom i. phys. Natur e Schr. Kr. wichtig i. pr. Wellenstrahlung, Compton Prozesse! (Kulenkampff)

Folgende physikal. Anm. verwendet: Primäres Quant $h\nu$, trifft mit Materie in Wechselwirkung. Comptonprozess Energie des Quants wird klein, gleichzeitig Elektronenstrahl, das ionisiert. Beschreibung dieses Vorgangs verschieden. Streustrahlung v. Klein-Nishina wird zugrunde gelegt.

Die Formel ist sehr kompliziert, vereinfacht sich aber für sehr kurze λ; wenn also $\alpha = \frac{\Lambda}{\lambda} \gg 1$ ist; $\Lambda = \frac{h}{mc} = 24 \cdot 10^{-12}$ cm.

So ergeben sich Vereinfachungen:

2) Es überlagert sich die gesamte von den Streuprozessen herrührende Streustrahlung der Primärstrahlung.



Verteilungskurven der Streuintensität für $\alpha = 10^3$ $\pm 2°$

2) $\Delta\lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\vartheta)$ also $\Delta\lambda = f(\vartheta)$

man fügt den häufigsten Streu ϑ ein; diesem ϑ werden die meisten Quanten gestreut. Die diesem ϑ entsprechende $\Delta\lambda$ ist $1{,}433\,\lambda$; d.h. bei jedem Streuvorgang wird λ auf das $1{,}433$ fache vergrößert.

Unter diesen Voraussetzungen ist die Rechnung leicht durchzuführen: Aus der auffallenden monochrom. P entsteht durch Streuung die langwelligere Streustrahlung S_1 mit $1{,}433\,\lambda_P$, aus dieser bei erneuter Streuung λS_2 mit $1{,}433^2\lambda_P = 1{,}433\,\lambda_{S_1}$

Diese schematische Betrachtung der Streustrahlungsgruppen S_1 S_2 ist hinsichtlich der math. Behandlung durchaus analog den Gesetzen des radioakt. Zerfalls. Fall eines ursprünglich reinen Radioelements, aus dem sich allmählich die Folgeprodukte bilden i. werden zerfällt. Die Gleichungen können übernommen werden i. wie dort steht λ so (Cs Cs...)

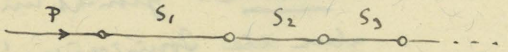
Aus vereinfachter Klein-Nishina-Formel folgt für μ =

$\mu = \text{const.} \cdot \frac{\lambda\, mc}{h}(1 + 2\lg 2\alpha)$ i. f. die μ 2 Komponenten.

Streuprozesse folgt näherungsweise:

$$\frac{\mu_{K+1}}{\mu_K} = 1{\cdot}361.$$

Während sich also bei jedem Streuvorgang die λ auf das 1·433 fache ändert, erhöht sich der Absorptions-Koeffizient auf das 1·361 fache.



Unter diesen vereinfachten Voraussetzungen ist die weitere Rechnung leicht durchzuführen. Das weitere ist bereits allerdings auf anderen Radioaktivität, Gebiete schon gehört. Es ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Strahl geschwächt wird u. λ d.W., daß ein Element zerfällt. Also: Problem:

Radioakt. Analogie.

Z. zur Zeit $t=0$ sei ein Radioelement mit $N_1(0)$ Atomen vorh. es wird sich selbst überlassen u. zerfällt $\overset{\lambda_1}{\cdots}\overset{\lambda_K}{}$. Gefragt ist nun die Zahl der Atome der einzelnen Folgeprodukte u. ihre zeitl. Änderung: $N_1(t)$ .. $N_K(t)$ wir nehmen $K=3$.

für $t=0$: $N_1(0) = N_1(0)$; $N_2(0) = N_3(0) = 0$.

$t = t$: $N_1(t)$ $N_2(t)$; $N_3(t)$.

N_1 zerfällt rein exponentiell.

N_2 wird gebildet aus N_1

N_3 " " " N_1 u. N_2

Also die Lösung lautet

$$N_1(t) = N_1(0)\, e^{-\lambda_1 t}$$

$$N_2(t) = N_1(0)\, \lambda_1 \left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_2 - \lambda_1} + e^{-\lambda_2 t} \right)$$

$$N_3(t) = N_1(0)\, \lambda_1 \lambda_2 \left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2-\lambda_1)(\lambda_3-\lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1-\lambda_2)(\lambda_3-\lambda_2)} + e^{-\lambda_3 t} \right)$$

– – –

Allgemein kann man schreiben

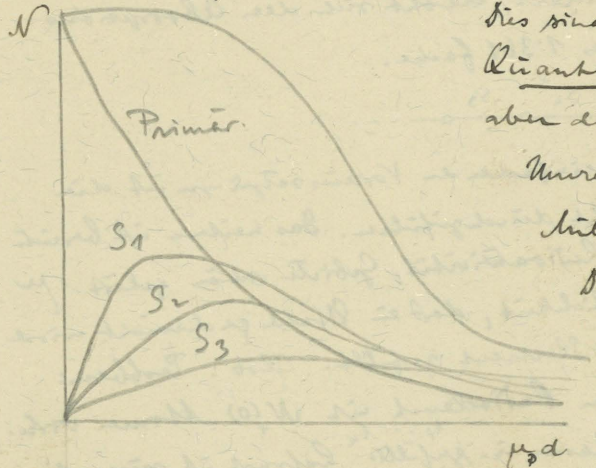
$$N_k(t) = \sum_{i=0}^{K} a_{ik}^{(i)}\, e^{-\lambda_K t} \quad \text{wobei}$$

$$a_{ki}^{(it)} = \frac{\lambda_{k-1}}{\lambda_k - \lambda_i}\, a_{k-1,i}^{(it)}$$

k ... Nummer d. höchsten
i ... laufender Index.

für Strahlg. sind nur die k durch die μ_k zu ersetzen!

Graph. Darstellg.:



Dies sind die Zahlen der Quanten! Gemessen wird aber die Ionisierung! Umrechnung erfolgt durch Multiplikation mit Faktoren. Die Kurvenform bleibt fast genau erhalten.

$J_k = \text{Const.}\, N_k R_k(\mu_k)$

Wesentlich ist die Abweichung vom gewöhnlichen Exp.-Gesetz. Kommt dies Teil noch ungerechnet ist allseitige Streuung; dann wieder Annäherung an gew. e-Funktion.

Lenz' Methode.

Sie besteht, mit wenigen Worten gesagt, darauf, daß die mit geeichten Ionisationskammern gemessene Intensitätskurve durch x mit der durchstrahlten Schichtdicke umgerechnet (deformiert) wird. $J(x)$ sei. $x \cdot J(x)$ gebildet. Die so erhaltene Kurve mißt je nach Komp.-Zahl 1 — ... μx a. auf, aus deren Lage unter Zugrundelegung eines physik. Gesetzes μ berechnet werden kann.

Lenz, Zs Phys. 83. 194

Ein Beispiel: Atm. d. 2-Ges. $dJ = -\mu J dh$ in homogener Atmosphäre v. d. Höhe H. Eine solche homogene Atm. hätte bei durchweg gleicher Dichte, wie sie an der Erdoberfl. herrscht, H = 8 Km. Dichte Luft 1·293 Höhe d. Hg-Säule 760 — Hg 13·6 Luft x

$$\frac{0{\cdot}001{\cdot}293}{13{\cdot}6} = \frac{76}{H} \rightarrow H = 7991\,m$$

Prosit!

Der Verlauf der Intensitätskurve in einer solchen Atm. wäre

17.

1.) $J = J_\infty e^{-\mu(H-h)}$ (1) $\quad J_\infty = 332\ J$

h ... Höhe über Erdboden.

2.) In Wirklichkeit ist es die Abnahme der Dichte exponentiell

Es ist ja dp Druck (cm Hg) v. Höhe dh = Gewicht

$dp = g\rho \cdot dh$

ρ ist $f(h)$, aus Gasgesetz $pv = RT$

$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{g}{RT} dh \qquad dp = RT\, d\rho$

$\rho = \rho_0 e^{-\frac{g}{RT} \cdot h} \qquad 0 \to h$

$\frac{g}{RT} = \frac{1}{H}$! denn: Integriert man $dp = g\rho\, dh$ für $\rho = \rho_0$

$p = g\rho_0 H \Big|_0^H = \rho_0 RT$

$\frac{p}{\rho_0 g} = H = \frac{RT}{g}$

15. u. 16. V. 3. XII. 36.

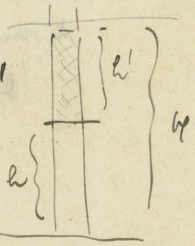
Also: $\rho = \rho_0 e^{-\frac{h}{H}}$

Für eine solche Atm. variable Dichte befolgt der Intensitäts-verlust eine andere Gleichg.: Was sich ändern muß, ist $(H-h) = h'$

Schwächung erfolgt pro durchstrahlte Masse. Die durchstrahlte Masse in Höhe h ist also

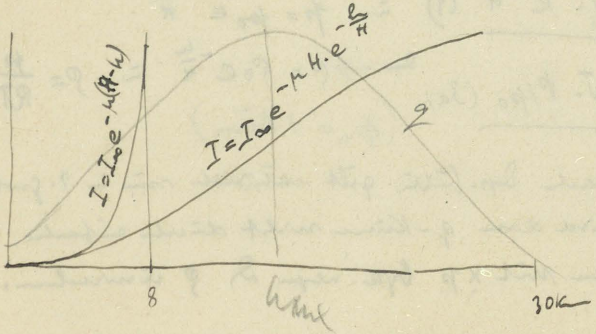
$$M = \int_h^\infty \rho\, dh = \int_h^\infty \rho_0 e^{-\frac{h}{H}} dh = 0 + \rho_0 e^{-\frac{h}{H}} \cdot H = \rho_0 h'$$

$M = \rho_0 h'$



also $I = I_\infty e^{-\mu H \cdot e^{-\frac{h}{H}}}$ ... (2)

$T = T_m$



I -- Intensität e. ξ
Fluß e. Lsg. d. Apparat.

beschreiben, wie 1 Fakt. h < 2 komp.

Unter der Voraussetzung, daß sich die Intensitätsänderung in Konvektion umsetzt, d.h.

$$c \cdot \frac{dJ}{dh} = q \quad \text{gilt,}$$

wird $q = c \cdot \mu J_\infty e^{-\mu H e^{-\frac{h}{H}}} \cdot \mu H e^{-\frac{h}{H}} \frac{1}{H} = c \mu J_\infty e^{-\mu H e^{-\frac{h}{H}} - \frac{h}{H}}$

$$q = c \mu J_\infty e^{-\left(\frac{h}{H} + \mu H e^{-\frac{h}{H}}\right)}$$

Diese Funktion hat ein ganz charakteristisches Merkmal: Es hat ein Max. in der Höhe $h_{max.}$, die in einfachem Zusammenhang mit μ steht:

Damit q ein Max wird, muß $e^{-(\ldots)}$ Extremum werden: also:

$$\frac{d}{dh}\left(\frac{h}{H} + \mu H e^{-\frac{h}{H}}\right) = 0$$

$$\frac{1}{H} - \mu H e^{-\frac{h}{H}} \cdot \frac{1}{H} = 0$$

$$\frac{1}{H} = \mu e^{-\frac{h}{H}}$$

$$\mu = \frac{1}{H} e^{+\frac{h}{H}_{max.}}$$

Aus der Lage des h_{max} ist also der Abs. Koeff. zu ermitteln!

Der Verlauf von q kann auch auf anderem Wege gewonnen werden: Anstelle die J-Kurve zu differenzieren, kann man die in den Konvektionsakten unter p_0 (normalen) gemessenen J Werte durch x mit $p/p_0 = e^{-\frac{h}{H}}$ umrechnen. Die Kurve ist gleich zu,

Denn:

$$q = c \mu J_\infty e^{-\left(\frac{h}{H} + \mu H e^{-\frac{h}{H}}\right)}$$

$$J = J_\infty e^{-\mu H e^{-\frac{h}{H}}} \quad \text{d.h. } p/p_0$$

also $q_h = c \mu J_h \cdot e^{-\frac{h}{H}}$ (3) i.e. $p = p_0 e^{-\frac{h}{H}}$

$$q = c \mu J \cdot p/p_0 \quad (3a) \qquad \text{d.h.} \rightarrow \rho = \rho_0 e^{-\frac{h}{H}} \text{ i.e. } \rho = \frac{p}{RT} \quad (p_0 = 1\ \text{Atm})$$

Die Anw. der einfachen Exp.-Fkt. gilt natürlich nur in 1. grober Näherung. Man wird dann q-Kurve nicht durch einfache Diff. erhalten, sondern mit x_p bzw. wegen ρ umrechnen.

Wenn eine Strahlg. aus mehren Komp. zus.-ges. ist, so bleibt ihre additive Überlagerung bei einer Druck- oder Dichteänderung ungestört; man sieht aus der Zahl, Größe u. Lage der Max.- oder Minimal in d. Kurve der φ sofort Zahl, Intensität u. Härteverhältnis der enthaltenen Komp.

So treten z.B. = Regener-Röhrenstrahlen je 1 Maximal bei 120 mm Hg = 240 mm Hg (13 u. 8 Km) auf. Sie den beiden W_2 u W_1-Komp. entsprechen. Weitere Gang der Analyse, je Intensität wurde unter Voraussetzung Welle-Natur gemacht, indem „Elementarfläche" gezählt wurde, die bei h_1 & h_2 gleichfalls Max aufweist u. die in den 2 Beobachtete Kurve ergeben. Rückschluß-Kriterium für, also Compton-Eff. allseitige Erfüllt.

Bemerkenswert ist, daß „Deformierung" ohne jede Voraussetzung über Natur gemacht werden kann, aber von jeder Strahlg Komp. u. evtl. Härte u Intensität analysiert werden kann. Zur Ermittlg sie aber weitere Voraussetzungen erforderlich.

$W_1 = 4 \cdot 6 \cdot 10^{-3}$
$W_2 = 9 \cdot 6 \cdot 10^{-3}$

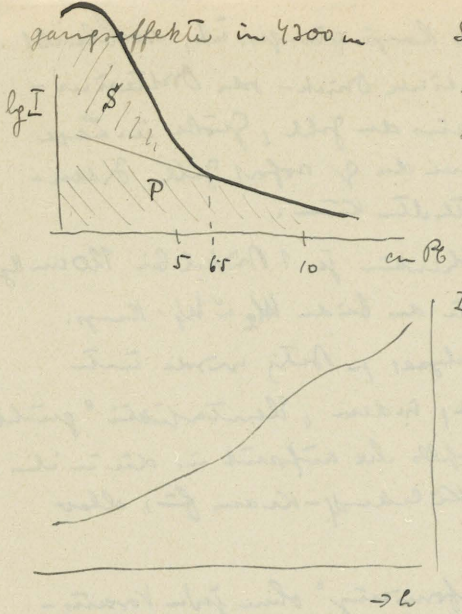
Analyse der Lichtintensitätskurve nicht genau möglich; Wasserkurve dagegen sehr scharf. – Sieht man von ihnen ab.

Voraussetzungen ab, so bleibt als + Aussage übrig, daß die Kurve 2 Maxima aufweist, was auf inhomogene Charakter der P-Str. hinweist.

Eine Analyse der Strahlungsint.-K., die von der ursprgl. Annahme einer Korpuskularstrahlg. ist von Compton unternommen worden. Compton hatte bei Amerik. Stratosph.-Flügen Appp. in die Höhe gesandt u. diese Appp. stark gepanzert. u. so nur die I-Str. gemessen. Er sagte sich, daß Absorption gegen größte Höhe als Übergangseffekt gedeutet sei, hervorgerufen durch II Str. Es ist also möglich diesen Übergangseffekt zu eliminieren, indem eine Ionis.-Kammer verwendet wird, deren Wände so dicke sind, daß alle II Str darin absorbiert werden. Die in einem solchen Gefäß gemessene Ionis. müßte pop P-Str. sein.

Comptons Analyse
Co. Phys Rev. 45, 441.

Die nötige Wandstärke würde durch Beob. des Über-



Schirdel fand in Meereshöhe 10cm Dicke 10cm Pb-Schutz + 6cm messing Pb - als Ballast

Die so erhaltene Kurve bis 50 mm Hg:

20. II. 33.

Gang der Analyse.

a) Umrechnung auf ⊥ Einfall nach Verf. v. Gross.

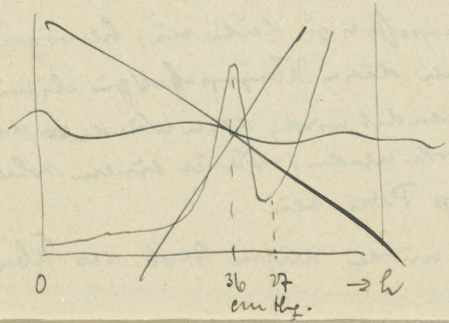
Bei dem allseitigen Einfall werden die Unebenheiten, die ja gerade am aufschlußreichsten sind, stark verwischt. Analyse viel schwieriger, wenn genau auf ⊥ Umrechnet.

Bezeichnet man mit $J(x)$ die Ionisation in Schichtdicke x bei allseitigem Einfall Tatsächlich gemessene Ionisation, dann ist die auf ⊥ Einfall umgerechnete Schicht $\psi(x)$ durch den Ausdruck

$$\psi(x) = J(x) - x \cdot \frac{dJ(x)}{dx}$$

Stark Schichtdicke ist es natürlich bequemer den Druck p in cm Hg der durchstrahlten Luft pp. ist, zu nehmen. Praktische Ausf. der Umrechnung: Differentialkurve und punktweise Konstruiert, dann mit p x u. von ursprüngl. Kurve abgezogen.

Die so folgende Kurve ist Bruchteil viel ausgeprägter!



Allerdings ist zu bemerken, daß das Gross'sche Umrechnungsverfahren enthält die wesentliche Voraussetzung,

1) Richtg der I & II Str. =
2) $\lambda(II) \leqslant \lambda(I)$

Annahme fällig f. Wellen Kopenhagen

Nun zur eigentlichen Analyse:

Hierfür wie oben erwähnt, bestimmte Anm. über Natur erforderlich! Bei Korpusk. viel schwieriger als bei Wellenst., wo man doch ziemlich exponible Gesetze hatte.

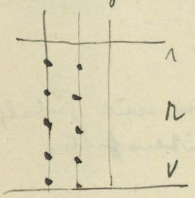
Schwächung der Korp.Str. ganz verschieden, je nach Energie. Ganz langsame β Str. (Photoel.) werden von neutralen Molekül als Ganzes eingefangen u. angelagert, wobei das El. seine ganze Energie auf einmal verliert.

Schnellste El. verlieren ihre Energie nie in 1 Akt, sondern stets in einer Reihe kleiner Elementarakte, erst wenn Geschw. auf wenige eV herabgesunken ist, doch 1. Fall ein. (aber erst am Ende ganz schnelle El. wahre Absorption). Sonst Streuabsorption d.i. Ablenkung des Teilchens aus dem Strahlengange.

Schnellste El. & Energieverlust fehlen alle exper. Daten. Nur Theorie (Bethe!) Auch Wechselwirkung mit Kernelektron müßte stets gegeben werden, Relat. berücksichtigen.

Nun hilft sich mit Näherungsansatz:

Korpuskeln: def. $\varkappa$ u. Ionisierungsvermögen sei Konstant. Von Sek.Str. sei selbst. abgesehen, da ja diese auch nicht gemessen werden.



$J_z = J_0 \quad z < R$

$J = 0 \quad z > R$

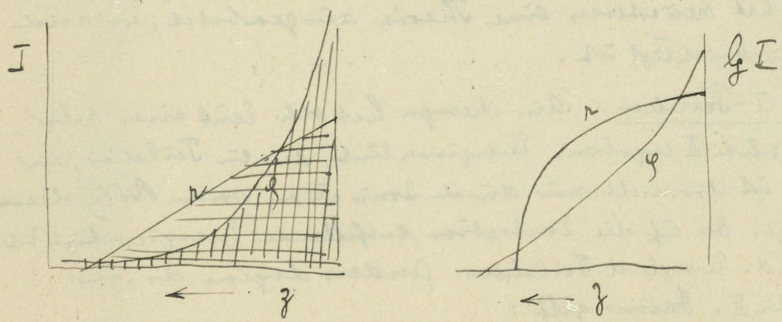
I. Absorptionsgesetz für β Str.:

$$J_z = J_0 \frac{R - z}{R}$$

für Wellenstr.

$$J_z = J_0 e^{-\mu z} \quad G(\mu z)$$

Wenn man diese beiden Gesetze graphisch aufträgt:

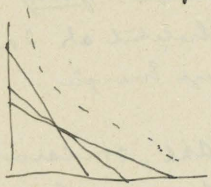


Wenn mehr als 1 Korp. vorh. ist, so wird Ph-Kurve steiler

Kle 275.
allgem $\varkappa$?

Ionisierungsvermögen
$\varkappa$ ab. konst.

Aus diesen Kurven geht schon hervor, daß, wenn ~~Korp. Str. def. R vorhanden sind~~, wenn eine elektr. Kurve gerade als φ_1 ist, sie nicht durch Photonen erzeugt sein kann. Wenn mehrere Gruppen R vorhanden sind, so wird sich durch Übelagerung eine e-Funktion-artige Kurve ergeben.



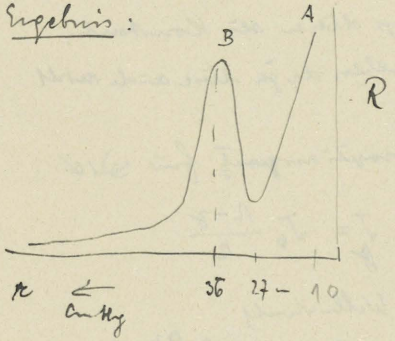
Also: (1) jede nach oben zu konkave Kurve kann als Korp. u. bis zu φ_1 als Energiekurve auch als Ph-Kurve angesprochen werden. Aber

(2) Kurven zwischen φ_1 und 2 Kurven sind R Kurven sein!

Hat man nun rein für Korp. entschieden, so kann die Reichweitenverteilung durch nochmalige Diff. der zu d. Einfall entsprechenden Kurve bestimmt werden:

$N(a)\,R = -\frac{d\psi}{dp}$, wobei R die Zahl der Teilchen der R ist

Ergebnis:



Kompliziert aufgebaut!
2 Gruppen. B - Elektronen
A ~ 10 cm = R
Weitere Unt. nur mit Zuhilfenahme des Photoeffekts!

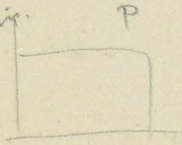
Groß' neueste Überlegungen.

Comptons Betr. gelten für P ohne S-Streuung.

Groß hat neuerdings eine Theorie ausgearbeitet, wo auch S-Str. berücksichtigt ist.

Gr. Phys. Zs. 37, 12.

1.) Abs. Ges. f. I-Teilchen. Ein Energieverlust, den ein Teilchen / cm erleidet, ist also nicht nur durch Ionisation, sondern Anregung II bedingt. Der auf die Ionisation entfallende Energieverlust ist unabh. v. d. Energie d. Teilchens. Anders dagegen der zur Erregung der II. Dann gilt:



$$\frac{d\varepsilon}{dx} = -a - b\varepsilon$$

Es sei ε_0 die ursprüngl. Energie. Dann ist die Lsg.:

$$\varepsilon(x) = e^{-bx}\left(\varepsilon_0 + \frac{a}{b}\right) - \frac{a}{b}.$$

Diese Strahlung kommt eine best. Reichweite zu. Sie bestimmt sich als die Schichtdicke R, für welche $\varepsilon(x) = 0$ wird:

$$e^{-bx}\left(\varepsilon_0 + \frac{a}{b}\right) = \frac{a}{b}$$

$$-bx + \ln\left(\varepsilon_0 + \frac{a}{b}\right) = \ln\frac{a}{b}$$

$$x = \underline{R} = \frac{1}{b}\ln\frac{b}{a}\left(\varepsilon_0 + \frac{a}{b}\right) = \frac{1}{b}\ln\frac{a + b\varepsilon_0}{a}$$

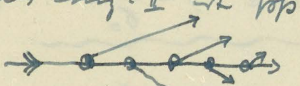
$I_x = I_0 e^{-\mu x} = 0$

$x = \infty$!

Diese R wächst wegen der zunehmenden Absorption von II-Strahlen nur langsam mit ε_0 an. – Wir haben vorausgesetzt, daß die Größen a u. b Konstante sind. Dies gilt nur für Teilchen derselben Art. Für Komp., die aus Partikeln ≠ Art ($\beta \propto \mu$) wird man veränd. Werte a b annehmen müssen.

2.) Die Erzeugung von II-Str. Mit obiger Anm. über den Energieverlust sind 2 ≠ Arten von Erzeug von II-Str. vereinbar.

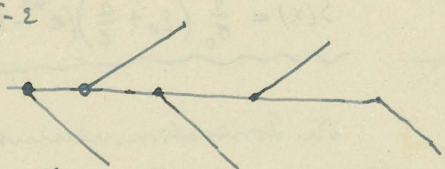
a) Jedes I erzeugt entlang seiner Bahn überall dieselbe Anzahl II. Die Energie des einz. II ist pop $\varepsilon(x)$ des I. Die R_{II} wäre pop. der ε_{II}



Dieser Fall wäre realisiert bei β Strahlen
Wie man aber durch Extrapol. sieht, für Ultra β Str. ad abs.

b) Zahl e II ist pop. $\varepsilon(x)$. Aber Eigenschaften u. Energie des II sind unabh. von I-ε

$R_{II} = \text{const.}$



Dies mag eine Annäherung darstellen für den Fall, daß das elm. Feld des sich bewegenden Teilchens durch Wechselwirkung mit Kernen Anlaß z. Erzeugung von II gibt.

ad b) $R = n$ σ_0 Energie eins II, $n(\xi)$ die Zahl der pro cm ergiebige, so muß das Produkte aus Energie u Zahl n -- Reichweite der II Gr.

$$\sigma_0 n(\xi) = b\,\varepsilon(\xi) = \text{const.}$$

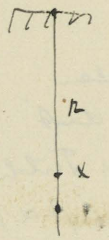
Die in x vorhandene Gesamtzahl II $S(x)$ wird dann:

1) für $x < n$: n Sek. II Gr.

$$S(x) = \frac{b}{\sigma_0}\int_0^x \varepsilon(\xi)\,d\xi \qquad n(\xi) = \frac{b}{\sigma_0}\varepsilon(\xi)$$

bzw.:

$$S(x) = \frac{b}{\sigma_0}\int_{\xi=0}^{x}\left(e^{-b\xi}\left(\varepsilon_0 + \frac{a}{b}\right) - \frac{a}{b}\right)d\xi$$



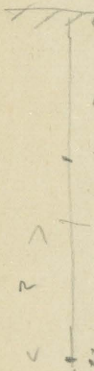
$$= \frac{b}{\sigma_0}\int\left(\varepsilon_0 e^{-b\xi} + \frac{a}{b}e^{-b\xi} - \frac{a}{b}\right)d\xi$$

$$= \frac{b}{\sigma_0}\left(-\frac{\varepsilon_0}{b}e^{-b\xi} - \frac{a}{b}\frac{1}{b}e^{-b\xi} - \frac{a}{b}\xi\right)_{\xi=0}^{x}$$

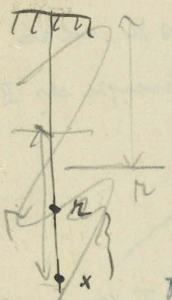
$$= -\left(\frac{\varepsilon_0}{\sigma_0}e^{-bx} + \frac{a}{\sigma_0 b}e^{-bx} + \frac{a}{\sigma_0}x\right) - \left(-\frac{\varepsilon_0}{\sigma_0} - \frac{a}{\sigma_0 b}\right)$$

$$S(x) = \frac{1}{\sigma_0}\left(\varepsilon_0 + \frac{a}{b}\right)\left(1 - e^{-bx}\right) - \frac{a}{\sigma_0}x \qquad (1)$$ für $x < n$

2) für $x > n$



$$S(x) = \frac{b}{\sigma_0}\int_{x-n}^{x}\varepsilon(\xi)\,d\xi$$

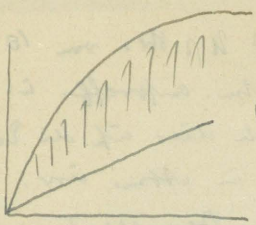


$$S(x) = \frac{1}{\sigma_0}\left(\varepsilon_0 + \frac{a}{b}\right)\left(e^{bn} - 1\right)e^{-bx} - \frac{a}{\sigma_0}n \qquad (2)$$

Diskussion: Die Ionisation nimmt zunächst zu, erreicht für $x = n$ ein Maximum, um dann wieder abzunehmen. Die Ionis d II., die pro ccm eine II Gr. ergeben.

ad 1) $(1 - e^{-bx})$ ist glatt wachsend für $\to 1$

ad 2) e^{-bx} abnehmend $\to 0$

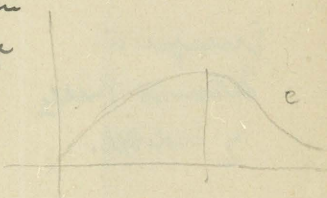


der Verlauf der $\bar{\eta}$-Stabilität deckt sich nirgends mit dem Verlauf der (Konstanten) I Gr. – Man kann aus der gemessenen Abs. Kurve, die für die Superposition von I u II. Ionisation gibt, nicht direkt auf die I-Ionisation schließen, muß prinzipiell stets auch die II berücksichtigen.

Eine homogene P gibt aber infolge ε II n exponentiellen Verlauf, d.h. die P inhomogen, wo schließlich sich über diese von Zeit zu einzelne Strahl hervorhebende Abs. noch diej. der Atome der I-Gr. In einem kleinen Intervall wird sich die Abs Kurve immer noch durch eine einzige Exp. Funktion darstellen lassen. Im ganzen Intervall Σ Exp.F. Die Abnahme der Exponenten mißt den Erfolg der Einheitsanalyse mittels $\underline{\varepsilon}$.

Genauer ergibt sich die Superpos. von Konstanten I & exp. II.

1) Sch. allg.



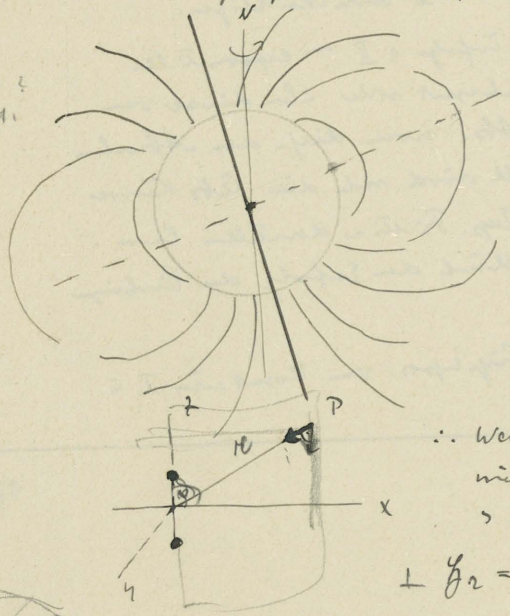
---

17. u. 18. Vorl.
10. XII. 26.

Wir wollen von der Vorstellung ausgehen, daß Ult. Str. von 10^8 bis 10^{11} eV von allen Richtungen auf die Erdatm. auftreffen u. wir stellen uns die Aufgabe zu lösen, wie wird sich dies üb. der Erdoberfl. unter Berücksichtigung des Magnetfelds u. Abs. in Atm. usw. ändern. – Es handelt sich im wesentl. u. Beantwortung der Frage d. Bahn eines rasch bewegten geladen Korp. im Felde eines Dipols

Energie im Intensit. Verlauf, z. Erdoberfl.

Magnetfeld der Erde ist ein Dipolfeld.



Die Größe des magnetischen Mom. dieses Dipols ist

$$M = 8{,}4 \cdot 10^{25}\ \Gamma \cdot cm^3$$

Das Kraftfeld eines solchen Dipols setzt man = 2 Komp.

1.) $\mathfrak{H}_r$ in ~~Richtung~~ Richtung zum Mittelpkt (Radialkomp.)

2.) $\mathfrak{H}_\varphi$ Komp. $\perp$ dazu.

$\therefore$ Wenn man Feld in Pkt P ermitteln will, zerlegen in 2 Komp. Radiale $\perp$.

$$\perp\ \mathfrak{H}_r = \frac{2M\cos\varphi}{r^3}$$

$$\text{h}\ \mathfrak{H}_\varphi = \frac{M \sin\varphi}{r^3}$$

$$\mathfrak{H} = \frac{M}{r^3}\sqrt{3\cos^2\varphi + 1}$$

Für ein Pkt des magnet. Äquators ist also $\varphi = 90°$ u. $\mathfrak{H}_r = 0$

$$\mathfrak{H}_\varphi = \frac{M}{r^3}\ \text{(viele Größ.!)} = \frac{8 \cdot 10^{25}}{(6{,}4 \cdot 10^8)^3} \doteq \frac{1}{3}\ \Gamma$$

$\mathfrak{H}_r$ ist Vertikalkomponente
$\mathfrak{H}_\varphi$ = Horizontalkomp.

Gelangt nun in dieses Feld ein elektr. gel. Partikel, so erfährt es Ablenkung. Die beiden Extremfälle, aus der allgem. Fall gewonnen werden kann sind: 1.) Transversales magn. Feld. ($\mathfrak{H} \perp$ Teilchenbahn) dann gilt, wenn Feld als homogen angesehen wird,

$$P = e\, v\, \mathfrak{H}\ \text{Dyn} \qquad (\mathfrak{H} = \text{Gauß})$$

Kraft, die 1 El. ausgesetzt wird!

Die Richtg dieser Kft ⊥ zu nach rechts HR für best. Teilch + Ldg. Frage. *

2.) Longitudinales Feld ($\mathfrak{H} \parallel$ Strom)

Fliegt sie genau $\parallel$ zu Kraftl, so wird sie nicht beeinflußt. Kommt sie beim Eintritt ins Feld in etwas schiefer Richtg, sagen die Kraftl., so beschreibt sie Spiralbahn um die Kraftl.

Die Behdlung ist leicht verständlich, wenn man die Geschwindigkeit in 2 zueinander ⊥ Komp zerlegt, von denen die in $\parallel$ Magnetfeld ganz unbeeinflußt bleibt, die andere aber zur Kreisbew. aufgespalten wird.

ad 1) Jede Masse m Komp. Geschw. v. von ⊥ wirkender Kr. beeinflußt wird Kreisbahn beschreiben. Ist der Radius dieser Bahn r, so ist die Zentripetalkraft = Ablenkgkraft

$$\frac{m v^2}{\rho} = e \mathfrak{H} v$$

$$\rho = \frac{v}{\mathfrak{H} e/m}.$$

Da in (1) u (2) die Kräfte nur ⊥ zur Bewegg wirken, bleibt v u. damit auch Energie des Teilchens völlig ungeändert!

Obige Gleichg. wird auch oft geschrieben:

$$\mathfrak{H}\rho = \frac{m v}{e} = \frac{m_0 v}{e_0}$$ m ... Masse bei Ubn aber Relat. F.!

Energie meist in eV ausgedrückt.
die exakte rel. F. hierfür lautet:

$$\frac{e_0 V}{300} = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right)$$ führt man hierin eine Berücksichtigg

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$$ ein

so erhält man:

$$V = 300 \left[\sqrt{(\mathfrak{H}\rho)^2 + \left(\frac{m_0 c^2}{e_0}\right)^2} - \frac{m_0 c^2}{e_0} \right]$$

Betrachte wird, daß $\mathfrak{H}\rho = \frac{e_0}{m} \frac{c \cdot m v}{e_0} \gg \frac{m_0 c^2}{e_0}$

denn $cv \approx c^2$ für $v \to c$

u. $m \gg m_0$!

$E_{kin} = m_0 c^2 (\ldots$

Dann ergibt sich die einfache Formel:

$$\boxed{\mathcal{H}\rho = \frac{E}{300}} \quad \text{f. Kstr.} \qquad E = eV$$

Diese Gleichung gibt uns ρ für bek. v in ges. $\mathcal{H}$.
BB. Betrachten wir ein El, das eine so große Energie hat, daß seine Bahn gerade so gekrümmt wird, daß sie den Erdäquator in Äquatorebene trifft.

Wir setzen $\rho = r = R_0$

$$\mathcal{H} = \frac{m\ell}{R_0^3} \quad \text{u.} \quad E = 300\,\frac{m\ell}{R_0^3}\,R_0 = \frac{300\,m\ell}{R_0^2}$$

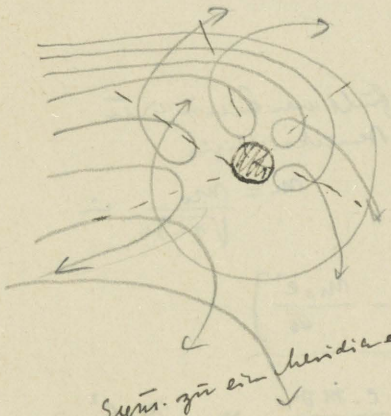
$$E = \frac{300 \cdot 8 \cdot 4 \cdot 10^{25}}{(6 \cdot 4 \cdot 10^8)^2} = 6 \cdot 10^{10}\,eV$$

Vergleichen wir dies Ergebnis mit der Energie eines Partikels von $4 \cdot 10^9$ eV (Energie der schnellsten α die Atmosphäre [illegible]) so finden wir, daß $\frac{6 \cdot 10^{10}}{4 \cdot 10^9} = \frac{R_0}{\rho}$; $\rho = \frac{R_0}{15}$.

Betrachten wir nun einige einfache Bahnen i. d. Äquatorebene. Für Äquatorebene gilt: Aus Gleichung folgt:

$$\frac{m\ell}{r^2}\,\rho = \frac{E}{300} \quad ; \quad \underline{\rho = C \cdot r^3}$$

d.h. der Krümmungsradius wächst mit dem Kubus des Abstandes vom Erdmittelpunkt. Typische Bahnformen in Äquatorebene u. Brüche



je näher zur Erde, desto kleiner ρ.

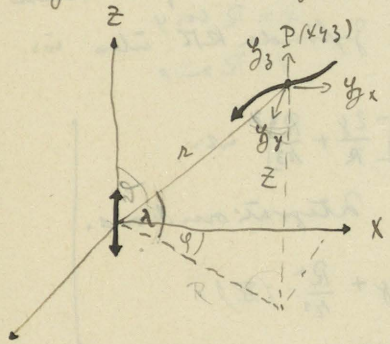
Die nicht in Äquatorebene gelegenen Bahnen sind in 2 Komp. zu zerlegen: im homogenen Feld sind es Schraublinien, die Zylinder aufwickeln, im inhomogenen Feld auf [illegible]

Ergänz. für ein Meridianebene!

M.P.V. 497. 20

Die Berechnung des allgemeinen Falles jedoch von Störmer 1904 → ausgeführt. Er hat die Bewegungsgleichung auf eine sehr einfache u. übersichtliche Form gebracht, aus der sich die Haupteigenschaften der Bahnen ableiten lassen.

Wir legen durch Erde ein Kst System Rechtwinkl. Richtg der z-Achse ist magnet. Acc. Elektron = Pkte P (xyz)



Zur Aufstellg der Bew. Gleichgn ist Kenntnis der Kräfte erforderlich. Die vom Dipol = Pergnäpt y ist

y_x y_y y_3

u. die ergibt Kräfte nach $T = \frac{e}{m} v y$

Es wirken nun die Translations Komponenten v_x v_y v_3

Ihr gehören die Geschwindigkeiten u. die y in Komp. auf x wirken = y_y , y_3 usw.

Dann ist

$$m\ddot{x} = e v_y y_3 - e v_3 y_y$$
$$m\ddot{y} = e v_3 y_x - e v_x y_3$$
$$m\ddot{z} = e v_x y_y - e v_y y_x$$

anders geschrieben: $$\ddot{x} = \frac{e}{m}\left(\dot{y} y_3 - \dot{z} y_y\right)$$

für $y_{..}$ sind die Werte aus Dipolfeld einzusetzen.

Können aus der magnetischen Potential der Erde durch Differentiation abgel. werden. magnet. Potential ist:

$$V = \frac{me}{r^2}\cos\varphi = \frac{me}{r^3}\cdot z \;;\quad y_x = -\frac{\partial V}{\partial x} = -\frac{me\,3xz}{r^5}$$

Durch Einführung dieser Werte u. einige Umformg erhält man:

Zyklische Kst

$x = R\cos\varphi$

$y = R\sin\varphi$

$$\frac{d^2x}{ds^2} = \frac{e^2}{r^5}\left[3 y_3 \frac{dz}{ds} - \left(3z^2 - r^2\right)\frac{dy}{ds}\right]$$
$$\frac{d^2y}{ds^2} = \ldots$$
$$\frac{d^2z}{ds^2} = \ldots$$

Die Größe c darin bedeutet: $\sqrt{\frac{m}{v}\frac{e}{m}}$ u. ist dimensionsmäßige Zuordnung der den Strahl charakt. el. u magn. Größen gebildet. Umformung: N so viele Ln, e so viel charakt. q^n.

$\frac{m}{e} v = H\rho$ .. Heißigkeit. $\quad c = \sqrt{\frac{mc}{H\rho}}$ [l]

Es genügt, die Bahn für $c = 1$ zu kennen. Wir führen diese Größe als Einheit ein! Und gehen zu Zylinderkoord über u. führen eine $\int$ aus, dann erhält man:

$x = R\cos\varphi$
$y = R\sin\varphi$

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2R}{ds^2} &= \frac{1}{2}\frac{\partial Q}{\partial R} \\ \frac{d^2z}{ds^2} &= \frac{1}{2}\frac{\partial Q}{\partial z} \\ \left(\frac{dR}{ds}\right)^2 + \left(\frac{d\varphi}{ds}\right)^2 &= Q \end{aligned}\right\} \text{(I)} \qquad \begin{aligned} &\text{wo } Q = 1 - \left[\frac{2y}{R} + \frac{R^2}{r^3}\right]^2 \text{ ist.} \\ &-\infty \leq y \leq +\infty \quad \text{Integrationskonst.} \\ &\text{u. } R^2\frac{d\varphi}{ds} = 2y + \frac{R^2}{r^3} \quad \text{(II)} \end{aligned}$$

Eine $\int$ dieser Gleichungen ist bisher nicht gelungen, eine ganze Reihe qualitativer Eigenschaften der Bahnen im Raume lassen sich angeben. Es. hat in vielen 1000 Arbeitsstunden durch numerische u. graphische $\int$ eine Reihe charakt. Bahnen gefunden.

Schwarzschild

~~$x = R\cos\varphi, \quad y = R\sin\varphi$~~

St. hat gezeigt, daß man die Bewegung des Teilchens auf Grund obiger Gleichungen darstellen kann durch

1) Bewegung des Partikels in der Ebene des Meridians des Pkts P_1

2) die Rotation der Ebene um die z-Axe.

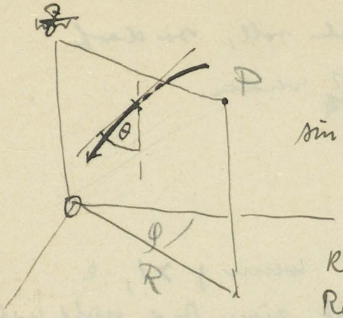
Uns interessieren vor allem die Bahnen der Teilchen, die die Erde erreichen können.

St. zeigte, daß die Neigung der Bahn gegen die Meridianebene gegeben ist durch

$$\pm \sin\theta = \frac{\cos\lambda}{x^2} - \frac{2y}{x\cos\lambda} \qquad - : \text{Punkt T.}$$

$$R\frac{d\varphi}{ds} = \frac{2y}{R} + \frac{R}{r^3} \qquad \text{äquat. Ebene}$$

$\sin\theta$



~~Wir führen λ ein u. $\varkappa$~~

Daraus sieht man schon, daß, da $\sin\theta$ gerade ∓ 1 liegt, in den Raumbereich

$$\frac{2\gamma}{R} + \frac{R}{r^3} < -1 \text{ u. } > 1$$

keine Bahnen liegen. Die Räume, die Räume, für die $-1 \leqq \frac{2\gamma}{R} + \frac{R}{r^3} \leqq 1$ ist, werden nicht verlassen. Es gibt also „verbotene" Räume.

Zur weiteren Diskussion wird die Gleichung umgeformt

$$\pm \sin\theta = \frac{\cos\lambda}{\varkappa^2} - \frac{2\gamma}{\varkappa\cos\lambda}$$

– für positive Partikel

λ ... geomagnet. Breite

$\varkappa$ ... Energieparameter (normalisierter Radius)

$$\varkappa = \frac{r}{R_0}\sqrt{\frac{E}{E_0}} = r\sqrt{\frac{\gamma\varphi}{m\varepsilon}} \quad \begin{matrix} r \text{ ... Distanz d. P.} \\ R_0 \text{ ... Erdradius} \end{matrix}$$

$R = r\cos\lambda$; r in R_0 Einheiten:

$$\varkappa = r\sqrt{\frac{\gamma\varphi}{m\varepsilon}} = \frac{r}{R_0}\sqrt{\frac{E}{E_0}}$$

Die Bed., daß Raum erlaubt ist, lautet nun:

$$-1 \leqq \frac{\cos^3\lambda}{\varkappa^2} - \frac{2\gamma}{\varkappa\cos\lambda} \leqq 1$$

Wir haben drei Variable λ, γ, E, r!

Betrachten wir $\varkappa = \frac{r}{R_0}\sqrt{\frac{E}{E}}$, wird in $\infty = \infty$; nimmt dann ab bis zu $r = R_0$ $\varkappa_0 = \sqrt{\frac{E}{E}}$, ist dann reiner Energieparameter

Tabelle:

$\varkappa_0$	U. $\times 10^{10}$ el	pot. 10^{10}	α
0·1	0·06	0·017	0·018
0·4	0·95	0·86	1·56
0·8	3·82	3·72	7·25
1·0	5·96	5·85	11·52

bei konst. $\varkappa$ nur bestimmte γ möglich, wodurch die Form des Raumes gegeben ist.

1) Für ganz. Energien in gegeben Raum sind es $\varkappa$ höhere $\varkappa$.

Kann 1) λ = const gesetzt $\varkappa$ u Energie

Wenn das Teilchen die Erde erreichen soll, so darf $|\sin\vartheta|$ für keinen Wert $\infty \Leftrightarrow x$. ≥ 1 werden.

Es soll also $\left|\frac{\cos\lambda}{x_0^2} - \frac{2\gamma}{x_0\cos\lambda}\right| \leqq 1$

$x_0 = 1$.

$\cos\lambda \leqq 1$

$|1 - 2\gamma| \leqq 1$ wenn $\gamma > 1$, 2

$2 - 4.2$ ist diese Bed. nicht mehr erfüllt, da dann ≥ 1 wird

~~2.) Ergebnis~~ ~~γ muß < 1 sein~~ für $x_0 < 1$!

$\gamma \leqq 1$ $x \geqq 1$ folgt.

er 2 V. $\gamma = 1$ / 2

Einige Abbildungen dieses Raumes. $x_0 = 1$ $\gamma = 1$ Raum.

Die Grenzen sind festgelegt durch $\sin\vartheta = -1$
$\sin\vartheta = +1$

2)

Also z.B. Grenze für $\lambda = \lambda_1$ $\gamma = 1$ $x = x_1$

$$1 = -\frac{\cos\lambda_1}{x_1^2} + \frac{2}{x_1\cos\lambda_1}$$

Die Achsen in der Äquatorebene.

für positive Teilchen

Betrachten wir in Nähe $\lambda = 0$; $\cos\lambda = 1$, die Gleichung für $\gamma = 1$

$$\sin\vartheta_1 = -\frac{1}{x_1^2} + \frac{2}{x_1} \qquad 1 = -\frac{1}{x_1^2} + \frac{2}{x_1} \; ; \quad x_1^2 - 2x + 1 = 0$$

Diskussion: Wenn $\left.\begin{array}{l}\sin\vartheta_1 = 1 \\ \vartheta_1 = \frac{\pi}{2}\end{array}\right\}$ liefern wir $x_1 = 1$
$E = 6.10^{10}$ eV

$\left.\begin{array}{l}\sin\vartheta_1 = -1 \\ \vartheta_1 = -\frac{\pi}{2}\end{array}\right\}$, $x_1 =$

$-1 = -\frac{1}{x_1^2} + \frac{2}{x_1}$ $\quad -x_1^2 + 1 - 2x$

$x_1^2 + 2x - 1 = 0$ $\quad x_{1,2} = -1 \pm \sqrt{1+1}$

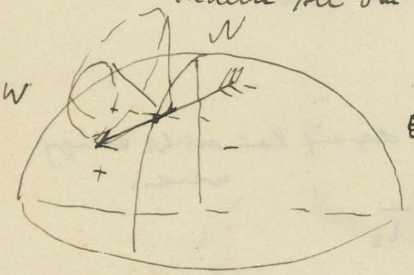
$= \sqrt{2} - 1 = 0{,}41$

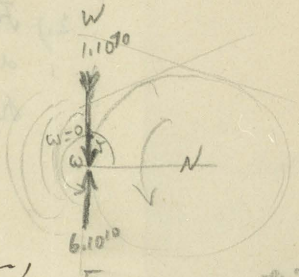
$E = 1.10^{10}$ eV

Also, die Teilchen, deren Energie zwischen 1.10^{10} u. 6.10^{10} Äqu. R.

Ergebnis: 1) + Teilchen von der Energie 1.10^{10} eV

Können die Obfl. der Erde unter dem $\measuredangle \omega = 0$ von $\omega = \frac{\pi}{2} + \theta_1$ aber tangentiell, erreichen indem sie von φ ($\theta = -\frac{\pi}{2}$) kommen, aber von keiner Andern Richtung.

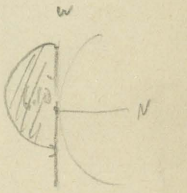




2) Teilchen 6.10^{10} eV

Können von E ($\omega = \pi$) kommen, aber auch von allen anderen Richtungen.

Größe der Öffn. ∠



+ T. einer dazwischen liegenden Energie können Erdoffl. aus allen in einen ∠ Konus liegenden Richtungen erreichen; der Konus ist im W beginnend u. sein Öffnungs ∠ wächst mit Energie, bis er für 6.10^{10} eV den ganzen Horizont umspannt.

Wegen $\gamma \neq 1$!

z.B. $\gamma = 0.5$, so gilt nun im 2. Fall die Gleichung:

a) $\sin\theta = -1 + 1 = 0$ auch ein erlaubter Wert

b) $\quad " \quad = -\frac{1}{0.41^2} + \frac{1}{0.41} = -5.9 + 2.44 < -1$ also kein erlaubter Wert.

für negative Teilchen $\sin\theta = \frac{1}{x_1^2} - \frac{2}{x_1}$ Kehrt nicht alles um.

B.) Die Bahnen in irgend einer Ebene.

Die Gleichung $\pm \sin\theta = \frac{\cos\lambda}{x^2} - \frac{2\gamma}{x\cos\lambda}$

ist mit $\gamma = 1$ die notwendige Bed., daß ein Teilchen imstande sei, ein Gebiet λ unter $\measuredangle \vartheta$ zu erreichen.

Wir schließen daraus, daß für ein best. Energie E (x_0) 1.) gegeben, es ein minimales λ_1 gibt, innerhalb dem kein Teilchen mehr ankommen kann. Man findet dieses λ_1 indem man setzt

$\sin\theta = -1$

$\gamma = 1$! Ebene



$$1 = \frac{\cos\lambda_1}{\chi_0^2} - \frac{2}{\chi_0 \cos\lambda_1}.$$

2.) Für Teilchen der gleichen Energie gibt es ein λ_2 über der sie aus allen Richtungen kommen können.

Diese Breite erhält man

$$\sin\theta = +1$$
$$\rho = 0.783 \quad \rightarrow \text{darauf kann nicht eingegangen werden.}$$

$$-1 = \frac{\cos\lambda_2}{\chi_0^2} - \frac{1.556}{\chi_0 \cos\lambda_2}$$

3) Wenn man die Energien der Teilchen erhalten will, die aus in best. Richtg des Meridianes kommen, :

$$\theta = 0$$

$$\chi = \frac{\cos^2\lambda}{2\rho}$$

An der Grenze ist $r = R_0 \quad \chi = \sqrt{\frac{E}{E_0}}$

$$E = \frac{E_0}{4\rho^2}\cos^4\lambda$$

Nimmt man für $\rho = 1$ u $\rho = 0.783$ den Mittel $\rho = 0.9$

so ergibt sich $E = 1.9 \cdot 10^{10} \cos^4\lambda$

λ	eV
0	$1.9 \cdot 10^{10}$
20	1.5
40	0.65
60	0.12
80	$1.7 \cdot 10^{-2}$
90	0

Die genaue Berechnung der Öffnung Δ des Konuses ist schwierig

Erich Regener
Georg Pfotzer

Vertical Intensity of Cosmic Rays by threefold coincidences in the Stratosphere.

Nature 136, 718. 35.

3) Arbeit in irgend einem Thema

a) Es gilt für jedes $\varkappa$ ein λ_{min} [illegible]

b) [illegible]

c) Energie [illegible]

1.) $R\frac{d\psi}{ds} = \frac{2\gamma}{R} + \frac{R}{R^3}$

$\sin\theta$

Einschränkung $-1 \leq \sin\theta \leq +1$

verbotene Räume

2.) Abschirmung $\lambda, \varkappa$

Tabelle für $\underline{\varkappa}$ Energieparameter

Aufgabe: für $\varkappa = \infty$ bis $\varkappa = \varkappa_0$

muß $\frac{\varrho}{\varrho_0} \geq 1$ sein muß

1.) a) eine zu beschaffende f geben. ZN

g gilt die Schalen.

~~2.)~~ b) Grenze der f-Räume

2.) Bahnen in Äquatorebene

a) $\lambda = 0$ welche Teilchen kön

~~gerade noch Zutritt~~

begrenzen ~~in~~ kritische Kugel?

1/.

Zu Satz 1.d. können nicht alle Punkte λ kommen
sondern nur in Doppelkegel, dessen Öffnung $\omega = \omega(\lambda x_0)$
ω wird immer größer, je größer $x \leq \lambda$, bis

+ λ in W
− " " E

19.ii.20. Vorl.
17.XII.20.

Wachmuth!

84

In den 3 mir zur Verfügung stehenden Doppel-Vorl. soll behandelt werden: 1) Energie d. Ultr.

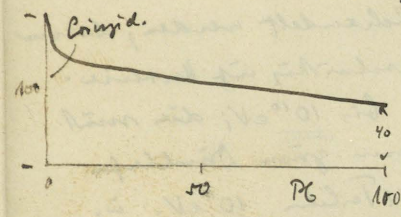
2) Wechselwirkung mit Materie
Absorption ist für Begriff Ionis.
II Stufe (El)
II - β Stufen → Photonen.

3) Messung d. Ultr.

Die Energie der Ultrastrahlung

Aus bisherigen Versuchen wurde der Schluß gezogen, daß Ultr. Korpuskul. Natur u. ungeheuer durchdringend sei. Über Energie nichts ausgesagt. ↳ Vorgeschichte, Natur...

Der 1. u. übergeordnete Versuch, daß Ultr. Korpuskel ex., die 1 m Pb durchdringen können, stammt von Rossi. Er erweiterte den alten Bothe-Kolh. Versuch mit 2 Z. u. dazwischen liegenden Absorber auf 100 cm Absorber u. erhielt folgende Kurve: 1)

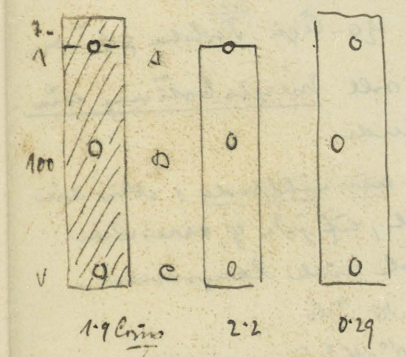


(Rossi 10 f)

Es erhob sich die Fr., ob es sich um (1) I-Korp. handle, oder II Teilchen, die pb. durch sie nicht-ionisierende I Z(2) ausgelöst werden.

Versuch standes / C I Ufkr., ∞ 1/2.

Diese Frage wurde folgend beantw.:



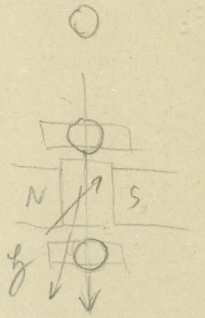
(a) Entfernt man die 3 cm Pb-Decken über den 1. Z. i. wird nach (1) eine kleine Vermehrung, nach (2) eine starke Abnahme zu erwarten. Ergebn. spricht für (1)

(b) Seitliche Versuche (für (1))!

Die zufällige Coinzid. wird berücksichtigt.

In jedem Falle kann man sagen, daß die Coinzid. durch 1 m Pb durch I-Korp. hervorgerufen wird.

Ein 2. Beweis stammt von Bothe-Kunsch: Brachte zwischen B. u. C 1) einen 10 cm dicken Eisenblock, der durch starken Magnetfeld erregt war. Wenn die Korp. die 3 Z. u. Eisenblock i. Magnetfeld durchsetzen, keine beträchtliche Energie besäßen, so würden sie in Z abgelenkt. Aus den Messungen folgt eine Energie von ≈ 2.10^9 eV f. El. bzw. 1.10^9 f. Pr.



Mehrfache Streuung ergibt, daß es sich um Elektronen handelt.

Wie wird Energie eines Ultr. berechnet?

Auf ältere Verfahren durch Zündung Luftr. will ich nicht eingehen: Generell würde gelten, dann durch Anwendung eines Abs. Gesetzes x) λ errechnet. Aus $h\nu = E$! Nun Umrechnung:

x) $\alpha = C n e^2 \lambda^3$ Kramers-Heisenberg

$\lambda_{H_2} = 3{\cdot}28 \cdot 10^{-14}$ cm $\qquad \nu = \frac{3.10^{10}}{3{\cdot}28 \cdot 10^{-14}} = \frac{c}{\lambda} = {\cdot}915.10^{24}$ Hertz

$E = h\nu = 6{\cdot}55.10^{-27} \cdot 0{\cdot}915.10^{24}$ Erg $= 6.10^{-3}$ Erg.

1 e-Volt = $1{\cdot}59 \cdot 10^{-12}$ Erg

Erg $\frac{6 \cdot 10^{-3}}{1{\cdot}59 \cdot 10^{-12}} = 3{\cdot}79$ eV-Energie $\cdot 10^9$ — zu klein! Ist der Größenordnung nach Korr.

Methoden z. Bestg. d. Energie d. Ult.str.

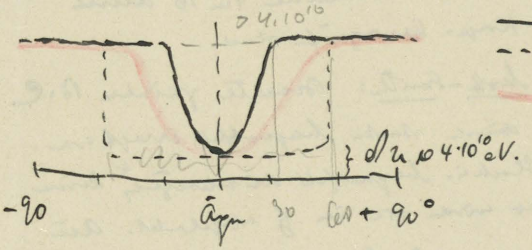
Neue Methoden
1) aus Abs.-Kurven unter Annahme d. Korpuskl. St.
2) aus Breiteneffekt u. Azimutaleffekt
3) aus Wilson Kammer - Ablenkung.

ad 1) Soll erst im folgenden Kapitel behandelt werden, denn es erfordert Kenntnis der Wechselwirkg mit Materie. Ergebnis sei vorweggenommen: bis 10^{10} eV; dies muß aber nicht größte Energie sein, denn zum Durchdringen einer 200 m Wasserdicke benötigt Teilchen 10^{11} eV u. es wurden auch noch unter 500 m äq. Teilchen gefunden.

Korpuskeln in Sp. eines Spektrographen

ad 2) Im Anschluß an letzte Vorlesung soll Energiebestimmung aus Breiten = Azimutaleff. behandelt werden.

Breiteneffekt. a) Wirkungsweise des magnetischen Feldes ist eine ausschleifende: Nur die schnellsten Teilchen können jede Stelle, ist jede φ, erreichen. Auf Äquator ein $\geq 4 \cdot 10^{10}$ entsprechen, ist Pole auch langsamere. Energie der T. wird nicht geändert! $\sim$ 90 °/o



— $1{\cdot}3 \cdot 10^{10}$ eV
--- $0{\cdot}24 \cdot 10^{10}$ } (nur qualit. a. g.!
theor. berech.

Strahlen von $> 4 \cdot 10^{10}$ eV können die Erde überhaupt erreichen.

Wirkungsweise des Erdfeldes wird (s. o.) schematisch dargestellt.

Exakte Ber. Berechnen wir uns die Energie eines Teilchens, das $\perp$ auf d. Beob.-Ort auffällt. Energie (λ)! Wir erhalten sie aus dem Ausdruck für

$$\pm \sin\Theta = \frac{\cos\lambda}{x^2} - \frac{2\gamma}{x\cos\lambda} \qquad \text{für } \Theta = \alpha$$

$$x = \frac{\cos^2\lambda}{2\gamma}$$

x ... Maß d. Energie

$$x = \sqrt{\frac{E}{E_0}}$$

$$E_0 = \frac{300\,M\ell}{R_0^2} = 6 \cdot 10^{10}\,eV$$ Einheitsenergie [illegible]

also : $E = \frac{E_0}{4f^2} \cos^4\lambda$

Nach einer Näherungsformel wird $f = 0{\cdot}9$ bestimmt

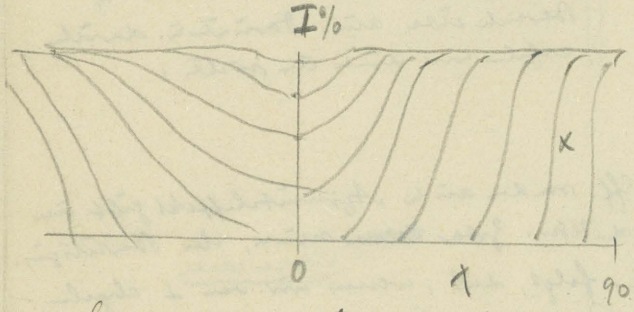
$$E = 1{\cdot}9 \cdot 10^{10} \cos^4\lambda$$

Wir erhalten die Strom.-Energie, wenn wir jeweils λ einführen $E = f(\lambda)$ für $\theta = \alpha$

~~Will man die Energie~~

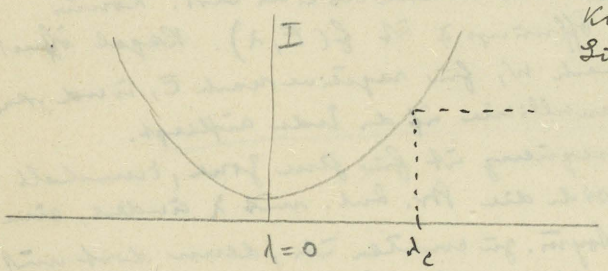
Es ergibt sich daraus eine Schwierigkeit: die Atmosphäre! als Absorber!

a) Wenn keine Atm. vorhanden wäre u. Homogenität der einfallenden Partikel bestünde, dann wäre λ Abh. wie folgt:



„Linienspektrum"

b) Wenn keine Atm. u. Inhomogenität:



Kurve, durch Einfache Diffraktion hervorgerufen

c) Effekt der Atmosphäre: Absorbiert alle weicheren Komponenten sodaß sich die Kurve von einem best. λ an absenkt (Clay) bei λ_c -- E_c Kritische Energie, die gerade hinreicht, die Endatm. zu durchdringen. Wird berechnet aus obiger Fl.:

$$E_c = 1{\cdot}9 \cdot 10^{10} \cos^4\lambda_c \quad \text{für } \lambda_c \; 45 - 50°$$

$$= 4{\cdot}7 - 3{\cdot}1 \cdot 10^9 \text{ eV.}$$ das ist Energie, ρ [illegible] 12 Atm

$\alpha \lambda_c$ [illegible] Komp. [illegible] als.

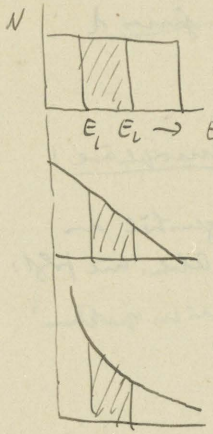
Eg.: [illegible] $> 4 \cdot 10^{10}$ Abs. d. Atm.

d) Die exakte Berechnung Teilchenfluß u. Atm. ist noch nicht durchgeführt. Es ist auch noch nicht die

Energieverteilung gerechnet n. Bethe.

$4 \cdot 10^9$ eV ist Min. Energie, daß Teilchen an Grenze der Atm. gelangen kann u. $6 \cdot 10^{10}$ eV, Energie, ab der K. to Typ.

3 einfachste Formen d. Energieverteilg.



$E_l - E_1$ ergibt λ-Eff. links davon Können die Erde nicht erreichen, wegen Atm. Abs. rechts treffen schnell ab.

Clay nimmt die Verteilung (3) an.

Die Grenzen sind unabh. v. Theorie

λ-Effekt ergibt also nur über den Bereich über aus. Darüber u. darüber erfahren wir durch ihn nichts!

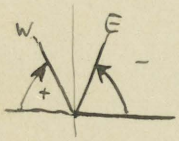
Azimutaleffekt.

(6) Aber nicht nur λ-Eff. sondern auch Azimutaleffekt gibt eine Aufhellung d. Energie d. Ubr. Zwar keine neuen, aber Verstärkung.

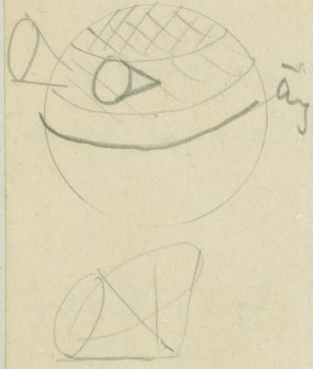
Elwert

Voraussetzung v. Rossi, Schindler v. Johnson

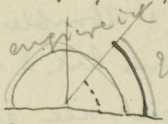
Aus Störmers Th. folgt, daß, wenn wir von ∞ abgehen — in bestimmte Breite Breitel eine bestimmte Energie u. best. Vorzeichen die Erdoberfl. nur innerh. ab einer best. Komm erreichen können. Die Öffnung χ ist $f(E, \lambda)$. Regel öffnet sich für + Teilchen nach W, für negative nach E, wobei gelten soll, daß eine charakteristische auf der Erde aufliegt.



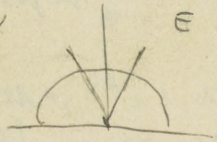
Als Konsequenz ist für jene Zone, innerhalb welcher sich die Str. Int. mit λ ändert, eine E-W Asymm. zu erwarten ist, denn dort muß es eine Komp. geben, für welche $\Omega \neq 180°$ ist



z.B. nur - Partikel:



Als Beispiel Elwert zitiert: 1) findet Übereinst. in W gegen E Ih. Es ist also allgem. Helligkeit" mehr in nach W zu offn. Komm vorh., also + Teilch > negativen.



23

Es ergab sich eine Öffnungsz. von 130°, was einer Energie (n. Lemaître + Vallarta) von 4.10^9 eV Elektr. entspricht. oder $3.5.10^9$ eV für Protonen (größere Masse)

Jüs. Fasz.: Es gibt kaum, daß Elektron primär 4.10^9 u. 6.10^{10} vorhanden sind u. auch + Teilch dieser Größenordg. Daraus d. derzeit erhalten wir nichts; auch nichts über Natur, nur Vermuten. – Eine genaue Analyse Energiespektrum liegt noch nicht vor; z.T. auch deshalb nicht, weil keine Stücke zwischen Hilan- u. Tiefkühlen u. geomagn. Eff. noch bestrt.

Ablenkungs-

ad 3) **Nebelkammer-Versuche**

α) magnetische Ablenkung. Nebel-Spuren W° Zt!

theoret. Grundlagen.

Prinzip einfach: in homogenem Feld wird Teilchen gekrümmt

$$Hρ = \frac{mu}{e} \qquad ρ = \frac{mv}{eH} = ρ\left(\frac{m}{e}\right)$$

Krümmungsradius hängt von Masse ab; $\frac{1}{2}mv^2 = eV$

ρ ist also abh. v. spez. Ldg. wird daher für Elektr. ≠ Proton ≠ α sein.

Daher auch bei Ersatzablenkg. nicht zu unterscheiden, welche Masse das Teilchen hat. bei Nebelkammer aber schon, denn aus den Bahnen später geht Natur des Teilchens klar hervor.

bedeutet gelbmäßig $ρ\,H = 20\,\gamma\beta\,R$, ρ der Ion. Kl. v. T=1 ygl. c, 2 Sch. m, v

Genauer müssen wir die relativistischen Beg. verwend.:

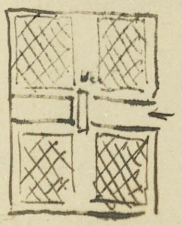
$$Hρ = \frac{m_0}{e}\frac{cβ}{\sqrt{1-β^2}} = \sqrt{\frac{2m_0}{e}\left(V + \frac{e}{2m_0c^2}V^2\right)}$$

da $\frac{m_0}{\sqrt{1-β^2}} = m$

wenn V die Voltgeschw. bedeutet. $v = cβ$

Homogen Feld wird an Bahn hergestellt durch eisenfreie Spule. Nachteil große Verluste, das für genaue Messung Homogenität ist das Wichtigste. WK wird in das Innere der Spule gebracht.

Anderson



Berechnen wir ein Ausführungsbeispiel H, n, I usw, die für Ablenkg. erforderlich wären: $mc^2 = Mc^2 A$

Für sehr rasche El., wo $m \gg m_0$ gilt die vereinfachte Formel: $Hρ = \frac{E}{300}$ (H = Gauß, ρ in cm, E in eV)

Kurze 500 KW off

ff. für

Qo s. Tab. Klemp.

eV	m/mo	Hf (Gauß × cm)
10^5	1·19	1116
10^6	2·96	4739
10^7	22·4	38.080
10^8	200	$3·35·10^5$
10^9	2000	$3·33·10^6$
10^{10}	20.000	$3·33·10^7$

ab hier gilt einfache Formel!

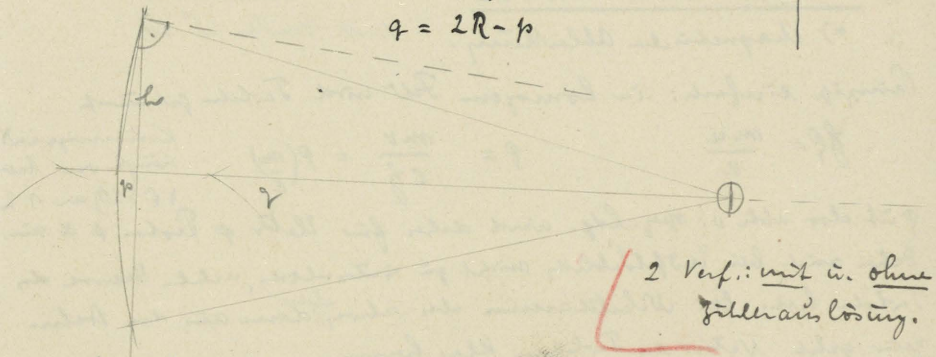
Praktische Ausf.

Also z.B. WR. von 15 cm ϕ $\rho_{WR} = 200$ cm

bei sehr scharfer Aufn. $2R = 15$ cm $- 1\frac{1}{2}$ cm $= p$

Ausmessmethode: $h^2 = pq$

$q = 2R - p$



2 Verf.: mit u. ohne Folienauflösung.

für 10^9 eV --- $3·33·10^6 = 200 \cdot Hf$

Berechnen d. e/10^9 nötige Hf! $Hf = 1·67·10^4$ Gauß

mit diesem Wert arbeiten Anderson, Kunze

Ist auch ein $E = 200$ Hf ausreichend (s.o.)

pR! → $Hf = 4\pi n I$ n = Windgn/cm

Diese Formel stimmt nicht genau, da Randstörgn!

WR. $2·10^4 = 4\pi n \underset{\text{Amp.}}{I} · 10$ I = Aem = 10 Amp.

$nI = ?$

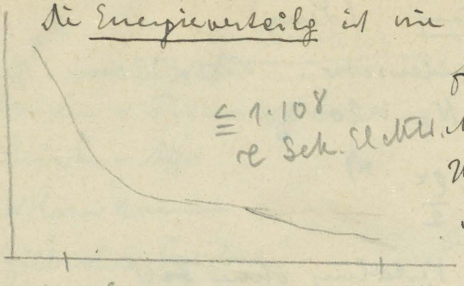
Genauigkeit – Kunze gibt als Genauigkeit 10^{10} eV an. ??

Im allgem. soll leicht die weiche II-El. messbar sein, aber stärker absorbiert.

Kurzschlussweg d. Sekundärel.

Ergebnisse: Die Ergebnisse. Besonders zahlreiche Daten aufgen. u. ausgemessen von Anderson u. v. Kunze.

Die Energieverteilg ist nun fest: Keine Diskretion.!
Kont. Energiespektr.



für ± ziemlich gleichartig
Man kann sagen i. A. gute
Übereinstimmung in Größenordng.
Form der Kurve steht nicht
fest, ist auch Schwing,
hängt je mit II-Eff. u. dgl.
zusammen. Genauigkeit: Bei 12 cm langen Bahnen Fehler 10
v 10.000 I. ∞ — 2.10⁹ eV.

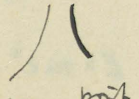
Auch auf Kurz Messgn Rieders. Best. weiche Str. berb. 7KW Rieder
1500 T (40 A) 1200 Eff. 160 El Bahnen 31 +; 34-
98 ρ gemessen.
Neben sichtbaren Bahnen auch Schauer. (ρ 1/2 100!).

Das Positron

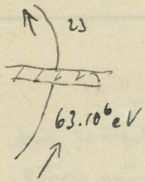
Nachtr!

Auf Nachtr ist aus der Lauerdichte schon schon gut abgeleitet, daß billiker a, ± El. ... Bahn
viele El.s Pa. bei > 5.10⁸ eV also ähnlich werden. Die weiche Str. p · 330 f
≦ 1.10⁸ sind II-Elektronen.

Bei vielen Messgn. Positron entdeckt. Anderen fand 1931 Skinner:



Hielt sie für El.s Proton, Proton ergibt dünne
Kernzertrümmerungsspur. pa ist c stärker ionisiert.
weg gut Für Entdeckg d. Positrons fehlte 2. Aug. 1932. die
folgende Anfn. In Höhe mittl 6 cm B. d. s wünschlich ist, daß El.
Energie genau hat, muß man die Richtg als ↑ annehm.
i. es fast richtige + Linie. Daß es sich nicht um



Proton handelt geht 1) aus Energieverlust beim
Durchgang d. Pb 2) aus Bahnlänge hervor. 2) ist
10 x zu lang, als für Proton diesen Energie möglich wäre Proton bei 3 B // 4 3.10⁸ eV /.

Von der Natur u. Herkunft d. +Elektronen hat man heute ein gutes berichtet Skobelzyn.
Modellmäßig, ausgehend v. Blackett & Occh. aus Diracschen Theorie.
Dirac hat Quantenmechanik modifiz. u. bei Lösg der Wellgleichg 21. u. 22. Vorl.
des Elektrons ergeben sich in einem Kraftfeld Lösgen, die neben Lsk. 14. I. 32.
im relativ. Gebiet negative Energie besitzen müßte.
Und diese Schwierigkeit um herumzukommen (um + El. →.
Dirac hat demnach die Existenz der + El theoretisch vorausgesagt.

Fleischmann Erg. d. exakt. Nw. 13, 1934. u. Künze Phys. Zs. 34

Materialisation des Quants.

Nach dieser Theorie kann sich ein genügend energiereiches Lichtquant in Materie verwandeln u. zwar in ein El.-Paar. Aus dem Satz der Energieerhaltg folgt, daß zur Bildung stets eine Mindestenergie von 10^6 eV nötig ist. Denn die Ruhenergie des Elektrons ist:

$$E_0 = m_0 c^2 = 9.10^{-28} \cdot 9.10^{20} = 8{\cdot}1.10^{-7}\,\text{Erg} = \frac{8{\cdot}1.10^{-7}}{1{\cdot}59.10^{-12}}\,\text{eV} = 0{\cdot}51.10^6\,\text{eV}$$

Zusammen also 1.10^6 eV. Rechnen wir uns die entsprechende ν des Photons aus!

$$h\nu = 2 \cdot 8{\cdot}1.10^{-7}\,\text{Erg} = 16{\cdot}2.10^{-7}\,\text{Erg}$$

$$\nu = \frac{1{\cdot}6.10^{-6}}{6{\cdot}55.10^{-27}} = 0{\cdot}25.10^{21}\,\text{Hertz} \quad ; \quad \lambda = 1{\cdot}2.10^{-10}\,\text{cm} = 12.\text{XE}$$

Diese Welle liegt noch im Bereich der penetrativen Strahlungen, wobei z.B.: $\text{RaC}''\gamma$: $\lambda = 5\,\text{XE}$ $E = 2{\cdot}6.10^6$ eV

$\text{RaC}\gamma$	1·2. "
$\text{Be}\gamma$	5 "

Den Energieüberschuß erhalten die beiden möglichst weit fortfliegenden Teilchen als kin. E. Wenn Photon M Mill eV besitzt, so bleiben M-1 Mill eV für die kin E. des Paares übrig. - Die Paarbildung kann nach Theorie aber nur in der Nähe des starken Feldes im Kern stattfinden weil sonst der Impulssatz nicht befriedigt werden kann. - Eine Auslösung im Kern bereits vorhandener + ist unwahrscheinlich.

Dieser Effekt ist exper. oft beobachtet. Sowohl bei der Ultr. (Schauer!) im WK. als auch bei Be Strahlungen. Positron kommt also auch als selbständiges Partikel vor. Seine Bahnspur ist von der eines El. nicht unterscheidbar.

Wie kommt es, daß + seltener als El. ist?

1) Nicht selbständig daseiendes Teilchen wie -El., sondern Bildung nur bei energiereichen Prozessen.

2) Nach Diracscher Th. ist es unbeständig. Es gibt einen der Entstehung ~~hilft~~ [illegible] Inversen Prozeß. Je ein + u - El. können sich beim Zus.treffen gegenseitig vernichten unter Aussendung je eines γ-Quants, deren jedes die Energie eines Elektrons $0{\cdot}57.10^6$ eV besitzt, falls die Teilchen keine kin. Energie hatten.

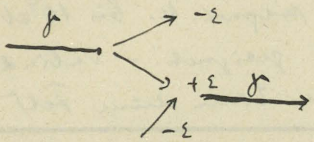
(Zerstrahlung der Materie, Vernichtungsstrahlung)

(Die Zerstreuungswahrscheinlichkeit ist n. D. für ein schnell bewegtes +El. in einer Atmosph. praktisch null und die El. geringe (im absol. Vakuum kann es sich ∞ lange halten!); sie wird erst mit stark fortschreitender Abbremsung größer.)

Es ist auch möglich, daß gerade einem γ-Übergangsprozeß mit 1 Lichtquant v. $2 \times 0{,}57 \cdot 10^6$ eV entsteht. Hierzu ist jedoch die Mitwirkung eines Kerns nötig; dies kommt aber nur für schnellere El. in Frage.

Die Vernichtungsstrahlg. wurde gleichfalls nachgewiesen.

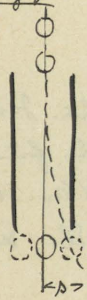
Schema:



Die elektrische Ablenkung (Lenz)-

(Lenz, Ann.)

Prinzip: Preßgas Kondensator (120 × 33 × 3 cm) wird der Länge nach um 2 Str. durchlaufen.



30 atü N_2, bis 200 KV d.s. 70.000 V/cm = ℰ

3 Zählrohre. 1) in ↓
2) unter mittlerer verschoben.

Theorie: $b = \frac{\mathcal{E} e}{m}$ (Transversalfeld)

$$s = \frac{1}{2} \frac{\mathcal{E} e}{m} \cdot t^2 = \frac{1}{2} \frac{\mathcal{E} e}{\frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}} \cdot \frac{l^2}{c^2} \quad \text{da:}$$

$l = c \cdot t$

$E = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = mc^2 - m_0 c^2$ für sehr rasche Teilchen.

sonst $E = mc^2$,

$E = eV$

$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$

$m = \frac{E}{c^2} = \frac{eV}{c^2}$

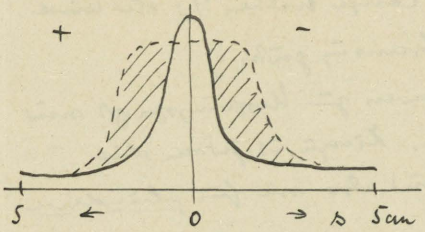
und daher:

$$s = \frac{1}{2} \cdot \frac{\mathcal{E} \cdot e \cdot t^2}{eV} \frac{l^2}{t^2}$$

$$s = \frac{1}{2} \frac{\mathcal{E} \, l^2}{V}$$

Messung: Zuerst Vorversuche ohne Feld; für $s = 0$ wird stets Ex. erhalten. Dann Messung mit Feld

Wenn nur 1 Vorz., dann seitl. Verschiebung der Achse um die Strecke s, woraus → $\bar{E}$
wenn ±, dann Verbreiterung der Kurven.



Vor- u. Nachteile. Kondensator u. Betrieb ist völlig Gasunempfindlich bis 10^9 eV. Ist sehr für Dauerbetrieb geeignet. – Validierung mit Wk. ist unmöglich, da Ionen dürfen Feld verblasen werden.

Die Wechselwirkung zwischen

U-Str. und Materie.

1.) Allgemeines über die Absorption der U.-Str.

p. Blackett IV/1.

Abs. Ges. f. U-Str. wurden schon früh aufgestellt versucht. Jedes Gesetz ist da nur eine Näherung, eine äußerliche Darstellung für einen recht kompliz. inneren Vorgang. Abs. Prozeß ist f. U-Str. nicht einfach: Anregung (äußere) Schalenelektr., Abtrennung El. Sek Str., Ablenkung der U-Str.-El. Messungsfehler usw.

Wir wollen nun nicht nach einem Gesetz suchen, sondern die inneren physikal. Vorgänge studieren. Ist Kompliziert, desto interessanter!

Totaler Energieverlust

Absorption heißt durch Energieverluste; durch Korpuskular Ionisationsprozesse. Die Fortsetzung nach können wir dies aus der Energie, die zum Durchdringen der Atm. nötig ist, errechnen. Wir fragen nach der totalen spezif. Ionisation, d. i. d. Zahl der pro 1 cm gebildeten ($\sim$ MK cm × 10^{10}) Ionenpaare der I Strahlung allein.

$$E_c = 1{\cdot}9{\cdot}10^{10}\cos^4\lambda_c \qquad \lambda_c = 45\text{–}50°$$

$$= 4{\cdot}7 \text{ bis } 3{\cdot}1{\cdot}10^9 \text{ eV}$$

i. M. $\bar{E} = 4{\cdot}10^9$ eV.

Die Höhe der homogen Atm. = 8.5 Km ≈ 10 m Wasser.
Die Energie, die zur Bildg 1 Ionenpaares in Luft (Mittel aus O_2 + N_2) nötig ist = 33 eV. Dann ist die von 1 Ukr in der Atm. erzeugte Ionisation:

$$\frac{4.10^9}{33.10^1} = 1{\cdot}2.10^8 \text{ Ionenpaare. u. pro cm } \frac{1{\cdot}2.10^8}{8{\cdot}5.10^5} = \underline{\underline{140}}$$

140 - ist die totale spez. Ionisation d. Ukr. denn es ist auch die Ionis. durch die oft recht energiereichen II Str. mitgerechnet. Vgl. mit Exper.

Messgn. mit Ionisationskammern ergeben, da sie die II berücksichtigen die tot. spez. I. Solche Messungen wurden von Kolhörster ausgeführt u. ergeben R = 135

○ z_1	Messerschmidt findet	110
Hk.	Johnson	165
○ z_2	Ihr genau (neueste Messgn) von Regen in Pfotze bis an die Grenze d. Atm.	130 J/cm

N. u. Exper.-stimmen somit hinlänglich überein.
Obige besagt, daß Energieverlust d. Ionisation abnahm, also in Einzelnen über die Prozesse wollen wir uns nun unterhalten.

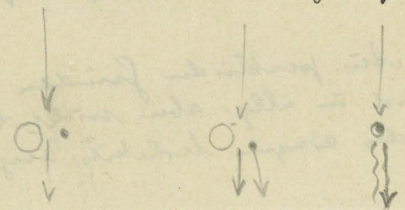
Wodurch wird Ionisation erzeugt? Vorgänge i. Einz.

Man hat 3 getrennte Prozesse zu unterscheiden:

1) Energieverlust durch Ionisierung u. Anregung
   dh. Wechselwirkg. d. Atomen auf Distanz, mit den Hüllelektron.

2) E.V. bei dem direkten Zus.-Stoß mit einem Elektron, dem dann ein erheblicher Energiebetrag mitgeteilt wird u. das somit einen II-Stoß bildet.

3) E.V. durch Kernstöße (-treffer) u. andere Vorgänge, die eine Bremsstrahlung ergeben (s. Entstehg. d. Röntgen-Str.!)



zwischenbemerk. über die abs. Gesetze.

kl. u. mag. Abw.

Definition der Begriffe Reichweite u. Wirkungsquerschnitt.

Reichweite a) ~~mittlere~~ Reichweite β: „Gesamte Bahnlänge er M Materie

d: „Weglänge β bis Abbremsung."

b) mittlere Reichweite $= \frac{1}{\mu}$ kommt nur dort zur Verwendung, wo exponentielle Abs. Ges. gilt. μ ist jene Dicke, welche die Strahlung auf den e^{-1} Teil schwächt. Analogie zu mittlerer Lebensdauer

Rechnung!

Wirkungsquerschnitt: Schickt man ein homogenes Strahlenbündel v. Elektronen v. d. Intens. J_0 Elektr./sec durch eine materielle Schicht, so geht ein Teil J unbeeinflußt an den Atomen vorbei, die restlichen erfahren irgend eine Wechselwirkung (Elastische Streuung $\rightarrow$ (elektr. & Gehirn. Vol. e
Unelastische St. $\rightarrow$ (gedämpfte Schwingungen
Absorption).

Da auf jedem Wegelement dx immer der gleiche Bruchteil dJ der gerade dort vorhandenen Elektronenintensität einen Einfluß erleidet, so gilt die exponentielle Beziehung:

$$J = J_0 e^{-Qx}$$

Q ist hierbei eine Materialkonstante, nämlich die Zahl der zusammenstoßenden Länge 1 cm, oder anders ausgedrückt: die Querschnittssumme aller Atome ~~längs eines Weges~~ in 1 cm³, soweit sie an der Beeinflussung d. El. Strahles beteiligt sind. $\frac{cm^2}{cm^3}$. ~~Es sind also praktisch~~ Anders:

(1) Begriff Elektr. gleicher T wird fliegen in $\neq$ Richtungen ein Molekül vorbei: bleibt ein El. weit entfernt, so bleibt es unbeeinflußt, kommt es nahe, so Änderung der Richtung e. Geschwindigkeit. Diejenige Fläche, innerhalb deren ein El. am Molekülort vorbeifliegen muß, um irgendwie beeinflußt zu werden heißt Wirkungs Φ q. wird das Molekül gegenüber Elektronen.



Aus praktischen Gründen wird in allg. aber nicht das Φ des einzelnen Moleküls angegeben,

Kollath Ph. Zs. 31, 986.

Ber. 286.

25.

sondern die Querschnittsfläche aller Moleküle 1 cm³ bei einem Druck von 1 mm Hg. = Q

Der Zusammenhang zwischen q u. Q ist:

q ist Wirk. 760 mm 0° 1 Molekül. Bei 1 mm Hg sind in 1 Mol. L = 6·06.10²³ Molek. enthalten. 1 Mol hat 22·4 l, also in 1 cm³

$\frac{6\cdot06\cdot10^{23}}{2\cdot24\cdot10^{4}} = 2\cdot71\cdot10^{19}$ Molek/cm³, 760. Bei 1 mm $\frac{2\cdot71\cdot10^{19}}{760} = 3\cdot57\cdot10^{16}$

also $q \cdot 3\cdot57\cdot10^{16} = Q$ & $q = 2\cdot81\cdot10^{-17} Q$. Kle. 286.

Man kann aus der WR natürlich auch eine obere Grenze f. d. Molekülradius gewinnen u. zwar ist:

$r = 0\cdot3\sqrt{2}\sqrt{Q}$ ÅE.

← einmalige Erweiterung des Begr. WR.

WR. nicht immer in obigem strengen Sinn gebraucht. Nach einer Definition rechnet man zu WR. aus allen Prozessen d. Wechselwirkung mit Materie zusammen: wie Elektron Stöße (1. Art & 2. Art) Anregung, Ionisierung, Ek.

also:

$Q_{Wirk} = Q_{Abl} + Q_{Anreg.} + Q_{Ionis} + Q_{absorb.}$

oft wird der Ausdr. WR nur für einen dieser Posten gebraucht.

Zahlenwerte f. WR hat keinen Sinn, denn es besteht große Abh. v. Geschwindigkeit des Elektr. u. v. Natur d. Gases.

Behandlung der Energieverlust-Prozesse.

n. Black. Lenz. Elektr. Ref. Geiger Ref.

und a) Energieverlust durch Ionisierung. (allein, ohne II Stz.)

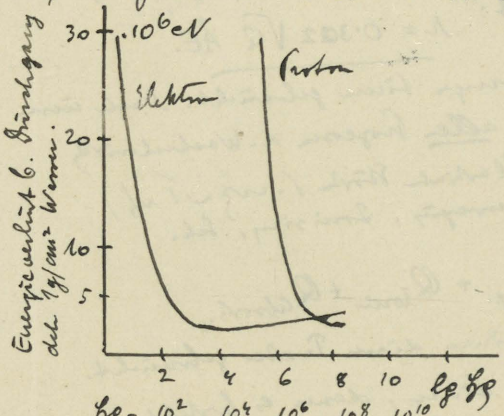
Es handelt sich um die primäre Ionisation d. Ustr.

α) Experimente: Kann durch Auszählung der Nebeltröpfchen in WK. ermittelt werden. (Künze, Anderson), Locher). Annahme, daß jedes Tröpfchen 1 Ion entspricht. Richtig für Bruchteile v. sec. nach Expansion. Für Elektron $B\cdot10^{9}$ im Mittel gefunden 30–40 J/cm. Die Werte sind viell. zu klein.

β) Theorie: Ausgearbeitet v. Bohr. Atom für ganz kurze

nach klass. Th. (Rutherford) nimmt die spezif. Ionis. mit zunehmender Geschw. ab; denn die Zeit, die für Wechselwirkung zur Verfügung steht, wird kleiner. Zunahme bis $v = 0{\cdot}96c$; dann Abnahme. (ab 10^6 eV) Der erreichte Grenzwert für höchste Geschw. = 46 J/cm. Bei höchsten Geschw. wird eine weitere Zunahme als möglich hingestellt.

Zahlreiche Verfeinerungen der klass. Th. Heute beste Theorie von Bethe u. Heitler. Das Ergebnis ist qualitativ dasselbe wie das der klass. Th. Die spez. Ionis. verdoppelt sich für $E = 10^6$ eV → 10^{10} eV.



$Hg = 10^2 \quad 10^4 \quad 10^6 \quad 10^8 \quad 10^{10}$
$dV = 10^3 \quad 25{\cdot}10^6 \quad 10^9 \quad 10^{11}$ f. Elektronen!

Aus diesen Kurven kann man die zu beobachten, wieviel Energie erforderlich ist, eine 200 m Wasser für durchsetzen für El. 10^9

$3 \cdot 10^6$ eV für 1 g/cm² H_2O
d.i. 1 cm
$3 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 10^4 = \underline{6 \cdot 10^{10}}$ f. 200 m

Eine praktische Bedeutung dieser Th. liegt nicht vor, außer f. Ultr. u. da wird sie ja nicht geprüft, sondern angewendet.

Bemerkenswert ist die verschiedene spez. Ionisierung für Elektron u. Proton. Für ganz kleine Energien, etwa ganz große Energie 10^{10} eV El. = Pr. Aber bei kleinen Energien entwickelt Elektron viel viel schwächer als ein Proton. Spur eines Protons ist dann in Nebel viel dichter als die eines El. für $Hg \leqq 10^6$ I cm.

Sekundärstrahlen. Nack. IV/4.

ad 6) Erzeugung von Sekundärstrahlen. Prozeß: direkter Zusammenstoß zwischen einem schnellen Elektron u. einem freien Partikel v. d. Masse m. Diesen Fall hat theoretisch v. Weizsäcker behandelt worden, der allerdings nur die

relativistische Mechanik (nicht QM.) anwandte. Seine Resultate ergeben die Anzahl der Stöße pro cm Bahn d.i. die Wirkungsquerschnitte f. derartige Zusammenstöße, die zur Aussendung eines Sek.-Partikels führen, das die Energie E u. die Masse m hat. Es ist:

$$Q = \frac{2\pi}{mc^2} \cdot \frac{1}{E}$$

Hat z.B. des Sek.-Teilchen die Energie 10^7 eV, so hat es die Masse $m \neq m_0 = 2.10^4$ $\quad Q = \frac{6.28}{9.10^{-28} \cdot 2.10^4 \cdot 9.10^{20} \cdot 10^7} = 3.9.10^{-5}$/cm

u. in $8.8.10^5$ cm: $3.9.8.8.10^5 = 34^3$ Stöße/Atm.

Reichweite $\sim 1/200 - 1/400$ d. Atm.

Wilson folgt für die gesamte durch II-Strahl-Erzeugung verlorene Energie pro cm f. Elektron 10^{10} eV $\sim$ 20 J/cm

Wenn wir nun annehmen, daß durch reine Ionisation 50 J/cm, durch II-Strahlerzeugung 20 J/cm, insgesamt 70 J verloren gingen, so bleiben für (c) noch $140 - 70 = 70$ J/cm übrig. Dieser Verlust ist auf das Konto der Bremsung zu setzen! Bilanz.

ad c) Bremsstrahlung.

1/3 ... Ionisation,
1/6 ... Sekundäre
1/2 ... Bremsen.

z.B. mittlere Primärenergie $= 6.10^9$ eV
dann wird 4.10^9 verbraucht u. zw
2.10^9 f. Bremsen

Nach den Photos enthält die Garbe i.M. 6–10 Bahnen zu je $10-50.10^6$ eV d.i. 5.10^8 eV Energie pro Bremser. 1 Strahl erzeugt nun beim Durchgang durch Atm. $\frac{2.10^9}{5.10^8} \approx 4$ Bremser

Wie ist dies aufzufassen? Bremsen hervorgerufen durch Kernstöße! Stößt El. in den 8 Bahnen nur 4x mit Kernen zusammen? Oder sind nicht alle Kernstöße wirksam? Diese Frage wird beantwortet durch Berechnung der Zahl d. Kernstöße in Atm:

Radius eines Kerns z.B. $N_1 = 4.10^{-13}$ cm. Daraus kann

(die Potentialschwelle (Gamow) bzw. ihre Fläche berechnen) werden: $\sigma = 16 \cdot 3 \cdot 14 \cdot 10^{-26} = 0{\cdot}5 \cdot 10^{-24}\ cm^2$. Das ist etwa π 1 Scheibchen. Die Zahl der Scheibchen in $1\ cm^3$ würde also:

$$\frac{6{\cdot}06 \cdot 10^{23}}{2{\cdot}24 \cdot 10^{4}} \times 2 = 5{\cdot}4 \cdot 10^{19}$$ in der ganzen Atm. $(1\ cm^2)$

$5{\cdot}4 \cdot 10^{19} \cdot 8{\cdot}8 \cdot 10^{5} = 47{\cdot}5 \cdot 10^{24}$. Die Fläche dieser Scheibchen nebeneinandergelegt (lückenlos) wäre $F = 47{\cdot}5 \cdot 10^{24} \cdot 0{\cdot}5 \cdot 10^{-24} =$

$= 24$ | cm^2. Also, wenn wir die in $1\ cm^2$ ☐ Säule gelegen Scheibchen auseinander in $24\ cm^2$ erforderlich. Kugeln ergeben sie 24 übereinanderliegende undichtdrängliche Schichten. Also: $24 \times$ Zusammenstoß bis Durchgang der Atmosphäre! Wir sehen, daß es 4 Schalen ergänzt werden. Also verliert nun jedes 5-6te Gas-Stoß mit dem.

Wir wollen auf die Theorie der Schalenergänzung jetzt nicht eingehen (meisterte Heisenberg 1926), sondern wollen vielmehr die Experimente besprechen. Man faßt das ganze Gebiet (b) u. (c) gewöhnlich zusammen mit der Bezeichnung:

23. u. 24. Vorl.
21. I. 37.

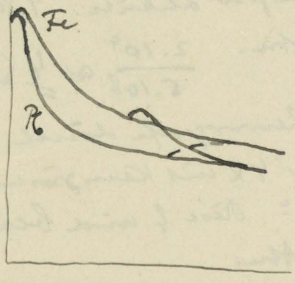
Sekundäreffekte der U Str.

Exper. Ergebnisse sind sehr wichtig. Der 1. Schritt wurde schon vor 10 Jahren von Hoffmann getan, genau aber erst durch Schindler untersucht:

1) Der Übergangseffekt.

Gegen Ref. 43.

Bringe über Ionisationsmax. Pb in ≠ Dicken u. Fe dto an, so erhalte ich 2 Abs.-Kurven. J gegen Schichtdicken, gerechnet auf gleiche g/cm^2 oder Elektronenzahl/cm^2. Man sieht, daß hinter dem dichteren Material die J < dünner, eine Gesetzmäßigkeit, die sich nicht berechnet hat.

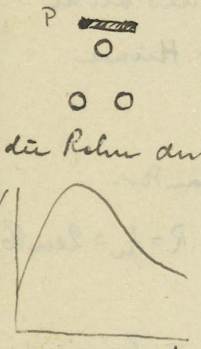


Interessant ist also nun der Übergang an einer gut ausgebildeten Pb-Pb. Man sieht, zunächst keine Veränderung sondern eine Erhöhung u. erst ganz

allmählich die anfängliche Fl-Kurve in die Pb-Kurve übergeht. Es besteht Übereinstimmung darüber, daß diese Übergangseffekte durch II-Str. zu deuten sind, die durch die Ustr. in den Absorber erzeugt worden sind. Analyse der Kurven durch Johnson (quantit. Erklg.). Die II Strahlung ist in Härte u. Intensität von Medium abh. Abs. Koeff. s. Pb.

2) Die Rossische Koinzidenzkurve.

Bei „Übergangseff." ist infolge der Art der Messung keine scharfe Unterscheidg. zwischen Sek Str. u. Streu möglich. Sek Eff. überhaupt meist mit Z. oder in Verb. mit Z. gemessen. Neuerdings hat der Rossische Gründe vorgebracht, aus denen Diskussion wichtiger Folgerungen über Wechselwirkg. mit Materie abgeleitet werden können.



Koinzid. kann nur so verstanden werden, daß die entstehenden mehrere in P entstandene Sek. Str., oder den Primärstrahl gemeinsam mit Sek Str. die Rohre durchsetzt. Max. bei 1·5 cm Pb. Form der Kurve ist von der Geometrie der Rohre abhängig.

Durch die Übergangskurve wie Rossikurve wird dieselbe Grunderscheinung (s. o. d. II) erfaßt.
a) gleiche Breite der Übergangsgebiete (8 cm Pb)
b) " Lage des Max.

Bei Übergangskurve wird Gesamtionis. d. I u. II Str. gemessen.

3) Die Vielfältigkeit der II-Eff wird durch Wk demonstr.

Die Deutung der Rossi-Kurve.

(I existiert Die Form der Kurve kann näherungsweise durch folgenden Ansatz dargestellt werden:

$$N = C \cdot \frac{\nu}{\mu - \nu} \left(e^{-\nu x} - e^{-\mu x} \right) \quad \ldots\ldots \text{Diffusion 2 effekt.}$$

Theoret. u. exper. Untersuchungen in Anschluß an R-K. haben die Ritzel d. Wechselwirkg. gelöst. Man macht sich heute folgende Vorst.

Durch Abbremsung d. I Korp. Ustr., der A Str., entsteht eine Wellenstrahlg (B), Auslösestr.). Beim Auftreffen dieser auf

scheine sich eine Umwandlung der Photonen im Elektr. Zwillinge ein (s. Positron!). Diese von B ausgelöste C-Str. wirken, welche die Koinzidenzen erzeugen.

Der 1. Teil der Kurve (Anstieg) erklärt sich: B Strahlg löst C aus, die Zahl der Zwillinge wächst mit zunehmender Absorberdicke Anstieg erfolgt aber nicht linear, sondern langsamer, da gleichzeitig auch B-Strahlg selbst merklich absorbiert wird. Für eine bestimmte Dicke (1.5 cm Pb) ist B Strahlg praktisch so geschwächt daß sie keine weiten C-Str mehr auslösen kann; die Kurve hat Max. erreicht u. nimmt nun ab. Abfall entspricht der Absorption der im Vergleich zu B Str. härteren C-Strahlg.

Man kann unter der groben Voraussetzung, daß beide Strahlenarten exponent. absorb. werden, die Abraham Kurve darstellen: $N = C \cdot \frac{\nu}{\nu - \mu} \left(e^{-\mu x} - e^{-\nu x} \right)$

u. zwar bedeutet $\nu = 1{\cdot}2\ cm^{-1}$ Pb abs. Koeff c Photonstr.

$\mu = 0{\cdot}5$ " " " Elektr $R = \frac{1}{\mu} = 2\ cm$ Pb.

diese Werte aus Kurven entnommen.

Soweit im allgem. Im einzelnen noch viel zu besprechen!

Die Auslösestrahlung (B-Strahlg.)

Geiger Rf 49. Ihre Existenz kann als völlig gesichert gelten. ?: Wir müssen wissen, daß Strahlen nicht direkt von der A Str. erzeugt werden, sondern B-Str. als Mittelglied dient

1) Ist sie ein Bestandteil der Primärstr neben A oder Folge von A.
2) Ionisiert sie wirklich selber nicht?
Wenn ja, welcher ist ihre Natur (Neutron, Photon?)

ad 2) Rossi versuchte zuerst zu klären, ob B-Str. unmittelbar ionisiert oder nicht. Sein Versuch geht dahin, daß Pb-Platte einmal zwischen, einmal über Zl gebracht wird. Ist B nicht ionis, so müßten in II die Koinz = 0 werden. Spätere Versuche



sprechen für Kaskaden. Wenn nicht ionisierend, so Räume Th. u. Neutronen in Betracht. Darüber geben nun die WK-Aufnahmen Aufklärung.

Neutronen selbst sind nicht nachweisbar, nur die von ihnen erzeugten Rückstoßatome. Derartige nicht gefunden. Wohl aber äußerst zahlreiche Ausn. sämtlicher Schauer zu sehen, die von keinem Leitbaum Teilchen ausgelöst sind. Auslösende müssen daher als Th. gedeutet werden.

ad γ) Für die Ansicht, daß B Strahlg. neben A als selbständiger Bestandteil der Strahlg. in die Atm. eindringt, spricht der Umstand, daß Schauerhäufigkeit mit der Höhe erheblich rascher anwächst als die Gesamtintensität d. Ultr. Auch die Tatsache, daß die hinter dicken Schichten stark durchdringende u. unabsorbierbare ganz verschwindet, spricht in selbe Sinne. Man kommt aber zu einem Widerspruch! Wegen der starken Abs. $\mu = 0{\cdot}2\ cm^{-1}$ wäre Strahlg. nie imstande, die ganze Atmosphäre zu durchdringen. / Die Wahrscheinlichkeit, daß die A-Strahlg. ein B auslöst ist um so größer, je energiereicher A-Str. ist.

Besonders d. Kurve 2. u. 3. Maximum! Wird oft nur beobachtet. 17 Jan 36

Von Rossi bemerkenswerte Tatsache festgestellt, daß (1) dünne (2) die Zahl der Dreif. K. erhöht werden kann. Es sieht so aus, als ob die Ultr. rückgestreut werden könnte, oder man rückstreuähnliche Effekte erzeugen könnte. Durch Unterlegen von dickerem wird die Koinzid. vergrößert. 20% ige Erhöhung! Effekt ist also auch abh. v. P_1! Th., daß er nicht unmittelbar an d. I Str. ausgelöst wird, sondern auf d. Umweg über die C-Strahlg.

Gr 61.

Dü. E-Strahlg.

Diese Erscheinung ist so zu deuten, daß die El. Grill. C beim Durchgang durch Materie eine Bremsstrahlg

D-Str. hervorrufen, die ihrerseits in Materie stark gestreut u. darum auch rücklaufend werden kann. Die D Strahlung, die Weltstrahlung ist, dürfte aus Quanten v. d. Größenordnung 10^{7} el bestehen u. ihrerseits in Materie eine aus Photo- u. Compton-Elektron bestehende E-Strahlung auslösen. Dieser Effekt ist nicht nur durch zahlreiche Zählrohrversuche angeordnet belegt, sondern auch Wilk. sprechen f. d. Vorhandensein solcher Weltstrahlg. Die Showers bestehend aus leicht absorbierbaren Strahlen sind durch solche Photonenschauer ausgelöst.

Die Sek. Eff sind daher nach Heitler (auf Grund der Bethe-Heitlerschen Str. f. Energie u. Absorptionsarbeit) wie folgt systematisch geordnet worden:

A-Strahlg.: Primärstrahlg, gelangen korpuskulären Ursprungs. Erzeugung erfolgt u. a durch Kerntreffer, unter Emission v. Quantenstrahlg (B). Die Ionisierungen durch die Partikeln (Ia) hinderten durch A-Str. erzeugt.

B-Str.: Weltstrahlg mit Energie $300 \cdot 10^{6}$ el. $\mu = 1{,}2\ cm^{-1}$ Pb. Sie löst die Showers aus. Zusammen mit der nachfolgenden C-Str. erzeugt sie die Ionisationseffekte.

C-Str.: Elektronenstrahlung, entstanden aus B $R = 2\ cm$ Pb. Sie verursachen zusammen mit D die Ionisierungen.

D-Str.: Weltstrahlg mit breitem Energiespektr: Härte $< B < Ra_f$. Ist Bremsstrahlg aus C. Erzeugt 10^{7} el gemeinsam mit E die sogen. Rückstoßeffekte.

E-Str. Photo- u. Compton-Elektronen, entstanden bei der Abs. d. D-Str. ≡ mit den weichen Elektr. Wk.

Man darf aber den Wert obigen Schemas nicht überschätzen. Es steht u. fällt mit der Richtigkeit der Bethe-Heitlerschen Rechnungen. Nicht alle bekannten

Phänomene können in das Schema eingeordnet werden.

Will nur auf die sogen. Stöße (Bürsch) verweisen.

Während Showers erst durch die Wk. aufgefunden wurden, (1932) machte Hoffmann 1929 bei Registr. d. Bewegung der Ionis.-Kam. auf rückweise Bewegungen aufmerksam, die ihre Ursache in Ladungsabscheidungen v. 10^6–10^9 EL innerh. ganz kurzer Zeit haben. Unterschied gegenüber Schauern liegt in der Größe der Ionenmengen, die abgeschieden werden: 10^8–10^9 Ionenpaare werden abgeschieden. Da für die Bildung 1 J 32 eV erforderlich sind, so ist die in der Kammer abgeschiedene Energie 3.10^9–3.10^{10} eV. Wir wissen also, daß ein Partikel dieser Energie nur 140 J/cm = K hat u. bei der üblichen Kammerdimension höchstens 140.000 = 14.10^4 J u. nicht 10^9 J gebildet werden könnten. Wegen dieser großen Energie scheidet auch die Einordnung in Geiger-Schema. – Es handelt sich bei den Stößen um Energieumsätze, wie sie in der Kosmik sonst nirgends vorkommen.

Erklärungsversuche: Älteste Ansicht, daß es sich um Atomzertrümmerungsprozesse handelt. Durch Ubr ein elementarer Prozeß eingeleitet. z.B. Auflösung des Pb-Kerns. Man erhielt hierfür 20.10^{10} eV; für Eisen 5.10^{10} eV. Diese Ansicht, die ursprüngliche Stöße = Schauer vertraten, scheint heute verlassen.

Man neigt heute mehr der Ansicht zu, daß gewisse St. u. Stöße mehr als quantitativen Unterschied bedeuten. u. die St. von B-Photon besonders großer Energie erzeugt seien. Diese erzeugen eine große Zahl von C-Elektron in einem oder mehreren aufeinanderfolgenden Prozessen. Jedes dieser Sekundärelektron hat eine Energie ~ 3.10^8 eV u. eine mittlere R = 5 cm, aber viel größere als in Gasen (2 cm). Diese geben den Anlaß zu

der beobachteten großen Ionisation.

Oppenheimer hat ausgerechnet, daß ein Elektron oder Photon von 3.10^9 eV hinter 2.2 cm Pb 12 Paare erzeugt (Shower) u. ein 10^{12} eV Licht 6 cm (der günstigste Fall) 2000 Elektronenpaare bildet (Bunt). Wir kommen da auf die Frage nach Existenz energiereicher Photon (Auger)

Der Ursprung der Ultrastrahlung.

Auf die älteren Ansichten, denen nach die Th-K d. US. zu Grunde lag, brauch ich in der Einleitung eingegangen. Jetzt sollen nun die neuen Ansichten Kings besprochen werden: Durch die Entdeckung + genauen Ausmessen als wesentlichen Bestandteil der Ultrastrahlg. ist der Frage nach ihrem Ursprung eine ganz andere Richtung gegeben worden u. viele Spekulationen, die vorher den Rahmen einer Spekulation kaum überschritten, die Grundlage entzogen worden.

Starke 193.

Es existiert heute weniger als je eine befriedigende Erklärung des ganzen Phänomens. Geschrieben wird viel, als bezeichnenderweise fast nur kurze Mitteilungen!

Der Ursprungsort d. US.

(1929)

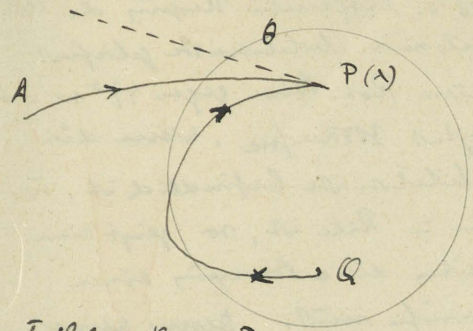
Bezeichnung: „Kosmisch" u. damit hat Wilson eine ernst zu nehmende Theorie aufgestellt, daß US. wenigstens teilweise irdischen Ursprung haben kann u. zwar Elektronen aus den Gewitterfeldern, indirekt aus Tropengewittern. Von allen anderen Einwänden abgesehen (zeitliche Konstanz, ...), zeigt folgende Betrachtung, daß alle heute bekannte Strahlung irdischen Ursprung sein muß:

Nack. III 18.

Ist es möglich, daß ein US. Teilchen irdischen Ursprungs sein kann? Welches ist die Energie eines solchen Teilchens, die nötig ist, um die Oberfl. der Erde in ein λ unter $\measuredangle \vartheta$ zu erreichen.

Terrestrischer Ursp.

Betrachten wir z.B. ein + Partikel aus dem ∞ kommend gegen P gelangend = Richtg ϑ. Es muß ein Mindestenergie $E_1 = f(\lambda\vartheta)$



Diese E_1 aus Störmers Theorie errechenbar. E_1 ist, wie evident, zugleich die Maximalenergie, die ein Teilchen haben darf, damit es, wenn es irdischen Ursprungs ist, den Pkt $P(\lambda)$ unter dem $\measuredangle\,\theta$ erreichen kann. Oder, ein negatives Teilchen kann P nur dann in Sinn auf der hier endigenden Linie verlassen, wenn es ein $E_1 \geq E$ besitzt. Die Maximalenergie berechnet Störmer auf geschrieben:

$\lambda = 0°$	$1{\cdot}9 \cdot 10^{10}$ eV $= E$.
20	$1{\cdot}5 \cdot$ "
40	$6{\cdot}5 \cdot 10^{9}$
60	$1{\cdot}2 \cdot 10^{9}$
80	$1{\cdot}7 \cdot 10^{7}$

Diese Energiewerte beziehen sich nur, $\theta = 0°$ * Einfall

Störmer fand dann, daß unter einer Breite $> 45°$ kein Partikel terrestr. Ursprungs die Erdatmosphäre durchdringen kann (obige Energiewerte beziehen sich nur, Ablenkung in Äquatorebene!)

Störmer müßte nach dem Äquator zu stärker werden

Vielleicht, daß ein Teil der weichen Strahlung irdischen Ursprungs ist, dann die Analogie spricht, daß die harten Anteile den Namen „Kosmische" verdienen.

Extraterrestrische Ursprungsmöglichkeiten:

a) Sonne.

a) Als naheliegendste Quelle kommt die Sonne in Betracht. Daß sie Strahlen all der Art aussendet, ist bekannt; weniger sicher ist Ultr. Strahlung bei Finsternissen. Beob. an Sonnenflecken ergaben Einflüsse. (Hess). Direkten oder indirekten Einfluß? Darüber Gewißheit kann nur Finsternis bringen.

b) Wenn nicht einem Sonnensystem Ursprung zuerkannt werden kann, so bleibt Frage offen, entspr. Ultr. Sternen bzw. Nebeln oder Entstehung wie im Interstellarraum? von denen wir ja wissen, daß sie dunkle Nebel, Materie enthalten. – Ferner wäre zu bestimmen, ob Ultr. in einem Sternsystem, bzw. Milchstraßensystem entsteht oder in Fernen Weltenräumen.

Viele Spekulationen! Reelle Anhaltspunkte gibt nur genaue Beobachtung der zeitl. Schwankungen. Sternzeitperioden!

Vor 1½ Jahren Compton:

108. Co.
Se. Inst. I 71

Einen + Beitrag zur Ansicht v. erstfernen Ursprung der Uhr. wird durch den Doppeleffekt d. Rotation d. Lichtstrahls gebracht. Nach Oort u.a. führt eine Rot. Bew. gegen 47° w = δ AR = 20h 55m mit sich. Geschwindigkeit 300 km/sec. Wenn die Quelle d. Uhr. außerhalb d. Lichtstrahls befindlich ist, u. relativ zu unserm Gravitationszentrum = Ruhe ist, so zeigt eine Rechnung, daß in unseren Breiten diese Bewegung einen täglichen Gang d. Uhr. hervorrufen muß. Denn wenn wir den Teilchen d. Uhr. entgegenfahren, so müssen sie mit größter Wucht in größter Zahl/sec auftreffen, als bei einer $\frac{1}{1000}$' Ruhe (Lichtgeschw.), die in Richtung des Weltalls ruht. Auf der anderen Seite d. Erde, wo wir den Strahlen sozusagen davonfahren, muß das > sein usw. — $v \sin \delta \cos \beta^{\circ} = v \pm \mu$ Hz $=$, usw. < $v \pm \mu$ Eq Uhr. — Es ist eine Schwingungsperiode 0,4% Amplitude zu erwarten. Max. um 20h 55m. (Art Doppeleffekt!) Vergleich mit Ergebnissen v. Kar. (Leider nicht völlig verfügbar)



Der Ursprungsprozeß d. Uhr.

1) Photonen (Jeans – Zerstreuungsthese) sind mit Breiteneffekt unvereinbar.

2) Radioaktive Umwandlungen in Verbindung mit Massenverlust: 10^{10}–10^{12} a kann nie erreicht werden.

3) Beschleunigung durch Felder im Interstellarium. Anziehung der Erde kann keine Rolle spielen; Ldg. müßte so weit divergieren. Felder können elektr., oder auch magnetische (« Cosmicfields ») oder gravit. sein.

Alfvén
Milne

4) Ansicht, daß Uhr. Überbleibsel einer Zeit sind, in der sich das Universum in physikal. Zustand befand, der von heutigen gänzlich verschieden ist. – Ist sehr unbefriedigend.

5) Super-Nova-Hypothese (Baade u. Zwicky)

Was ist „S.-N."? 2 Gruppen der Neuen Sterne. Gewöhnliche u. S.-N. Ges. 10–20 pro Jahr in unserem eigenen Milchstraßsystem. Ebensoviele (30) in Andromeda-Nebel. Die abs. Helligkeit dieser ges. Novae ist rel. gering, aber ihre Ausstrahlung in Lx. noch immer 20.000 f. d. Sonne.

Anders die S.-N.! In ihrem max. Stadium senden sie ebensoviel Licht aus als die Sterne des ganzen Milchstraßsystems zusammen, in das sie explodieren. S.N. Kommen überall vor, in ≡ allen Distanzen. Häufigkeit viel geringer: 1 S.N. pro Sternsystem alle 1000 Jahre. Bekannteste Beispiele: Andromeda ≡ 1885. Tycho Brahes Nova 1572. In 25 Tagen soviel Strahlung (sichtbar) ausgesandt als die Sonne in 10 Mill. Jahren. Sie wird nach einigen Tagen Mgt V.

~~Hypothese, daß~~ Der Endzustand ist ein Neutronen-* bestehend in der Hauptsache aus n°. n lassen sich viel dichter packen als andere Materie. * daher Größe von sehr hoher Dichte. Daher auch die Granit. Kräfte sehr hoch u. i. sehr große „Packungsenergie". Ein Neutronen* würde daher die stabilste Konfiguration der Materie darstellen.

Hyp.: daß bei einem solchen S.-N. Prozeß die U-Str. entstehen, steht in überraschend guter Übereinstimmung mit Rechnung u. Beobachtung. Verteilung der Nebel: 1 Nebel in einer Kiste von 10^6 Lg. Kantenlänge. Energie 10^{53}–10^{54} Erg wird frei (Ausgesandt als corpusk. Strahlung).

Hypoth. bis heute noch nicht bestätigt. Nach Rechnung sollte bei Aufflammen eines S.N. in unserem Milchstraßsystem die U-Str.-Intensität $\gamma 10^4$ ansteigen. In benachbarten Systemen natürlich gleichfalls Vermehrung. N. Herculis u. N. Lacertae zeigen den Beginn der +Effekte.

Biologische Wirkungen d. Strahlen!

gh 25. I. 37.

geringe Intensität 2 St f Rötgen

a) Antirachin anejon (Jungfrau; Stolba)

b) Antitoxin a Flirgen (Russen Leplow II)

c) Zellgiftstoffe (Lugton)

ausführlicher siehe Volkstümel.

Vortrag II Schluß!

---

25. ü. U. Vorl.

28. I. 37.

Semesterschluß

Zwei Generationem

Vasarelys laufende Ausstellung in der London Arts Gallery, und die vor kurzem gezeigte Ausstellung seines Sohns Yraral, demonstrieren die Arbeit zweier Künstler, die glauben, dass die Wissenschaft von grosser Bedeutung für ihre Schöpfungskraft und Technik ist.

Conway Lloyd Morgan
ist Jurist und studiert zur Zeit Kunstgeschichte an der Universität Oxford. Er interessiert sich besonders für die Wechselwirkungen von Kunst und Technik