

# Zur Problematik der Auslösung von Teilchenschauern durch kosmische Ultrastrahlung in verschieden starken Bleischichten

Von G. PFOTZER

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik der Stratosphäre, Weißenau

(Z. Naturforschg. 10 a, 718—736 [1955]; eingegangen am 9. September 1955)

Über die Häufigkeit von Teilchenschauern, die durch kosmische Ultrastrahlung in verschieden starken Schichten kompakter Materie ausgelöst werden, liegen unterschiedliche Meßergebnisse vor. Zum Teil wurden Auslösekurven gemessen, die an das „Rossi-Maximum“ anschließend weitere Maxima aufweisen, aber mit bekannten Sachverhalten so schwer zu erklären sind, daß zu ihrer Deutung neuartige Erscheinungsformen von Elementarteilchen in die Diskussion einbezogen wurden. Zu einem anderen Teil wurden solche Maxima höherer Ordnung nicht gefunden. — Im folgenden werden Messungen von Auslösekurven beschrieben, die mit den zuletzt genannten übereinstimmen, obwohl verschiedenartige Koinzidenzanordnungen benützt wurden, die sich nach den Angaben in der Literatur zum Nachweis der umstrittenen Maxima besonders gut eignen sollten. Auch die Untersuchung und Diskussion verschiedener Parameter, welche die Gestalt der Auslösekurve verändern können, wie z. B. Raumwinkelausblendung, zufällige Koinzidenzen, Barometereffekt, Streuung der Schauer an leichtem Material, Gasfüllung der Zählrohre, deren Ansprechwahrscheinlichkeit, Multiplizität der Schauer, Koppelung zeitlich versetzter Ereignisse, die sich abhängig von der benützten Siebschaltung auswirken können, erbrachten keine Hinweise für eine Beeinflussung der Kurvenform im kritischen Bereich.

Diese Ergebnisse, im Verein mit bisher unaufgeklärten Diskrepanzen zwischen Arbeiten der ersten Gruppe, berechtigten, an der zutreffenden Erfassung der entscheidenden Versuchsbedingungen zu zweifeln, unter denen die Maxima jederzeit reproduziert werden können, und an Hypothesen, die auf solchen Bedingungen fundiert sind.

## I. Problemstellung

In einer Reihe von Arbeiten<sup>1–18,24</sup> wurde die Frage behandelt, ob die Häufigkeit von Schauern, die durch die kosmische Ultrastrahlung in verschieden starken Schichten kompakter Materie ausgelöst werden, außer dem wohlbekanntem Rossi-Maximum weitere Maxima höherer Ordnung aufweist.

Seitdem Ackemann<sup>1</sup> und Hummel<sup>2</sup> 1934 ein zweites Maximum mit einer einfachen Koinzidenzapparatur zwischen 15 und 20 cm Blei fanden,

<sup>1</sup> M. Ackemann, Naturwiss. 22, 168 [1934].

<sup>2</sup> J. N. Hummel, Naturwiss. 22, 170 [1934].

<sup>3</sup> A. Drigo, Ric. Sci. Progr. Tecn. Econ. Naz. 5, 88 [1934]; 6, 529 [1935].

<sup>4</sup> J. A. Priebisch, S. B. Akad. Wiss. Wien, Abt. II a, 145, 101 [1936].

<sup>5</sup> a) J. Clay, A. van Gemert u. J. T. Wiersma, Physica 3, 627 [1936]. — b) J. Clay, A. Venema u. K. H. Jonker, Physica 7, 673 [1940]. — c) J. Clay u. W. L. Scheen, Physica 14, 489 [1948]. — d) J. Clay u. G. Klein, Physica 16, 278 [1950].

<sup>6</sup> a) K. Schmeiser u. W. Bothe, Ann. Phys., Lpz. 32, 161 [1938]. — b) K. Schmeiser, Z. Phys. 110, 443 [1938]. — c) K. Schmeiser, Z. Phys. 112, 501 [1939]. — d) H. Thurn u. W. Bothe, Z. Naturforschg. 6 a, 576 [1951]. — e) H. Thurn, Z. Naturforschg. 7 a, 497 [1952]. — f) H. Thurn, Z. Naturforschg. 8 a, 134 [1953]. — g) W. Bothe u. H. Kraemer, Phys. Rev. 94, 1402 [1954].

<sup>7</sup> T. Kameda u. T. Miura, Progr. Theor. Phys. 5, 323 [1950].

<sup>8</sup> P. K. Sen Chaudhury, Indian J. Phys. 15, 539 [1951].

<sup>9</sup> L. Allegretti u. Abd El-Wahab Khalil, Nuovo Cim. 8, 1011 [1951].

haben die Nachprüfungen dieses Sachverhaltes immer wieder zu einander widersprechenden Ergebnissen geführt. Etwa die Hälfte der Autoren oben erwähnter Arbeiten bestätigt z. Tl. überzeugend die Existenz eines zweiten Maximums<sup>3–10</sup>; ferner wurde ein drittes<sup>4,5 a, b, c, 6 d–g, 8, 9</sup> ein viertes<sup>9, 6 e</sup> und schließlich eine Serie von zehn periodisch aufeinanderfolgender Maxima<sup>10</sup> zwischen 0 und 50 cm Blei gefunden. Demgegenüber konnte die andere Hälfte der Autoren<sup>11–18, 24</sup> unter anscheinend gleichen oder

<sup>10</sup> M. G. Nooh u. H. Abu Zeid, noch unveröffentlicht, nach privater Mitteilung und mit freundlicher Erlaubnis von M. G. Nooh, Ain Shams University, Cairo.

<sup>11</sup> A. Schwegler, Z. Phys. 101, 93 [1936].

<sup>12</sup> W. M. Nielsen, J. E. Morgan u. K. Z. Morgan, Phys. Rev. 65, 995 [1939].

<sup>13</sup> J. Clay, Rev. Mod. Phys. 11, 281 [1939].

<sup>14</sup> G. O. Altmann, H. N. Walker u. V. F. Hess, Phys. Rev. 58, 1011 [1940].

<sup>15</sup> E. P. George, J. Jánossy u. M. McCaig, Proc. Roy. Soc., Lond. A 180, 219 [1942].

<sup>16</sup> M. Forro u. Z. Ozorai, Naturwiss. 31, 140 [1943].

<sup>17</sup> Z. Ozorai, Z. Phys. 122, 413 [1944].

<sup>18</sup> R. B. Brode, Bull. Phys. Soc. 28, No. 7, 13 [1953].

<sup>19</sup> P. K. Sen Chaudhury, Phys. Rev. 81, 274 [1951].

<sup>20</sup> W. Bothe, Z. Naturforschg. 8 a, 393 [1953].

<sup>21</sup> G. Pfozter, Z. Naturforschg. 8 a, 353 [1953].

<sup>22</sup> Murali, Mohan u. Biswas, Sci. Cult. India 19, 514 [1954].

<sup>23</sup> H. Maier-Leibnitz, Rev. Sci. Instrum. 19, 500 [1948].

<sup>24</sup> A. Ehmert u. H. Schröpl, Diplomarbeit H. Schröpl, Stuttgart 1954.



sinngemäß abgeänderten Versuchsbedingungen keine Maxima höherer Ordnung nachweisen.

Worin liegt nun die Bedeutung von welligen Auslösekurven überhaupt? — Sie ist in Hinweisen auf die Komponentenstruktur der Strahlung, Besonderheiten des Energiespektrums einzelner Komponenten, Umwandlung und Wechselwirkung der verschiedenen Elementarteilchen mit Materie zu suchen, die durch solche Intensitätsmaxima der Sekundärstrahlung gegeben sein können. Ein Schulbeispiel dafür ist das oben erwähnte Rossi-Maximum, dessen Charakteristika die Gesetzmäßigkeit der Kaskadenentwicklung und Energiedissipation der Elektronen-Photokomponente widerspiegelt.

Vom bisher Bekannten aus kann die Ausprägung der Maxima höherer Ordnung vorläufig nicht erklärt werden, obwohl man über die Wechselwirkungen der am Erdboden statistisch ins Gewicht fallenden Teilchengruppen verhältnismäßig gut unterrichtet ist. *Bothe* und Mitarb.<sup>6a-f</sup> haben nun aus ihrem umfangreichen, experimentellen Versuchsmaterial geschlossen, daß es Schauer besonderer Art seien, die sich hier in bestimmten relativ engen Bereichen größerer Schichtdicken häufen. (In Blei z. B. 16, 26 cm und eine weitere Art, abhängig vom Barometerstand, zwischen 26 und 36 cm.)

Es wurden neuartige Zustandsformen der Elementarteilchen (elektrische Dipole) zur Diskussion gestellt, die bisher der Beobachtung nach anderen Methoden, speziell z. B. mit der Nebelkammer, hätten entgangen sein können<sup>19,20</sup>.

Neuerdings haben *Bothe* und *Kraemer*<sup>6g</sup> ihre Messungen so interpretiert, daß das zweite Maximum durch Teilchen verursacht wird, die neutral aus dem Blei herauskommen und auf einer Laufstrecke in der Größenordnung 50–100 cm in geladene Teilchen zerfallen und so als Schauer registriert werden. Obwohl diese Interpretation zwanglos erscheint, ist es schwer verständlich, daß Zerfallsereignisse mit so großer Häufigkeit bisher in der Nebelkammer nicht entdeckt wurden.

Wir haben uns nun im Anschluß an frühere Nebelkammerversuche<sup>21</sup>, bei denen keine besondere Struktur der Schauer oder Gabelspuren im Bereich des zweiten Maximum festgestellt werden konnten — ein Ergebnis, das durch ähnliche Untersuchungen von *Murali*, *Mohan* und *Biswas*<sup>22</sup> bestätigt wurde — ebenfalls mit der Messung von Auslösekurven der Schauer befaßt. Die Auszählung der Koinzidenzen mit der für die Steuerung der Kammer

benützten Zählrohranordnung hatte nämlich unter 15,5 cm Blei keine größere Häufigkeit ergeben als unter 8,8 cm. Wie wir in der zitierten Arbeit ausgeführt haben, konnte dies an dem hohen Untergrund von Seitenschauern liegen, der bei den Abmessungen der damals benützten Nebelkammer ( $20 \times 20$  cm<sup>2</sup>, 8 cm tief) unvermeidlich war.

Die Aussagen über die Struktur der aus dem Blei kommenden sichtbaren Schauer wurden dadurch zwar nicht berührt, weil bei den Aufnahmen selbst die Seitenschauer von der Strahlung aus dem Blei unterschieden werden konnten. Immerhin schien es uns bei dieser Sachlage nicht ratsam, die Versuche mit der Nebelkammer fortzusetzen, ehe eine Kombination von Nebelkammer und Auswahl schaltung der Zählrohre angegeben werden kann, bei der die Gesamtstatistik der Schauer eindeutige Häufigkeitsmaxima unter Schichtdicken oberhalb 10 cm Blei liefert.

Auf dieses Ziel waren die Messungen, die im folgenden beschrieben werden sollen, zunächst ausgerichtet (Abschn. II, 1–5 a). Entgegen allen Erwartungen konnte jedoch weder bei diesen noch den folgenden Versuchen (Abschn. IV), die mit Nachbildungen der für solche Messungen sehr ergiebigen Zählrohrapparatur von *Bothe* und Mitarb. ausgeführt wurden, die Existenz von Maxima höherer Ordnung bestätigt werden.

## II. Auslösekurven der Schauer mit einer Nebelkammer zwischen Sekundärstrahler und Schauerselektor

### a) Vorbemerkungen

Die Zählrohranordnungen, mit denen die in den Abb. 1, 2, 3, 4 und 5 a gezeichneten Auslösekurven der Schauer gemessen wurden, waren aus den oben erwähnten Gründen auf die Kombination mit einer kubischen Nebelkammer von  $20 \times 20 \times 20$  cm<sup>3</sup> empfindlichem Volumen zugeschnitten. Ihr jeweiliger Aufbau ist aus den Skizzen zu entnehmen, die den einzelnen Kurven zugeordnet sind.

Die als Schauerselektor wirkende Zählrohranlage befand sich stets unmittelbar unter der Kammer. Sie umfaßte bei den Versuchen 1, 2 und 3 jeweils 8 Zählrohre von 20 mm Außendurchmesser, 1 mm Wandstärke und 18 cm effektiver Länge. Diese direkt nebeneinander gepackten Rohre waren, wie aus den Zeichnungen ersichtlich ist, derart zu 2 Gruppen parallelgeschaltet, daß immer abwechselnd ein Rohr der Gruppe B und das folgende der Gruppe C angehörte. Die ersten drei Versuche unterschieden sich durch die Lage einer zweiten Reihe A unter sich parallelgeschalteter Zählrohre bzw. den Abstand des Bleiblockes vom Schauerselektor BC. Gemessen wurden die Dreifachkoinzidenzen ABC.

Da sich die Auffassung durchgesetzt hat<sup>6a-f, 7, 8</sup>, daß die Maxima besonders durch Schauer mit kleinem Öffnungswinkel, oder nach der neueren Interpretation von Bothe u. Kraemer<sup>6g</sup>, mit geringer lateraler Ausdehnung am Ort der Zählrohre verursacht werden, sei wegen der Empfindlichkeit der Anordnungen nach Abb. 1–5 für verschieden weite Schauer auf den Anhang verwiesen, in dem das Zustandekommen der Empfindlichkeitskurven  $f(\beta/d)$  in Abb. 2 und Abb. 4 erklärt ist ( $\beta$  = Entfernung der Durchstoßpunkte zweier Schauerteilchen in der durch die Zählrohrachsen des Schauerselektors BC gelegten Ebene,  $d$  = Zählrohrdurchmesser,  $f(\beta/d)$  = relative Empfindlichkeit).

b) Versuchsbeschreibung und Meßergebnisse

1. Auslösung der Schauer durch geladene Teilchen

Nach Kameda und Miura<sup>7</sup>, Thurn und Bothe<sup>6d</sup> werden Schauer, die ein zweites Maximum verursachen sollen – im folgenden kurz als  $M_2$ -Schauer bezeichnet – mit großer Wahrscheinlichkeit überwiegend durch ionisierende Teilchen ausgelöst. Ferner soll sich ein zweites Maximum sehr deutlich ausprägen, wenn die größte Empfindlichkeit der Apparatur für Schauer mit Divergenzwinkel unter  $7^\circ$  erreicht wird. Dieser Vorstellung entspricht die Versuchsanordnung nach Abb. 1. Diese Auslöseanordnung erschien uns für das Studium der Schauer in der Nebelkammer besonders gut geeignet, weil der Anteil von Leeraufnahmen infolge guter Ausblendung eines ausschließlich auf Blei und Nebelkammer orientierten Raumwinkelbereiches stark eingeschränkt wird. Es zeigte sich in-

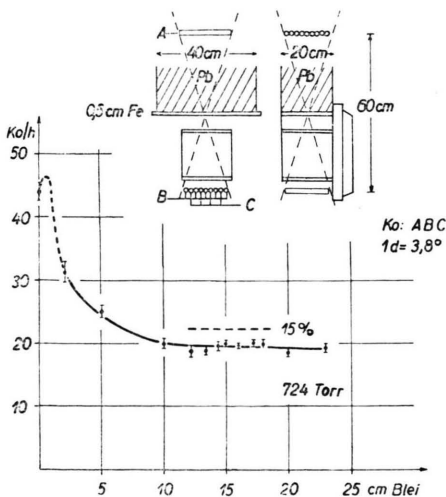


Abb. 1. Einzelne auslösende Teilchen müssen geladen sein.

dessen, daß sich innerhalb der Standardabweichung von  $\pm 3\%$  kein zweites Maximum nachweisen ließ. Der eingezeichnete Strich 15% deutet an, wo die Punkte um 15–16 cm Blei erwartungsgemäß hätten liegen sollen. Das Rossi-Maximum wird bereits durch die Erzeugung von Schauern in Boden- und Deckplatte der Nebelkammer ( $2 \times 0,6$  cm Messing) erreicht, so daß es in der Kurve bereits um 0 cm Blei auftritt.

2. Auslösung der Schauer durch geladene und/oder neutrale Teilchen

Bei dem zweiten Versuch wurde die Zählrohrlage A unmittelbar unter dem Blei angebracht. Als schauerauslösende Teilchen wurden damit geladene und neutrale zugelassen, dagegen wird verlangt, daß mindestens ein Teilchen des Schauers schon unmittelbar unterhalb des Bleies einen Zählstoß in A auslösen kann. Diese Selektionsbedingungen sowie alle im folgenden genannten sind natürlich nur auf  $M_2$ -Schauer und nicht auf den Untergrund zu beziehen. Nach Bothe und Kraemer sollte nun kein Maximum erscheinen, wenn eine Zählrohrlage unmittelbar unter dem Blei anspricht. Damit wäre unser Meßergebnis (Abb. 2) verträglich. Im Gegensatz dazu wurde aber mit einer ähnlichen Anordnung von Clay und Scheen<sup>5c</sup> ein sehr deutliches zweites Maximum gefunden. Als Unterschied gegenüber der Clayschen Anordnung ist nur die Zwischenschaltung der Nebelkammer hervorzuheben. Diese sollte jedoch in der Hauptsache nur eine kleine Verschiebung der Abszissenskala, aber keine wesentliche

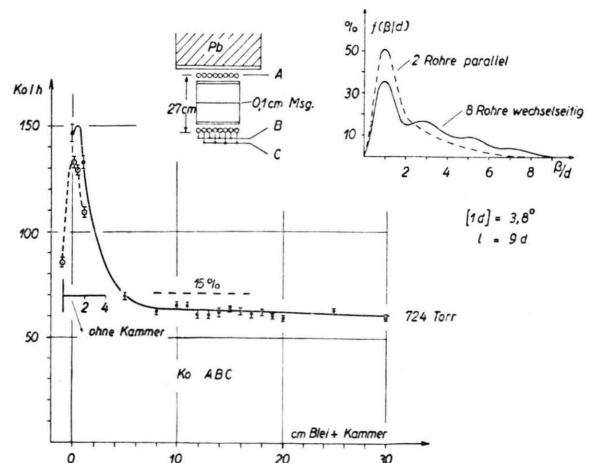


Abb. 2. Keine Einschränkung für auslösende Teilchen. Schauer muß bei Austritt aus dem Blei mindestens 1 Teilchen enthalten, das Zählrohrlage A zum Ansprechen bringt.

Absorption der  $M_2$ -Schauer bewirken, für die eine Absorptionslänge von  $100 \text{ g/cm}^2$  von Thurn und Bothe<sup>6d</sup> angegeben wurde. Wie sich aus der Messung des Anfangsteils der Kurve ohne Nebelkammer ergab (gestrichelt), verschiebt sich die Skala durch Einschalten der Kammer um etwa 1 cm nach vorne.

3. Einschaltung einer größeren Laufstrecke für die Schauer

Beim dritten Versuch (Abb. 3) wurde der Abstand zwischen Schauerselektor und Blei auf 73 cm erhöht, dabei aber die Zählrohrlage A zunächst wieder unmittelbar unter das Blei gesetzt. Eine solche Anordnung sollte auf Grund einer eingehenden Analyse der Versuchsbedingungen anderer Autoren durch Chaudhury<sup>8</sup> in idealer Weise zum Nachweis des zweiten Maximums geeignet sein, weil nicht nur Seitenschauer, sondern auch schräge Schauer aus dem Blei weitgehend unterdrückt werden, ohne daß gleichzeitig wie bei Versuch 1 die Art der auslösenden Teilchen eingeschränkt wird. Chaudhury konnte damit tatsächlich eine Überhöhung des zwei-

ten Maximums ( $1,8 \pm 0,3/h$ ) gegenüber dem ersten Minimum ( $0,5 \pm 0,18/h$ ) von mindestens 100%(!) messen. Auch dieses Rezept hat sich in unserem Fall nicht bewährt. Die Zählrohrlage A wurde nun unter Beibehaltung der Entfernung zwischen Blei und den unteren Zählrohren von 73 cm an die Stelle A' unmittelbar über der Kammer angebracht und Koinzidenzen A'BC unter 0, 10 und 15 cm Blei gemessen. Die Werte sind im unteren Teil der Abb. 3 verzeichnet. Es zeigte sich ebenfalls keine Anstiegstendenz der Häufigkeit zwischen 10 und 15 cm Blei. Nach den schon erwähnten neueren Ergebnissen von Bothe und Kraemer sollte dies Anordnung zum Nachweis von M-Schauern geeignet sein, da für neutrale, aus dem Blei emittierte Teilchen eine genügend große Zerfallsstrecke zur Verfügung steht. (Thurn mißt bei einer Laufstrecke von 50 cm noch ein gut ausgeprägtes Maximum<sup>6f</sup>.)

4. Schauerselektor aus gekreuzten Zählrohrlagen

Die außerordentlich signifikanten Maxima, die von Bothe und Mitarb. mit gekreuzten Zählrohrlagen gemessen wurden, haben uns bewogen, auch damit einen Versuch zu machen. Die in diesem Zusammenhang benützte Anordnung unterschied sich jedoch insofern noch von dem Vorbild, als die Aufteilung der Zählrohre in zwei „wechselseitig“ parallelgeschaltete Gruppen mit Rücksicht auf die schon vorhandene Elektronik zunächst beibehalten wurde (Abb. 4). Gezählt wurden Fünffach-Koinzidenzen ABCDE. Die Lateralempfindlichkeit ist dabei nicht

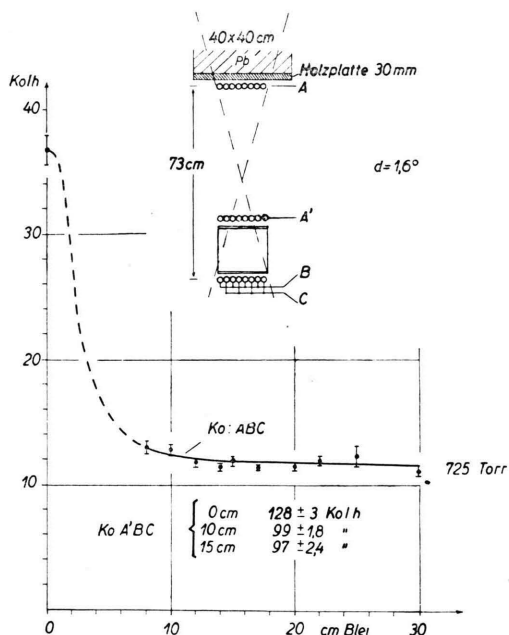


Abb. 3. Mit A ohne A': Gegenüber Abb. 2 Verkleinerung der Divergenzwinkel durch Vergrößerung des Abstandes zwischen Schauerselektor BC und Blei.

Mit A' ohne A: Der Schauer braucht nunmehr bei seinem Austritt aus dem Blei noch kein Teilchen enthalten, das unmittelbar Zählstöße auslösen kann. Die Entfernung Blei → A' ist als Laufstrecke für neutrale Teilchen gedacht, auf der sie sich in geladene und koinzidenzfähige Teilchen umwandeln können.

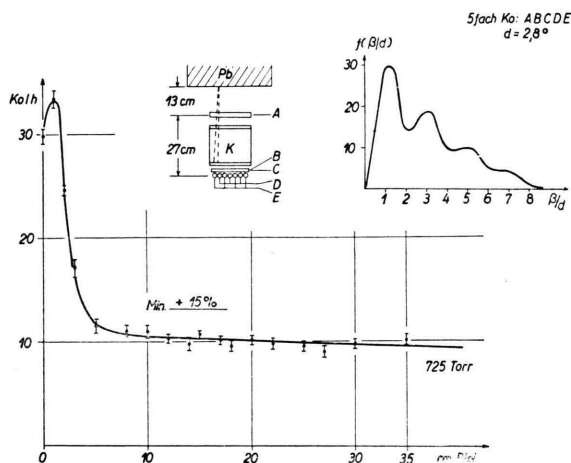


Abb. 4. Variante von Anordnung nach Abb. 3 mit gekreuzten Zählrohrlagen BC·DE.

wesentlich verschieden gegenüber der einfachen Lage BC, wie aus der eingezeichneten Empfindlichkeitskurve\* hervorgeht. Die ausschließliche Beschränkung auf kleine Basislängen der Schauer ist daher nicht gegeben. Dagegen wird eine stärkere Einschränkung des Untergrundes gegenüber der einfachen Lage erreicht. Die gesamte Häufigkeit im Plateaugebiet der Kurve ging dementsprechend bei dem großen Abstand von 73 cm auf 2,5 Schauer/h herunter, so daß wir zur Erzielung tragbarer Meßzeiten den Abstand auf 40 cm verringerten. Die hiermit gewonnene Kurve verläuft aber in dem kritischen Gebiet vollkommen flach.

5. Schauerselektor mit doppelt parallelen Zählrohren

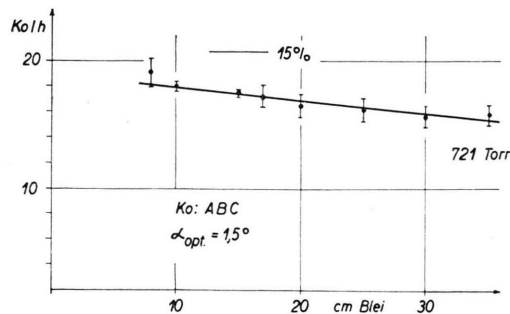
Thurn und Bothe<sup>6d</sup> haben einige ihrer Versuche so interpretiert, daß  $M_2$ -Schauer entweder als Schwärme neutraler Teilchen anzusehen sind, die beim Ionisationsakt ausschneiden, oder daß es sich um sehr schwach ionisierende Teilchen handelt. (Interpretation als elektrische Dipole, Chaudhury<sup>19</sup>, Bothe<sup>20</sup>.)

Diese Auffassung wurde von Thurn und Bothe mit einer Anordnung getestet, wie sie in Abb. 5b eingezeichnet ist. Dabei wurden je zwei

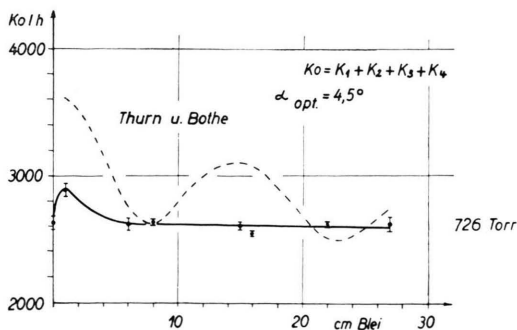
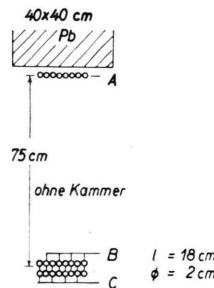
\* Eine Ableitung der Empfindlichkeitskurve ist im Anhang gegeben.

übereinanderliegende Zählrohre von 20 mm Durchmesser parallelgeschaltet und Zweifach-Koinzidenzen zwischen je 2 solcher Gruppen  $K_1$  bis  $K_4$  gezählt. Die schwarz gezeichneten Zwischenräume waren mit einer 1 cm starken Bleischicht ausgefüllt, um Koinzidenzen durch weiche, horizontal verlaufende Sekundärstrahlung einzuschränken. Bei Thurn und Bothe prägte sich das zweite Maximum wesentlich stärker bei dieser Schaltung aus, als bei der Zählung von Zweifach-Koinzidenzen einfacher Lagen. Da diese Schaltung wegen des großen erfaßten Raumwinkels für die allgemeine Richtung der Schauer einen sehr hohen Untergrund gibt, der aber für den Nebelkammerbetrieb sehr unerwünscht ist, wurde zunächst ein Versuch mit der in Abb. 5a skizzierten Anordnung gemacht, die der Chaudhury'schen Bedingung und den erwähnten Thurn-Botheschen Ergebnissen gleichermaßen gerecht werden sollte. Die Kurve zeigte jedoch in dem fraglichen Bereich ebenfalls nur einen glatten Verlauf.

Schließlich wurde auch ohne Rücksicht auf die Geometrie der Nebelkammer eine Auslösekurve mit der Doppelrohranordnung nach Abb. 5b gemessen. Während jedoch bei den Versuchen 1-5a die Zählrohre, wie bei uns üblich, mit 90 Torr Argon + 10 Torr Alkohol gefüllt waren, wurde hier eine von Thurn und Bothe<sup>6d</sup> angegebene Füllung von 30 Torr Argon + 20 Torr Alkohol gewählt (wo die Füllung nicht verzeichnet ist, handelt es sich stets



a)



b)

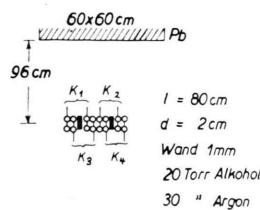


Abb. 5. Parallelschaltung übereinandergesetzter Zählrohre zur Erhöhung der Ansprechwahrscheinlichkeit.

a) Reihe A verlangt mindestens schon 1 ionisierendes Teilchen, wenn der Schauer das Blei verläßt.

b) Der Originalanordnung von Thurn und Bothe nachgebaut.

um die „übliche“; vgl. hierzu auch Abschn. IV, d). Die Anordnung unterschied sich somit von dem Vorbild nur durch die Länge der (schon vorhandenen) Zählrohre von 80 cm gegenüber 60 cm bei Thurn und Bothe. Nach dem Verhältnis der Flächen umgerechnet, sollte dabei die von uns gemessene Intensität ohne Blei oder bei Schichtdicken  $> 10$  cm Blei durchschnittlich um den Faktor 1,3 höher liegen. Tatsächlich betrug aber das von uns gemessene Intensitätsverhältnis 2,9. Wenn man ferner die Kurve von Thurn und Bothe bei 8 cm Blei mit unserer Kurve normalisiert (gestrichelt), so springen auch die qualitativen Unterschiede der Meßergebnisse in die Augen, mit denen wir uns auch im folgenden auseinanderzusetzen haben werden. Zufällige Koinzidenzen können die Diskrepanzen nicht verursacht haben. Bei diesem Versuch wurden die Koinzidenzen über vier Siebkanäle nach Abb. 8 (s. Abschn. III, a) bei einer Trennzeit von  $t_a = 5 \cdot 10^{-6}$  sec gesammelt. Mit  $N = 13$  Einzelausschlägen/sec und Doppelrohr erhält man somit als Häufigkeit zufälliger Koinzidenzen:  $K_z = 4 \cdot 2 N^2 t_a = 6,7 \cdot 10^{-3}/\text{sec} = 24/h$  oder etwa 1% der mittleren Intensität.

c) Bemerkungen zur Elektronik der Versuche unter b, 1–5 a

Bei der Diskussion der Diskrepanzen zwischen den Versuchsergebnissen verschiedener Autoren muß u. a. auch in Betracht gezogen werden, daß der Aufbau der Elektronik von Bedeutung für die Ausprägung bzw. das Fehlen der Maxima höherer Ordnung sein kann. Es soll daher an dieser Stelle kurz auf die prinzipielle Schaltung hingewiesen werden, die bei den Versuchen 1–5 a benützt wurde. Das Blockschema ist in Abb. 6 skizziert. Es handelt sich hier um einen Verstärker mit 5 parallelen Kanälen mit gleichem Aufbau. Jede Lage Zählrohre, die mit einer anderen in Koinzidenz geschaltet werden soll, ist über ein RC-Glied (1 MΩ Ableitwiderstand, C=100 pF) an einen Kathodenfolger K angekoppelt. Dieser befand sich jeweils in unmittelbarer Nähe der zugehörigen Zählrohrlage. Die Impulse des niederohmigen Kathodenfolgerausgangs (10 kΩ) wurden über koaxiale Leitungen dem in einem Block zusammengebauten 5-Kanalverstärker zugeführt. Es folgen dann je Kanal 2 Röhrenstufen, von denen die Ausgangsstufe von den kleinsten ankommenden Impulsen gerade voll angesteuert wurde. Die nunmehr gleich großen Aus-

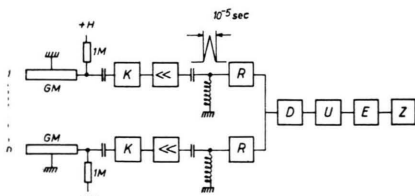


Abb. 6. Blockschema der Zählapparatur, Versuch 1–5 a. n je nach Kombination 1–5, Trennzeit  $10^{-5}$  sec.

gangsimpulse gelangten dann über ein LC-Verkürzungsglied zur Auslösung der Rossi-Stufe. Die Basisbreite des Eingangsimpulses betrug  $10^{-5}$  sec. Das ist auch gleichzeitig die Trennzeit für die Koinzidenzen. Die Anoden der Rossi-Stufen konnten dann jeweils in erforderlicher Anzahl an einen gemeinsam Widerstand angeschlossen werden. Der folgende Diskriminator D diente in üblicher Weise der Selektion gewünschter Koinzidenzen. Hiernach folgte ein Untersetzer mit wahlweiser Untersetzung 2–64-fach. Schließlich eine Endstufe mit Zählwerk.

III. Nachbildung der Standard-Meßanordnung von Thurn und Bothe bzw. Bothe-Kraemer

a) Grundzüge der Zählrohranordnung und der Elektronik

Bei den folgenden Messungen wurde ein Schauerselektor aus 2 gekreuzten Lagen von je 9 Zählrohren mit den Abmessungen 40 mm  $\Phi$ , Wandstärke 0,5 mm, Länge 50 cm, benützt. In jeder Reihe wurden die Rohre in Dreiergruppen zusammengefaßt, wie aus Abb. 7 hervorgeht. Jedes mittlere Rohr ist in Koinzidenz mit den beiden Nachbarn geschaltet. Registriert man nun die Koinzidenz einer beliebigen Zweifach-Koinzidenz der oberen Lage mit einer ebensolchen der unteren Lage, so ist das Resultat eine Vierfach-Koinzidenz, die jeweils gleichzeitige Teilchentreffer in zwei diagonal benachbarten Quadranten des Schachbrettmusters anzeigt. Zum Beispiel kann das horizontal schraffierte Quadrat mit irgend einem der 4 benachbarten vertikal schraffierten Quadrate kombinieren. Die Empfindlichkeit für die laterale Weite der Schauer ist dabei durch eine Funktion darstellbar, die für die Basis  $\beta = \sqrt{2} d$  ein Maximum hat und für  $\beta=0$  und  $2\sqrt{2} d$  verschwindet ( $d$ =Zählrohrdurchmesser).

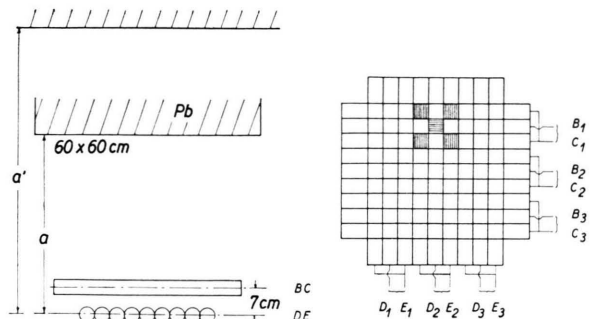


Abb. 7. Standardmeßanordnung zur Selektion von Schauern mit eng begrenztem Basisbereich \*\*.

Das Blockschema der benützten Siebschaltung ist in Abb. 8 gezeichnet. Sie setzte sich im Prinzip aus der Kombination zweier Bausteine zusammen: nämlich Univibratoren mit einer Rossi-Röhre „UR“ und Diskriminator „D“. Die Zählrohrimpulse wurden über ein RC-Glied einem Univibrator nach Maier-Leibnitz<sup>23</sup>, der aus 2 Pentoden 6 AU 6 auf-

\*\* Wo nichts anderes vermerkt ist, wurde stets ein Abstand von 7 cm zwischen den Symmetrieebenen der unteren und oberen gekreuzten Zählrohranlage eingehalten.

gebaut war, zugeführt. Die Ankopplung erfolgte über das Bremsgitter der stromführenden Röhre. Der differenzierte negative Univibratorimpuls wurde einer Rossi-Röhre zugeführt, die mit der Rossi-Röhre des benachbarten Kanals in Koinzidenzschaltung verbunden war. Hinter der Rossi-Stufe folgte jeweils ein Diskriminator D für die Zweifach-Koinzidenzen. Die Trennzeit wurde auf  $5 \cdot 10^{-6}$  sec eingestellt.

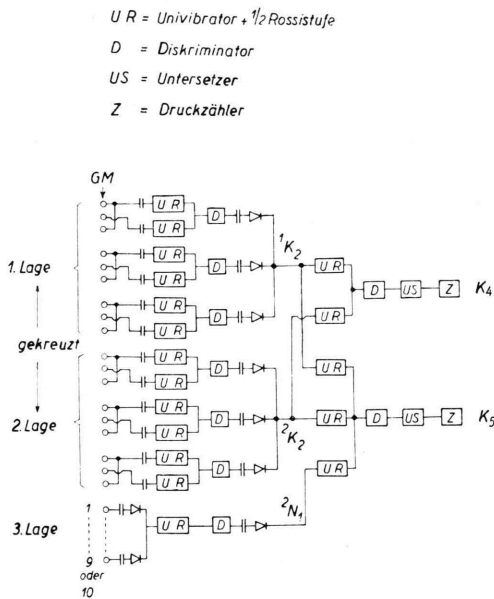


Abb. 8. Blockschema der Siebschaltung für Vierfach- und Fünffach-Koinzidenzen.

Die Zweifachkoinzidenzen einer Lage wurden nun über Kristalldioden am Gitter eines UR-Gliedes wieder gesammelt. Das Einschalten der Kristalldioden bewirkte, daß die Größe der Spannungsstöße am Gitter nicht von der Zahl angekoppelter Kanäle abhängig war. Die beiden Sammelglieder wurden nun wiederum in Koinzidenz geschaltet, die Vierfach-Koinzidenzen  $K_4$  durch einen Diskriminator ausgesiebt und dem Untersetzer US mit Leistungsstufe zum Betrieb eines Druckzählers Z zugeleitet.

Die gesammelten Zweifachkoinzidenzen konnten auch gleichzeitig mit den Zählstößen einer 3. Lage parallelgeschalteter Röhre zu einer Fünffach-Koinzidenz vereinigt und einem Siebkanal  $K_5$  zugeleitet werden. Um sicherzustellen, daß jedes Zählrohr im gleichen Plateaubereich arbeitet, war die Möglichkeit vorgesehen, jedem Rohr eine solche Hochspannung getrennt zuzuführen, daß die am Zählrohr gemessene Höhe der einzelnen Spannungsstöße für alle Röhre gleich groß eingestellt werden konnte.

Die Univibratoren waren so eingestellt, daß sie auf Spannungsstöße von 5 Volt gerade ansprachen, während die Zählstöße auf  $15 \pm 5$  Volt einreguliert wurden. Das entsprach einem Arbeitspunkt des einzelnen Rohres von ca. 60 Volt über der Einsatzspannung. Diese Verhältnisse wurden laufend kontrolliert. Die Einzelstöße der dritten Lage wurden über Dioden gesammelt, weil dadurch die Parallelkapazitäten der gerade nicht ansprechenden Zählrohre praktisch ohne Einfluß blieben.

Die beschriebene Schaltung ist prinzipiell derjenigen von

Thurn und Bothe äquivalent, obwohl sie sich in der Ausführung hinsichtlich der Siebung von Vierfach-Koinzidenzen von ihr unterscheidet. Dort werden erst die möglichen Kombinationen der Vierfach-Koinzidenzen beider Lagen ausgesiebt und dann gesammelt, während in unserem Fall die Siebung in 2 Stufen erfolgt. Im Endeffekt entspricht eine Vierfach-Koinzidenz in beiden Fällen Trefferkombinationen der oben erwähnten benachbarten Quadrate des Schachbrettmusters. Die Bevorzugung der skizzierten Schaltung hatte nur den rein praktischen Grund, daß sie u. E. einfacher in Baukasteneinheiten aufteilbar war, die bei geringerem Aufwand an Röhren auch für andere Meßaufgaben vielseitig kombiniert werden können. Ebenfalls rein technisch begründet war die Verkürzung der Zählrohrängen von 60 auf 50 cm, weil sich aus den handelsüblichen Rohrlängen von 1 m gerade 2 Zählrohre herstellen ließen. Daraus ergibt sich auch die Beschränkung auf drei Dreiergruppen pro Lage gegenüber vier Dreiergruppen bei Bothe und Mitarb. Die Ergiebigkeit wird dadurch um den Faktor 9/16 kleiner.

## b) Messungen der Auslösekurven mit 2 gekreuzten Zählrohrängen

Die zwei ausgezogenen Kurven der Abb. 9 stellen Auslösekurven „enger Schauer“ dar, die von uns mit einer Nachbildung der Standardanordnung nach Thurn und Bothe gemessen wurden. Die Geometrie der Anordnung geht aus Abb. 7 hervor.  $a$  ist der Abstand der unteren Zählrohränge vom Blei,  $a'$  der Abstand von der Decke mit etwa  $50 \text{ g/cm}^2$  leichten Materials (Schlackenbeton). Die entsprechenden Kurven von Thurn und Bothe bzw. Thurn sind zum Vergleich gestrichelt bzw. strichpunktirt miteingezeichnet. Die Absolutwerte der Thurn-Botheschen Kurven wurden mit dem Geometrie-Faktor 9/16 auf die Größenverhältnisse unserer Anordnung reduziert, damit sie mit den von uns gemessenen Häufigkeiten angenähert vergleichbar sind.

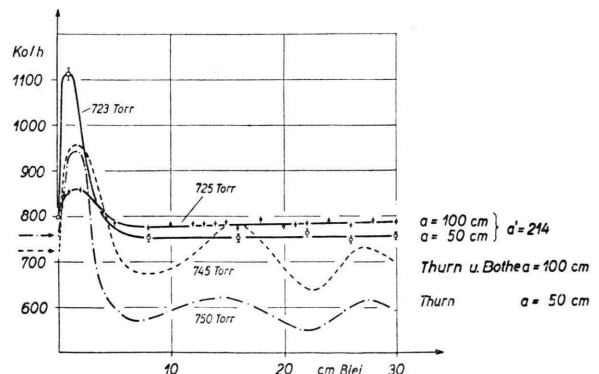


Abb. 9. Auslösekurven, gemessen mit der Nachbildung der Standardanordnung von Thurn u. Bothe, für  $a=50 \text{ cm}$  und  $100 \text{ cm}$  Abstand des Schauerselektors vom Blei (ausgezogene Kurven). Entsprechende Kurven von Thurn u. Bothe bzw. Thurn (gestrichelt bzw. strichpunktirt).

Man kann sich auf den ersten Blick dem Eindruck nicht entziehen, daß die beiden Apparaturen verschieden auf bestimmte Ereignisse ansprechen, aber es erweist sich als schwierig, hierfür einen einleuchtenden Grund anzugeben.

Vergleichen wir zunächst die Kurven für  $a = 100$  cm. Diese unterscheiden sich nicht nur im Bereich der suspekten Maxima höherer Ordnung, die bei unseren Kurven innerhalb des statistischen Streubereiches von  $\pm 1\%$  überhaupt nicht auftreten, sondern schon im Bereich des Rossi-Maximums. Wir argwöhnten zunächst, daß wir einen viel zu hohen Untergrund mitgemessen haben, aus dem sich das erste Maximum nur schwach abhebt. Er müßte aber, um den Unterschied der Überhöhungsverhältnisse  $I(1,4)/I(8)$  (Verhältnisse der Intensitäten unter 1,4 bzw. 8 cm) verständlich zu machen, etwa viermal stärker sein als bei den Messungen von Thurn und Bothe. Da aber in beiden Fällen der Intensitätsmittelwert wesentlich durch den Untergrund bestimmt ist, müßten sich auch die Absolutzahlen zumindest um einen Faktor 3 bis 4 unterscheiden. Sie stimmen aber so gut überein, wie man es bei Messungen, die in nicht ganz identischer, absorbierender und streuender Umgebung ausgeführt wurden, überhaupt erwarten kann\*.

Wir haben natürlich überprüft, ob die Apparatur etwa nicht erwartungsgemäß funktioniert hat und dadurch natürliche Intensitätsunterschiede ausnivelliert werden. Ganz abgesehen davon, daß die Funktion von Stufe zu Stufe oszillographisch einwandfrei zu überwachen ist, wird dieser triviale Verdacht sofort durch die empfindliche Reaktion der Apparatur auf die Herabsetzung des Abstandes zwischen Strahler und Zählrohr von 100 cm auf 50 cm widerlegt. Das erste Maximum erhöht sich um 248 Schauer/h, während sich der Plateauwert um 25 Schauer/h vermindert. Beide Einflüsse können zwanglos durch die Vergrößerung des Raumwinkels erklärt werden, unter dem die Zählrohre vom Blei aus erscheinen. Es werden mehr Schauer, die aus dem Blei kommen, registriert, dagegen werden Deckenschauer aus einem größeren Raumwinkelbereich absorbiert, wenn der Abstand verkleinert wird.

Im Gegensatz hierzu scheint die Thurnsche Apparatur auf Abstandsänderungen vom Blei nur wenig zu reagieren, zumindest wurden im ersten Maximum

\* Die Berücksichtigung des Höhenunterschiedes der Meßorte (Barometerdifferenz rd. 20 Torr) bringt noch eine Verschiebung der Thurn-Botheschen Kurven nach oben um etwa 6%.

zwischen 160 und 50 cm Abstand praktisch konstante Koinzidenzhäufigkeiten gemessen (Abb. 9, vgl. auch Thurn<sup>6f</sup>, Abb. 8).

Diese Diskrepanzen veranlaßten uns, die Abhängigkeit der Koinzidenzhäufigkeit im ersten Maximum vom Abstand Zählrohre  $\rightarrow$  Blei zwischen 14 cm und 160 cm noch etwas eingehender zu untersuchen. Dabei wurde zunächst die Position der Zählrohre in 214 cm Abstand von der Zimmerdecke unverändert beibehalten und die Lage einer Bleischicht von 1,4 cm Stärke verändert. Als Unterlage für das Blei dienten vier 1 cm starke und 6 cm breite Holzleisten. Bei den übrigen Versuchen ruhte das Blei, wenn nichts anderes ausdrücklich vermerkt ist, auf vier U-Stahlschienen, Normalprofil  $\square 5$  nach DIN 1026 von 100 cm Länge, genau wie bei den Versuchen von Thurn und Bothe. Wie aus Abb. 10 hervorgeht, findet man eine ganz klare Gesetzmäßigkeit für die Abnahme der Koinzidenzhäufigkeit mit der Entfernung.

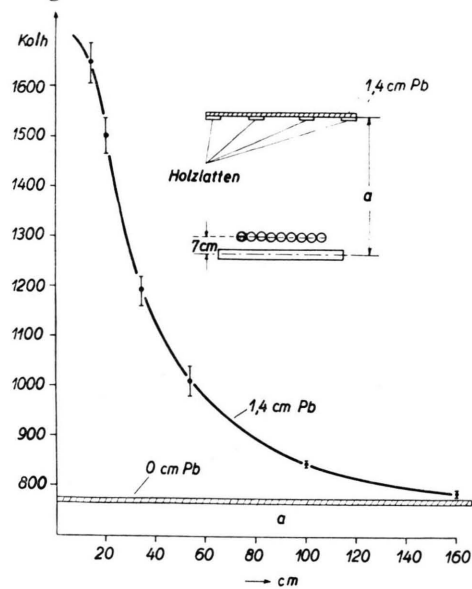


Abb. 10. Abhängigkeit der Häufigkeit von Vierfach-Koinzidenzen im Rossi-Maximum von der Entfernung  $a$  des Schauerselektors vom Blei, bei unveränderter Position des Schauerselektors gemessen.

Ein weiterer Versuch (Abb. 11) wurde bei unveränderter Position des Strahlers und verschiedenem Abstand  $a$  (Zählrohranordnung  $\rightarrow$  Strahler) ausgeführt. Hier ist ein Einfluß der Deckenschauer zu erkennen. Im Gegensatz zum Versuch nach Abb. 9 wachsen nun Null- und Plateauwert mit abnehmendem  $a$  etwas an, wobei die graduelle Zunahme vom Abstand abhängt. Es bleibt aber auf jeden Fall die



starke Zunahme der Koinzidenzhäufigkeit im ersten Maximum mit kleiner werdendem Abstand.

Nun stimmt die Differenz  $I(1,4) - I(8)$ , also die Überhöhung des ersten Maximum bei den eigenen und den Thurnschen Messungen für  $a = 50$  cm praktisch überein: (360 bzw. 370 Schauer/h), unterscheidet sich jedoch für 100 cm Abstand mit 85/h gegenüber 295/h um den Faktor 3,5.

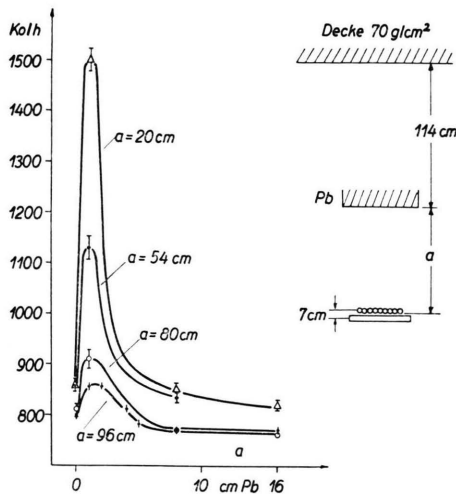


Abb. 11. Höhe des Rossi-Maximums bei verschiedener Entfernung  $a$  des Schauerselektors vom Blei, gemessen bei unveränderter Position des Bleies.

Diese Diskrepanz ist uns unverständlich, weil man kaum annehmen darf, daß beide Anordnungen in 50 cm Abstand gleich stark auf Elektronenschauer aus dem Blei ansprechen, während sich ihre Empfindlichkeiten in 100 cm Abstand im Verhältnis 1 : 3,5 unterscheiden sollen.

Die Thurnschen Ergebnisse wären so zu erklären, daß die Anordnung im wesentlichen nur Schauer mit nahezu senkrechter Achsenrichtung registriert. Indessen ergeben sich dafür aus der beschriebenen Geometrie keinerlei Hinweise.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß mit 2 gekreuzten Zählrohrlagen, der Normalanordnung von Thurn und Bothe entsprechend, keine Maxima höherer Ordnung nachzuweisen waren. Die unterschiedliche Reaktion der eigenen und der Thurn- und Botheschen Anordnung auf Elektronenschauer scheint daraufhin zu deuten, daß Ausblendungsverhältnisse, die nicht durch die Zählrohrgeometrie allein bedingt sind oder sonstige Umgebungseinflüsse eine Rolle spielen, für die z. Z. keine anderen Anhaltspunkte als die besprochenen Diskrepanzen vorliegen.

### c) Versuchsanordnung nach Bothe und Kraemer und weitere Modifikationen

Bothe und Kraemer haben nun aus einer Messung der Auslösekurve mit einer nach Abb. 12 modifizierten Anordnung weitreichende Schlüsse über die Natur der Teilchen gezogen, welche das zweite und dritte Maximum auslösen sollen. Die im vorigen Abschnitt beschriebene Standardanordnung wurde dabei in der Weise abgeändert, daß eine dritte Lage parallelgeschalteter Zählrohre A zwischen den gekreuzten Lagen BC, DE und dem Blei eingeschoben wurde. Zählt man nun Fünffach-Koinzidenzen ABCDE, so entsprechen diese „engen Schauern“, von denen jeweils ein Teilchen schon mindestens einen Zählstoß in einem Rohr der oberen Lage A ausgelöst haben muß. Nach Bothe und Kraemer prägen sich nun das zweite und dritte Maximum gut aus, wenn der Abstand der Lage A von den gekreuzten Lagen z. B. 19 cm beträgt. Ferner verschwinden die Maxima allmählich, wenn man die Lage A dem Blei nähert. Wie schon erwähnt, wurden diese Befunde so gedeutet, daß ein neutrales Teilchen im Blei ausgelöst wird und nach Art der V-Teilchen in zwei geladene zerfällt, die nun ihrerseits erst die Vierfach-Koinzidenzen der gekreuzten Lagen auslösen. Zerfällt das Teilchen oberhalb von A, so wird eine Fünffach-Koinzidenz ausgelöst. Zerfällt es dagegen zwischen A und BCDE, so kann es nur noch eine Vierfach-Koinzidenz auslösen. Wenn nun die Zerfallsstrecke gerade in der Größenordnung des Abstandes der gekreuzten Lagen vom Blei liegt, so werden um so weniger Teilchen oberhalb A zerfallen, je mehr man A dem Blei nähert. Dadurch nehmen die von den suspekten Teilchen ausgelösten Fünffach-Koinzidenzen ab, was zur Folge hat, daß das zweite und dritte Maximum in der Auslösekurve der Fünffach-Koinzidenzen verschwindet. Danach sollte man erwarten, daß die absolute Überhöhung der Maxima ohne die Lage A größer ist als mit A. Immerhin wird aber durch Einsetzen von A der Untergrund stärker ausgeblendet, so daß man mit der modifizierten Anordnung unter Umständen einen besseren Erfolg erzielen kann. Aus diesem Grund wurden auch mit dieser und später mit 3 weiteren Modifikationen, die der Zerfallshypothese angepaßt waren, Auslösekurven aufgenommen.

Abb. 12 zeigt das Ergebnis der Messungen mit  $a = 19$  cm und zum Vergleich die mit dem Geometriefaktor  $(9/16)^2$  reduzierte Kurve von Bothe

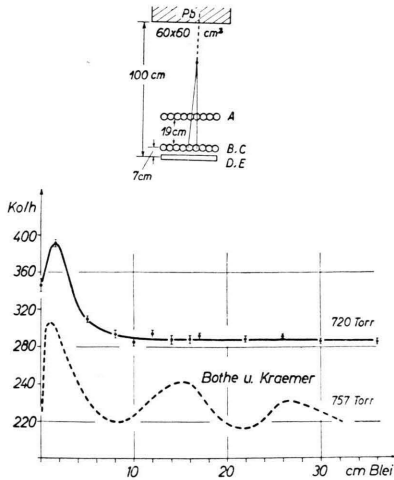


Abb. 12. Auslösekurve der Schauern, gemessen mit einer Nachbildung der Zählrohranordnung nach Bothe u. Kraemer (ausgezogene Kurve). Zum Vergleich Kurve von Bothe u. Kraemer reduziert mit  $(9/16)^2$  (gestrichelt).

und Kraemer. Die Überhöhung der ersten Maxima  $I(1,5) - I(8) \approx 100/h$  stimmen bei diesem Versuch gut überein. Ein zweites und drittes Maximum konnte aber von uns nicht nachgewiesen werden. Unsere Kurve liegt zwar höher als die mit  $(9/16)^2$  reduzierte Kurve von Bothe und Kraemer, was teils durch den Höhenunterschied Heidelberg-Weisenau (ca. 755 gegen 720 Torr, entsprechend einem Intensitätsunterschied von  $10 - 12\%$ , Barometereffekt Abschn. IV, b) bedingt ist, teils auf einen etwas erhöhten Störuntergrund bei unseren Messungen zurückgeführt werden könnte. Es ist aber kaum anzunehmen, daß sich ein Störuntergrund mit zunehmender Bleidicke anders als monoton ändert. Da aber die  $M_2$ -Schauer aus dem Blei kommen sollen, müßte sich ein entsprechendes Maximum ebenso deutlich gegen den Untergrund abheben wie bei der Kurve von Bothe und Kraemer. Der statistische Streubereich (Standardfehler) ist jedenfalls mit  $\pm 4$  Schauer/h genügend eng, um eine Erhöhung von 40 Schauer/h deutlich hervortreten zu lassen. Eine mit der Kurve in Abb. 12 praktisch identische Abhängigkeit erhielten wir auch bei einer Messung ohne die Lage A bei einem Abstand der gekreuzten Lagen von 21 cm.

Wir haben nun, um eine noch schärfere Ausblendung des Untergrundes zu erreichen, Anordnung und Schaltung nach Abb. 13 geändert. Prinzipiell handelt es sich um 3 parallele Schauerselektoren nach Bothe und Kraemer, die senkrecht zu den Zählrohrachsen jeweils einen Raumwinkel erfassen,

der die Bleischicht gerade einschließt. Gezählt wurden gleichzeitig Dreifach- und Fünffach-Koinzidenzen nach den in Abb. 13 angeschriebenen Schemata. Dabei müssen folgende Selektionsbedingungen erfüllt sein:

Die Teilchen eines Schauers, der im Blei ausgelöst wird, müssen sich in den Raumwinkelbereichen I - I' oder II - II' oder III - III' bewegen.

*Dreifach-Koinzidenzen* entsprechen Schauern, deren Basisbreite nach oben durch die Zählrohrlänge begrenzt ist, wie bei der alten Anordnung von Schmeiser und Bothe.

*Fünffach-Koinzidenzen* werden wie bei Bothe und Kraemer durch „enge Schauer“ (Schachbrettmuster) ausgelöst, nur ist der Untergrund seitlicher Schauer stark reduziert.

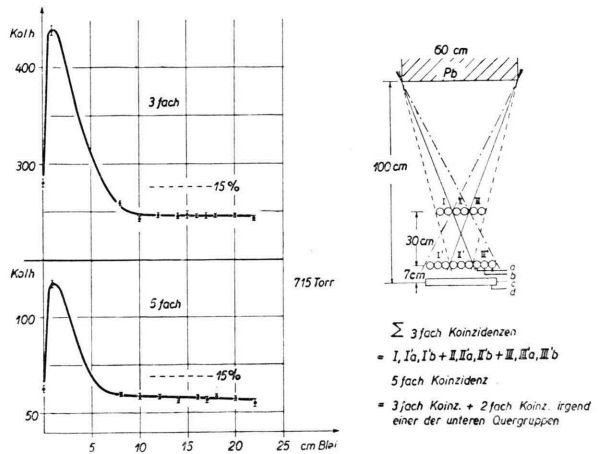


Abb. 13. Auslösekurven der Schauern, gemessen mit modifizierten Nachbildungen der Zählrohranordnung von Schmeiser u. Bothe (obere Kurve) und der Zählrohranordnung von Bothe u. Kraemer (untere Kurve).

Die zugehörigen Auslösekurven sind ebenfalls in Abb. 13 eingezeichnet. Das erste Maximum ist jeweils stark ausgeprägt, wie es bei diesen scharfen Ausblendungsverhältnissen zu erwarten ist. Ein zweites Maximum wurde auch hier nicht gefunden.

Wir haben nun weiter oben schon bemerkt, daß nach der Hypothese von Bothe und Kraemer eine dritte Lage Zählrohre über dem gekreuzten Schauerselektor die absolute Anzahl der durch  $M_2$ -Schauer ausgelösten Koinzidenzen stets reduziert, daß dieser Nachteil aber durch verbesserte Ausblendung des Untergrundes u. U. wettgemacht wird.

Wenn man also eine gute Ausblendung beibehalten kann, ohne die Registrierwahrscheinlichkeit heruntersetzen, so sollten sich die gesuchten Maxima

besonders deutlich ausprägen. Diese Forderung wird offenbar erfüllt, wenn man eine Zählrohrlage  $A'$  nach Abb. 14 unter dem Schauerselektor anbringt und Fünffach-Koinzidenzen  $BCDEA'$  zählt.

Mit einer solchen Anordnung wurde ebenfalls eine Auslösekurve gemessen, wobei gleichzeitig auch die Vierfach-Koinzidenzen der gekreuzten Lagen getrennt gezählt wurden. Die Kurve der Vierfach-Koinzidenzen erbrachte keine Änderung gegenüber der Kurve  $a = 100$  cm in Abb. 9.

Die Auslösung der Fünffach-Koinzidenzen hat man sich in der Weise vorzustellen, daß mindestens ein Teilchen des Schauers, der bereits eine Vierfach-Koinzidenz ausgelöst hat, noch ein Zählrohr der unteren Lage zum Ansprechen bringt. Für den Zerfall steht aber die ganze Strecke zwischen Blei und dem Schauerselektor zur Verfügung.

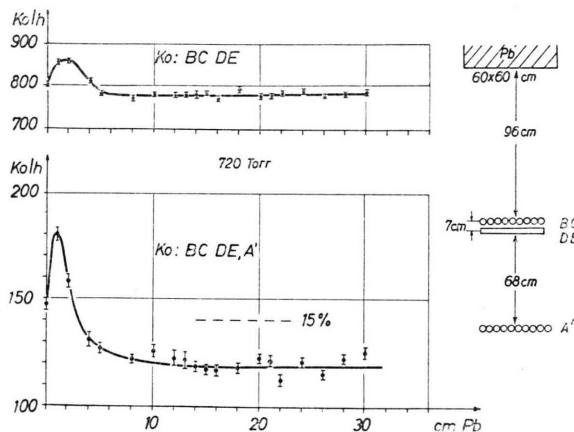


Abb. 14. Auslösekurven von Fünffach-Koinzidenzen zwischen Vierfach-Koinzidenzen des Schauerselektors (obere Kurve) und Einzelstößen einer Zählrohrlage  $A'$  unterhalb des Schauerselektors (Fünffach-Koinzidenzen untere Kurve).

Die Auslösekurve der Fünffach-Koinzidenzen ist in Abb. 14 zusammen mit der Kurve der Vierfach-Koinzidenzen gezeichnet. Sie unterscheiden sich wesentlich nur durch die Höhe des Untergrundes, der bei den Fünffach-Koinzidenzen nur etwa 15% gegenüber den Vierfach-Koinzidenzen ausmacht. Dementsprechend prägt sich auch das 1. Maximum in der Auslösekurve der Fünffach-Koinzidenzen relativ stärker aus. Das Überhöhungsverhältnis  $I(1,4)/I(8)$  steigt von 1,1 bei der oberen Kurve auf 1,5 bei der unteren Kurve an. Die absolute Überhöhung  $I(1,4) - I(8)$  nimmt dagegen von 85 Vierfach-Koinzidenzen/h auf 59 Fünffach-Koinzidenzen/h ab. 30% Elektronenschauer des ersten

Maximums gehen also tatsächlich durch die strengeren Selektionsbedingungen verloren.

Die beste Ausblendung des Untergrundes wird erreicht, wenn man die Zählrohrlage  $A$  über dem Blei anbringt. Diese Anordnung entspricht gleichzeitig der Vorstellung, daß die  $M_2$ -Schauer durch ionisierende Teilchen ausgelöst werden (Thurn und Bothe<sup>6d</sup>, Kameda und Miura<sup>7</sup>). Die entsprechende Messung wurde in anderem Zusammenhang (Multiplizität, Abschn. IV, e, 1) ausgeführt und das Ergebnis in Abb. 18, untere Kurve, dargestellt. Die obere Lage der gekreuzten Zählrohre  $B$  setzte sich hierbei aus noch zu erörternden Gründen (IV, e) aus 3 Gruppen von je zwei in Koinzidenz geschalteten Zählrohren zusammen. Die Selektionsbedingungen der gekreuzten Lage änderten sich dadurch nicht grundsätzlich, lediglich die Ergiebigkeit der Anordnung wird auf  $2/3$  herabgesetzt. Das Überhöhungsverhältnis  $I(1,4)/I(10)$  erreichte hier den Betrag 2,5. Ein zweites Maximum bei 16 cm Blei ist nicht angedeutet.

#### IV. Diskussion und Überprüfung weiterer Parameter

##### a) Trennzeit der Koinzidenzanordnung, zufällige Koinzidenzen

Für die Einstellung einer optimalen Trennzeit gibt es zwei Aspekte. Sie soll kurz genug sein, um zufällige Koinzidenzen uninteressanter Ereignisse auszuschließen, aber größer als der Streubereich der Ansprechzeiten für die einzelnen Indikatoren, weil sonst Koinzidenzen verloren gehen (z. B. Elektronenlaufzeiten im Geiger-Zähler). Ferner ist noch der Fall denkbar, daß die Teilchen, welche eine Koinzidenz auslösen, zeitlich nacheinander als Folge eines Kernprozesses emittiert werden. Solche Ereignisse werden als Koinzidenz registriert oder unterdrückt, je nachdem ob die Verzögerungsdauer größer oder kleiner als die Trennzeit ist. Diese Frage wird jedoch in anderem Zusammenhang (IV, e) kurz erörtert werden.

Hier soll zunächst nur der Normalfall überprüft werden, ob die Häufigkeit zufälliger Koinzidenzen bei unseren Messungen als Störfaktor eingehen kann.

Thurn gibt eine Trennzeit von  $5 \cdot 10^{-6}$  sec an, die auch wir bei unseren unter II beschriebenen Versuchen eingestellt haben. Sie wurde jeweils in der

Weise bestimmt, daß z. B. für  $n$ -fache Koinzidenzen ein den Zählstößen nachgebildeter Spannungsstoß eines Impulsgebers  $n - 1$  Eingängen zugeführt wurde, dem  $n$ -ten Eingang dagegen ein zweiter Spannungsstoß, dessen zeitlicher Abstand vom ersten regelbar und am Oszillographen abzulesen war. Die Trennzeit ergab sich dann aus dem Abstand der Eingangsimpulse, bei dem der Ausgangsimpuls am Enddiskriminator gerade verschwindet.

1. Zufällige Vierfach-Koinzidenzen

Bezeichnen wir mit  $N_1$  die Einzelausschläge des mittleren Rohres einer Dreiergruppe einer Lage und mit  $N_2$  die Summe der Einzelausschläge der beiden äußeren Rohre, ferner mit  $K_2$  die systematischen Zweifach-Koinzidenzen einer Lage und mit  $t$  die Trennzeit, so berechnet man die zufälligen Koinzidenzen aus folgenden 3 Summanden:

α) Zufällige Koinzidenzen der Einzelausschläge:

$$K_z^{(1)} = 2(3 \cdot 2 N_1 N_2 t) (3 \cdot 2 N_1 N_2 t),$$

$$t = 72 (N_1 N_2)^2 t^3.$$

β) Systematische Zweifachkoinzidenzen  $K_2$  einer Lage, kombiniert mit zufälligen Zweifach-Koinzidenzen der zweiten Lage:

$$K_z^{(2)} = 2 \cdot 2 K_2 (3 \cdot 2 N_1 N_2 t),$$

$$t = 24 K_2 \cdot N_1 N_2 t^2.$$

γ) Zufällige Koinzidenzen systematischer Zweifach-Koinzidenzen der oberen und unteren Zählrohrlage:

$$K_z^{(3)} = 2 K_2^2 t.$$

Setzt man die Zahlenwerte ein:

$$t = 5 \cdot 10^{-6}/\text{sec}, \quad N_1 = 10/\text{sec},$$

$$N_2 = 20/\text{sec}, \quad K_2 = 2,4/\text{sec},$$

so überschlägt man leicht, daß nur das in  $t$  lineare Glied  $K_z^{(3)}$  von Bedeutung ist. Man erhält als Anzahl zufälliger Koinzidenzen  $K_z^{(4)}$ .

$$K_z^{(4)} \approx 2 \cdot 2,4^2 \cdot 5 \cdot 10^{-6} = 6,2 \cdot 10^{-5}/\text{sec} = 0,22/\text{h}.$$

2. Zufällige Fünffach-Koinzidenzen

Für zufällige Fünffach-Koinzidenzen der Lage A, bestehend aus 9 Zählrohren, mit den gekreuzten Lagen ist ebenfalls nur das in  $t$  lineare Glied, d. h. die Kombination systematischer Vierfach-Koinzidenzen  $K_s(4)$  mit den Einzelausschlägen der Lage A, von Bedeutung. Man erhält:

$$K_z^{(5)} \approx 2 \cdot 9 \cdot N_1 K_s(4) t.$$

$K_s(4)$  liegt bei den unter II aufgeführten Messungen der Fünffach-Koinzidenzen bei rd. 0,2/sec, so daß man mit 6 zufälligen Koinzidenzen/h zu rechnen hat.

Sicherheitshalber wurden aber auch noch Vierfach- und Fünffach-Koinzidenzen mit horizontal auseinandergezogenen Zählrohrlagen nach Abb. 15 gemessen. Wie aus dem Diagramm hervorgeht, erhält man eine stark mit der Entfernung abnehmende Häufigkeit der Vierfach-Koinzidenzen und eine schwächer abnehmende Häufigkeit der Fünffach-Koinzidenzen. Die Abnahme der Koinzidenzhäufigkeit mit der Entfernung zeigt, daß es sich hierbei noch überwiegend um systematische Koinzidenzen weiträumiger Schauer handelt und daß mit 10 Ko/h in 3 m Abstand das Plateau zufälliger Koinzidenzen bei beiden Kurven noch nicht erreicht ist.

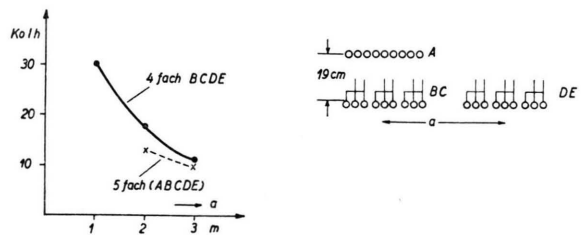


Abb. 15. Vierfach- und Fünffach-Koinzidenzen, gemessen bei einer seitlich herausgezogenen Zählrohrlage des Schauerelektors zur Überprüfung des Einflusses zufälliger Koinzidenzen.

Selbst die Häufigkeit dieser noch größtenteils systematischen Koinzidenzen liegt bei unseren Messungen innerhalb des statistischen Streubereiches, so daß von einem wesentlichen Einfluß zufälliger Koinzidenzen keine Rede sein kann.

b) Barometereffekt

Zur Ausschaltung des Barometereffektes und eines eventuellen Apparateganges wurde die Auslösekurve von Thurn unter fortwährendem Umschichten des Absorbers in kurzen Zeitabständen gemessen. Der größte Teil unserer Messungen wurde so durchgeführt, daß unter einer Schichtdicke Blei 8–10 h lang gemessen und dann umgeschichtet wurde. Dabei wurde darauf geachtet, daß die kritischen Dicken 8, 16, 22, 26 cm nacheinander gemessen wurden. Die Apparatur war Tag und Nacht in Betrieb und registrierte selbsttätig mit einem Druckzählwerk. Dieses Verfahren hat den Vorzug, daß die einzelnen Kurven in verhältnismäßig kurzer Zeit mit hinreichender statistischer Genauigkeit gemessen werden konnten. Auch wurden dadurch Anlaufstörungen vermieden.

Messungen bei ungewöhnlichen Barometerausschlägen wurden bei passendem Barometerstand kontrolliert. Der Barometereffekt wurde so ermittelt, daß die direkten Meßwerte unter Bleidicken  $> 5$  cm gegen den Barometerstand aufgetragen und so ein mittlerer Barometerkoeffizient berechnet werden konnte. Er betrug für die Standardanordnung der gekreuzten Lagen  $a = 100$  cm  $- 2,7\%$ /cm Hg (Korrelationskoeffizient  $- 0,75$ ). Bei schärferer Raumwinkelausblendung oder kleinem Abstand zwischen Zählrohren und Blei lag er etwas höher, z. B. für die Kurven nach Abb. 13 bei  $- 4\%$ /cm Hg. Die Barometerkorrektur erbrachte in keinem Falle eine entscheidende Veränderung der Meßwerte. Um aber jeden Irrtum auszuschließen, wurden auch Kontrollen durch stündliches Umschichten vorgenommen. Als Beispiel sei eine Messung angegeben, bei der tagsüber stündlich umgeschichtet und das Mittel aus den Meßwerten für eine bestimmte Schichtdicke gebildet wurde (Abb. 16). Die Mittel alternierender Messungen sind mit Strichen für die Größe des Standardfehlers, die Nachmessungen durch Kreise bezeichnet, deren Durchmesser ebenfalls dem Standardfehler entspricht. Man sieht, daß ein zweites Maximum weder in dem einen noch in dem anderen Falle angedeutet ist.

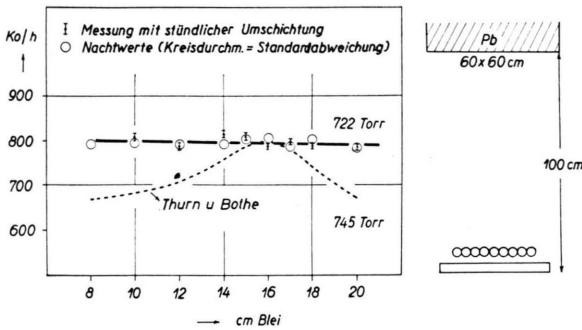


Abb. 16. Vergleich von gemittelten Kurzzeitmessungen und Langzeitmessungen.

c) Umgebungseinfluß,  
Einfluß leichten Materials

1. Messungen in einer großen Halle

Aus Abb. 11 geht hervor, daß die Entfernung der Zählrohre von der Decke von Einfluß auf den Null- und Plateauwert ist. Es wurde daher auch eine Kontrollmessung in der Mitte einer 8 m hohen Halle von  $8 \times 5$  m<sup>2</sup> Bodenfläche, einem Massenäquivalent der Decke von  $25 - 30$  g/cm<sup>2</sup> und der Wände von

$14$  g/cm<sup>2</sup> ausgeführt. Hier wurden auch ferner die Koinzidenzhäufigkeiten bei 8 und 16 cm mit einem Absorber von 1 cm Blei zwischen den gekreuzten Zählrohrlagen gemessen, weil die Überhöhung bei 16 cm stets auf durchdringende Schauer zurückgeführt wird. Die Werte sind in Tab. 1 zusammengestellt.

| Strahler<br>cm | Vierfach-Koinzidenzen h |                  |
|----------------|-------------------------|------------------|
|                | ohne Absorber           | Absorber 1 cm Pb |
| 1,4            | 904 ± 10                |                  |
| 8              | 798 ± 4                 | 730 ± 6          |
| 16             | 790 ± 6                 | 730 ± 6          |

Tab. 1.

In beiden Fällen sind die Koinzidenzhäufigkeiten unter 8 und 16 cm innerhalb des Standardfehlers gleich groß; es ergab sich also keine grundsätzliche Änderung der weiter oben beschriebenen Befunde.

2. Paraffin zwischen Blei und Schauerselektor

An dieser Stelle ist auch noch ein Vergleich der Koinzidenzhäufigkeiten mit und ohne Paraffin zwischen Blei und Zählrohren zu erwähnen, den wir auf Grund einer Beobachtung von Ozorai<sup>17</sup> durchgeführt haben. Ozorai konnte auf der Suche nach dem zweiten Maximum mit einer Anordnung nach Schmeiser und Bothe ein solches nicht nachweisen, berichtet jedoch, daß nach Einschieben von leichtem Material zwischen Zählrohren und Strahler ein solches, statistisch allerdings nicht überzeugend gesichertes, angedeutet ist.

Die mit und ohne eine 4 cm starke Paraffinzwischenlage unter den charakteristischen Bleidicken 0, 1, 4, 8, 16, 22 cm gemessenen Werte sind in Abb. 17 eingezeichnet. Sie unterscheiden sich nur dadurch, daß die Paraffinzwischenlage von  $4$  g/cm<sup>2</sup> einen um  $30\%$  höheren Untergrund verursacht. Seitlich auf-

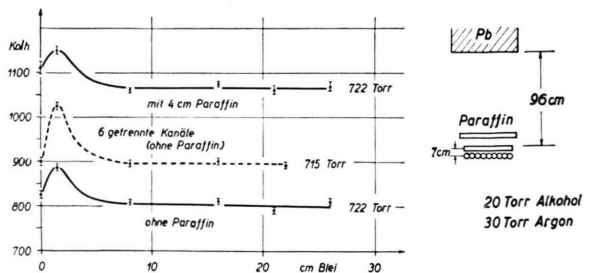


Abb. 17. Messungen nach Abänderung der Zählrohrfüllung nach Thurn u. Bothe.

Untere Kurve: Standardanordnung; obere Kurve: Einfluß leichten Materials; mittlere Kurve: Einfluß der getrennten Siebung von Gruppen-Koinzidenzen.

gestelltes leichtes Material dürfte sich höchstens schwächer auswirken und, soweit wir übersehen, auch nur dann als (eine allerdings triviale) Ursache für höhere Maxima in Frage kommen, wenn seine Lage im Zuge des Auf- und Abschichtens von Blei verändert oder es in systematischer Weise durch das Lagern des abgeschichteten Bleies abgeschirmt oder freigelegt wird. Die miteingezeichnete gestrichelte Kurve wird in Abschn. IV, e, 2 (wegen der Gasfüllung vgl. auch Abschn. IV, d, 1) besprochen.

d) Ansprechwahrscheinlichkeit der Zählrohre

1. Gasfüllung

Aus einigen Messungen von Thurn und Bothe<sup>6</sup> wurde geschlossen, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit für die Teilchen der M<sub>2</sub>-Schauer < 1 ist (vgl. auch I, f). Handelte es sich hierbei um kontinuierlich aber sehr schwach ionisierende Teilchen, so müßte der Gasdruck in den Zählrohren von Einfluß auf die Ansprechwahrscheinlichkeit sein. Da unsere Zählrohre aber normalerweise mit doppelt so hohem Gesamtdruck (90 Torr Argon, 10 Torr Alkohol) wie diejenigen von Thurn und Bothe (30 Torr Argon, 20 Torr Alkohol) gefüllt waren, sollte die Ansprechwahrscheinlichkeit unserer Rohre für schwach ionisierende Teilchen (ca. 1 Ionenpaar/cm) ebenfalls doppelt so groß sein. Das Fehlen der Maxima bei unseren Messungen ließ nun den Verdacht aufkommen, daß die Apparatur von Thurn und Bothe nicht etwa in den Maximumbereichen mehr Schauer registriert als unsere Apparatur, sondern in den Minimumbereichen Schauer mit schwach ionisierenden Teilchen, die wir noch mitmessen, unterdrückt.

Aus dieser Überlegung heraus wurde auch noch eine Messung der Auslösekurve mit der Thurn-Botheschen Füllung der gekreuzten Zählrohre ausgeführt. Die Änderung der Gasfüllung blieb jedoch, wie bei dem Versuch nach I, f, ohne Einfluß auf die Ergebnisse (Abb. 17).

Die mit normalem Ultrastrahlungsgemisch in üblicher Weise bestimmte Ansprechwahrscheinlichkeit der Zählrohre betrug vor dem Umfüllen  $98,5 \pm 0,2\%$  und unmittelbar nach der Neufüllung  $98,8 \pm 0,2\%$ .

2. Herabgesetzte Ansprechwahrscheinlichkeiten

Es wurde in diesem Zusammenhang auch untersucht, ob sich Unterschiede der Koinzidenzhäufig-

keiten zwischen 8 und 16 cm Blei ergeben, wenn man die Spannung einiger Zählrohre herabsetzt. Dieser Fall kann z. B. eintreten, wenn alle Zählrohre mit gleicher Hochspannung betrieben werden und die Einsatzspannung der einzelnen Rohre während des Betriebes ungleichmäßig ansteigt.

Zu diesem Zweck wurden den Eingangsunivibratoren der mittleren Zählrohre in den Dreiergruppen der oberen Lage Verstärkerstufen vorgeschaltet, um einen Betrieb der Rohre im bedingten Proportionalbereich zu ermöglichen. Eine gewisse Diskriminierung verschieden großer Zählstöße wurde dann durch Änderung der Zählspannung erreicht. Diese wurde in 3 Stufen so weit herabgesetzt, daß die Koinzidenzhäufigkeit auf ca. 80 bzw. 60 bzw. 30% herunterging. Da sich diese Einstellungen ohne größeren Aufwand nicht tagelang konstant halten ließen, wurde jeweils bei einer bestimmten Einstellung stündlich von 8 auf 16 cm umgeschichtet, bis die Meßgenauigkeit für den Vergleich ausreichend war. Tab. 2 zeigt, daß auch durch diese Maßnahmen unter 16 cm Blei keine höhere Intensität als unter 8 cm Blei erzielt wurde. Von einem weiteren Ausbau dieser Versuche, d. h. Verwendung von einwandfreien Proportionalverstärkern für die Eingänge der einzelnen Siebkanäle, wurde nach diesen wenig ermutigenden Sondierungen abgesehen.

| Einstellung | 8 cm Blei      | 16 cm Blei     |
|-------------|----------------|----------------|
| I           | 652 ± 7,5 Ko/h | 655 ± 7,5 Ko/h |
| II          | 450 ± 12       | 455 ± 12       |
| III         | 220 ± 8        | 214 ± 8        |

Tab. 2.

e) Varianten der Elektronik

In der Vorbemerkung zur Elektronik in Abschn. III wurde darauf hingewiesen, daß unsere Schaltung sich im Grundsätzlichen nicht von der Thurn-Botheschen unterscheiden sollte. Das bedeutet u. a., daß ein Schauer unabhängig von seiner Multiplizität als ein einziges Ereignis registriert wird. Nun wächst zwar aus geometrischen Gründen die Zahl günstiger Trefferlagen mit der Multiplizität des Schauers, ferner wird bei sehr schwach ionisierenden Teilchen die Ansprechwahrscheinlichkeit des einzelnen Zählrohres erhöht, wenn es gleichzeitig von mehreren Teilchen durchsetzt wird. Beide Faktoren sollten sich bei unserer und der Thurn-Botheschen Apparatur besonders dann nicht unterschiedlich auswirken, wenn mit übereinstimmenden Zählrohrfüllungen gemessen wird (IV, d). Nun findet sich in der Arbeit von

Thurn und Bothe die Bemerkung, daß die Vierfach-Koinzidenzen über 5 Diskriminatorkanäle geleitet worden seien, damit keine Koinzidenzimpulse verloren gingen. Wenn dieser Zweck damit erreicht worden ist, muß angenommen werden, daß die Sammelstufen hinter den Diskriminatoren entweder ein höheres Auflösungsvermögen als der einzelne Diskriminatorkanal hatte, oder aber, daß die Ausgangsimpulse der einzelnen Diskriminatoren gewollt oder zufällig zeitlich etwas gegeneinander versetzt waren, so daß gleichzeitig oder in kurzem Zeitabstand ( $<$  Trennzeit des einzelnen Kanals) ausgelöste Vierfach-Koinzidenzen als getrennte Ereignisse gezählt wurden. Auf diese Weise könnte eine Änderung der mittleren Teilchenzahl der Schauer mit der Bleidicke oder der Häufigkeit kausal verkoppelter, aber in sehr kurzen Zeitabständen aufeinanderfolgender Schauer zu Auslösekurven führen, die sich von unseren unterscheiden.

Auf einen Einfluß gekoppelter Ereignisse könnte man auch aus folgender Bemerkung von Hummel<sup>2</sup> schließen: „Während nämlich die Werte im ersten Kurventeil eher unternormale Dispersion aufweisen, streuen sie mit Beginn des zweiten Anstiegs erheblich. Die Zähler arbeiten unruhig und es treten Serien von Koinzidenzen (Dipletten, Tripletten usw.) auf.“ Zur Klärung dieser Frage wurden zunächst der Einfluß der Multiplizität direkt überprüft und schließlich auch noch einige Messungen mit 6 Sammelkanälen für Vierfach-Koinzidenzen durchgeführt, die den obigen Voraussetzungen entsprachen.

### 1. Die Änderung der Multiplizität der Schauer mit der Bleidicke

wurde mit einer Anordnung nach Abb. 18 untersucht. Die untere Lage DE setzte sich wieder aus 3 Gruppen von je 3 Zählrohren mit Parallelschaltung der beiden äußeren Rohre einer Gruppe zusammen. Die obere Lage BC wurde auf 6 Zählrohre reduziert, wobei je 2 Zählrohre zu einer Zweifach-Koinzidenz-Gruppe  $(BC)_i$  vereinigt wurden. Diese Maßnahme wurde getroffen, damit die Trefferflächen für beide Zweige einer Koinzidenzeinheit gleich groß sind. (Bei 3 Zählrohren einer Gruppe mit parallelgeschalteten äußeren Rohren verhalten sich die Trefferflächen wie 2 : 1.) Gezählt wurden wieder Vierfach-Koinzidenzen BCDE, d. h. Zweifach-Koinzidenzen der Lage BC wurden mit Zweifach-Koinzidenzen der Lage DE zur Koinzidenz gebracht. Gleichzeitig wurden die Zählstöße jedes einzelnen Rohres an dem

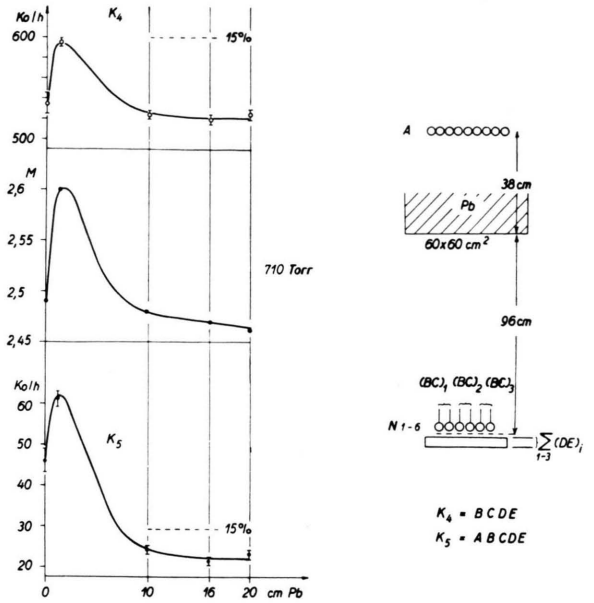


Abb. 18. Vierfach-Koinzidenzen zwischen den gekreuzten Zählrohrlagen (obere Kurve) und Abhängigkeit der Multiplizität auslösender Schauer von der Bleidicke (mittlere Kurve). Untere Kurve: Gleichzeitig mit den oberen Kurven gemessene Auslösekurve für Fünffach-Koinzidenzen (ionisierende Teilchen als Auslösende, starke Raumwinkelausblendung).

entsprechenden Univibrator der Lage BC abgenommen und dem einen Eingang je einer Rossi-Stufe R (Abb. 19) zugeführt. Diese waren jedoch für den Einzelimpuls nur durchlässig, wenn sich gleichzeitig eine Vierfach-Koinzidenz  $K_4$  ereignete (Impulsfilter). Die Öffnung erfolgt durch Rückleitung des  $K_4$ -Impulses zu dem zweiten Eingang der Rossi-Stufe R. Bei einer Vierfach-Koinzidenz sprachen daher ebensoviel Rossi-Stufen an, wie Zählrohre der Lage BC von Schauerteilchen getroffen wurden. Diese gleichzeitigen Ausgangsimpulse der einzelnen Rossi-Stufen wurden Univibratoren U zugeleitet, die nunmehr die Impulse in eine solche zeitliche Reihenfolge einordneten, daß sie vom Untersetzer bequem aufgelöst und registriert werden konnten. Die Gleichrichterausgänge der Univibratoren unterdrückten die negativen Zacken der differenzierten Univibratorimpulse ( $K_v$  ist eine Stufe zur Vorzeichenumkehr der Impulse). Das rechts von der Schaltung gezeichnete Impulsschema ist ein Beispiel für einen Schauer, bei dem alle 6 Rohre der Lage BC getroffen wurden.

Es wurden nun gleichzeitig Vierfach-Koinzidenzen  $K_4$  und die dazugehörigen Einzelzählstöße  $N$  der Lage BC gezählt. Die mittlere Multiplizität  $M$  ist dann dem Verhältnis  $M = N/K_4$  proportional. Das Ergebnis ist für 4 Meßpunkte in Abb. 18 eingezeichnet.

net. Die obere Kurve stellt die Häufigkeiten der Vierfach-Koinzidenzen, die mittlere den Quotienten  $M$  dar. Man sieht, daß die Multiplizität im Rossi-Maximum am größten ist und bei 16 cm Blei keinerlei Anomalie aufweist.

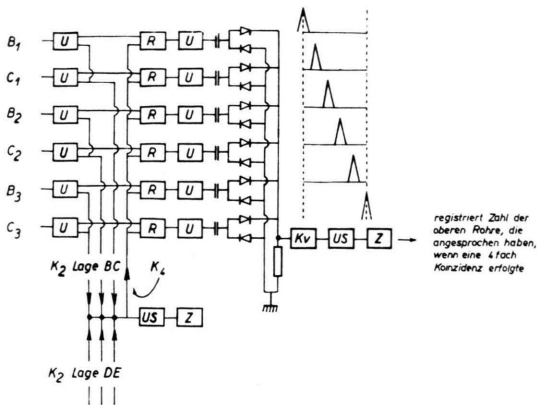


Abb. 19. Blockschema der Elektronik zur Untersuchung der Abhängigkeit der Multiplizität der Schauer von der Bleidicke.

Als untere Kurve ist noch die Häufigkeit der gleichzeitig gemessenen Fünffach-Koinzidenzen  $K_5 = A, BCDE$  eingezeichnet, die im Zusammenhang mit der Diskussion verschiedener Ausblendungsverhältnisse schon in Abschn. III, c besprochen wurde.

### 2. Getrennte Siebung der Vierfach-Koinzidenzen nach Treffergruppen

Die als Impulsfilter bezeichnete Schaltung konnte auch zur getrennten Siebung von Vierfach-Koinzidenzen bestimmter Zählrohrgruppen über 6 Kanäle benutzt werden. Zu diesem Zweck wurden die Zweifach-Koinzidenzen der oberen 3 Zählrohrgruppen durch die 6 Rossi-Stufen des Impulsfilters zur Koinzidenz mit Zweifach-Koinzidenzen zweier Zählrohrgruppen der unteren Lage gebracht. Das Blockschema der Schaltung geht aus Abb. 20 hervor. Vom Impulsfilter sind nur die Eingänge der 6 Rossi-Stufen gezeichnet. Die Impulse am Ausgang der Rossi-Stufen entsprechen Vierfach-Koinzidenzen von Gruppenkombinationen, die durch die Zahlen an den Ausgangspfeilen gekennzeichnet sind.  $\frac{2}{4}$  bezeichnet z. B. die Kombination der oberen Dreiergruppe 2 mit der unteren Dreiergruppe 4. Eine durch diesen Kanal übertragene Vierfach-Koinzidenz kommt beispielsweise zustande, wenn mindestens 1 Teilchen auf das schwarz gezeichnete Quadrat und gleichzeitig min-

destens ein zweites Teilchen auf eines der schraffierten Quadrate auftrifft usw. Da von der unteren Lage nur 2 Gruppen an das vorhandene Gerät angeschlossen werden konnten, sind die Meßdaten zum Vergleich mit beispielsweise der Kurve in Abb. 17 (ohne Paraffin) mit  $3/2$  zu multiplizieren. Der Vergleich zeigt, daß gegenüber der Einkanal-Schaltung 10 bis 15% mehr Ereignisse gezählt werden und ferner, daß die Überhöhung des ersten Maximums  $I(1,4) - I(8)$  von 85/h auf 130/h ansteigt. Dieser Effekt ist jedoch, wie aus der vorausgegangenen Messung hervorgeht, darauf zurückzuführen, daß die Multiplizität der Schauer im Rossi-Maximum am größten ist.

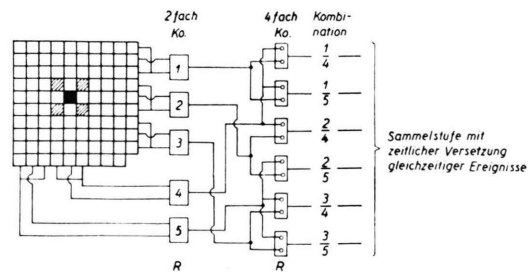


Abb. 20. Blockschema der Elektronik zur getrennten Siebung von Gruppen-Koinzidenzen.

Die Ergebnisse beider Messungen beweisen, daß weder ein Einfluß der Multiplizität noch der Koppung zeitlich kurz aufeinanderfolgender Ereignisse das Zustandekommen eines zweiten Maximums erklären können.

### V. Schlußbemerkungen

Wir haben uns in Teil III und IV besonders mit den Arbeiten von Thurn und Bothe<sup>6d</sup>, Thurn<sup>6e</sup> sowie Bothe und Kraemer<sup>6g</sup> auseinandergesetzt, weil uns hier die stärksten Argumente zugunsten der Maxima höherer Ordnung vorzuliegen scheinen. Aber auch die Kurven von Drigo (1934)<sup>3</sup>, Clay und Scheen<sup>5c</sup>, Kameda und Miura<sup>7</sup> sowie Chaudhury<sup>8</sup>, die sämtlich mindestens ein zweites Maximum aufweisen, halten hinsichtlich der statistischen Meßgenauigkeit einer strengen Kritik stand, wenn auch die beiden letztgenannten Kurven bei sehr geringer Intensität (0,5 – 3 Schauer/h) gemessen wurden, was bei der erforderlichen Meßdauer eine sehr hohe zeitliche Konstanz der Versuchsbedingungen voraussetzt.



Bei näherer Betrachtung können jedoch auch diese positiven Ergebnisse untereinander nicht durchweg als Bestätigung ein und desselben physikalischen Sachverhaltes interpretiert werden. Als besonders schwerwiegender Widerspruch ist hervorzuheben, daß gerade die statistisch signifikanten Maxima von Clay und Scheen sowie Chaudhury unter Bedingungen gemessen wurden, die nach Bothe und Kraemer besonders gut geeignet sind, die Ausprägung der Maxima zu verhindern.

Schwierigkeiten dieser Art werden noch durch eine neue Variante der Auslösekurve unterstrichen, von der wir während der Niederschrift dieser Abhandlung Kenntnis erhielten. Sie wurde von Nooh und Abu Zeid l.c.<sup>10)</sup> unter ähnlichen Versuchsbedingungen wie bei Chaudhury gemessen, d. h. mit einer Lage Zählrohre unmittelbar unter dem Blei und einem Schauerselektor aus alternierend parallelen Rohren in geeignetem Abstand zur Begrenzung der Divergenzwinkel auf  $< 7^\circ$ . Diese Kurve weist zwischen 0 und 50 cm Blei nicht weniger als 10 stark ausgeprägte Maxima auf, die auf Grund von Absorptionsmessungen mit etwa 10 cm Blei als eine Folge von „Doppelmaxima“ angesprochen werden, von denen eines jeweils durch weiche, das andere durch harte Strahlung verursacht werden soll. Die Maxima wurden im einzelnen unter 1,5; 5,5; 12; 16; 22; 26; 32; 36; 42 und 46 cm gefunden, woraus man sieht, daß die Paare sich nach 10 cm Blei wiederholen. Die Überhöhung liegt durchweg bei etwa 40–50% und scheint hinsichtlich Punktfolge und statistischer Meßgenauigkeit signifikant. Die absoluten Intensitäten bewegen sich zwischen 2–5 Schauer/h.

Demgegenüber haben die von uns unter verschiedenen Versuchsbedingungen durchgeführten Messungen in keinem Falle die Existenz von Maxima höherer Ordnung bestätigen können. Die einzelnen Varianten fügen sich in eine plausible Ordnung ein, die mit bisherigen Erkenntnissen im Einklang steht.

Zu dem gleichen Ergebnis führten auch Messungen von Ehmert und Schröpl<sup>24</sup>, die im hiesigen Institut unabhängig von dieser Arbeit mit verschiedenen Koinzidenzanordnungen paralleler Zählrohre durchgeführt wurden.

Ansichts des umfangreichen Materials müssen wir zumindest daran zweifeln, daß in Fällen, wo Maxima höherer Ordnung gemessen wurden, auch die entscheidenden Versuchsbedingungen und damit die Ursache für das Auftreten der Maxima zutref-

fend erfaßt wurden. Es bedarf daher weiterer Anstrengungen, um aus den schwerwiegenden Diskrepanzen zwischen den Ergebnissen verschiedener Autoren neue Gesichtspunkte herauszuarbeiten, die zu einer endgültigen Klärung des Problems beitragen können.

Nach einer freundlichen Mitteilung von Herrn Prof. Bothe sind weitere Arbeiten zur Aufklärung dieser Diskrepanzen im Gange, nachdem kürzlich Messungen zur Veröffentlichung in dieser Zeitschrift abgeschlossen wurden, die ebenfalls zu Auslösekurven mit nur einem Maximum geführt haben.

## Anhang

### Abhängigkeit der Empfindlichkeit einer Koinzidenzanordnung von der lateralen Weite der Schauer

#### Definitionen

Als Maß für die Winkeldivergenz zweier Teilchenbahnen benützen wir den Abstand ihrer Durchstoßpunkte in der Horizontalebene, in der auch die Achsen der Zählrohre liegen sollen. Er sei im folgenden kurz als *Basis*  $\beta$  bezeichnet.

Dies setzt voraus, daß die Lage der Konvergenzpunkte der Teilchenbahnen bekannt ist, was aber meist nicht zutrifft. Bei den hier interessierenden Schauern rechnet man üblicherweise den Winkel aus der Basis und dem Abstand der Zählrohre vom Sekundärstrahler aus. Soweit also von Winkeldivergenzen die Rede ist, kann dies überhaupt nur auf Schauer bezogen werden, die im Sekundärstrahler erzeugt wurden, nicht dagegen auf den stets vorhandenen Untergrund von Seiten- oder Deckenschauern. Die nur auf die Basis bezogene Empfindlichkeitsfunktion gilt dagegen für alle Schauer, mit Einschränkungen, die sich aus den Vereinfachungen der folgenden Abschätzung ergeben (räumliche Ausdehnung des Zählrohres vernachlässigt).

Als *Lateralempfindlichkeit* oder mit den obigen Einschränkungen als *Winkелеmpfindlichkeit* sei die Wahrscheinlichkeit bezeichnet, daß ein Zweiteilchenschauer mit bestimmter, aber in der Horizontalebene beliebig orientierter Basis, eine Koinzidenz auslöst, wenn der Schauer überhaupt den geometrischen Bereich der Koinzidenzanordnung trifft oder, was dasselbe bedeutet, wenn die Selektionsbedingungen, denen jedes Teilchen für sich genügen muß, von einem Teilchen mit Sicherheit erfüllt werden.

#### I. Lateralempfindlichkeit von 2 achsenparallelen Zählrohren

Die Flächen I und II in Abb. 21 mögen die Projektionen zweier Zählrohre in die Horizontalebene darstellen. Ihr Achsenabstand sei  $D$ , ihre Länge  $l$ , ihr Durchmesser  $d$ .

$\Delta F_{11} = d^2$  bezeichne eine quadratische Teilfläche in I,  $\Delta F_{2i} (= \Delta F_{11})$  eine solche in II, deren Lage so gewählt ist, daß der Abstand der Schwerpunkte von  $\Delta F_{11}$  und  $\Delta F_{2i}$   $\beta_i$  beträgt.

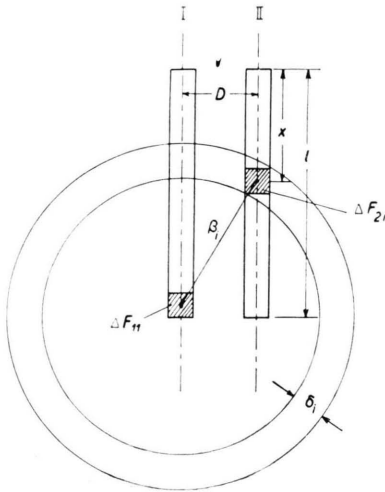


Abb. 21. Zur Abschätzung der Lateralempfindlichkeit zweier achsenparalleler Zählrohre. (Erläuterung im Text.)

Auf  $\Delta F_{11}$  treffe ein Schauerteilchen aus dem Halbraum über der Papierebene. Wie groß ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein zweites Teilchen, dessen Basis relativ zum ersten zwischen  $\beta$  und  $\beta + d\beta$  liegt, die Fläche  $\Delta F_{2i}$  trifft? Nehmen wir zunächst an, daß die Basis so günstig orientiert sei, daß ihre Richtung nach  $\Delta F_{2i}$  hinzielt, dann ist die Auftreffwahrscheinlichkeit offenbar proportional  $\varphi_i(\beta - \beta_i) d\beta$ , einer Funktion, die ein Maximum für  $\beta = \beta_i$  hat und für  $\beta = \beta_i - \delta_i$  und  $\beta = \beta_i + \delta_i$  auf Null geht. Da aber alle Orientierungen der Basis möglich sind, kann der Treffpunkt bei sonst passender Länge von  $\beta$  in einem kreisringförmigen Bereich liegen (Abb. 21), der  $\Delta F_{2i}$  gerade einschließt. Die Wahrscheinlichkeit eines Treffers in  $\Delta F_{2i}$  reduziert sich daher im Verhältnis

$$\Delta F_{2i} / 2 \pi \beta_i \delta_i .$$

Nun bleibt noch abzuzählen, wieviele Trefferquadrate in beiden Rohren mit dem Abstand  $\beta_i$  kombiniert werden können. Diese Zahl ist für  $\beta_i$ , wie man leicht der Abb. entnimmt,  $2 x/d$ , wobei  $x = l - \sqrt{\beta_i^2 - D^2}$  ist. Die Lateralempfindlichkeit von Quadratkombinationen mit dem Abstand  $\beta_i$  folgt dann aus der Zusammenfassung der oben erklärten Faktoren, so daß wir schreiben können:

$$f(\beta_i, \beta) d\beta = \frac{\Delta F_{2i}}{2 \pi \beta_i \delta_i} \frac{2(l - \sqrt{\beta_i^2 - D^2})}{d} \varphi_i(\beta - \beta_i) d\beta . \quad (1)$$

Nun ändert sich  $\delta_i$  nur sehr schwach mit  $\beta_i$  innerhalb der Grenzen  $d \leq \delta_i \leq \sqrt{2} d$ , so daß wir für  $\delta_i$  einen konstanten Mittelwert  $\delta$  setzen können. Da sich auch die Gestalt von  $\varphi_i$  praktisch nicht mit  $\beta_i$  ändert, können wir das Integral

$$\int_{\beta = \beta_i - \delta}^{\beta = \beta_i + \delta} \varphi_i(\beta - \beta_i) d\beta \approx C' = \text{const}$$

unabhängig von  $\beta_i$  setzen.

Führen wir die Integration von (1) über den Bereich

$$\beta_i - \delta \leq \beta \leq \beta_i + \delta$$

durch, so können wir die linke Seite nach

$$\int_{\beta_i - \delta}^{\beta_i + \delta} f(\beta_i, \beta) d\beta \equiv f^*(\beta_i) \cdot 2 \delta$$

umformen. Damit folgt:

$$f^*(\beta_i) = C(l - \sqrt{\beta_i^2 - D^2}) / \beta_i , \quad (2)$$

wenn wir alle Konstanten in  $C$  vereinigen.

Diese Treppenfunktion für diskrete  $\beta_i$  zeichnen wir nun für konstante Intervalle  $\Delta\beta_i$  über  $\beta_i$  in willkürlichem Maßstab auf und gleichen die Treppen durch eine stetige Kurve  $f(\beta_i)$  aus. Wenn wir dabei so verfahren, daß das Maximum exakt über  $\beta_i = D$  zu liegen kommt und die Kurve für

$$\beta_i = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \sqrt{D - d + \varepsilon} \quad \text{und} \quad \beta_i = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \sqrt{l^2 + D^2 - \varepsilon}$$

gegen Null geht, so können wir  $\beta_i \equiv \beta$  setzen.

Normieren wir ferner den Ordinatenmaßstab so, daß

$$\int_{\beta = D - d}^{\beta = \sqrt{l^2 + D^2}} f(\beta) d\beta = 100\%$$

wird, so ist  $f(\beta) d\beta$  in guter Näherung die gesuchte Lateralempfindlichkeit zweier paralleler Zählrohre für Schauer mit einer Basis zwischen  $\beta$  und  $\beta + d\beta$ .

Das so gewonnene Ergebnis für zwei Rohre ist in Abb. 2 [ $f(\beta/d) =$  gestrichelte Kurve] gezeichnet, wobei der Zählrohrdurchmesser  $d$  als Einheit für die Basis gewählt wurde. Aus der Basis  $\beta = d$  und dem Abstand der Rohre vom Blei berechnet sich dann der Divergenzwinkel, der in der Zeichnung jeweils für die Einheit angegeben ist.

### II. Lateralempfindlichkeit einer Reihe alternierend kombinierter Rohre

Die Lateralempfindlichkeit einer Reihe alternierend, in zwei Gruppen parallelgeschalteter Zählrohre erhält man durch Superposition der im vorigen Abschnitt abgeleiteten Elementarkurven für 2 Rohre. Hierbei ist nur abzuzählen, wie oft Kombinationen zweier Rohre mit einem bestimmten Achsenabstand möglich sind. Zum Beispiel kann jedes Rohr einer solchen alternierenden Schaltung mit 2 Nachbarn kombinieren, mit Ausnahme der beiden äußeren Rohre, die nur einen Nachbar haben. Das ergibt z. B. bei 8 Rohren einen Gewichtungsfaktor  $g_1 = 14$ , für den Achsenabstand  $D = 1 d$ . Für  $D = 3 d$  findet man in ähnlicher Weise  $g_3 = 10$ , allgemein bei insgesamt  $i$  Rohren für den Abstand  $D = n d$  zweier kombinierender Rohre:

$$g_n = 2(i - n) .$$

Damit erhält man aus (2), indem wir den Index  $i$  gleich weglassen lassen:

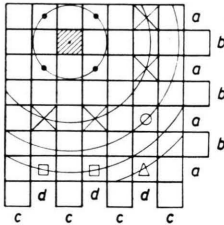
$$f(\beta) d\beta = C d\beta \sum_{n=1}^{n=i-1} \frac{l - \sqrt{\beta^2 - (n d)^2}}{\beta} \cdot g_n , \quad (3)$$

wobei  $D = n d$ ,  $n =$  ungerade, ganzzahlig.

$C$  ist dabei wieder so zu normieren, daß das Integral der Summe über erlaubte  $\beta$  100% wird. Die in Abb. 2 gezeichnete Kurve (wechselseitig) wurde auf diese Weise gewonnen.

### III. Lateralempfindlichkeit gekreuzter Lagen alternierend parallelgeschalteter Zählrohre

Das Schema der in Versuch 4 benutzten Anordnung ist in Abb. 22 skizziert. Gezählt wurden Vierfach-Koinzidenzen ABCD. Die Elementarfunktion für die Treffwahrscheinlichkeit eines Schauers in 2 bestimmten Quadraten, die den Schwerpunktsabstand  $\beta_{n,m}$  haben sollen, kann wieder durch eine Art Gauß-Funktion\* angenähert werden, die für den Basisabstand  $\beta_{n,m}$  ein Maximum hat, für  $\beta_{n,m} \pm \sqrt{2} d$  praktisch verschwindet. Die genaue Form ist für unsere Betrachtungen nicht sehr wesentlich.



| Kombinationen | $\beta_{n,m}$ | $g_{n,m}$     |
|---------------|---------------|---------------|
| • 1-1         | $\sqrt{2}$    | $4/\sqrt{2}$  |
| × 1-3         | $\sqrt{10}$   | $4/\sqrt{10}$ |
| ○ 3-3         | $\sqrt{18}$   | $1/\sqrt{18}$ |
| □ 1-5         | $\sqrt{26}$   | $2/\sqrt{26}$ |
| △ 3-5         | $\sqrt{34}$   | $1/\sqrt{34}$ |
| 5-5           | $\sqrt{50}$   | $0/\sqrt{50}$ |

Abb. 22. Zur Abschätzung der Lateralempfindlichkeit gekreuzter Lagen alternierend parallelgeschalteter Zählrohre. (Erläuterung im Text.)

\*  $\varphi_{n,m}(-\beta_{n,m} + \beta)$  in Abschn. I.

Diese Elementarfunktionen sind nun für verschiedene Quadratkombinationen mit Gewichtungsfaktoren zu versehen. Bei 7 Zählrohren sind z. B. folgende Kombinationen möglich: 1-1, 1-3, 3-3, 1-5, 3-5, 5-5. Die Kombination  $n, m$  ist dabei so definiert, daß man von einem bestimmten Quadrat um  $n$  Quadrate in der zugehörigen Horizontalreihe weitergeht und von hier aus um  $m$  Quadrate in der Vertikalreihe. Für das schraffierte Quadrat in der Abb. 22 sind die verschiedenen Kombinationsmöglichkeiten eingezeichnet. Es trägt beispielsweise zur Kombination 1-3 mit dem Häufigkeitsgewicht 4 bei. Der Abstand der Quadrate beträgt  $\beta_{13} = \sqrt{1^2 + 3^2}$ . Wie wir vorher bereits gesehen haben, nimmt aber die Treffwahrscheinlichkeit bei beliebiger Orientierung der Basis umgekehrt proportional zu ihrer Größe ab. Der Gewichtungsfaktor, mit dem dieses eine Quadrat zur Gesamtempfindlichkeit für eine Koinzidenz 1-3 beiträgt, ist also  $4/\sqrt{10}$ . Praktisch geht man jedoch so vor, daß man nicht für ein Quadrat alle Kombinationen auswählt, sondern die Häufigkeit für eine bestimmte Kombination jeweils in die einzelnen Quadrate einschreibt und die Summe aller so gewonnenen Zahlen bildet. Die praktische Durchführung des Verfahrens ist sehr einfach.

Die Elementarfunktionen für die verschiedenen Quadratkombinationen mit dem Schwerpunktsabstand als Basis werden wieder mit Gewichten versehen, addiert und normiert.

Als Resultat erhält man eine Kurve, die sich nicht wesentlich von derjenigen einer einfachen Reihe unterscheidet (Abb. 4). Die Maxima sind nur etwas stärker ausgeprägt, weil nun auch in beiden zueinander senkrechten Richtungen verbotene Zonen für  $\beta_{n,m}$  auftreten.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Bad Godesberg, danken wir für die Gewährung sachlicher Beihilfen.

## Veränderungen von Leuchtschirmeigenschaften unter Elektronenbestrahlung in Kathodenstrahlröhren

VON K. H. JURGEN ROTTGARDT und WOLFGANG BERTHOLD

Aus dem Standard Laboratorium der C. Lorenz AG., Werk Eblingen

(Z. Naturforschg. 10 a, 736—740 [1955]; eingegangen am 2. August 1955)

Vergleiche der Abklingkurven sowie der Anodenspannungsabhängigkeit der Helligkeit zwischen ungeschädigten und elektronengeschädigten Bereichen von aluminisierten ZnS:Ag-Schirmen zeigen, daß die Lumineszenzabnahme unter Elektronenbestrahlung auf Vorgängen im Kristallgitter der Leuchtstoffpartikel beruht. Der Verlauf der Lumineszenzabnahme ist unabhängig von der Anodenspannung des schädigenden Elektronenstrahles. Die Kristallgitterform hat bei ZnS:Ag- und ZnS:Cu-Phosphoren einen größeren Einfluß auf den Verlauf der Zerstörung als die Art und Menge des Aktivators.

Die bei der technischen Anwendung der Kathodolumineszenz störenden Nebenwirkungen bestehen

1. in der Abnahme der Lumineszenzfähigkeit des Leuchtschirmes,

\* Erweiterte Fassung eines auf der Tagung der Physikalischen Gesellschaft Württemberg-Baden-Pfalz in Ulm am 17. 4. 1955 gehaltenen Vortrages.

2. in dem Auftreten einer Schwärzung des Leuchtschirmes und
3. in Veränderungen des Sekundäremissionsfaktors des Leuchtschirmes.

Eine einheitliche Meinung über die Ursache bzw. den Angriffspunkt der Strahlelektronen bei diesen Veränderungen besteht in der Literatur noch nicht.