

# Über die Höhenabhängigkeit der Sterngrößenverteilung und das Energiespektrum der Nukleonenkomponente bei $\lambda = 50^\circ \text{N}$

Von M. TEUCHER\*

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen

(Z. Naturforsch. 8a, 127—134 [1953]; eingegangen am 27. November 1952)

Durch Vergleich der Sterngrößendiagramme in 150, 3774 und  $\sim 20\,000$  m Seehöhe wird versucht, Aussagen über die Veränderung der Energieverteilung der sternerzeugenden Strahlung in diesen Höhen zu machen. Dabei zeigt sich, daß die Sterngrößenverteilung bei Energien  $> 10^9$  eV dazu wenig geeignet ist, während die Schaugrößenverteilung das primäre Energiespektrum besser reproduzieren sollte. Die so gewonnenen Ergebnisse weichen jedoch sehr stark von den Messungen des Primärspektrums am Gipfel der Atmosphäre ab. Diese Diskrepanz muß damit zusammenhängen, daß die mittlere Energie pro Schauerteilchen mit steigender Energie zunimmt und auch die Inelastizität der Prozesse ansteigt.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit<sup>1</sup> haben wir über die Höhenabhängigkeit der Sterne der kosmischen Strahlung, wie sie in photographischen Platten (Ilford-G 5) zwischen 150 m und 3774 m beobachtet werden, berichtet. Wir hatten gefunden, daß sich die Gesamtintensität der Sterne mit  $N_h \geq 3$  ( $N_h$  = Zahl der Spuren schwerer Teilchen) in diesem Bereich durch ein Gesetz  $N = N_0 e^{-h/L}$  darstellen läßt, wobei  $h$  die „atmosphärische Tiefe“ (in g/cm<sup>2</sup> gemessen) und  $L = 127$  g/cm<sup>2</sup> die sog. Absorptionslänge ist. Im Anschluß an diese Messungen war die Frage aufgeworfen worden, wie der spezielle Wert der Absorptionslänge zustande kommt, da die Stoßweglänge für die Primären der Sterne in Luft nur etwa 65 g/cm<sup>2</sup> beträgt. Zu diesem Zwecke wollten wir die Absorptionsweglänge für verschiedene energiereiche Sterne messen. In der alten Betrachtungsweise wurde als Maß für den Energieinhalt eines Sternes stets die Zahl der „schweren“ Spuren  $N_h$  angenommen. Die Sternstatistiken wurden dann in der Form der sog. Sterngrößendiagramme ausgewertet, wobei der Logarithmus der Sternhäufigkeit in differentieller oder integraler Verteilung als Funktion von  $N_h$  aufgetragen wurde. Eine Energieabhängigkeit der Absorptionsweglänge  $L$  mußte sich dann in einer verschiedenen Neigung der Sterngrößenverteilungen äußern. Jedes Sterngrößendiagramm, das man zwischen Meeressniveau und Bergeshöhen aufnimmt, hat eine charakteristische Ei-

genschaft: es läßt sich annäherungsweise durch zwei Geraden darstellen, die sich bei  $N_h = 7$  schneiden. Über die Bedeutung dieses „Knickes“ gehen die Meinungen auseinander. Einmal sollte er nur aus dem Energiespektrum der sternerzeugenden Strahlung zu erklären sein, während andere die verschiedenartige Zusammensetzung der photographischen Emulsion dafür verantwortlich machen<sup>2,3,4,5</sup>. Wir haben dort leichte (C, N, O) neben schweren Kernen (Ag, Br.). Ein Stern mit  $N_h > 7$  sollte demnach mit größter Wahrscheinlichkeit nur an einem schweren Atomkern ausgelöst worden sein, während sich unter den Sternen mit  $N_h \leq 7$  auch solche befinden müßten, die an leichten Kernen ausgelöst worden sind. Wir unterscheiden somit einen „leichten“ und einen „schweren“ Ast des Sterngrößendiagrammes. Zur Entscheidung dieser Frage hat kürzlich Shapiro<sup>5</sup> eine Arbeit veröffentlicht, in der er das Sterngrößendiagramm bis in Ballonhöhen verfolgt hat. Dabei kommt er zu dem Schluß, daß die zweite Deutungsmöglichkeit die wahrscheinlichere ist, da der Knick praktisch immer in der Nähe von  $N_h = 7$  liegt und sich die Neigungen der Verteilung wenigstens in dem „schweren“ Ast kaum ändern.

Es ist außerordentlich mühsam, für See- und Bergeshöhen große Statistiken zusammenzutragen, die für Sterngrößenverteilungen verwendet werden könnten. Aus diesem Grunde haben wir auch damit

\* Jetzt: Physikalisches Institut der Universität Bern.

<sup>1</sup> M. Teucher, Z. Naturforsch. 7a, 61 [1952].

<sup>2</sup> E. P. George u. A. C. Jason, Proc. physic. Soc., Sect. A 62, 243 [1949].

<sup>3</sup> N. Page, Proc. physic. Soc., Sect. A 63, 250 [1950].

<sup>4</sup> K. J. Le Couteur, Proc. physic. Soc., Sect. A 63,

259 [1950].

<sup>5</sup> M. Birnbaum, M. M. Shapiro, B. Stiller u. F. W. O’Dell, Physic. Rev. 86, 86 [1952].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

$N_h$ $N_g$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	> 30
0 <sup>n</sup> p	1159	1243	869	507	289	139	103	68	44	36	23	16	12	6	2	6	3	1	2	2	2								1	
6	52	93	141	112	78	63	38	24	25	25	12	12	2	4	4	6	1													
1 <sup>n</sup> p	6	25	72	58	43	37	22	17	13	5	6	7	8	1	7	5	1													
6	38	77	74	62	52	42	26	21	24	11	13	6	5	10	4	4	4	5	1	1	2	1	1							
2 <sup>n</sup> p	1	8	9	19	19	11	5	7	5	1	3	1	2	2	1	2	3											1		
9	22	21	26	25	18	13	16	6	9	8	5	6	7	3	6	5	1	2	2	1	1									
3 <sup>n</sup> p	1	2	2	4	3	5	4	5	5	3	3	1	3	3	3	2	1											1		
6	12	5	13	9	6	5	5	3	2	9	1	11	3	8	2	2	3	1	3	1	1	1								
4 <sup>n</sup> p	3	1	1	6	2	4	3	6	4	5	4		3	4	4	1	1	2	3	2	1	2	3					34		
5 <sup>n</sup> p				2		1		2		1	1			1		1														
10	3	10	3	3		3	1	3	1	1	2	1	1	2	1	1	1	1	1	1	1	1	1					2		
6 <sup>n</sup> p				1	3	1	3	3		1	2	1					1	1												
7 <sup>n</sup> p	1	1	1				1		1	2	1	1	1	1																
8 <sup>n</sup> p				1	2	1	1		1	1		1		1	2	1														
9 <sup>n</sup> p				1	2	1			1	1					1															
10 <sup>n</sup> p					2	1					1																	1		
11 <sup>n</sup> p	1						1				1	1																		
12 <sup>n</sup> p								1								1														
> 12n, p	19p		13n			18p			32p			16p 18p			22n 25p															

Tab. 1. „Sternstatistik“ aus Ballonhöhen (15—25 km).

$N_h$ $N_g$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	> 30
0 <sup>n</sup> p	2149	1388	727	413	160	79	56	25	24	19	10	6	9	5	3	4	1	1	1	1									1	
3	32	86	112	93	88	29	25	26	14	14	6	11	3	5	1	2	1											1		
1 <sup>n</sup> p	3	22	62	57	44	30	25	13	17	7	4	3	7	5	2	1	2	1	1	1									1	
2	19	39	39	38	32	20	19	12	10	6	3	5	2	2	3	2	3	1	1	1								2		
2 <sup>n</sup> p	1	3	8	7	12	12	8	5	2	8	3		2	1	3	3	4	2										1		
3 <sup>n</sup> p	2	4	2				2	2	2	2	1	1		1				1										1		
3	4	6	3	1			5	4	1	3	1	2		3	1															
4 <sup>n</sup> p	3				1					1	1	1	1															2		
4	1	2	2				1	1	1	1	1	1		1																
5 <sup>n</sup> p	1	2	1				1			1	1	1				1												1		
6 <sup>n</sup> p	1										1																			
7 <sup>n</sup> p							1				1																			
8 <sup>n</sup> p							1				2					1														
9 <sup>n</sup> p							1										1													
10 <sup>n</sup> p							1				1																			
> 10n, p							11n																							

Tab. 2. „Sternstatistik“ aus Bergeshöhen (3774 m).

$N_h \setminus N_s$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0 <sup>n</sup> p	139	128	65	28	9	11	5	1	1	1
1 <sup>n</sup> p	1	1	4	3	1		2			
2 <sup>n</sup> p		1								
3 <sup>n</sup> p				4						
4 <sup>n</sup> p										
> 4n, p			5p							

$N_h \setminus N_s$	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	> 20
0 <sup>n</sup> p	1				1						
1 <sup>n</sup> p				1	1						
2 <sup>n</sup> p		1									
3 <sup>n</sup> p											
4 <sup>n</sup> p					1						
> 4n, p	5n							5p			

Tab. 3. „Sternstatistik“ aus Seehöhe (150 m).

begonnen, Ballonaufstiege in größere Höhen durchzuführen. Da der Höhenverlauf der Flüge nicht immer genau verfolgt werden konnte, sind die auf diesen Flügen exponierten Platten zwar noch nicht geeignet für genaue Aussagen über die Sternhäufig-

keit in einer bestimmten Höhe, sie können aber sehr wohl dazu dienen, eine Statistik für ein Sterngrößendiagramm aus einer Höhe zwischen 15 und 25 km anzulegen.

In Tab. 1 bis 3 sind die Statistiken für „Seehöhe“ (150 m), „Bergeshöhe“ (3774 m) und Ballonhöhe (15–25 km) angegeben. Für die Aufstellung der Statistik wurde die Bristol Terminusologie<sup>6,7</sup> verwendet. In Abb. 1 sind für diese drei Statistiken die Sterngrößendiagramme aufgezeichnet, wobei die Sternhäufigkeit für  $N_h \geq 5$  gleich 100 gesetzt wurden ist.

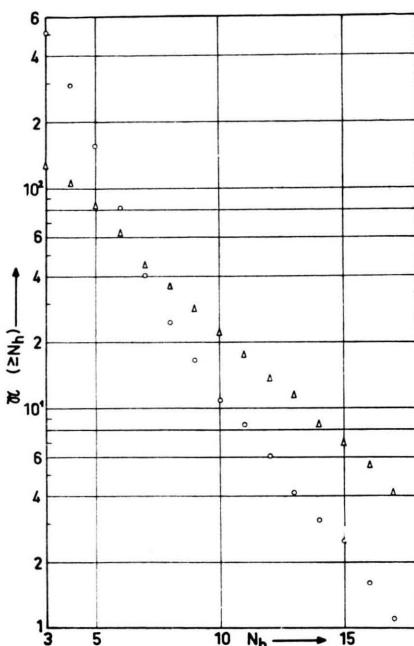


Abb. 2. Sterngrößendiagramme aus Bergeshöhen (3774 m), getrennt für energiearme ( $0_n$ ), [ $\circ$ ], und energiereiche Sterne ( $0_p + 1_n + 1_p + \dots$ ), [ $\Delta$ ]. (Der Abb. liegen 6300 Sterne zugrunde.)

Man sieht, daß der Knick tatsächlich in allen drei Fällen bei  $N_h = 7$  liegt, wenn auch angedeutet erscheint, daß er bei größeren Höhen nach kleineren  $N_h$  wandert. Im schweren Ast unterscheiden sich See- und Bergeshöhen überhaupt nicht, während dieser bei der Ballonstatistik flacher liegt. Im leichten Ast nimmt die Neigung von See- nach Ballonhöhe stark ab, d. h. in größeren Höhen wird der Knick immer undeutlicher. Dieser Befund scheint zunächst zu keinen neuen Gesichtspunkten zu führen. Aus diesem Grunde sind in Abb. 2 die Verteilungen getrennt für ( $0_n$ )-Sterne und ( $0_p + 1_n + 1_p + \dots$ )-Sterne.

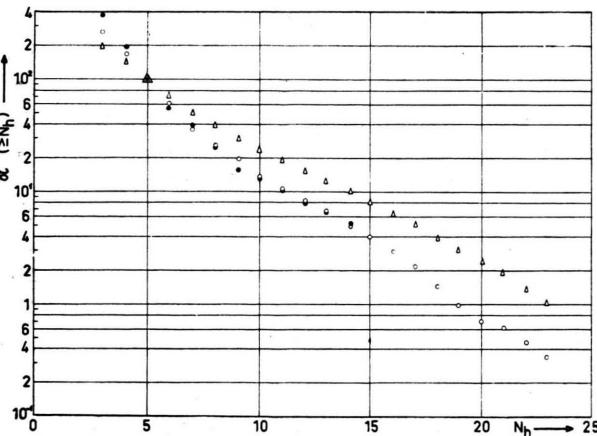


Abb. 1. Sterngrößendiagramme aus verschiedenen Höhen. (Die Verteilungen sind für  $N_h = 5$  normiert.)

$\mathfrak{N} (\geq N_h)$  = Zahl der Sterne mit  $\geq N_h$ -Spuren.  
Statistik des M.P.I. für Physik, Göttingen: ● [Seehöhe (150 m — 287 Sterne)]; ○ Bergeshöhe (3774 m — 6358 Sterne); ▲ Ballonhöhe (15–25 km — 5434 Sterne).

$2_n + 2_p \dots$ -Sterne gezeichnet. Die ersten röhren zu einem erheblichen Teil von energiearmen Neutronen her; wir wollen daher der Einfachheit halber von „energiearmen“ ( $0_n$ )- und „energiereichen“ ( $0_p + 1_n + 1_p + \dots$ )-Sternen sprechen. Der „Knick“ kommt nur bei den energiearmen Sternen vor. In Abb. 3 haben wir dasselbe Diagramm für die Ballon- und die Bergeshöhenstatistik gemeinsam gezeichnet. Die beiden Verteilungen sind für  $N_h = 5$  bei den  $0_n$ -Sternen normiert. Es fällt sofort auf, daß in Ballonhöhen die  $0_n$ -Sterne einen sehr viel geringeren Anteil an der Gesamtsternzahl bilden als in Bergeshöhen. Für  $N_h > 7$  sehen die Verteilungen der  $0_n$ -Sterne in Bergeshöhen und in Ballonhöhen ganz ähnlich aus, während für  $N_h < 7$  die Verteilung in

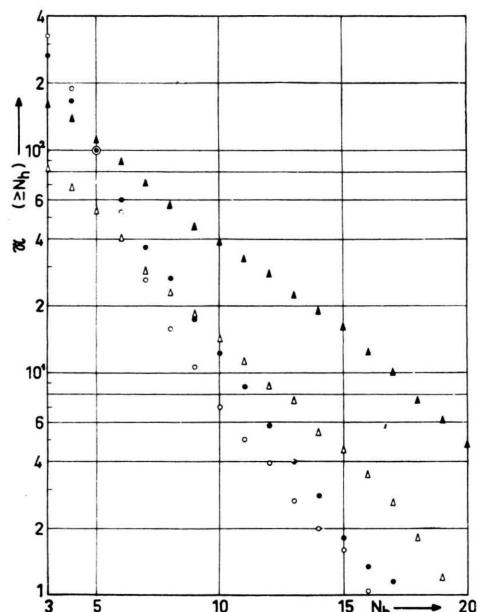


Abb. 3. Sterngrößendiagramme in Berges- und Ballonhöhen, getrennt für energiearme und energiereiche Sterne. Die Normierung ist bei den energiearmen Sternen für  $N_h = 5$  durchgeführt. Die energiereichen Sterne sind im wahren Verhältnis zu den energiearmen eingezeichnet, d. h. die energiereichen Sterne sind nicht für sich normiert!

$0_n$ -Sterne: ● Ballonhöhen (15–25 km), ○ Bergeshöhen (3774 m); ( $0_p + 1_n + 1_p + \dots$ )-Sterne: ▲ Ballonhöhen (15–25 km), △ Bergeshöhen (3774 m). Die Meßpunkte bei  $N_h = 3$  entsprechen den folgenden wirklich gezählten Sternen: ● 3381, ○ 5083, ▲ 2053, △ 1275.

<sup>6</sup> R. H. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Heitler, D. T. King u. C. F. Powell, Philos. Mag. **40**, 862 [1949].

<sup>7</sup> U. Camerini, J. H. Davies, P. H. Fowler, C. Franzinetti, W. O. Lock, H. Muirhead, D.

Bergeshöhen sehr viel steiler ansteigt als in Ballonhöhen. Diese Sterne werden hauptsächlich von energiearmen Neutronen gebildet; man muß aus der gemessenen Häufigkeitsverteilung schließen, daß die Absorptionslänge dieser Sterne stark von  $N_h$  in dem Sinne abhängt, daß sie von  $N_h = 3$  bis zu  $N_h = 7$  abnimmt. Die Verteilungen der energiereichen Sterne ( $0_p + 1_n + 1_p + 2_n + 2_p + \dots$ ) ähneln sich in beiden Höhen weitgehend. Wertet man die Bristol-Statistik<sup>6,7</sup> in derselben Weise aus, so kommt man zu ähnlichen Resultaten. Auf den Unterschied bei kleinen  $N_h$  hatten wir früher schon hingewiesen<sup>1</sup>.

Nach den hier vorgelegten Argumenten ist es kaum noch zu vertreten, den „Knick“ allein auf die Zusammensetzung der Emulsion zurückzuführen. Energiereiche Nukleonen ( $E > 10^9$  eV) bilden eine einheitliche Sterngrößenverteilung in photographischen Emulsionen. Die bei den energiereichen Prozessen emittierten energiearmen Nukleonen — vor allem die Neutronen — beeinflussen die Schärfe des Knickes in der Verteilung, da sie nur noch energiearme Sterne mit kleinem  $N_h$  bilden können. Darunter werden sich sicher eine beträchtliche Zahl von Sternen befinden, die an leichten Kernen ausgelöst worden sind. Bei den in Betracht kommenden Energien werden die Sterne zum größten Teil nur noch durch Neutronen erzeugt, da die meisten Protonen ihre Energie durch Ionisation abgegeben haben, ehe sie einen Kernstoß machen.

Die Tatsache, daß für große  $N_h$  die Verteilung der „energiearmen“ Sterne ( $0_n$ ) fast die gleiche Neigung hat wie die der energiereichen, zeigt, daß es sich bei den  $0_n$ -Sternen mit großem  $N_h$  gar nicht um energiearme Sterne handelt. Bei diesen Sternen hat im ersten Nukleon-Nukleon-Stoß wahrscheinlich auch Mesonenbildung stattgefunden, jedoch sind die erzeugten Mesonen — es handelt sich auf jeden Fall um Prozesse in schweren Kernen — durch Sekundärprozesse so weit verlangsamt worden, daß sie nicht mehr als Schauerteilchen erkennbar sind. Möglicherweise muß man auch Reabsorptionsprozesse der Mesonen im gleichen Kern ins Auge fassen<sup>7,8</sup>.

Eines erscheint aber sicher: Aus der Verschiedenheit der Neigungen der Sterngrößenverteilungen

Perkins u. G. Yekutieli, Philos. Mag. **42**, 1241 [1951].

<sup>8</sup> W. O. Lock u. G. Yekutieli, Philos. Mag. **43**, 231 [1952].

kann man bestimmt nicht viel über Unterschiede in der Absorptionslänge als Funktion der Energie der sternerzeugenden Strahlung aussagen — die langsamsten Neutronen ausgenommen. Eigentlich dürfte die Frage gar nicht in dieser Form gestellt werden, denn man setzt dabei implizit voraus, daß  $N_h$  wirklich ein Maß für den Energieinhalt eines Sternes ist. Die Bristol-Gruppe gab ursprünglich für die in den  $N_h$  steckende Energie folgende Formel<sup>6</sup>  $E(\text{MeV}) = 37N_h + 4N_h^2$ , die jedoch nur für  $0_n$ -Sterne gilt. Später wurde für alle anderen Sterne außer  $0_n$  für den Energieinhalt der schweren Spuren angegeben

$$EN_h(\text{MeV}) = 155 N_h - 100 \text{ MeV} \quad (N_h > 1)$$

Außerdem gibt die Bristol-Gruppe auch die mittlere Energie der Schauerteilchen getrennt in Abhängigkeit von  $N_h$  und  $N_s$  an<sup>7</sup>. Auf diese Weise könnte man versuchen, die Energie eines Sternes zu berechnen, wenn man noch die mittlere Multiplizität  $N_s$  für ein bestimmtes  $N_h$  kennt. In Abb. 4

ist diese Größe für unsere Berg- und Ballonstatistik aufgetragen. Die mittlere Multiplizität ist auf sämtliche Sterne einschließlich der  $0_n$ -Sterne bezogen. Dabei zeigt sich ein bedeutender Unterschied zwischen Berg- und Ballonhöhe. In Ballonhöhe ist die mittlere Multiplizität bedeutend höher als in Berghöhen. An diesem Befund ändert sich auch nicht viel, wenn man statt auf alle Sterne einschließlich der  $0_n$ -Sterne nur auf alle Sterne ohne  $0_n$ -Sterne

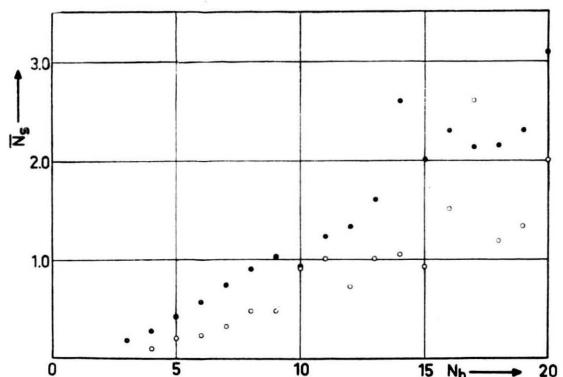


Abb. 4. Mittlere Multiplizitäten  $\bar{N}_s$  als Funktion von  $N_h$  für Ballon- (●) und Bergeshöhen (○).

bezieht. Aus diesem Grunde muß man vorläufig darauf verzichten, aus  $N_h$  allein auf die Energie eines Sternes zu schließen. Die dafür notwendigen Größen sind zu schlecht bekannt, und man müßte die Statistik außerordentlich vergrößern, wenn man etwas mehr herausholen wollte.

Wenn man etwas über die Energieabhängigkeit der Absorptionslänge erfahren will, erscheint es sehr viel nützlicher, sich nicht mit Sterngrößendiagrammen, sondern mit Schauergrößen-Diagrammen zu beschäftigen. Dabei trägt man den Logarithmus der Sternhäufigkeit als Funktion von  $N_s$  in differentiel-

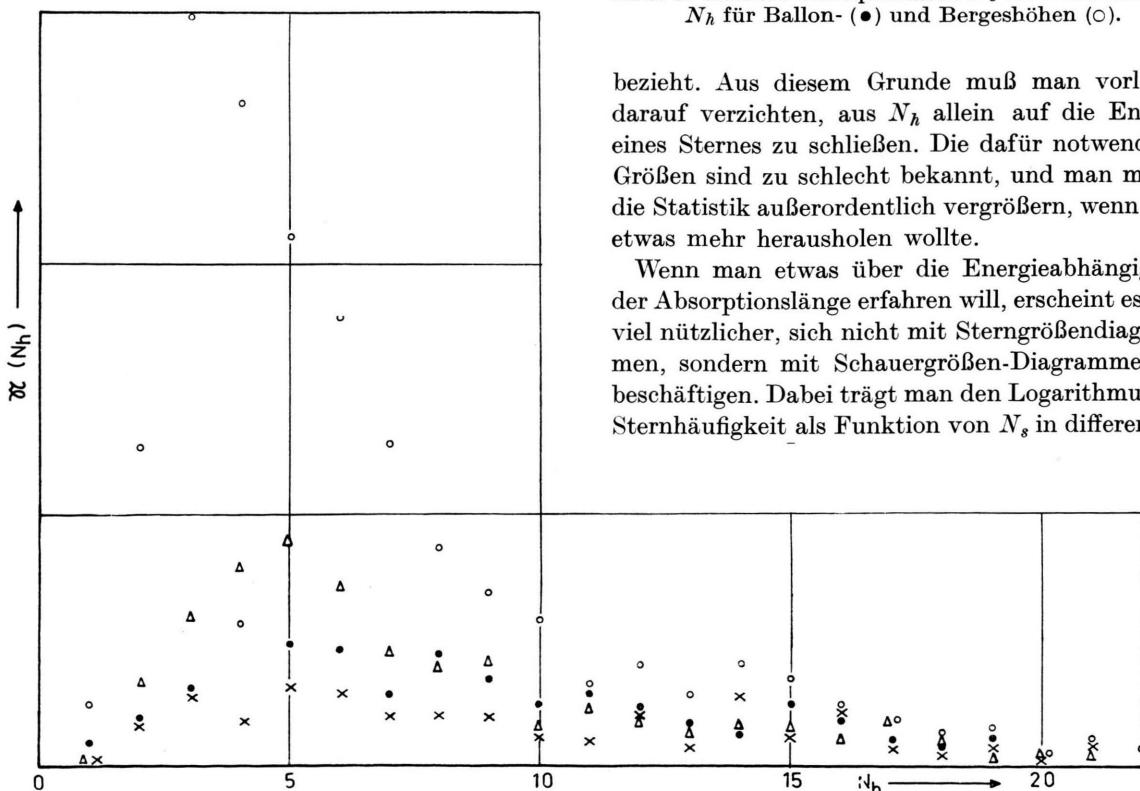


Abb. 5. Sterngrößenverteilungen (differentiell) mit  $N_h$  als Parameter für Ballonhöhen. Die Zeichen in der Abb. bedeuten Sterne von folgenden Typen: ○  $N_s = 1$ , △  $N_s = 2$ , ×  $N_s = 3$ , ●  $N_s = 3 + 4 + 5$ .

ler oder integraler Verteilung auf. Diese Verteilung könnte für große  $N_s$  das Energiespektrum der stern-erzeugenden Strahlung sicher sehr viel besser reproduzieren als die Sterngrößenverteilung, denn bei großen  $N_s$  steckt sicher der Hauptteil der Energie in den Schauerteilchen und nicht den „schweren“ Teilchen. Um das nachzuprüfen, müßte man Sterngrößen-Diagramme mit  $N_s$  als Parameter zeichnen und suchen, bei welchem  $N_h$  die differentielle Verteilung jeweils ein Maximum hat. Leider reicht bei allen vorhandenen Statistiken das vorliegende Material nur bei kleinen  $N_s$  (bis etwa 4) für dieses Verfahren aus. In Abb. 5 ist das für unsere Ballonstatistik durchgeführt. Man kann höchstens von einem sehr schwachen Gang sprechen, wobei sich

von Protonen herröhrt. In Abb. 8 sind die Verteilungen der von Protonen in Berg- und Ballonhöhen ausgelösten Schauer gemeinsam aufgetragen, wobei die Schauerhäufigkeit für  $N_s \geq 1$  mit 100 angesetzt worden ist. Man sieht, daß in Bergeshöhen der Anteil der kleinen Schauer mit  $N_s \leq 4$  an der Gesamt-schauerzahl sehr viel größer ist als in Ballonhöhen. Bei  $N_s > 4$  scheinen beide Verteilungen annähernd gleichmäßig zu verlaufen. Daraus muß man schließen, daß sich das Spektrum der Nukleonen von Ballon- zu Bergeshöhen in Richtung auf kleinere Energien verschiebt. Man kann schließlich noch die Frage aufwerfen, ob sich bei den Schauergrößen-verteilungen beträchtliche Unterschiede ergeben, wenn man  $N_h$  als Parameter einführt. Dies ist in

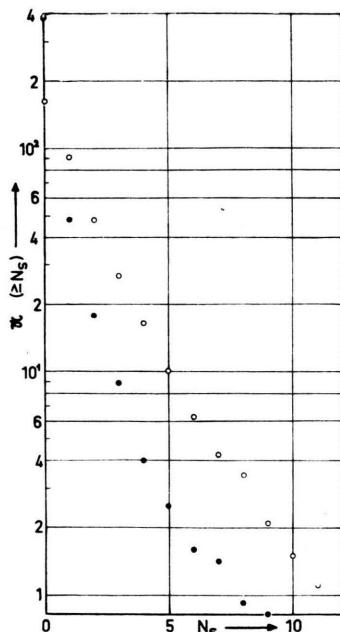


Abb. 6. Schauergrößenverteilung für Ballonhöhen (15–25 km); ● Sterne ohne Primärteilchen, ○ Sterne mit Primärteilchen. (Der Abb. liegen 5300 Sterne zugrunde.)

das Maximum langsam nach größeren  $N_h$  verschiebt, wenn  $N_s$  anwächst. Allerdings werden die Verteilungen immer verwischener. Man kann aber trotzdem sagen, daß bei großen  $N_s$  der Energiebruchteil immer bedeutungsloser wird, der sich in den schweren Spuren findet.

In Abb. 6 und 7 sind die Schauergrößen-Diagramme für Ballon- und Bergeshöhen aufgetragen. In Bergeshöhen werden etwa gleich viele Schauer von Protonen und Neutronen ausgelöst, während in Ballonhöhen weitaus der größte Teil der Schauer

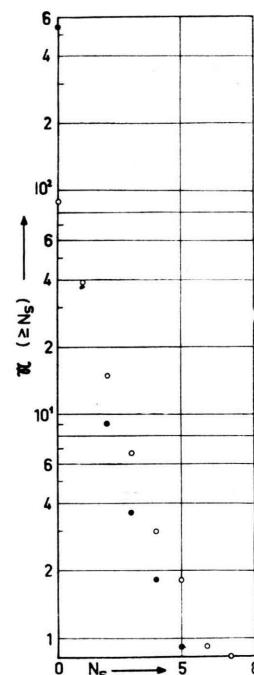


Abb. 7. Schauergrößenverteilung für Bergeshöhen (3774 m); ● Sterne ohne Primärteilchen, ○ Sterne mit Primärteilchen. (Der Abb. liegen 6300 Sterne zugrunde.)

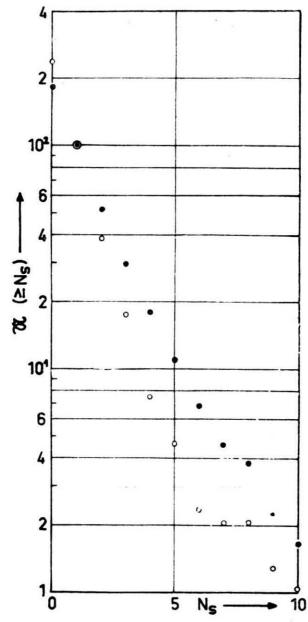


Abb. 8. Schauergrößenverteilungen für Ballon- und Bergeshöhen, normiert bei  $N_s = 1$ . Statistik des M.P.I. für Physik, Göttingen: ● 15–25 km (5400 Sterne), ○ 3774 m (6300 Sterne), ⊙ Normierungspunkt.

Abb. 9 getan, wobei allerdings nur zwei Gruppen gebildet worden sind für  $N_h \leq 6$  und  $N_h > 6$ . Wie man sieht, verläuft die Verteilung für  $N_h > 6$  nur wenig flacher als die für  $N_h \leq 6$ . Daraus kann man ein Argument für die Vielfacherzeugungstheorie ab-

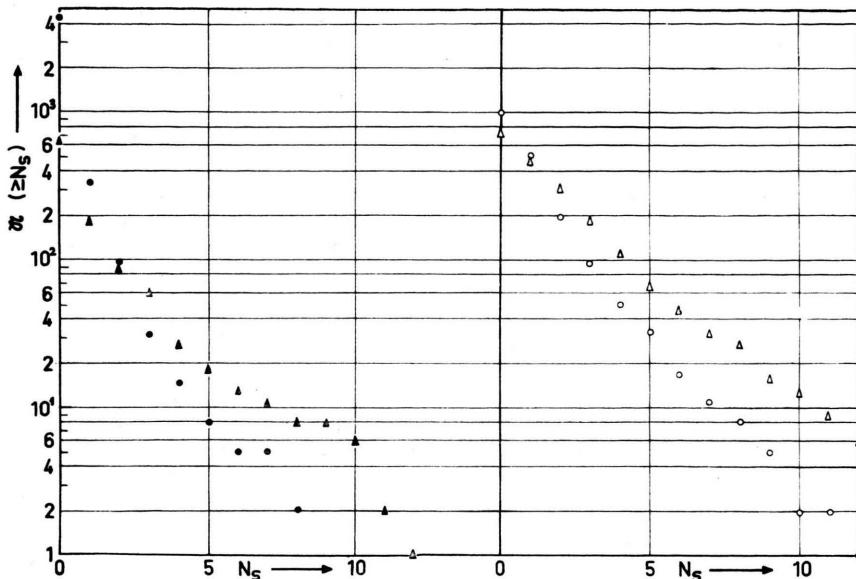


Abb. 9. Schauergrößendiagramme für Ballonhöhen, getrennt für Sterne mit  $N_h \leq 6$  und  $N_h > 6$ . a) Sterne ohne Primärteilchen: ● Sterne vom Typ  $N_h \leq 6$ , ▲ Sterne vom Typ  $N_h > 6$ . b) Sterne mit Primärteilchen: ○ Sterne vom Typ  $N_h \leq 6$ , △ Sterne vom Typ  $N_h > 6$ .

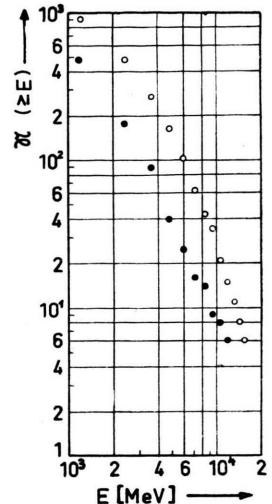


Abb. 10. Energiespektrum der sternerzeugenden Strahlung in Ballonhöhen unter Benutzung des Ansatzes  $E = 1,2 N_s$  (BeV). Sterne in Ballonhöhen (15–25 km); ○ Sterne mit Primärteilchen, ● Sterne ohne Primärteilchen.

leiten, wenn man bedenkt, daß in den Schauern mit  $N_h \leq 6$  solche enthalten sein müssen, die an leichten Kernen ausgelöst wurden. Nach der pluralen Theorie sollten aber an leichten Kernen große Schauer überhaupt nicht möglich sein.

Zum Schluß soll mit allem Vorbehalt versucht werden, aus dem Schauergrößendiagramm ein Energiespektrum der sternerzeugenden Strahlung abzuleiten. Nach den Bristoler Ergebnissen<sup>7</sup> soll die mittlere Energie pro Schauerteilchen nicht allzu stark von  $N_h$  und  $N_s$  abhängen. Wir setzen daher versuchsweise pro Schauerteilchen eine Energie  $\bar{E}_s$  von 1,2 BeV an. Damit haben wir auch berücksichtigt, daß auf zwei geladene Mesonen ein neutrales emittiert wird. Da wir die Energie der schweren Spuren vernachlässigen, ist unser Spektrum in Abb. 10 sicher nur für größere  $N_s$  sinnvoll. Der schwerste Einwand gegen eine solche Darstellung ist aber, daß wir stillschweigend voraussetzen, daß die zur Verfügung stehende Energie auch vollständig in Mesonen umgesetzt wird. Wir wissen heute aus verschiedenen Experimenten, daß das bestimmt nicht der Fall ist, aber wir haben noch keinen zuverlässigen Anhaltspunkt dafür, wie groß die zu einem bestimmten  $N_s$  gehörige „mittlere Inelastizität“ ist. Man erhält also nur eine *untere Grenze* für

die Energie der sternerzeugenden Strahlung. Das Spektrum, das man auf diese angegebene Weise erhält, weicht in sehr bemerkenswerter Weise von den Ergebnissen ab, die man aus dem Breiteneffekt der totalen Intensität am Gipfel der Atmosphäre erhält. Dort kann man die Experimente in einem Bereich zwischen 2 und 15 BeV durch ein Potenzspektrum der Form

$$N(E) \sim E^{-\alpha}$$

mit  $\alpha \sim 1$  darstellen, während aus unserem Spektrum  $2,5 < \alpha < 3$  folgen würde. Dieser Widerspruch zeigt, daß die Voraussetzungen falsch sind, die wir hier zugrunde gelegt haben. Man darf weder  $\bar{E}_s$  als unabhängig von  $N_s$  ansetzen noch annehmen, daß die gesamte zur Verfügung stehende Energie in Mesonen umgesetzt wird.

Außerdem werden schon bei Energien von 50 BeV mit hoher Wahrscheinlichkeit schwerere Mesonen emittiert<sup>9,10,11</sup>.

<sup>9</sup> R. R. Daniel, J. H. Davies, J. H. Mulvey u. D. H. Perkins, Philos. Mag., **43**, 735 [1952].

<sup>10</sup> D. H. Perkins, Report Copenhagen Conference 1952.

<sup>11</sup> C. F. Powell, Report Copenhagen Conference 1952.

Herrn Prof. Dr. W. Heisenberg danke ich für sein großes Interesse und für sehr viele anregende Diskussionen, mit denen er die Arbeit gefördert hat.

Die Ballonaufstiege sind durch die Hilfe vieler Angehöriger des Max-Planck-Instituts für Physik ermöglicht worden. Seinen technischen Mitarbeitern — besonders den Herren K. Böttcher und S. Deike — gebührt besonderer Dank für ihren unermüdlichen Einsatz und das große Verständnis, mit dem sie auch ungewohnte Probleme gelöst haben.

Den Wissenschaftlern und Dienststellen des Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone (Präsident Prof. Dr. Weickmann, Bad Kissingen) und des Meteorologischen Amtes für Nordwestdeutschland (Direktor Dr. Benkendorff, Hamburg) danken wir für sehr viele Ratschläge und Erfahrungen, sowie für leihweise Überlassung von Geräten. Herr Prof. Dr. Scherhag hat uns ganz ausgezeichnete Wetterprognosen für die Stratosphäre zur Verfügung gestellt. Herr Dr. Dieminger vom Max-Planck-Institut für Ionosphärenforschung und seine Mitarbeiter haben uns bereitwilligst in Hochfrequenzfragen beraten.

Verschiedene Firmen haben uns durch Sonderkonstruktionen und durch Schenkung von Spezialmaterial sehr geholfen.

Die Photoplatten wurden im Max-Planck-Institut für Physik entwickelt und durchmustert. Dafür danken wir besonders Frau H. Baumbach und Frl. Chr. Schrieh.

Bei der Auswertung hatte ich viele sehr anregende Diskussionen mit den Herren P. Budini, K. Gottstein, G. Moliere und K. Symanzik, denen ich für ihre freundliche Kritik zu größtem Dank verpflichtet bin.

Herrn Prof. Dr. F. G. Houtermans danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit in Bern zu Ende führen zu können.

Zusatz b. d. Korr.: In einer inzwischen erschienenen Arbeit von I. G. Roederer (Z. Naturforschg. **7a**, 765 [1951]) wird ebenfalls versucht, aus Sternstatistiken auf das Energiespektrum der Sternenzeugenden Strahlung zu schließen, wobei Roederer eine eigene Statistik aus südlichen Breiten mit unseren Statistiken vergleicht.

## Weitere Messungen über die Schauerauslössekurve

Von H. THURN

Aus dem Institut für Physik im Max-Planck-Institut für medizinische Forschung und dem I. Physikalischen Institut der Universität Heidelberg

(Z. Naturforschg. **8a**, 134—137 [1953]; eingegangen am 19. Dezember 1952)

In Fortsetzung früherer Versuche wurde festgestellt, daß sowohl das (feste) 3. Maximum als auch das (luftdruckabhängige) 4. Maximum der Schauerauslössekurve durch nicht-ionisierende Auslösestrahlen entstehen. Ferner wurde die Abhängigkeit der Schauerauslössekurve von dem Abstand Pb-Schauerstrahler-Zählrohre untersucht. Schließlich wurden auch mit Eisen und Graphit als Schauerstrahler die Auslössekurven aufgenommen und diskutiert.

Mit der schon früher<sup>1</sup> beschriebenen Apparatur wurden die Untersuchungen der Rossi-Kurve fortgesetzt. Die Ergebnisse werden im folgenden mitgeteilt.

### 1. Die schauerauslösenden Strahlungen

Bei früheren Messungen war durch Koinzidenz- und Antikoinzidenzbeobachtungen festgestellt worden, daß, in etwa 100 m Höhe gemessen, das 2. Maximum der Schauerkurve von ionisierenden Einzelstrahlen und das Maximum zwischen 25—29 cm Pb von nichtionisierenden Strahlen ausgelöst wird. Inzwischen hat sich herausgestellt, daß das Maximum bei 25—29 cm Pb unter den damaligen Beobachtungsbedingungen eine zufällige Überlagerung eines

bei 26 cm Pb festliegenden 3. Maximums und eines mit dem Luftdruck wandernden 4. Maximums ist<sup>2</sup>. Da es durch Messung in größeren Höhen (600 m über dem Meere, Sternwarte Heidelberg) und damit bei geringerem Luftdruck gelungen war, das 4. Maximum bei so großen Bleidicken zu beobachten, daß es vollkommen von dem 3. Maximum getrennt war, wurden die Messungen zur Bestimmung der Schauer auslösenden Strahlungen dort wiederholt. Die Ergebnisse für einen Schauerwinkel von 3°,4 zeigt Abb. 1. Die Kurve a wurde bei der Antikoinzidenzschaltung der Zählrohrlage III (unmittelbar über dem Schauerstrahler) zu den Vierfachkoinzidenzen aus den gekreuzten Zählrohrlagen I + II (100 cm unter dem Schauerstrahler) gewonnen. Bei dieser

<sup>1</sup> H. Thurn u. W. Bothe, Z. Naturforschg. **6a**, 576 [1951].

<sup>2</sup> H. Thurn, Z. Naturforschg. **7a**, 497 [1952].