

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 29 (1956)  
**Heft:** III

**Artikel:** Über hochenergetische Kernstöße von -Teilchen der kosmischen Strahlung  
**Autor:** Winkler, Walter  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-112703>

#### 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:** 16.01.2026

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

# Über hochenergetische Kernstösse von $\alpha$ -Teilchen der kosmischen Strahlung

von Walter Winkler (Universität Bern\*).

(7. IV. 1956.)

## I. Einleitung.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Untersuchung von 34 „Sternen“, die durch hochenergetische Heliumkerne der kosmischen Strahlung in der photographischen Emulsion erzeugt worden sind. In der Literatur findet sich ein beträchtliches experimentelles Material<sup>1-10</sup>, in welchem die Erzeugung von „Schauern“ durch Kerne der kosmischen Strahlung besprochen wird. Doch hat man sich meistens auf „Sterne“ mit höchstens vier „schwarzen“ Spuren beschränkt, eine Einschränkung, die wir teilweise haben fallen lassen.

Die untersuchten Sterne stammen von drei verschiedenen Ballonflügen auf je ca. 30 km Höhe mit einer Dauer von ungefähr 3, - 7 und 40 Stunden. Total sind 117 cm<sup>3</sup> Emulsion mit einer 200fachen Vergrösserung durchmustert worden. Die Identifizierung des primären  $\alpha$ -Teilchens ist durch Messung der Ionisation nach der Methode der mittleren Lückendichte<sup>11)</sup> vorgenommen worden. Wir fanden für die mittlere Lückendichte der  $\alpha$ -Teilchen 0,84  $\mu$  und für die „Schauerteilchen“ 3,38  $\mu$ .

## II. Ermittlung der Winkelverteilung und Fehlerbetrachtung.

Wir bezeichnen den Winkel, welchen die Spur des primären Heliumkernes mit der Photoplattenebene einschliesst, mit  $\alpha$ , denjenigen eines „Schauerteilchens“ mit  $\psi$ ; den auf die Plattenebene projizierten Winkel zwischen der Spur des Primär- und der Spur des „Schauerteilchens“ mit  $\varphi$ . Für den räumlichen Winkel  $\Theta_L$  zwischen den beiden Spuren erhalten wir

$$\cos \Theta_L = \sin \alpha \sin \psi + \cos \alpha \cos \psi \cos \varphi. \quad (1)$$

\*) Jetzt: Forschungsabteilung Escher-Wyss, Zürich.

Die Winkel  $\varphi$  sind für  $\varphi \geq 2^\circ$  mit dem Leitzschen Winkelokular und für  $\varphi < 2^\circ$  auf dem Koordinaten-Komparator von Leitz durch Messen von Koordinatendifferenzen bestimmt worden.

Der Einfluss des Fehlers von  $\varphi$  auf  $\Theta_L$  beträgt

$$d\Theta_L(\alpha, \psi, \Theta, \varphi, d\varphi) = \frac{\cos \alpha \cos \psi \sin \varphi}{\sin \Theta} d\varphi. \quad (2)$$

Der maximale Fehler in  $\varphi$  beträgt  $\pm 5$  Minuten. Zur Beurteilung des Fehlers in  $\Theta_L$  kann der Fehler von  $\varphi$  gegenüber den Fehlern in  $\alpha$  und  $\psi$  vernachlässigt werden.  $\alpha$  und  $\psi$  sind durch Höhendifferenzmessungen mit dem Mikroskop bestimmt worden. Ist  $\eta$  die Höhendifferenz der Primärspur und  $\xi$  diejenige der Sekundärspur, so erhalten wir für  $d\Theta_L$

$$d\Theta_L = -\frac{1}{\sin \Theta_L} \left\{ \frac{\delta \cos \Theta_L}{\delta \eta} d\eta + \frac{\delta \cos \Theta_L}{\delta \xi} d\xi \right\}. \quad (3)$$

### III. Die Bestimmung der Energie des Primärteilchens aus der Winkelverteilung der „Schauerteilchen“.

Wir haben die Energie des primären Heliumkernes unter der Voraussetzung, dass ein Nukleon-Nukleon-Stoss stattgefunden hat, bestimmt. Wir definieren als  $S$ -System ein solches, in welchem die Summe der Impulse Null ist, und setzen darin Symmetrie<sup>3)8)</sup> der emittierten Teilchen bezüglich einer Ebene senkrecht zur Spur des Primärteilchens voraus. Mit Hilfe der relativistischen Mechanik erhalten wir

$$E \text{ (pro primäres Nukleon)} = m_0 c^2 [2 \gamma_s^2 - 1], \quad (4)$$

wobei mit  $E$  die Total- und mit  $m_0 c^2$  die Ruhe-Energie des Nukleons bezeichnet wird.

$$\gamma_s = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_s^2}}; \quad \beta_s = \frac{v_s}{c}, \quad (5)$$

wobei  $v_s$  die Geschwindigkeit des  $S$ -Systems gegen das Labor-system ist.

Liegt im Laborsystem die Hälfte aller emittierten Teilchen innerhalb eines Kegels vom halben Öffnungswinkel  $\Theta_{\frac{1}{2}L}$ , so entspricht diesem Winkel im  $S$ -System der Winkel  $\Theta_s = \pi/2$ . Ist die Verteilung im  $S$ -System nicht isotrop, so ist  $\Theta_s < \pi/2$ . Diesen Fall werden wir in den Abschnitten IV und V besprechen. Durch Anwendung der Lorentztransformation erhalten wir, falls  $\Theta_s = \pi/2$  und  $v_s/v_{sM} = 1$  gesetzt werden, wobei  $v_{sM}$  die Geschwindigkeit der Mesonen im  $S$ -System ist,

$$E \text{ (pro primäres Nukleon)} = m_0 c^2 \left[ \frac{2}{\sin^2 \Theta_{\frac{1}{2}L}} - 1 \right]. \quad (6)$$

In Tabelle 1 sind die nach (6) bestimmten Energien mit den nach (3) berechneten Fehlern aufgeführt.

Tabelle 1.

Stern	$N_h$	$n_g$	$n_s$	Halbwinkel	Energie in $m_0 c^2$
1	1	0	24	3,0°	700 ± 100
2	5	1	6	4,3°	340 ± 30
3	3	1	10	4,5°	310 ± 30
4	4	1	9	5,3°	225 ± 25
5	4	1	11	5,3°	225 ± 20
6	8	3	10	6,7°	141 ± 10
7	0	4	27	7,0°	130 ± 10
8	3	0	11	8,6°	85 ± 5
9	4	0	19	9,8°	74 ± 5
10	1	0	6	10,6°	58 ± 2
11	2	1	9	11,0°	52 ± 2
12	1	0	6	11,2°	52 ± 2
13	6	4	7	11,5°	48 ± 2
14	5	4	17	11,8°	45 ± 2
15	3	0	7	12,2°	44 ± 2
16	2	1	9	13,0°	38 ± 2
17	4	3	7	13,0°	38 ± 2
18	2	1	13	13,1°	38 ± 2
19	2	0	14	13,6°	35 ± 2
20	4	0	25	14,0°	33 ± 2
21	3	0	12	14,1°	33 ± 2
22	15	6	14	14,4°	31 ± 2
23	5	1	11	14,8°	29,5 ± 2
24	2	1	9	15,6°	28 ± 2
25	11	4	29	15,5°	27 ± 2
26	9	0	11	17,0°	23 ± 2
27	11	3	12	16,9°	22 ± 1
28	3	1	8	8,0°	18 ± 1
29	2	0	10	20,0°	16 ± 1
30	2	0	12	20,5°	16 ± 1
31	8	4	8	21,7°	14 ± 0,5
32	3	2	6	25,0°	10,2 ± 0,5
33	6	5	12	22,0°	13,5 ± 0,5
34	3	1	16	22,2°	11,8 ± 0,5

In der ungekürzten Arbeit wird die Transformationsgleichung

$$\operatorname{tg} \Theta_L = \frac{1}{\gamma_s} \frac{\sin \Theta_s}{\cos \Theta_s + \beta_s / \beta_s M} \quad (7)$$

an Hand von Figuren eingehend diskutiert. Wir haben die folgenden drei Fälle zu unterscheiden: 1.  $\beta_s/\beta_{sM} < 1$ , 2.  $\beta_s/\beta_{sM} > 1$  und 3.  $\beta_s/\beta_{sM} = 1$ .

*1. Fall:  $\beta_s/\beta_{sM} < 1$ ,*

d. h. die Geschwindigkeit der Mesonen im *S*-System ist grösser als die Geschwindigkeit des Schwerpunktes gegen das Laborsystem. Dieser Fall kann aus energetischen Gründen nur bei kleiner Multiplizität<sup>12)</sup> vorhanden sein. Aus der Transformationsgleichung (7) folgt, falls wir  $\gamma_s \operatorname{tg} \Theta_L$  mit  $\operatorname{tg} \Theta_L^*$  bezeichnen, dass zu jedem  $\Theta_L^*$  genau ein  $\Theta_s$  existiert.

*2. Fall:  $\beta_s/\beta_{sM} > 1$ ,*

d. h. die Geschwindigkeit der Mesonen im *S*-System ist kleiner als die Geschwindigkeit des Schwerpunktes gegen das Laborsystem. Dieser Fall ist aus energetischen Gründen bei grosser Multiplizität<sup>12)</sup> stets vorhanden. Aus (7) folgt

$$\operatorname{tg} \Theta_L < \sqrt{1 - \beta_s^2} < 1 \quad (8)$$

und daraus für den maximalen Öffnungswinkel im Laborsystem  $\Theta_L \text{ Max } < \pi/2$ , falls  $\beta_s/\beta_{sM} > 1$ . Für den Maximalwinkel  $\Theta_s \text{ Max}$  im *S*-System folgt

$$\cos \Theta_s \text{ Max} = -\frac{\beta_{sM}}{\beta_s}. \quad (9)$$

PEYROU et al.<sup>13)</sup>, der als Erster auf die Existenz eines Grenzwinkels  $\Theta_s \text{ Max}$  im *S*-System hingewiesen hat, gab folgende Formel

$$\sin \Theta_L \text{ Max} = \frac{\beta_{sM}}{\sqrt{1 - \beta_{sM}^2}} \cdot \frac{\sqrt{1 - \beta_s^2}}{\beta_s}, \quad (10)$$

welche mit (9) identisch ist.

*3. Fall:  $\beta_s/\beta_{sM} = 1$ .*

In diesem Falle ist  $\operatorname{tg} \Theta_s/2$  lediglich der um den Faktor  $\gamma_s$  vergrösserte  $\operatorname{tg} \Theta_L$ . Speziell für  $\Theta_L < 5^\circ$  folgt

$$\gamma_s \Theta_L \approx \frac{\Theta_s}{2}. \quad (11)$$

#### IV. Die Bestimmung der Mesonengeschwindigkeit $\beta_{sM}$ im S-System.

Aus Gleichung (10) lässt sich nach PEYROU et al.<sup>13)</sup> und HOANG<sup>2)</sup> das  $\gamma_{sM} = 1/\sqrt{1 - \beta_{sM}^2}$ , falls die Mesonengeschwindigkeiten  $\beta_{sM}$  im S-System nicht stark voneinander verschieden sind, berechnen:

$$\sin \Theta_L \text{ Max} = \frac{\beta_{sM}}{\sqrt{1 - \beta_{sM}^2}} \cdot \frac{\sqrt{1 - \beta_s^2}}{\beta_s}, \quad (10)$$

also falls  $\beta_s \approx \beta_{sM}$

$$\gamma_{sM} \approx \gamma_s \sin \Theta_L \text{ Max} \quad (11)$$

und daraus

$$\beta_{sM} \approx 1 - \frac{1}{2\gamma_{sM}^2}, \quad \varepsilon \approx 1 - \beta_{sM} \approx \frac{1}{2\gamma_{sM}^2}. \quad (12)$$

Tabelle 2.

Stern	$\Theta_{\frac{1}{2}L}$	$\gamma_s$	$\Theta_L \text{ Max}$	$\varepsilon$
2 6(1),6	4,3°	13,2	74,0°	0,003
4 5(1),9	5,3°	10,8	54,1°	0,007
5 5(1),11	5,3°	10,8	27,7°	0,021
6 11(3),10	6,7°	8,5	53,8°	0,011
7 4(4),27	7,0°	8,1	48,8°	0,013
8 3,11	8,6°	6,6	34,8°	0,035
9 4,19	9,8°	5,8	75,7°	0,016
11 3(1),9	11,0°	5,1	66,0°	0,023
13 10(4),7	11,5°	4,9	44,3°	0,042
15 3,7	12,2°	4,6	53,8°	0,036
16 3(1),9	13,0°	4,3	30,2°	0,11
17 7(3),7	13,0°	4,3	54,6°	0,055
18 3(1),13	13,1°	4,3	42,3°	0,059
21 3,12	14,1°	4,0	25,6°	0,17
22 21(6),14	14,4°	3,9	56,6°	0,047
23 6(1),11	14,8°	3,8	55,8°	0,052
24 3(1),9	15,6°	3,6	66,7°	0,046
25 15(4),29	15,5°	3,6	82,1°	0,039
26 9,11	17,0°	3,3	45,8°	0,091
27 14(3),12	16,9°	3,3	35,3°	0,14
28 4(1),8	18,0°	3,1	32,8°	0,18
29 2,10	20,0°	2,8	40,0°	0,16
30 2,12	20,5°	2,7	65,3°	0,085
31 12(4),8	21,7°	2,5	42,3°	0,13
32 5(2),6	25,0°	2,2	37,8°	0,29
34 4(1),16	22,2°	2,5	54,2°	0,13

Die Zahl vor dem Komma gibt die Anzahl der „schwarzen Spuren“  $N_h$ ; in Klammern ist angegeben, wieviel der  $N_h$  „grau“ sind. Hinter dem Komma steht die Anzahl der „Schauerspuren“  $n_s$ .

In Tabelle 2 sind die nach (12) ermittelten  $\varepsilon$  für diejenigen Sterne, bei welchen ein  $\Theta_{L\text{Max}} < \pi/2$  gemessen werden konnte, zusammengestellt.

### V. Die Transformation vom Laborsystem ins *S*-System.

Aus Gleichung (7) folgt, falls  $\beta_s/\beta_{sM} = 1$ , dass

$$\cos \Theta_s = \frac{-2 \gamma_s^2 \tan^2 \Theta_L \pm \sqrt{(2 \gamma_s^2 \tan^2 \Theta_L)^2 - 4(\gamma_s^2 \tan^2 \Theta_L + 1)(\gamma_s^2 \tan^2 \Theta_L - 1)}}{2(\gamma_s^2 \tan^2 \Theta_L + 1)} \quad (13)$$

Fig. 1 zeigt das Histogramm von 34 Sternen mit total 414 Spuren, die auf diese Weise transformiert worden sind.

Die Spitze bei  $\Theta_s = 90^\circ$  im *S*-System ist erzwungen, indem in der Gleichung (10) der zu  $\Theta_{\frac{1}{2}L}$  im *S*-System gehörige Winkel  $\Theta_s(\Theta_{\frac{1}{2}L}) = 90^\circ$  gesetzt worden ist. Diese  $90^\circ$ -Spitze hat auch ENGLER et al.<sup>10)</sup>

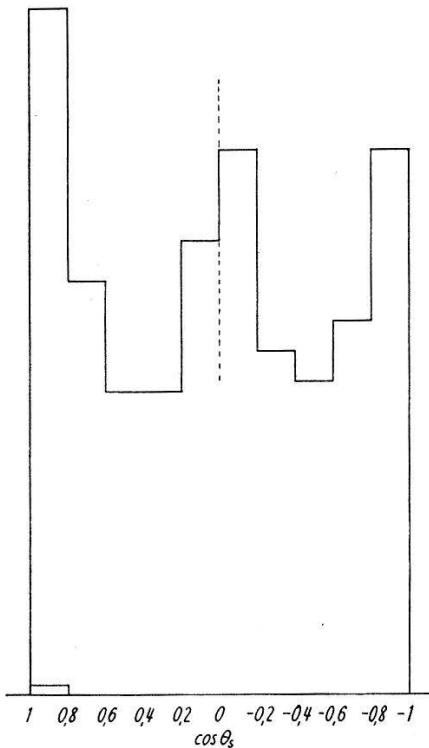


Fig. 1.  
Transformation ins *S*-System mit  $\gamma_s$  und  $\beta_s/\beta_{sM} = 1$ .

bei der Transformation von Protonensternen gefunden. Wir werden im nächsten Abschnitt zeigen, dass bei Verwendung des von der Romgruppe<sup>4)</sup> vorgeschlagenen  $\gamma_s$ , künftig  $\gamma_{sR}$  genannt, diese besprochene  $90^\circ$ -Spitze verschwindet.

Bei der eben behandelten Transformation hatten wir das Verhältnis der Geschwindigkeiten der Mesonen im *S*-System zur Geschwindigkeit des Schwerpunktes  $\beta_s$  gegen das Laborsystem  $\beta_s/\beta_{sM} = 1$  gesetzt. Dadurch werden alle Winkel  $\Theta_s$  im *S*-System verkleinert,

falls  $\beta_s/\beta_{sM} > 1$ . Für den Korrekturwinkel  $\Delta\Theta_s$  folgt durch Taylorentwicklung

$$\Delta\Theta_s = \frac{\sin\Theta_s}{1 + \cos\Theta_s} (\beta_s/\beta_{sM} - 1). \quad (14)$$

In Fig. 2 sind 6 Sterne, bei welchen  $\beta_s/\beta_{sM} \geq 1,10$  ist, mit  $\gamma_s$  ins S-System transformiert worden. Die Darstellung I zeigt die Winkel-

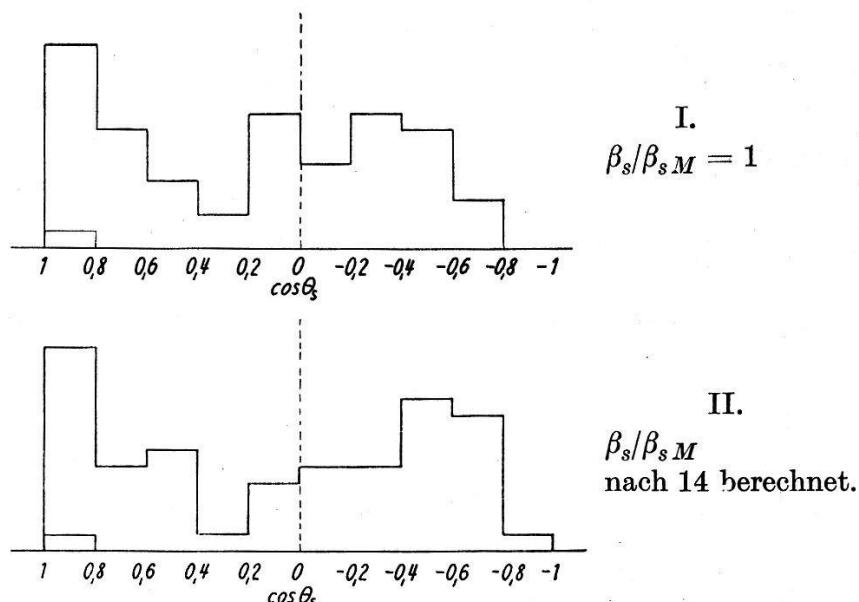


Fig. 2.

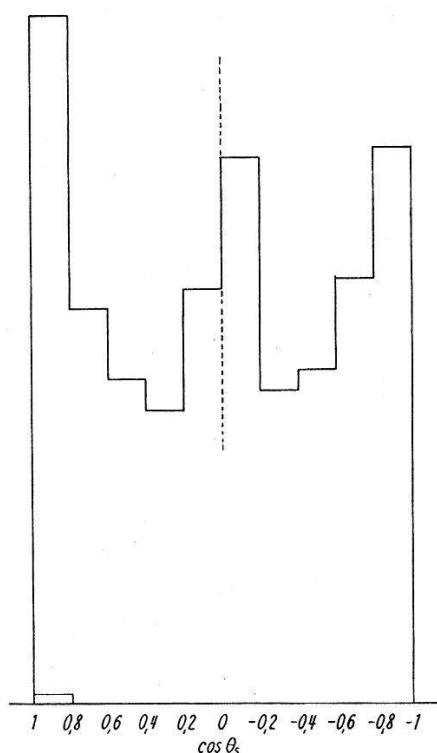


Fig. 3.

Transformation ins S-System mit  $\gamma_s$ , wobei für  $\beta_s/\beta_{sM} \geq 1,10$  die Winkel  $\Theta_s$  nach 14 korrigiert worden sind.

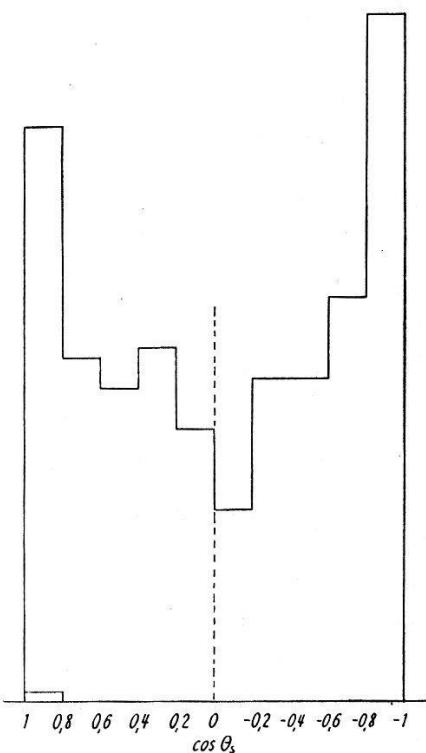


Fig. 4.

Transformation ins S-System mit  $\gamma_{sR}$  und  $\beta_s/\beta_{sM} = 1$ .

verteilung im  $S$ -System, falls  $\beta_s/\beta_{sM} = 1$  gesetzt wird. Von total 56 Spuren gehen 10 mehr nach vorne als nach hinten, was eine Verletzung der Symmetrie darstellt. Im Histogramm II sind die gleichen Spuren aufgetragen, jedoch wurde hier für jede einzelne Spur das  $\Delta\Theta_s$  aus dem Verhältnis  $\beta_s/\beta_{sM}$  nach (14) berechnet. Von den total 56 Spuren gehen in diesem Falle 28 nach vorne und 28 nach hinten.

In Fig. 3 sind alle 34 untersuchten Sterne aufgetragen und für diejenigen, bei denen  $\beta_s/\beta_{sM} \geq 1,10$  beträgt, die Winkel im  $S$ -System

**Tabelle 3.**

Stern	$\beta_s$	$\beta_{sM}$	$\beta_s/\beta_{sM}$
2 6(1),6	0,997	0,997	1,00
4 5(1),9	0,995	0,993	1,00
5 5(1),11	0,996	0,979	1,02
6 11(3),10	0,991	0,989	1,00
7 4(4),27	0,985	0,987	1,01
8 3,11	0,983	0,965	1,02
9 4,19	0,985	0,984	1,00
11 3(1),9	0,982	0,977	1,01
13 10(4),7	0,979	0,958	1,02
15 3,7	0,976	0,964	1,01
16 3(1),9	0,973	0,890	1,10
17 7(3),7	0,997	0,945	1,06
18 3(1),13	0,974	0,941	1,04
21 3,12	0,968	0,830	1,17
22 21(6),14	0,967	0,953	1,02
23 6(1),11	0,965	0,948	1,02
24 3(1),9	0,961	0,954	1,01
25 15(4),29	0,961	0,961	1,00
26 9,11	0,952	0,909	1,05
27 14(3),12	0,952	0,860	1,11
28 4(1),8	0,947	0,820	1,18
29 2,10	0,932	0,840	1,11
30 2,12	0,930	0,915	1,02
31 12(4),8	0,919	0,870	1,06

entsprechend korrigiert worden. In Tabelle 3 sind für alle Sterne, bei denen ein  $\Theta_L \text{Max} < \pi/2$  existiert, die Verhältnisse  $\beta_s/\beta_{sM}$  aufgetragen.

Im folgenden werden wir die Transformationen mit dem von CASTAGNOLI et al.<sup>4)</sup> vorgeschlagenen  $\gamma_{sR}$  vornehmen:

$$\ln \gamma_{sR} = -\frac{1}{n_s} \sum_{i=1}^{n_s} \ln \operatorname{tg} \Theta_{L,i}. \quad (15)$$

Aus der Tabelle 4 sind von 34  $\alpha$ -Sternen sowohl die  $\gamma_s = \text{ctg } \Theta_{sL}$  sowie die  $\gamma_{sR}$ , welche nach (15) ermittelt worden sind, ersichtlich.

Tabelle 4.

Stern	$\gamma_s$	$\gamma_{sR}$	Stern	$\gamma_s$	$\gamma_{sR}$
1 1,24	19,1	25,2	18 3(1),13	4,3	4,0
2 6(1),6	13,2	8,0	19 2,14	4,1	4,1
3 4(1),16	12,7	7,2	20 4,25	4,0	3,9
4 5(1),9	10,8	7,2	21 3,12	4,0	7,3
5 5(1),11	10,8	13,0	22 21(6),14	3,9	3,7
6 11(3),10	8,5	7,3	23 6(1),11	3,8	3,8
7 4(4),27	8,1	6,4	24 3(1)9	3,6	3,6
8 3,11	6,6	6,9	25 15(4),29	3,6	3,2
9 4,19	5,8	12,3	26 9,11	3,3	4,3
10 1,6	5,3	10,3	27 14(3),12	3,3	4,1
11 3(1),9	5,1	3,4	28 4(1),8	3,1	4,7
12 1,6	5,1	8,3	29 2,10	2,8	3,1
13 10(4),7	4,9	3,6	30 2,12	2,7	2,8
14 9(4),17	4,8	5,6	31 12(4),8	2,5	3,7
15 3,7	4,6	5,0	32 5(2),6	2,2	3,9
16 3(1),9	4,3	4,9	33 11(5),12	2,5	2,8
17 7(3),7	4,3	6,0	34 4(1),16	2,5	3,1

Fig. 4 zeigt die Winkelverteilung im  $S$ -System von 34  $\alpha$ -Sternen, welche mit  $\gamma_{sR}$  und  $\beta_s/\beta_{sM} = 1$  transformiert worden sind. Die Spitzen bei  $\Theta_s = 90^\circ$ , welche in den Fig. 3 und 1 ersichtlich sind, sind hier verschwunden.

Von total 414 Spuren gehen im  $S$ -System 14 ( $\sim 3,5\%$ ) mehr nach hinten als nach vorne. Diese Tendenz kann zwei Ursachen haben. Erstens gibt die Gleichung (15) den grossen Winkeln  $\Theta_L$  im Labor-system ein zu grosses Gewicht, so dass das  $\gamma_{sR}$  leicht überschätzt ist. Zweitens kann die Spitze bei  $180^\circ$  durch sekundäre Stösse verursacht worden sein. In Fig. 5 sind diejenigen Sterne aufgetragen, bei denen die Zahl der „schwarzen“ und „grauen“ Spuren kleiner oder gleich drei ist. Von total 106 Spuren gehen im  $S$ -System 7 ( $\sim 6,5\%$ ) mehr nach vorne als nach hinten. Der angedeutete Überschuss nach vorne dürfte durch die Protonen des primären Heliumkernes verursacht sein. In Fig. 6 sind diejenigen Sterne aufgetragen, bei denen die Zahl der „schwarzen“ und „grauen“ Spuren grösser als vier ist. In diesem Falle gehen im  $S$ -System von total 161 Spuren 7 ( $\sim 4,5\%$ ) mehr nach hinten als nach vorne.

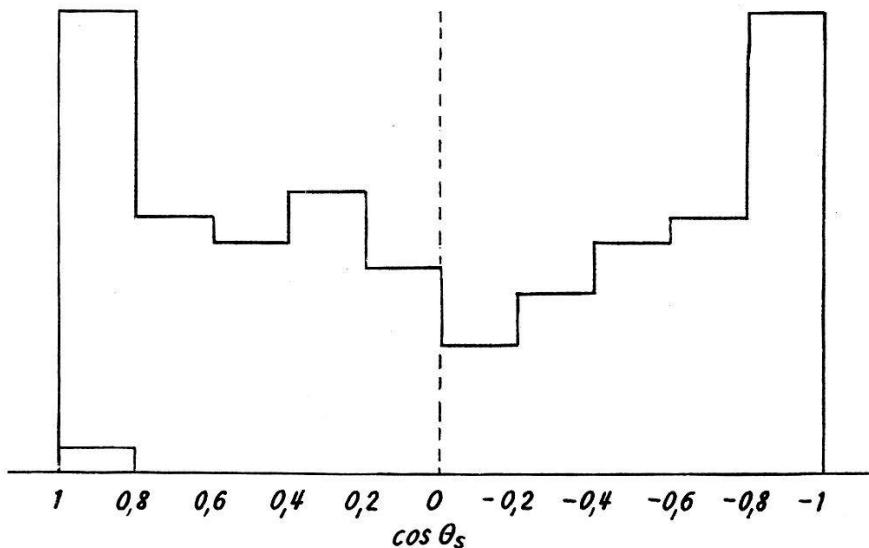


Fig. 5.

Zahl der „schwarzen“ und „grauen“ Spuren kleiner oder gleich drei.

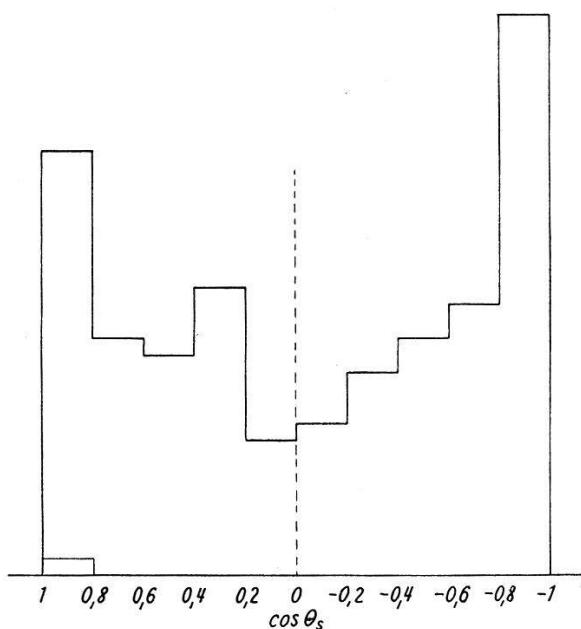


Fig. 6.

Zahl der „schwarzen“ und „grauen“ Spuren grösser als vier.

## VI. Betrachtungen über die Anisotropie im *S*-System.

Nach FERMI<sup>14)</sup> ist die Anisotropie im *S*-System eine Folge der Erhaltung des Drehimpulses. Nach ihm sollten Sterne — im Falle des Nukleon-Nukleon-Stosses — mit kleiner Multiplizität grössere Anisotropie zeigen als solche grosser Multiplizität. Nach HEISENBERG<sup>15)</sup> und LANDAU<sup>16)</sup> sollte die Anisotropie  $K$  mit wachsendem  $\gamma_s$  zunehmen.

Wir führen als Mass für die Anisotropie den Quotienten

$$K = \frac{n_s(|\cos \Theta_s| \geq 0,5)}{\sum n_s} \quad (16)$$

ein, d.h. denjenigen Bruchteil der „Schauerteilchen“, der im halben Raumwinkel um die Achse des Primärteilchens liegt. Transfor-

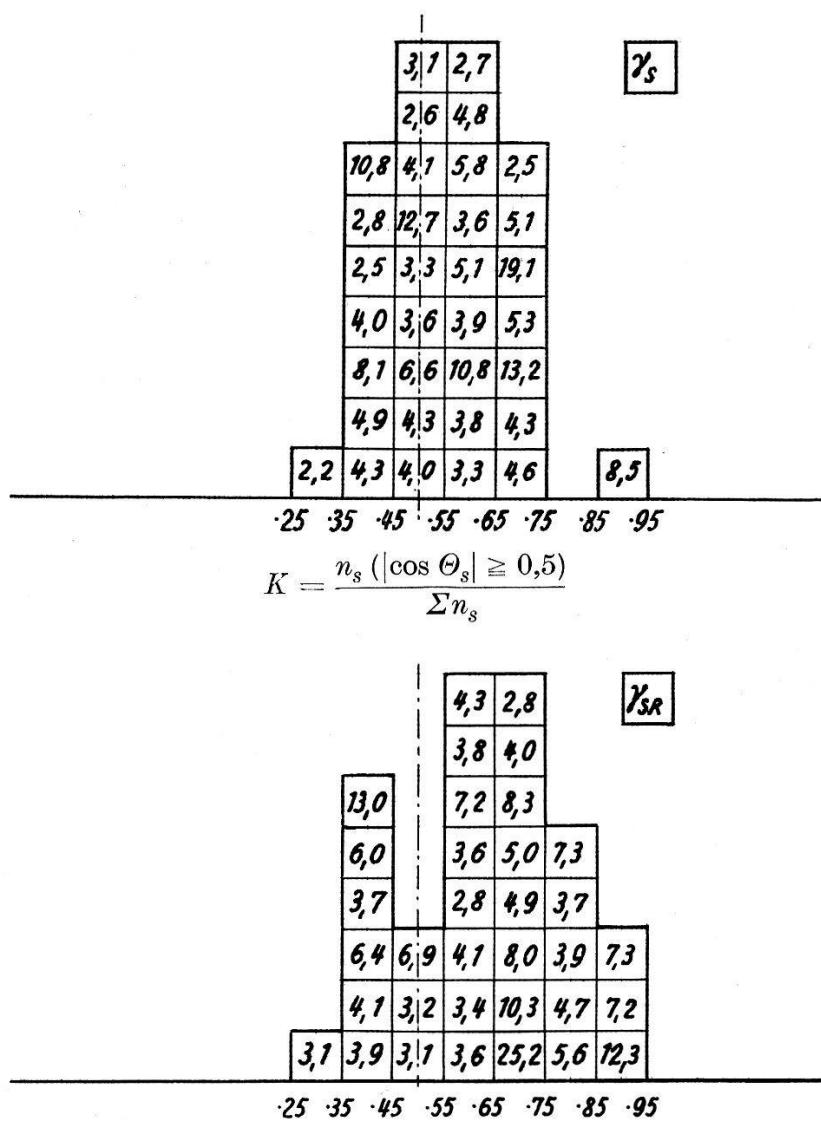


Fig. 7.

Histogramm über die Anisotropie.

mieren wir mit  $\gamma_{sR}$  und  $\beta_s/\beta_{sM} = 1$  ins  $S$ -System, so erhalten wir die folgenden Anisotropiewerte  $K$  ( $K = 0,5$  bedeutet vollständige Isotropie).

a) Sterne mit  $n_s \leq 10$  (total 15 Sterne)

$$K = \frac{72}{117} = 0,615, \quad (17)$$

b) Sterne mit  $n_s > 10$  (total 16 Sterne).

$$K = \frac{156}{258} = 0,605. \quad (18)$$

Die Anisotropie der Sterne mit  $n_s \leq 10$  und derjenigen mit  $n_s > 10$  ist also ungefähr gleich.

In Fig. 7 sind 34  $\alpha$ -Sterne in Funktion von

$$K = \frac{n_s (|\cos \Theta_s| \geq 0,5)}{\sum n_s}$$

sowohl für  $\gamma_s$ , wie auch für  $\gamma_{sR}$  aufgetragen. Aus dem Histogramm lässt sich kein Zusammenhang zwischen  $\gamma_s$  bzw.  $\gamma_{sR}$  und der Anisotropie erkennen.

### VII. Die Multiplizität der $\alpha$ -Sterne.

Der Vergleich zwischen den Multiplizitäten von „Sternen“, die durch einfach geladene Teilchen, und solchen, die durch  $\alpha$ -Teilchen erzeugt worden sind, ist in der Arbeit von ENGLER et al.<sup>10)</sup> eingehend

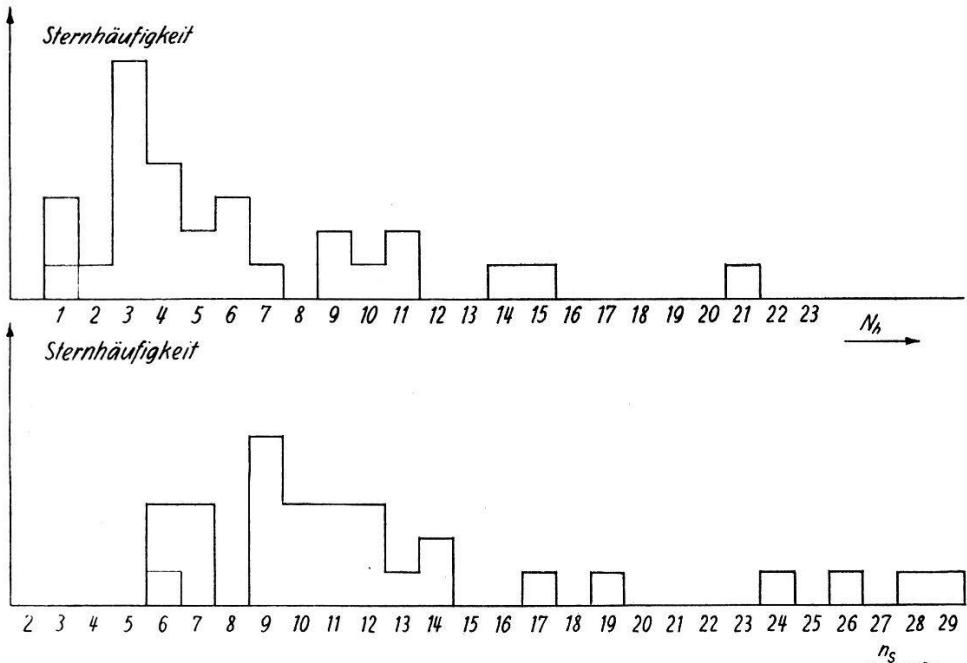


Fig. 8.

diskutiert worden. ENGLER et al. haben nur Sterne mit einfach geladenen Primärteilchen, die fünf und mehr „Schauerspuren“

besitzen, untersucht. Bei den durch  $\alpha$ -Teilchen erzeugten Sternen haben wir hinsichtlich der Schauerteilchenzahl keine Einschränkung vorgenommen. Ferner dürfen für den Vergleich nur Sterne mit einer Primärenergie, die pro Nukleon grösser als  $65 m_0 c^2$  ist, betrachtet werden, denn unterhalb  $65 m_0 c^2$  sind nicht alle gefundenen Sterne mit einfach geladenem Primärteilchen untersucht worden. Bilden wir den Mittelwert der „Schauerteilchenzahl“  $n_s$ ,  $m = \Sigma n_s / \nu$ , wo  $\nu$  die Zahl der Sterne ist, so erhalten wir für die Sterne mit einfach geladenem Primärteilchen  $m = 9,5$ ,  $\nu = 63$  und für die Sterne mit einem primären  $\alpha$ -Teilchen  $m = 14,3$ ,  $\nu = 7$ . Zum Vergleich der Multiplizitäten ziehen wir bei den  $\alpha$ -Sternen 2 „Schauerspuren“ und bei den durch einfach geladenes Primärteilchen erzeugten Sternen  $1/2$  „Schauerspur“ ab, d. h. wir bilden den Quotienten  $n_s^\alpha - 2/n_s^p - 1/2$  und erhalten dafür den Wert 1,3.

In Fig. 8 ist die Häufigkeit der 34 untersuchten  $\alpha$ -Sterne in Funktion der „Schauerspuren“  $n_s$  und „schwarzen Spuren“  $N_h$  dargestellt.

### VIII. Verdankungen.

Herrn Prof. Dr. F. G. HOUTERMANS, der das Thema für diese Arbeit gestellt hat, bin ich für viele wertvolle Ratschläge und Diskussionen und sein stets förderndes Interesse zu tiefem Dank verpflichtet.

Herrn Prof. Dr. C. PEYROU danke ich für seine Ratschläge und Diskussionen.

Herrn Dr. M. TEUCHER, der mich in die Photoplattentechnik eingeführt hat, danke ich für alle seine Bemühungen aufs herzlichste.

Herrn Dr. U. HABER-SCHAIM und Herrn Dr. W. THIRRING danke ich für die Erläuterungen der theoretischen Arbeiten.

Ebenso danke ich den Mikroskopbeobachterinnen Frau B. MESSMER, T. RIESEN, H. THIRRING und R. MÜLLER.

### IX. Literaturverzeichnis.

- <sup>1)</sup> K. GOTTSSTEIN und M. TEUCHER, Naturforschung **8a**, 120 (1953).
- <sup>2)</sup> T. F. HOANG, J. Phys. Radium **14**, 395 (1953); **15**, 337 (1954).
- <sup>3)</sup> C. C. DILWORTH, S. J. GOLDSACK, T. F. HOANG und L. SCARSI, C. R., Nuovo Cimento **10**, 1201 (1953).
- <sup>4)</sup> C. CASTAGNIOLI, G. CORTINI, C. FRANZINETTI, A. MANFREDINI und D. MORENO, Nuovo Cimento **10**, 1539 (1953).
- <sup>5)</sup> M. DEMEUR, C. C. DILWORTH und M. SCHOENBERG, Nuovo Cimento **9**, 92 (1952).

- <sup>6)</sup> R. R. DANIEL, J. H. DAVIES, J. H. MULVEY und D. H. PERKINS, Phil. Mag. **43**, 753 (1952).
  - <sup>7)</sup> V. D. HOPPER, S. BISWAS und J. F. DARLY, Phys. Rev. **87**, 545 (1952).
  - <sup>8)</sup> H. L. BRADT, M. F. KAPLON und B. PETERS, Helv. phys. Acta, **23**, 24 (1950).
  - <sup>9)</sup> E. PICKUP und L. VOIVODIC, Phys. Rev. **84**, 1191 (1951).
  - <sup>10)</sup> A. ENGLER, U. HABER-SCHAIM und W. WINKLER, Nuovo Cimento **12**, 930 (1954).
  - <sup>11)</sup> W. WINZELER, Dissertation, Bern (1955).
  - <sup>12)</sup> K. SYMANZIK, Kosmische Strahlung, S. 562 (1953).
  - <sup>13)</sup> C. PEYROU, B. d'ESPAGNAT und L. LEPRINCE-RINGUET, C. R. Acad. Sci. **228**, 1777. (1949).
  - <sup>14)</sup> E. FERMI, Phys. Rev. **81**, 683 (1951).
  - <sup>15)</sup> W. HEISENBERG, Z. Phys. **133**, 65 (1952).
  - <sup>16)</sup> L. D. LANDAU, Jzw. Akad. Nauk SSSR. Ser. Fiz. **17** (1953).
-