Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 28 (1955)
Heft: V-VI

Artikel: Ionisationsmessungen an geneigten Spuren in Kernemulsionen
Autor: Winzeler, H.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112618

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 26.07.2025

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

Ionisationsmessungen an geneigten Spuren in Kernemulsionen

von **H. Winzeler.**
Physikalisches Institut der Universität Bern.

(12. VIII. 1955.)

Inhaltsangabe. Auf der Basis der Methode der "mean gap-length"[1]) wird ein einfacher Zusammenhang angegeben und diskutiert, der es gestattet für stark geneigte Spuren die Ionisation leicht zu bestimmen. Die Verifizierung erfolgt mittels hochenergetischer α-Teilchen.

Wie O'CEALLAIGH[1]) erstmals gezeigt hat, befolgt die Verteilung der Lückenlängen G zwischen jeweils 2 blobs, gemessen an dem Segment einer gleichmässig ionisierenden Spur, ein Exponentialgesetz der Form

$$n(G)\,dG = c \exp\left(-G/\bar{G}\right) dG. \tag{1}$$

Der Begriff „blob" ist dabei definiert als ganzes schwarzes Klümpchen, bestehend aus einem oder mehreren Silberkörnern[2]).

In Ausdruck (1) bedeutet n die Anzahl von Lücken pro Längeneinheit und Lücken-Längenintervall, und $\bar{G}$ ist die mittlere Länge der Lücken, die „mean gap-length". Zusammenhang (1) ist wegen des statistischen Charakters nur für sehr grosse Lückenzahlen streng richtig. Nach O'CEALLAIGH stellt die mittlere Lückenlänge ein gutes Mass für die Ionisation dar.

In praxi liegen nur begrenzt lange Segmente vor. Daher wird der gemessene Wert $\bar{G}_{\text{Mess}}$ statistisch um den mittleren $\bar{G}$-Wert schwanken. Die Messvorschrift für die Bestimmung von $\bar{G}_{\text{Mess}}$ hat die Form

$$\bar{G}_{\text{Mess}} = \frac{\sum_{i=1}^{i=N} G_i}{N},$$

wobei alle Lücken > 0 mitzuzählen sind. Experimentell wird man nur alle Lücken bis zu einer unteren Grenze mitzählen, und den Wert von $\bar{G}_{\text{Mess}}$ mit Hilfe von Ausdruck (1) extrapolatorisch ermitteln. (Siehe weiter unten.)

Des weiteren hat O'CEALLAIGH gezeigt, dass bei gleichmässigem Wachsen aller sichtbaren blobs, die mittlere Lückenlänge nicht ge-

ändert wird. Wie sich leicht zeigen lässt, liegt der Grund dafür in der Exponentialform der Lückenlängenverteilung, die Anzahl der Lücken nimmt gerade so ab, dass dieses das Kleinerwerden der Lücken kompensiert.

Wenden wir uns der Betrachtung geneigter Spuren zu. Fig. 1 zeigt eine unter dem Winkel δ geneigte Spur im Seitenriss. Es sind dabei die vereinfachenden Annahmen von Della Corte *et al.*[3]) zugrunde gelegt. d sei der Korndurchmesser.

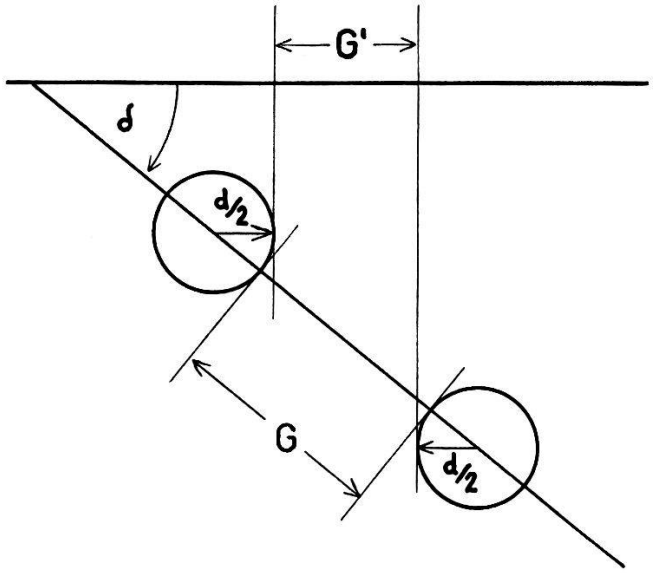

Fig. 1.

Wie man aus der Figur ersieht, gilt zwischen der wahren Lückenlänge G und der projizierten Lückenlänge G' folgende Beziehung

$$(G + d) \cos \delta = G' + d$$

oder

$$G' = G \cos \delta - d(1 - \cos \delta). \tag{2}$$

Mit dieser Formel kann man nach O'Ceallaigh zu jedem gemessenen G' das entsprechende G berechnen, wenn man vorher den Korndurchmesser bestimmt hat. Aus der so ermittelten Verteilung von G lässt sich die mittlere Lückenlänge bestimmen. (Der Neigungswinkel δ wird im allgemeinen aus der Länge der Projektion der Spur in einer Emulsion und der ursprünglichen Dicke der Emulsion bestimmt.)

Wie man leicht einsehen kann, ist im Falle geneigter Spuren eine wesentliche Vereinfachung dieses Vorgehens möglich, denn, wie im Falle gleichmässigen Wachsens aller blobs, wirkt sich das additive Glied in (2) auf die mittlere Lückenlänge *nicht* aus, und wir erwarten, entsprechend dem multiplikativen Faktor $\cos \delta$, ein Gesetz der Form

$$\overline{G'} = \overline{G} \cos \delta. \tag{3}$$

Der Beweis soll graphisch und analytisch erbracht werden. Sei $N(G)$ die Anzahl von Lücken $\geqq G$. Dann gilt nach O'CEALLAIGH

$$N(G) = \int_G^\infty n(Z)\, dZ = N_0 \exp(-G/\bar{G}),$$

womit insbesondere folgt

$$N(\bar{G}) = \frac{N_0}{e}. \tag{4}$$

Fig. 2 illustriert die mit (4) folgende graphische Ermittlung von $\bar{G}$. Eine Parallelverschiebung der Geraden $N = N(G)$ im semilogarithmischen Diagramm ändert somit die mittlere Lückenlänge nicht. Es folgt die aus der Figur ersichtliche Konstruktion von $\bar{G}$.

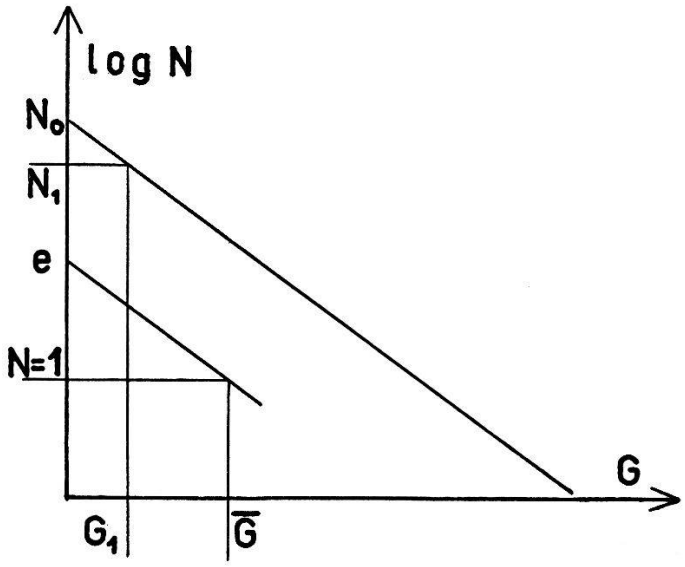

Fig. 2.

Übertragen wir die durch Ausdruck (2) gegebene Transformation $(G—G')$ auf Fig. 2, so bedeutet der Faktor $\cos\delta$ entsprechend der Figur, nur eine Schrumpfung der G-Scala, das additive Glied hingegen eine Translation der G-Scala. Eingedenk der Konstruktion von $\bar{G}$ folgt damit sofort Formel (3).

Selbstverständlich ist der soeben gegebene Beweis nicht von der Art abhängig, wie man $\bar{G}$ ermittelt, solange nur Beziehung (1) gilt. Der Beweis kann ebenso gut analytisch erbracht werden. Er besteht dann in einer sukzessiven Umformung von Integralen.

Als Abkürzung setzen wir

$$\cos\delta = \gamma$$

$$d(1-\cos\delta) = \beta$$

und schreiben damit

$$\bar{G}' = \frac{\int_0^\infty G' \exp(-G'/\bar{G}')\, dG'}{\int_0^\infty \exp(-G'/\bar{G}')\, dG'} = \frac{\int_{-\beta}^\infty (G'+\beta) \exp\left(-\frac{G'+\beta}{\bar{G}'}\right) dG'}{\int_{-\beta}^\infty \exp\left(-\frac{G'+\beta}{\bar{G}'}\right) dG'}$$

$$= \frac{\int_0^\infty G\cdot\gamma\cdot \exp\left(-\frac{G}{\bar{G}'/\gamma}\right)\cdot\gamma\cdot dG}{\int_0^\infty \exp\left(-\frac{G}{\bar{G}'/\gamma}\right)\gamma\cdot dG} = \frac{\int_0^\infty G\cdot \exp\left(-\frac{G}{\bar{G}'/\cos\delta}\right) dG}{\int_0^\infty \exp\left(-\frac{G}{\bar{G}'/\cos\delta}\right) dG}\cdot \cos\delta.$$

Die erste Umformung ist eine rein mathematische Identität, die zweite verwendet Ausdruck (2). Per Definition gilt weiter

$$\bar{G} = \frac{\int_0^\infty G \exp(-G/\bar{G})\, dG}{\int_0^\infty \exp(-G/\bar{G})\, dG}.$$

Man erkennt, dass die obige Gleichung identisch befriedigt ist, wenn man setzt

$$\bar{G}' = \bar{G}\cos\delta.$$

Experimentell wurde dieses Gesetz verifiziert an relativistischen α-Teilchen, die aus Aufspaltungen schwerer Primärkerne kamen. Die Energie der α's war > 4 GeV pro Nukleon, in einem Fall, E_1, war sie > 30 GeV pro Nukleon. Die Resultate sind in der Tabelle wiedergegeben. Es wurde, wie bei O'Ceallaigh angenommen, dass der statistische Fehler ein $\sqrt{N}/N$-Gesetz befolgte.

Ereignis	E_{16}	E_1	E_{13}	E_{21}
$\bar{G}'$	0,90	0,83	0,69	0,57
δ^0	7	27	39	49
$\bar{G}$	$0{,}91 \pm 0{,}03$	$0{,}93 \pm 0{,}06$	$0{,}91 \pm 0{,}05$	$0{,}87 \pm 0{,}06$

Um die mittlere Lückenlänge in einem Segment bestimmen zu können, benötigt man eine hinreichende Anzahl von Lücken. Die Länge L dieses Segmentes muss so klein sein, dass die Ionisation in ihr praktisch keine Änderung erfährt.

Es sei die an einer horizontalen Spur gemessene Anzahl von Lücken

$$N_1 = N_0 \exp(-G_1/\bar{G})$$

wobei G_1 die kleinste noch mitgemessene Lückenlänge darstellt. An der geneigten Spur und dem Segment derselben Länge L zählt man dann N' Lücken

$$N_1' = N_0 \exp\left(-\frac{G_1/\cos\delta + \frac{d\,(1-\cos\delta)}{\cos\delta}}{\overline{G}}\right).$$

Damit folgt für das Verhältnis von beiden

$$N_1'/N_1 = \exp\left(-\frac{G_1 + d\,(1-\cos\delta) - G_1\cos\delta}{\overline{G'}}\right).$$

Nehmen wir als Beispiel eine unter 60° geneigte Spur der vierfachen Minimumionisation und legen einen durchschnittlichen Entwicklungsgrad zugrunde:

$$G_1 = 0{,}2\,\mu \quad d = 0{,}8\,\mu \quad \cos = {}^1/_2 \quad \overline{G'} = 0{,}4\,\mu$$

so bekommt man

$$N_1' = N_1/3{,}5.$$

Man benötigt also ein 3,5mal längeres Segment, um *dieselbe* Anzahl Lücken zu messen. Man sieht, dass hier eine Grenze für die praktische Anwendbarkeit von Ausdruck (3) existiert.

Eine Anwendung wurde gemacht auf die Bestimmung der Restreichweite eines sekundären π-Mesons aus dem Zerfall eines τ-Mesons (Be 7). Zwei der π-Mesonen kamen im „stack" zur Ruhe. Das dritte hatte ein δ von 40° und verliess den stack nach etwa 10 mm. Seine Energie liess sich aus den Energien der beiden anderen Mesonen und dem von ihnen eingeschlossenen Winkel berechnen. Sie betrug 39 $\pm$ 1,4 MeV.

Wenn man die Masse des Teilchens als bekannt annimmt, so genügt die Kenntnis der mittleren Lückenlänge in einem Punkte der Bahn, um die Restreichweite angeben zu können. Mit Hilfe von Formel (3) wurde in einer Platte über ein Segment, über das man die Ionisation als konstant ansehen konnte, die mittlere Lückenlänge zu $\overline{G} = 1{,}92\,\mu$ bestimmt. Es galt nur an einem „Eich-π-Meson" die dieser Lückenlänge entsprechende Restreichweite festzustellen. Wir bekamen nach Fig. 3 eine Restreichweite von 24,3 mm. Der Zerfallspunkt des τ-Mesons war noch 1 mm vom Zentrum des Segmentes entfernt. Somit war die Reichweite des π-Mesons 25,3 mm. Mit den Energiereichweitetabellen von Fay *et al*[4]) ergab sich daher für die Energie des π-Mesons

$$39 \pm {}^{4{,}5}_{6{,}8}\,\text{MeV}.$$

Für den Q-Wert des τ-Mesons bekam man somit

$$74{,}8 \pm {}^{5{,}5}_{7{,}0}\,\text{MeV}.$$

Für die Technik der Kernemulsionen ist es häufig von Wichtigkeit, die einer nichtendenden Spur zuzuschreibende Energie zu ermitteln, wobei aber die Masse des Teilchens nicht bekannt ist. Die Restreichweite lässt sich in diesem Falle durch Messung von $\bar{G}$ in 2 Segmenten bestimmen. Dies kann, ähnlich der zuerst von YEKUTIELI[5]) für Korndichtemessungen angegebenen Methode, mit der Methode

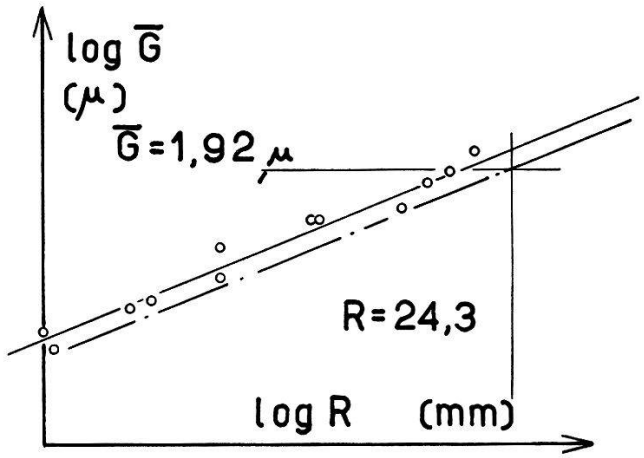

Fig. 3.

der mittleren Lückenlänge und Formel (3) für geneigte wie für nichtgeneigte Spuren in gleicher Einfachheit geschehen.

Zum Abschluss können wir zusammenfassend sagen, dass das „cos-Gesetz" eine Beziehung darstellt, die selbst noch für unter 50° geneigte Spuren zu brauchbaren Ergebnissen führt.

Ich danke Herrn Prof. F. G. HOUTERMANS sowie Herrn Prof. C. PEYROU für ihre stete wissenschaftliche Unterstützung. Des weiteren danke ich besonders Herrn Dr. M. TEUCHER sowie Herrn dipl. Phys. E. LOHRMANN für ihre ständige Kritik und Diskussionspartnerschaft.

Die verwendeten Photoplatten stammen aus der internationalen Sardinienexpedition 1953. Die Teilnahme an dieser Expedition wurde uns durch die Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

Literatur.

1) C. O'CEALLAIGH, BS 11 (1954).
2) L. VOYVODIC, Report of Bristol Conference (December 1951) 16.
3) M. DELLA CORTE, M. RAMAT and L. RONCHI, jr., Nuovo Cimento **10**, 509, 958 (1953).
4) H. FAY, K. GOTTSTEIN and K. HAIN, Suppl. Nuovo Cimento **11**, 234 (1954).
5) S. ROSENDORF and G. YEKUTIELI, Nuovo Cimento **12**, 416 (1954).