

Szintillationslichtausbeuten anorganischer und organischer Kristalle für energiereiche Deuteronen, α -Teilchen und Elektronen

W. SCHÖTT u. A. FLAMMERSFELD

II. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

(Z. Naturforschg. 21 a, 1075—1080 [1966] ; eingegangen am 7. März 1966)

Professor Dr. W. GENTNER zum 60. Geburtstag gewidmet

The scintillation light yield S of three anorganic [NaJ(Tl), KJ(Tl), CsJ(Tl)], of two organic (p-terphenyl, anthracene) crystals, and of plastic NE 102 by bombardement with deuterons in the energy range from 10,0—27,5 MeV, α -particles from 8,0—55,0 MeV, and electrons has been measured. The time constants of the electronic circuit have been chosen to $\tau_1 = 0,5 \mu\text{sec}$ and $\tau_2 = 2,0 \mu\text{sec}$. The pulse-height ratios S_D/S_β and S_α/S_β are slightly different for the two time constants. The anorganic crystals have a higher pulse-height ratio for the short time constant, whereas the organic crystals and plastic show the inverse effect.

Das Verhalten anorganischer und organischer kristalliner Szintillatoren gegenüber ionisierender Strahlung ist sehr verschieden. Während bei anorganischen Kristallen die Emission von Szintillationslicht nur auf Grund der Kristalleigenschaften erfolgt¹, ist sie bei organischen Substanzen eng mit den Eigenschaften der Moleküle selbst verbunden² und nur sekundär von der kristallinen Struktur abhängig³.

In organischen Szintillatoren sind Löschprozesse, die vom spezifischen Energieverlust dE/dx der Geschossteilchen abhängen, viel wahrscheinlicher als in anorganischen Kristallen. Daher ist die Lichtausbeute S schwerer Teilchen, also Protonen, Deuteronen oder α -Teilchen, relativ zur Elektronenlichtausbeute in organischen Szintillatoren klein, und es besteht außerdem zwischen Lichtausbeute S und Energie E im Energiebereich von 0 bis 9 MeV/Nucleon kein linearer Zusammenhang^{4,5}. In anorganischen Szintillationskristallen sind dagegen die Lichtausbeuten von schweren Teilchen und Elektronen etwa gleich groß⁶, und $S(E)$ ist eine lineare Funktion der Energie oberhalb etwa 6 MeV/Nucleon⁴.

Die bisher veröffentlichten Lichtausbeuteverhältnisse S_D/S_β und S_α/S_β (S_β , S_D , S_α bedeuten die Lichtausbeute von Elektronen, Deuteronen und α -Teilchen) wurden meistens mit α -Teilchen des Po^{210}

($E_\alpha = 5,3 \text{ MeV}$) oder des ThC' ($E_\alpha = 8,78 \text{ MeV}$)⁷ sowie mit Deuteronen bis zu etwa 10 MeV Energie bestimmt. Für Teilchen mit höherer Energie liegen bisher nur wenige Meßergebnisse vor⁸.

Da die Lichtausbeuteverhältnisse eine gute Diskussionsgrundlage für Modellvorstellungen zum Szintillationsprozeß bieten, war es das Ziel dieser Arbeit, möglichst genaue Werte der Lichtausbeuteverhältnisse S_D/S_β für Deuteronen im Energiebereich von 10,0—27,5 MeV und S_α/S_β für α -Teilchen von 8,0—55,0 MeV an drei anorganischen [NaJ(Tl), KJ(Tl), CsJ(Tl)] und drei organischen Szintillatoren (p-Terphenyl, Anthracen, Plastik NE 102) zu bestimmen.

Das zeitliche Abklingen der Szintillationslichtblitze ist von der Art der Anregung abhängig^{9–11}. Durch Messungen mit zwei verschiedenen Sammelzeiten am Ausgang des Photomultipliers sollte der Einfluß der Sammelzeiten auf die Lichtausbeuteverhältnisse untersucht werden.

In einer früheren Arbeit⁵ waren Lichtausbeuten energiereicher Deuteronen und α -Teilchen in Anthracen und Terphenyl untersucht worden und mit berechneten Elektronenlichtausbeuten verglichen worden. Dabei wurden die Elektronenlichtausbeuten gemessenen S_α/S_β -Verhältnissen entnommen, die mit

¹ N. F. MOTT u. R. W. GURNEY, Electronic Processes in Ionic Crystals, Oxford, University Press, 1940.

² J. B. BIRKS, IRE Trans. Nucl. Sci. NS-7, 2 [1960].

³ P. H. HECKMANN, Z. Phys. 157, 139 [1959].

⁴ E. NEWMAN, A. M. SMITH u. F. E. STEIGERT, Phys. Rev. 122, 1520 [1961].

⁵ W. SCHÖTT, Z. Phys. 179, 428 [1964].

⁶ C. J. TAYLOR, W. K. JENTSCHKE, M. E. REMLEY, F. S. EBY u. P. G. KRUGER, Phys. Rev. 84, 1034 [1951].

⁷ M. SCHUMACHER u. A. FLAMMERSFELD, Z. Phys. 178, 11 [1964].

⁸ T. J. GOODING u. H. G. PUGH, Nucl. Instr. Methods 7, 189 [1960].

⁹ L. M. BOLLINGER u. G. E. THOMAS, Rev. Sci. Instr. 32, 1044 [1961].

¹⁰ R. B. OWEN, Nucleonics 17, 92 [1959].

¹¹ F. BRINKMEIER, Dissertation, Göttingen 1964.



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 digitalized 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.

COMPTON-Elektronen von etwa 640 keV Energie unter anderen Versuchsbedingungen erhalten worden waren⁷. Durch die Extrapolation der Elektronenlichtausbeute bis zu Energien von 50 MeV und mehrfache Umrechnungen waren die Ergebnisse nur mäßig genau. Mit einer verbesserten Versuchsanordnung, die eine Messung von Elektronen-, Deuteronen- und α -Lichtausbeuten an ein und demselben Kristall erlaubte, sollten in der vorliegenden Arbeit genauere Lichtausbeuteverhältnisse S_D/S_β und S_α/S_β bei höheren Energien bestimmt werden.

1. Apparatur

Abb. 1 zeigt einen Teil der Apparatur. Der Kristall befindet sich in einer ULBRICHTSchen Halbkugel, die mit BaSO_4 als Reflektor ausgekleidet ist. Auf der einen Seite ist die Halbkugel mit einer Bohrung von 1 mm ϕ versehen, durch die die Deuteronen oder α -Teilchen auf den Kristall geschossen werden. Genau gegenüber befindet sich eine weitere, konische Bohrung mit einer Blende von 6 mm ϕ , durch die Elektronen in die Halbkugel eintreten können.

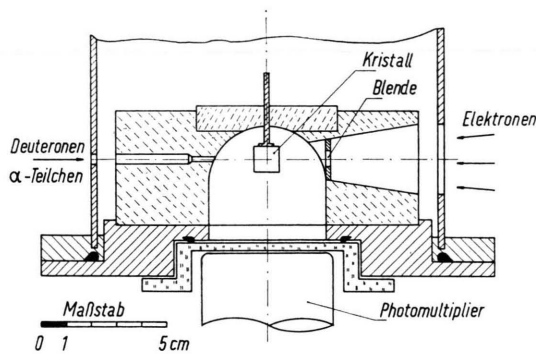


Abb. 1. Teil der Szintillationsapparatur.

Das Synchrozyklotron liefert Deuteronen mit einer Energie von $E_D = (27,5 \pm 0,2) \text{ MeV}$ und α -Teilchen von $E_\alpha = (55,0 \pm 0,5) \text{ MeV}$. In den Strahlengang können Aluminiumfolien, deren Dicke ausgemessen war, eingeschaltet werden, die die Energie der Teilchen erniedrigen.

Ein Sr^{90} -Präparat mit seinem Folgeprodukt Y^{90} dient als Elektronenquelle. Y^{90} sendet ein Elektronenspektrum mit einer Maximalenergie $E_{\text{max}} = 2,27 \text{ MeV}$ aus. Aus diesem kontinuierlichen Spektrum werden mit Hilfe eines einfachen β -Spektrometers, das aus einem System von drei magnetischen Quadrupollinsen besteht, Elektronen einer einheitlichen Energie aussortiert. Die drei Linsen besitzen identische Abmessungen: Die Länge beträgt $l = 50 \text{ mm}$, der Luftspalt hat einen Durchmesser von 40 mm, die Polschuhoberflächen sind kreisförmig. Der Abstand von Linse zu Linse beträgt 25 cm, das Gesamtsystem hat eine Länge von 100 cm.

Nach LIVINGSTON et al.¹² ist ein solches Triplettssystem weitgehend frei von Astigmatismus. Da die Brennweite des Spektrometers von der Energie der Elektronen abhängt, kann durch geeignete Ein- und Austrittsblenden und Wahl der Magnetfeldstärke eine vorgegebene Elektronenenergie ausblendet werden. Für die Messungen wurden Elektronen einer Energie von etwa 1,8 MeV verwendet. In Abb. 2 a ist ein Elektronenspektrum abgebildet, Abb. 2 b zeigt ein Spektrum der Deuteronen und α -Teilchen.

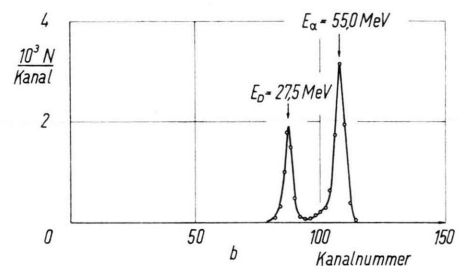
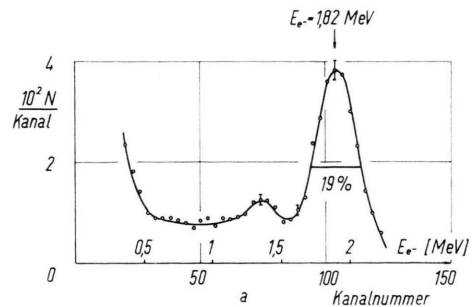


Abb. 2 a. Spektrum der Elektronen nach Durchgang durch die Quadrupollinsen in p-Terphenyl. Die Energie der Elektronen beträgt $E_e = (1,82 \pm 0,03) \text{ MeV}$.

Abb. 2 b. Spektrum der Deuteronen von $E_D = (27,5 \pm 0,2) \text{ MeV}$ und α -Teilchen von $E_\alpha = (55,0 \pm 0,5) \text{ MeV}$ in p-Terphenyl.

Die Impulshöhe der von der Anode des Photomultipliers¹³ gelieferten Impulse ist ein Maß für die Größe der Szintillationslichtblitze. Durch Kontrollmessungen wurde festgestellt, daß die Verstärkung des Multipliers von der Zahl der pro Sekunde eintreffenden Lichtblitze unabhängig ist.

Am Ausgang des Photomultipliers konnten wahlweise zwei verschiedene Sammelzeiten eingestellt werden. Die Ladungsimpulse wurden einmal durch ein RC-Glied mit der Zeitkonstanten $\tau_1 = 0,5 \mu\text{sec}$ aufintegriert, oder sie wurden durch ein RC-Glied mit der Zeitkonstanten $\tau_2' = 100 \mu\text{sec}$ gesammelt und mit einem Kabel zu Rechteckimpulsen der Länge $\tau_2 = 2 \mu\text{sec}$ geformt.

Bei der vollen Energie liefern Deuteronen und α -Teilchen sehr große Impulse. Um diese möglichst ge-

¹² M. S. LIVINGSTON u. J. P. BLEWETT, Particle Accelerators, McGraw-Hill Book Company, New York 1962.

¹³ RCA 6342 A.

nau mit den kleinen Impulsen der 1,8 MeV Elektronen verglichen zu können, wurden die Deuteronen- und α -Impulse elektronisch abgeschwächt, bis sie etwa so groß wie die unabgeschwächten Elektronenimpulse waren. Der Abschwächer wurde vorher mit einem Impulsgeber¹⁴ genau überprüft. Die Abweichungen von der Linearität betrugen weniger als 0,5%. Die Szintillationsimpulse wurden mit einem 256-Kanaldiskriminator registriert.

2. Messungen

Die Energie der Elektronen wurde mit einem ungefaßten $1,27 \text{ cm } \phi \times 1,27 \text{ cm}$ NaJ-Kristall und den γ -Linien des Na^{22} und Cs^{137} geeicht. Die Genauigkeit der Eichung betrug 2%. Jede Messung mit Deuteronen und α -Teilchen wurde durch zwei Messungen mit Elektronen eingeschlossen. Außerdem wurde zu Anfang und Ende jeder Meßreihe ein Eichspektrum aufgenommen, um einen evtl. Gang der Verstärkung zu eliminieren.

Der Energieverlust der Deuteronen und α -Teilchen in den Al-Absorberfolien wurde berechneten Tabellen von STERNHEIMER¹⁵ entnommen. Die Deuteronen konnten bis auf $(10,0 \pm 0,5) \text{ MeV}$ abgebremst werden, die α -Teilchen vollständig.

Da die Lichtausbeuten vom Reinheitsgrad der Kristalle, von der TI^+ -Konzentration und vielleicht auch von der geometrischen Form abhängen können, sind die verwendeten Kristalle mit Angaben über Größe, Form und Hersteller in Tab. 1 zusammengestellt.

In den Abb. 3, 4 und 5 sind die Meßergebnisse für die anorganischen Kristalle dargestellt. Aus den Messungen ergab sich, daß die Abhängigkeit der Lichtausbeuten von der Sammelzeit nur etwa 3–5% betrug (bezogen auf die Elektronenlichtausbeuten). Wegen der besseren Übersichtlichkeit der Figuren wurden daher nur die Messungen mit der Zeitkonstanten $\tau_2 = 2 \mu\text{sec}$ eingezeichnet.

Das Verhalten gegenüber ionisierender Strahlung ist bei diesen Kristallen sehr ähnlich. Es fällt besonders auf, daß die Deuteronen in allen drei Kristallen, die α -Teilchen in KJ(Tl) und in CsJ(Tl) im oberen Energiebereich mehr Licht erzeugen als Elektronen der gleichen Energie. Für Protonen wurde dies bereits von OPHEL¹⁶ sowie von STOREY et al.¹⁷ berichtet.

Die Deuteronenlichtausbeutekurven verlaufen im gesamten gemessenen Energiebereich etwa linear. Der Schnittpunkt mit der Energieachse liegt innerhalb der Meßgenauigkeit im Ursprung. Das weist darauf hin, daß die differentielle Lichtausbeute dS/dE bis zu sehr kleinen Energien konstant ist. Dagegen nimmt dS/dE bei den α -Teilchen im unteren Energiebereich ab, wie aus der Krümmung der Lichtausbeutekurven hervorgeht.

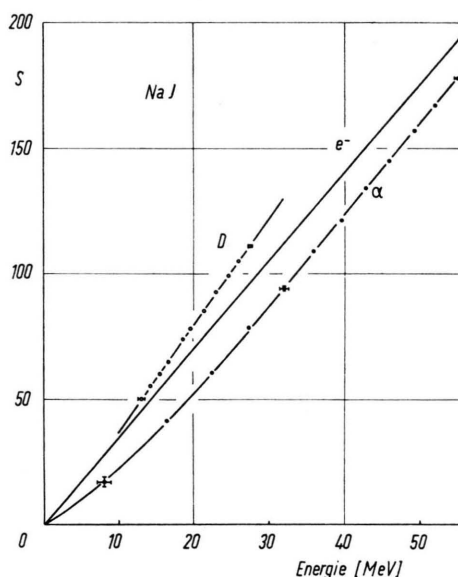


Abb. 3. Lichtausbeute S von Elektronen, Deuteronen und α -Teilchen als Funktion der Energie E in NaJ(Tl), gemessen mit der Zeitkonstanten $\tau_2 = 2 \mu\text{sec}$. Ordinatenmaßstab in willkürlichen Einheiten.

NaJ(Tl)	1,27 cm $\phi \times$ 1,17 cm	zylindrisch	Harshaw
KJ(Tl)	1,5 cm $\phi \times$ 1,5 cm	zylindrisch	Korth
CsJ(Tl)	1,2 cm $\phi \times$ 2,3 cm	zylindrisch	Harshaw
p-Terphenyl	0,8 cm \times 1 cm \times 1 cm	leicht rhomb.	Semi-Elements
Anthracen	1 cm \times 2 cm \times 2 cm	leicht rhomb.	Harshaw
Plastik NE 102	1 cm $\phi \times$ 1 cm	zylindrisch	Nuclear Enterprises

Tab. 1. Abmessungen und Hersteller der verwendeten Kristalle.

¹⁴ Victoreen PPG-1.

¹⁵ R. M. STERNHEIMER, Phys. Rev. **115**, 137 [1959].

¹⁶ T. R. OPHEL, Nucl. Instr. Methods **3**, 45 [1958].

¹⁷ R. S. STOREY, W. JACK u. A. WARD, Proc. Phys. Soc. London **72**, 1 [1958].

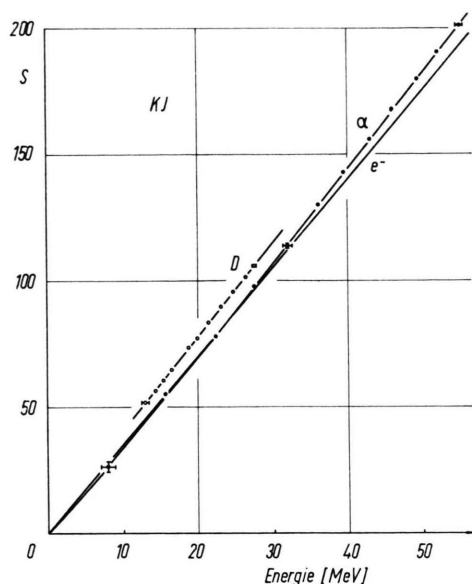


Abb. 4. Lichtausbeute S von Elektronen, Deuteronen und α -Teilchen als Funktion der Energie E in KJ(Tl), gemessen mit der Zeitkonstanten $\tau_2 = 2 \mu\text{sec}$. Ordinatenmaßstab in willkürlichen Einheiten.

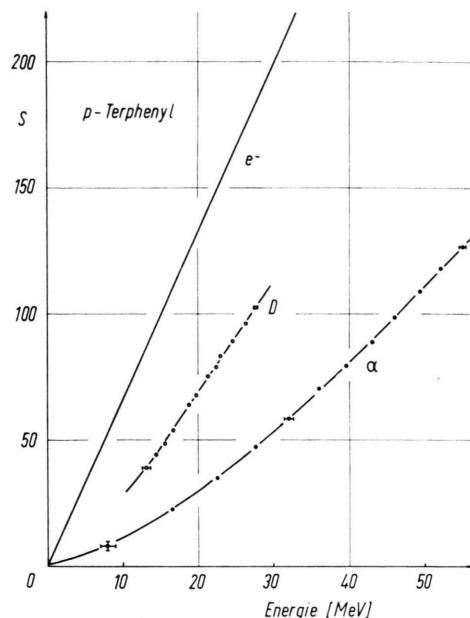


Abb. 6. Lichtausbeute S von Elektronen, Deuteronen und α -Teilchen als Funktion der Energie E in p-Terphenyl, gemessen mit der Zeitkonstanten $\tau_2 = 2 \mu\text{sec}$. Ordinatenmaßstab in willkürlichen Einheiten.

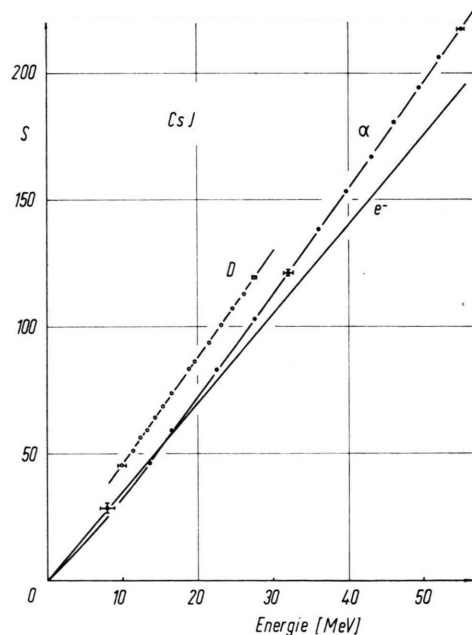


Abb. 5. Lichtausbeute S von Elektronen, Deuteronen und α -Teilchen als Funktion der Energie E in CsJ(Tl), gemessen mit der Zeitkonstanten $\tau_2 = 2 \mu\text{sec}$. Ordinatenmaßstab in willkürlichen Einheiten.

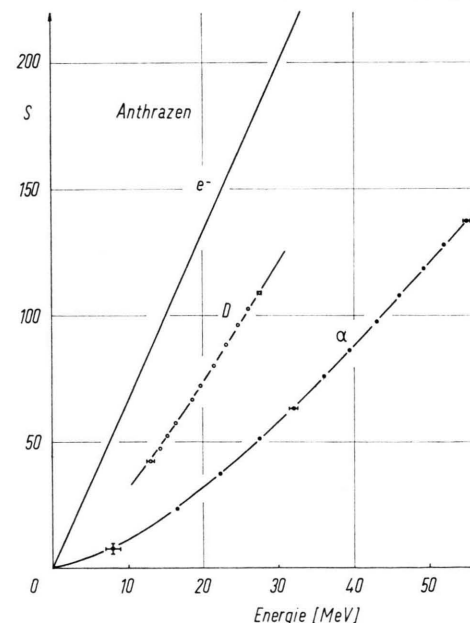


Abb. 7. Lichtausbeute S von Elektronen, Deuteronen und α -Teilchen als Funktion der Energie E in Anthracen, gemessen mit der Zeitkonstanten $\tau_2 = 2 \mu\text{sec}$. Ordinatenmaßstab in willkürlichen Einheiten.

Die organischen Szintillatoren p-Terphenyl, Anthracen und Plastik NE 102 zeigen im Vergleich zu den anorganischen ein sehr verschiedenes, unerein-

ander dagegen wieder ein sehr ähnliches Verhalten gegenüber ionisierender Strahlung. Dies ist in den Abb. 6, 7 u. 8 dargestellt. Vor den Messungen wur-

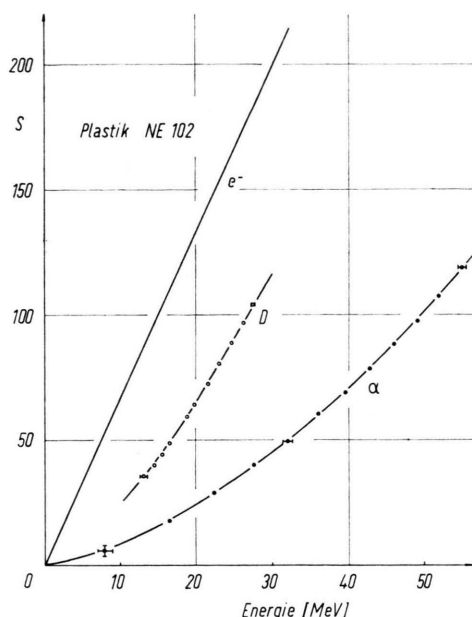


Abb. 8. Lichtausbeute S von Elektronen, Deuteronen und α -Teilchen als Funktion der Energie E in Plastik NE 102, gemessen mit der Zeitkonstanten $\tau_2 = 2 \mu\text{sec}$. Ordinatenmaßstab in willkürlichen Einheiten.

den die Kristalle so orientiert, daß die Teilchen in Richtung maximaler Lichtausbeute einfelen. Die eingetragenen Meßpunkte wurden ebenfalls mit der Zeitkonstanten τ_2 gewonnen.

Hier liegen die Lichtausbeutekurven der Deuteronen und α -Teilchen deutlich unter denen der Elektronen. Bei p-Terphenyl und Anthracen verlaufen die Lichtausbeutekurven, wie schon in einer früheren Arbeit berichtet⁵, oberhalb etwa 9 MeV/Nucleon nahezu linear, während bei Plastik zumindest bei Beschuß mit α -Teilchen auch oberhalb dieser Energie

noch eine leichte Krümmung festzustellen ist. Die Steigungen der Lichtausbeutekurven sind auch im linearen Bereich von der Art der Geschößteilchen abhängig.

Schon in einer früheren Arbeit⁵ war versucht worden, Lichtausbeuten von Deuteronen und α -Teilchen mit der von Elektronen zu vergleichen. Die Ergebnisse waren aber weniger genau, weil die Elektronenlichtausbeuten nicht gemessen werden konnten, sondern aus α/β -Verhältnissen von SCHUMACHER u. FLAMMERSFELD⁷ berechnet werden mußten. Diese α/β -Verhältnisse waren mit anderen Kristallen und anderer Methode unter Verwendung von COMPTON-Elektronen, deren maximale Energie $E_e = 646 \text{ keV}$ betrug, und α -Teilchen der Energie $E_\alpha = 8,78 \text{ MeV}$ bestimmt worden. Für den Vergleich mit den Deuteronen und α -Teilchen mußten die α/β -Verhältnisse in mehreren Schritten, die mit experimentellen Unsicherheiten behaftet waren, an die Lichtausbeuten der Deuteronen von 25,6 bzw. der α -Teilchen von 49,0 MeV angepaßt werden.

Der Unterschied zu den früheren Messungen könnte auch darauf hindeuten, daß die Lichtausbeuteverhältnisse von der Größe und Form der verwendeten Kristalle abhängig sein können. Daher ist hier der Lichtausbeutevergleich zwischen verschiedenen Teilchen nur am gleichen Kristall vorgenommen worden. Ein weiterer Grund für die unterschiedlichen Ergebnisse könnte darin gesucht werden, daß die α/β -Verhältnisse⁷ mit der Sammelzeit $\tau = 2 \mu\text{sec}$ bestimmt worden waren, während die Deuteronen- und α -Lichtausbeuten⁵ mit der Sammelzeit $\tau = 0,5 \mu\text{sec}$ gemessen wurden.

Aus den experimentell bestimmten Werten S der Lichtausbeuten wurden die Lichtausbeuteverhältnisse

		S_D/S_β %			S_α/S_β %		
		$E_D = 27,5$	19,7	13,1	$E_\alpha = 55,0$	39,5	16,5 MeV
NaJ	τ_1	117 ± 2	113 ± 3	107 ± 4	95 ± 3	89 ± 4	71 ± 4
	τ_2	115 ± 2	112 ± 3	109 ± 4	92 ± 3	87 ± 4	71 ± 4
KJ	τ_1	113 ± 4	113 ± 5	113 ± 6	107 ± 5	104 ± 6	97 ± 7
	τ_2	111 ± 4	113 ± 5	114 ± 6	104 ± 5	103 ± 6	99 ± 7
CsJ	τ_1	122 ± 2	122 ± 3	119 ± 4	120 ± 3	116 ± 4	101 ± 5
	τ_2	119 ± 2	121 ± 3	120 ± 4	112 ± 3	110 ± 4	100 ± 5
p-Terphenyl	τ_1	55 ± 1	$50 \pm 1,5$	42 ± 2	34 ± 1	$29 \pm 1,5$	18 ± 2
	τ_2	56 ± 1	$51 \pm 1,5$	45 ± 2	35 ± 1	$30 \pm 1,5$	21 ± 2
Anthracen	τ_1	59 ± 1	$54 \pm 1,5$	46 ± 2	37 ± 1	$32 \pm 1,5$	18 ± 2
	τ_2	59 ± 1	$55 \pm 1,5$	48 ± 2	37 ± 1	$33 \pm 1,5$	21 ± 2
Plastik	τ_1	55 ± 1	$47 \pm 1,5$	38 ± 2	31 ± 1	$25 \pm 1,5$	15 ± 2
	τ_2	56 ± 1	$48 \pm 1,5$	41 ± 2	32 ± 1	$26 \pm 1,5$	17 ± 2

Tab. 2. Lichtausbeuteverhältnisse S_D/S_β und S_α/S_β in Abhängigkeit von der Sammelzeit und der Teilchenenergie.

S_D/S_β und S_α/S_β für beide Sammelzeiten $\tau_1 = 0,5 \mu\text{sec}$ und $\tau_2 = 2 \mu\text{sec}$ bei verschiedenen Energien berechnet und in Tab. 2 zusammengestellt. Dabei mußte vorausgesetzt werden, daß die Elektronenlichtausbeute eine exakt lineare Funktion der Energie ist und vom gemessenen Wert bei $E_e = 1,8 \text{ MeV}$ bis zur Energie 55 MeV linear extrapoliert werden darf.

Es zeigt sich, daß die Lichtausbeuteverhältnisse geringfügig von der Sammelzeit abhängen. Die Unterschiede reichen zwar kaum über die Fehlergrenzen hinaus, aber qualitativ ist zu erkennen, daß bei den anorganischen Kristallen die Werte, die mit der Zeitkonstanten $\tau_1 = 0,5 \mu\text{sec}$ gemessen wurden, systematisch über den mit der Zeitkonstanten $\tau_2 = 2 \mu\text{sec}$ gemessenen Werten liegen. Die wenigen Ausnahmen können durch Meßfehler erklärt werden. Das zeitliche Verhalten der organischen Kristalle ist gerade umgekehrt. Hier sind die Lichtausbeuteverhältnisse bei Messung mit der Sammelzeit $\tau_2 = 2 \mu\text{sec}$ größer. Außerdem liegen die Lichtausbeuteverhältnisse bei wesentlich tieferen Werten als bei den anorganischen Kristallen, nämlich bei etwa 60–40% für S_D/S_β und 35–15% für S_α/S_β . Dagegen weichen die Lichtausbeuteverhältnisse bei den anorganischen Kristallen nur wenig von 100% ab.

Der Meßfehler setzt sich zusammen aus dem Fehler für die Teilchenenergie und der Unsicherheit bei der Bestimmung des Linienschwerpunktes. Die Eichung der Elektronenenergie ist mit einem Fehler von 2% behaftet. Die Maximalenergie der Deuteronen und α -Teilchen ist auf 1% genau bekannt. Durch die Abbremsung in den Al-Folien vergrößert sich die Unsicherheit der Teilchenenergie, so daß im unteren Energiebereich bei den Deuteronen ein Fehler von $\pm 0,5 \text{ MeV}$, bei den α -Teilchen von $\pm 1,0 \text{ MeV}$ angenommen wurde. Der Linienschwerpunkt konnte auf etwa eine Kanalbreite genau bestimmt werden. Bei der Messung mit KJ wurde wegen der Eigenaktivität des K^{40} eine zusätzliche Unsicherheit von 2% bei der Eichung der Elektronenenergie berücksichtigt.

3. Diskussion

Die Unterschiede der Lichtausbeuteverhältnisse in Abhängigkeit von der Sammelzeit können durch das zeitliche Abklingen der Szintillationslichtblitze erklärt werden. Nach Messungen von OWEN¹⁰ erzeugen α -Teilchen in anorganischen Kristallen eine schnell abklingende Impulsspitze, die bei Anregung mit

Elektronen nicht auftritt. Offenbar bewirkt also der hohe spezifische Energieverlust schwerer Teilchen eine beschleunigte Emission von Licht, die bei kurzen Sammelzeiten die Lichtausbeuteverhältnisse vergrößert. Diese beschleunigte Emission von Licht könnte durch Eigenemission des Kristallgitters hervorgerufen werden. Andererseits können bei der hohen Energiedichte in der Nähe des Einschlußkanals Ti^+ -Zentren direkt angeregt werden, so daß kein Energietransport durch das Gitter erforderlich ist und eine prompte Abstrahlung von Licht möglich ist.

Aus der Größe der Lichtausbeuteverhältnisse von etwa 100% bei den anorganischen Kristallen geht hervor, daß der hohe spezifische Energieverlust schwerer Teilchen keine zusätzliche Löschung der Anregungsenergie bewirkt. Dagegen werden die niedrigen Lichtausbeuteverhältnisse in den organischen Substanzen allgemein durch einen primären Löschprozeß erklärt, der bei hoher Anregungsdichte einen großen Teil der eingeschossenen Energie aufnimmt. Dieser Löschprozeß ist auch bei den hier verwendeten hohen Teilchenenergien noch deutlich wirksam, obwohl der spezifische Energieverlust der Deuteronen von $27,5 \text{ MeV}$ nur noch etwa $35 \text{ keV/mg cm}^{-2}$ beträgt.

Abklingzeiten in organischen Substanzen wurden von BOLLINGER und THOMAS⁹ sowie BRINKMEIER¹¹ bestimmt. Danach wird bei Anregung mit schweren Teilchen im Gegensatz zur Anregung mit Elektronen die langsame Abklingkomponente bevorzugt. Der erhöhte Anteil der langsamen Abklingkomponente am Gesamtlichtblitz bewirkt eine Vergrößerung der Lichtausbeuteverhältnisse bei Messung mit langen Sammelzeiten. Wahrscheinlich ist diese verzögerte Emission von Szintillationslicht auf Rekombination von solchen Molekülen zurückzuführen, die infolge der hohen Energiedichte im Anregungskanal ionisiert wurden¹.

Der verschiedene Verlauf der Lichtausbeutekurven $S(E)$ für die verschiedenen Teilchensorten zeigt erneut, daß die BIRKSSCHE Formel

$$\frac{dS}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + B \frac{dE}{dx}}$$

nur eine grobe Darstellung liefert, vor allem, daß die in der Formel verwendeten Parameter nicht teilchenunabhängig sind.

Dem Niedersächsischen Kultusministerium und der Akademie der Wissenschaften Göttingen gebührt Dank für zusätzliche Mittel.