

Maximum zu klein, deren mittlere Energie in der Größenordnung 100—200 MeV liegt.

### III. Zusammenfassung

Im vorigen Abschnitt wurde untersucht, inwiefern bekannte Komponenten für die beobachteten Übergangsmaxima verantwortlich gemacht werden können. Einer eingehenden Behandlung wurde die Nukleonen-Komponente unterzogen, wobei wir uns vorwiegend auf das erste Maximum beschränkt haben. Danach ergibt sich folgendes Bild: Für die energiereichen neutral-ausgelösten ( $\geq 1_n$ ) Sterne und die geladen-ausgelösten ( $\geq 0_p$ ) Sterne, die an den Maxima nicht beteiligt sind und die von der Gesamthäufigkeit separiert werden können, gibt die Rechnung die Übergangskurven richtig wieder. Die beobachteten Maxima der  $0_n$ -Sterne liefert sie jedoch nicht.

Die für die Rechnung verwendeten Größen der Multiplizität und Winkelverteilung sind dabei dem Experiment entnommen. Als vereinfachende Annahmen enthält die Rechnung: Gleiche Absorption der primär Einfallenden und der Sekundären, und damit gleichen, im übrigen konstanten (z. B. energieunabhängigen) Wirkungsquerschnitt für Sternenerzeugung. Der Einfluß schräger auf die seitliche Absorberbegrenzung einfallender Strahlung

auf die Quellstärkeverteilung für die Sekundären im Absorber ist vernachlässigt.

Unsere Rechnung ist im übrigen in qualitativer Übereinstimmung mit früheren Rechnungen von Dallaporta u. a.<sup>20</sup>, die im Zusammenhang mit der Deutung der von Bernardini u. a.<sup>4</sup> gemessenen Übergangskurve in Pb angestellt wurden. Der von unserer Kurve bei geringen Absorbertiefen abweichende Verlauf (vgl. die Meßpunkte in Abb. 1) war mit der Rechnung von Dallaporta und einer Deutung durch Nukleonen verträglich.

Die zweiten Maxima sind einer Deutung noch weniger zugänglich. Ihre Existenz wird durch die Szintillationszählermessungen<sup>2,3</sup> sowie durch Messungen von Hogrebe<sup>21</sup> über die Neutronenproduktion in Blei bestätigt.

Die vorliegende Arbeit wurde durch sachliche und personelle Mittel der Deutschen Forschungsgemeinschaft wesentlich gefördert. Für die kostenlose Überlassung von Graphit sind wir sehr zu Dank verpflichtet den Firmen Conradty, Nürnberg; Ringsdorff-Werke GmbH., Mehlem-Rhein; Schunk u. Ebe GmbH., Gießen, letzterer Firma noch besonders für die Herstellung von Sonderformen von Graphit-Absorbern, dank der freundlichen Beratung durch Herrn Dr. Hinrichs. Der Firma Wieland-Werke AG., Ulm, danken wir für die leihweise Überlassung von Zinn.

<sup>20</sup> N. Dallaporta, M. Merlin u. G. Puppi, Nuovo Cim. 7, 99 [1950].

<sup>21</sup> K. Hogrebe, Z. Naturforschg. 7a, 772 [1952].

## Absorptionsanalyse der sternauslösenden Komponenten der Ultrastrahlung

### III. Szintillationszähler-Messungen

Von G. KUHN und E. SCHOPPER

Aus dem Hochspannungslaboratorium Hechingen,  
Abt. des Max-Planck-Instituts für Physik der Stratosphäre  
(Z. Naturforsch. 9a, 851—855 [1954]; eingegangen am 5. August 1954)

Mit einer Szintillationszähler-Anordnung mit einem NaJ-Luminophor von 40 mm Durchmesser und 20 mm Höhe wurden Übergangskurven in festen Absorbern gemessen bei verschiedener Energiediskriminierung der ionisierenden Ereignisse im Luminophor.

Die Übergangskurven weisen in Blei-, Eisen- und Kohlenstoff-Absorbern jeweils zwei Maxima auf, wie sie für Kernprozesse mit photographischen Platten ebenfalls beobachtet wurden.

In einer vorangehenden Arbeit wurde über die Untersuchung der Übergangseffekte der sternauslösenden Komponenten der kosmischen Strahlung in festen Absorbern mit photographischen

Kernspur-Emulsionen berichtet<sup>1</sup>. Zu ihrer Ergänzung haben wir — zunächst als Parallelmessungen — die elektronische Registrierung der Kernprozesse mit Szintillationszählern aufgenommen<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> E. Rössle u. E. Schopper, Z. Naturforschg. 9a, 836 [1954], voranstehend.

<sup>2</sup> G. Kuhn, Dissertation Stuttgart 1954.



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.

Dieses Meßverfahren bietet sich für das vorliegende Problem aus folgendem Grunde an: Die Häufigkeit der in einem Registrierinstrument je Zeiteinheit erzeugten Kernprozesse ist dessen Masse proportional. Die Verwendung eines Festkörpers für die Erzeugung und den Nachweis der Kernprozesse hat hier gegenüber gasgefüllten Zählern gleicher empfindlicher Masse den Vorteil geringerer Abmessungen. Damit war es möglich, mit derselben Geometrie und in denselben Absorbern, die auch für die Kernspurplatten verwendet wurden, zu messen und die Ergebnisse der photographischen Methode mit denen der objektiven elektronischen Registrierung zu vergleichen.

## 1. Experimentelle Anordnung

Das Blockschema der Abb. 1 zeigt die Anordnung des Luminophors in einem der verwendeten Absorber.

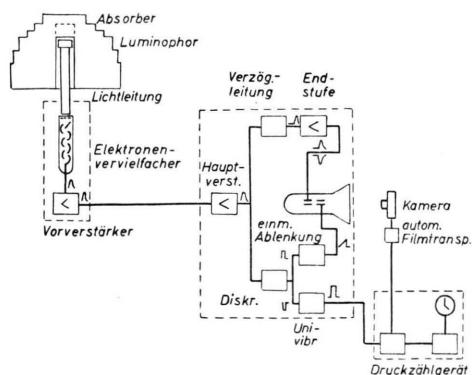


Abb. 1. Blockschema der Apparatur.

Die vom Luminophor gelieferten Szintillationsimpulse wurden verstrkkt, nach Impulshhen  $E > E_D$  (Diskriminator-Pegel) diskriminiert und auf ein automatisches Zhlwerk gegeben. Zur Kontrolle und Eichung der Apparatur sowie zur Aufnahme von Impulshhenspektrn konnten sie uber einen Oszilloskopographen automatisch photographiert werden. Die Apparatur wurde mit zwei getrennten Mekanlen gebaut, die parallele Messungen in verschiedenen Absorbern oder Absorbertiefen gestatten.

Die Elektronenvervielfacher (Dr. Schaefti, E.T.H. Zürich, später die englischen Typen EM1 5060) erfordern eine besondere Stabilisierung des

Verstärkungsfaktors: Seine Konstanz auf  $\pm 1\%$ , die für das vorliegende Meßproblem anzustreben war, verlangt auf Grund der Steilheit der Verstärkerkurve  $V(U_A)$  eine Konstanz der Anodenspannung  $U_A$  von  $< 1\%$ , wenn die Prallelektroden in üblicher Weise über einen Ohmschen

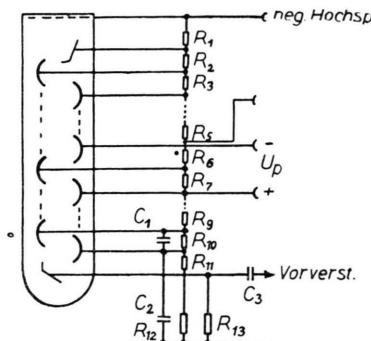


Abb. 2. Plateauschaltung eines Vervielfachers.

Spannungsteiler versorgt werden. Diese Forderung ist bei längerer Registrierdauer nur mit verhältnismäßig großem elektronischem Aufwand zu erfüllen. Wir haben deshalb in Anlehnung an eine von Sherr und Gerhardt<sup>3</sup> angegebene Plateauschaltung die Elektronenvervielfacher nach der in Abb. 2 dargestellten Schaltung betrieben, die außer der üblichen Spannungsversorgung der Prallelektroden (gestrichelt) die Verwendung einer „Plateauhilfsspannung“  $U_P$  vorsieht. Damit gehen die Verstärkungskurven  $V(U_A)$  nach Abb. 3a und b über ein flaches Maximum, das als Verstärkungsplateau ausreichender Breite angesehen werden kann. Der Verstärkungsfaktor  $V$  in den Maxima der Kurven lässt sich durch Wahl der Plateauhilfsspannung  $U_P$  beliebig einstellen; der Zusammenhang zwischen  $U_P$  und der zugehörigen Hochspannung  $U_A$  ist linear (Abb. 4).

Die für die Plateauhilfsspannung der Größenordnung von 100—300 Volt erforderliche Konstanz ist mit den üblichen Stabilisierungsschaltungen erreichbar.

*Luminophor und Eichung der Apparatur:* Als Luminophore wurden zylindrische NaJ-Einkristalle mit 1% Tl aktiviert<sup>4</sup> mit 40 mm Durchmesser und 20 mm Höhe verwendet. Sie waren in dünne, inwendig mit MgO ausgekleidete Al-Behälter unter Luftabschluß mit Silikonöl (DC 200) eingebettet und in optischem Kontakt mit einer 30 cm langen Plexiglas-Lichtleitung gebracht<sup>5</sup>.

<sup>3</sup> R. Sherr u. J. B. Gerhardt, Rev. Sci. Instrum. **23**, 770 [1952].

<sup>4</sup> Hersteller: Dr. Korth, Kiel.

<sup>5</sup> Der Firma Röhm und Haas G.m.b.H., Darmstadt, danken wir für die kostenlose Überlassung der Plexiglas-Lichtleiter.

Für die Wahl der linearen Abmessungen der Luminophore war maßgebend, daß einerseits die Zahl der Kernzertrümmerungen, die durch die einfallende Strahlung im Luminophor ausgelöst werden, aus statistischen Gründen möglichst groß, andererseits der Anteil der Untergrundimpulse, hervorgerufen durch geladene Einzelteilchen der kosmischen Strahlung,

selbst werden durch neutral-ausgelöste, vorwiegend teilchenarme, sogenannte  $0_n$ -Sterne, gebildet. Für die bei diesen Sternen an ionisierende Trümmer abgegebene Energie läßt sich eine untere Grenze von etwa 20 MeV angeben, die über Ionisationsakte auf den Luminophor übertragen werden. Mit dieser Ionisierungsenergie der Trümmer teilchen aus Sternen ist nun der Energieverlust von Einzelteilchen zu vergleichen, die von außen kommend den Luminophor durchlaufen, oder stecken bleiben. Die Energiegrenze von 20 MeV überschreiten alle Teilchen, deren Restreichweite im Kristall für  $\alpha$ -Teilchen  $> 0,2$  mm, für Protonen  $> 2$  mm und für Mesonen  $> 8$  mm ist. Ein Kristall, der überwiegend Kernprozesse registrieren soll, dürfte somit nur lineare Abmessungen von wenigen Millimetern haben. Er würde in 3000 m Höhe nur rund eine Kernzertrümmerung je Tag registrieren.

Die Abmessungen unserer Kristalle sind so gewählt, daß nahezu alle Einzelspuren relativistischer Energie dadurch von der Registrierung ausgeschlossen werden, daß ihr Energieverlust beim Durchlaufen des Luminophors unter einem Zenithwinkel  $< 50^\circ$  we-

gegenüber der Häufigkeit der Kernzertrümmerungen klein sein soll. Bei der Untersuchung der Übergangseffekte der Kernprozesse mit Kernspuremulsionen wurden alle Ereignisse mit  $\geq 3$  ionisierenden Trümmer spuren gezählt. Die beobachteten Übergangsmaxima

niger als 20 MeV betragen darf. Daraus resultiert eine maximale Höhe von 20 mm. Aus dem Fluß geladener Einzelspuren geringerer Energie (sogenannte „graue“ und „schwarze“ Spuren) durch Kernspurplatten schätzen wir ab, daß ihre Häufigkeit in unseren Luminophoren bei einem Diskriminatorpegel  $E_D = 20$  MeV um den Faktor 2–3 höher ist als die Häufigkeit der Kernprozesse. Ihrem Reichweitespektrum in schweren Materialien entsprechend stammt der überwiegende Anteil grauer und schwarzer Spuren aus Kernzertrümmerungen im Absorber in unmittelbarer Umgebung des Kristalls; sie stellen somit, von geringen Absorbertiefen abgesehen, in ihrem Häufigkeitsverlauf den Übergangseffekt der Sternhäufigkeit dar. Die Übergangskurven mit einer Energiediskriminierung  $E_D \geq 20$  MeV sind also mit den Kurven der Sternhäufigkeit in Kernspurplatten vergleichbar. In Kohlenstoff, und in geringeren Absorbertiefen auch in den schwereren Absorbermaterialien Eisen und Blei, sind jedoch Abweichungen von den Übergangskurven der

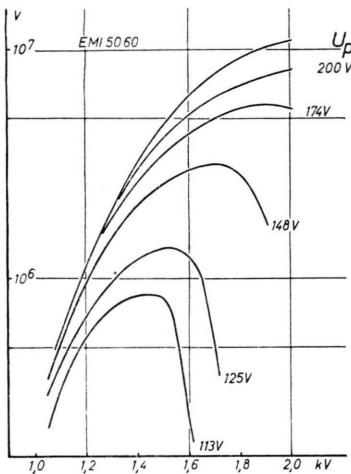


Abb. 3a, b. Plateau-Kurven der Verstärkung.

Abszisse: Betriebsspannung des SEV; Parameter: Plateauhilfsspannung  $U_p$ .

gegenüber der Häufigkeit der Kernzertrümmerungen klein sein soll. Bei der Untersuchung der Übergangseffekte der Kernprozesse mit Kernspuremulsionen wurden alle Ereignisse mit  $\geq 3$  ionisierenden Trümmer spuren gezählt. Die beobachteten Übergangsmaxima

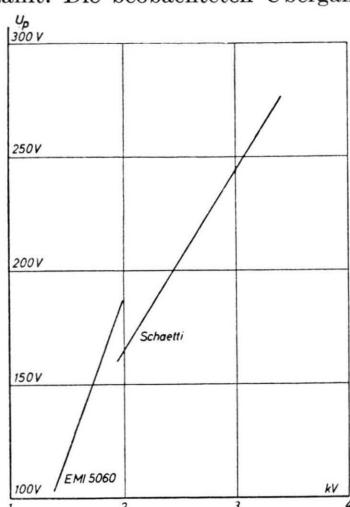


Abb. 4. Lage der Verstärkungsmaxima der Plateaukurven von Abb. 3.

Sternhäufigkeit durch Einzelspuranteile zu erwarten.

Die Eichung der Verstärker-Diskriminator-Einstellung in Einheiten der an den Luminophor übertragenen Ionisierungsenergie wurde mit Photoelektronen der  $\gamma$ -Linien des  $^{60}\text{Co}$  und mit 5 MeV Po- $\alpha$ -Teilchen vorgenommen.

## 2. Meßergebnisse

Die im folgenden mitgeteilten Messungen sind in 2650 m über NN auf dem Schneefernerhaus (Zugspitze) durchgeführt. Der in Holzbauweise erstellte Meßraum war auf einer Seite durch eine rückwärtige Felswand von einem Zenithwinkel  $> 30^\circ$  an abgeschirmt. Für die Messungen wurde im wesentlichen die Absorberform verwendet, die auch für die Messungen mit Kernspurplatten verwendet wurde<sup>1</sup>, und die wir abgekürzt als „cos<sup>2</sup>-Absorber“ bezeichnen. Ihr Querschnitt ist aus Abb. 1 ersichtlich. Der Absorber blieb während einer Meßreihe unverändert, während der Meßkristall in jeweils etwa einstündigen Abständen längs der Mittelachse des Absorbers in verschiedene Tiefen eingestellt wurde.

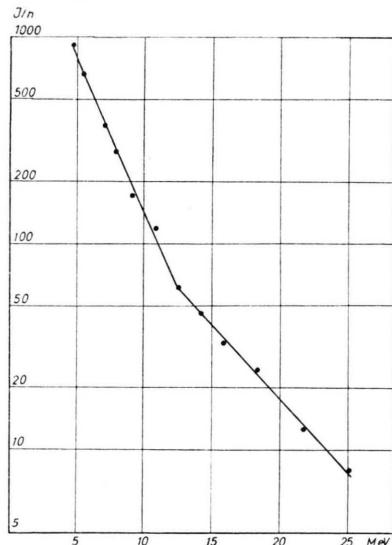


Abb. 5. Integrales Impulshöhenspektrum in Luft (Abszisse: Diskriminatorpegel  $E_D$  in MeV).

Die Abhängigkeit der Impulshäufigkeit  $I$  ohne Absorber vom Diskriminatorpegel  $E_D$  ist in Abb. 5 wiedergegeben. Die Kurve  $\log I(E_D) = \log I(>E)$  zeigt zwei lineare Bereiche mit einem ausgeprägten Knick bei  $E_D = 12$  MeV. Wir haben unsere Übergangskurven bei den Werten des Diskriminatorpegels  $E_D = 25, 12$  und  $7$  MeV gemessen, die dem Knick und jeweils einem Energiewert aus den beiden Bereichen entsprechen.

Mit der oben erwähnten Grenzenergie von 20 MeV für Kernprozesse als Diskriminatorpegel er-

halten wir eine Impulshäufigkeit von 18/Stunde. Aus den Sternhäufigkeiten in Kernspurplatten erwarten wir im Luminophor 6–7 Kernzertrümmerungen/Stde. für Sterne mit  $\geq 3$  ionisierenden Spuren, in Übereinstimmung mit der oben durchgeführten Abschätzung der zu erwartenden Impulshäufigkeit. Abb. 6 zeigt die Übergangskurven für Eisen und Blei in cos<sup>2</sup>-Absorbern für  $E_D = 25$  MeV.

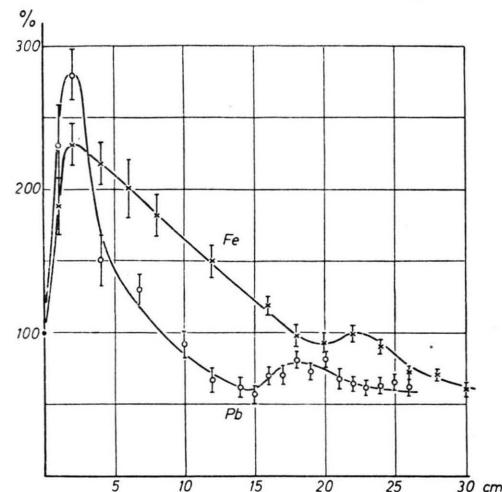


Abb. 6. Übergangskurven für Eisen und Blei im cos<sup>2</sup>-Absorber. Diskriminierung  $E_D = 25$  MeV.

Abgesehen von der Absoluthöhe des ersten Maximums stehen sie mit den Kurven der Sternhäufigkeit in Kernspurplatten in guter Übereinstimmung und bestätigen die dort beobachteten Maxima. Die Überhöhung der ersten Maxima gegenüber den Übergangskurven der Kernprozesse in Kernspurplatten führen wir auf Anteile von Einzelspuren sowie mitregistrierte Elektron-Pho-

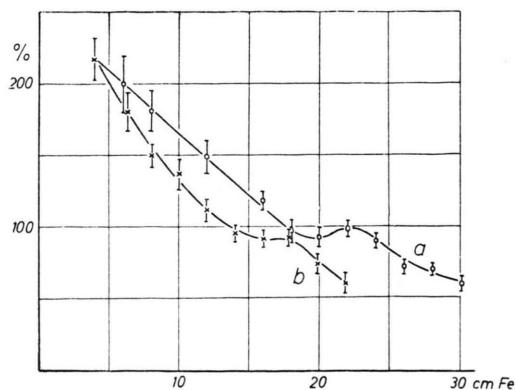


Abb. 7. Übergangskurven in Eisen: a) im cos<sup>2</sup>-Absorber; b) im ebenen zylindrischen Absorber. Diskriminatorpegel 25 MeV.

tonschauer zurück. Die Lage der ersten Maxima entspricht auch nicht der Geometrie des  $\cos^2$ -Absorbers, die sich in den ersten Zentimetern des Absorbers für die verwendeten Luminophore nicht realisieren läßt.

Der Einfluß der Absorberform auf das zweite Maximum wurde für Eisen durch Vergleich zwischen  $\cos^2$ -Absorbern und einem ebenen zylindrischen Absorber von 45 cm Durchmesser ermittelt.

Aus geometrischen Gründen ist die beobachtete Verschiebung des zweiten Maximums zu geringeren Absorbertiefen und die Verflachung im ebenen Absorber zu erwarten. Sie wurde analog mit Kernspurplatten in Kohlenstoff beobachtet<sup>1</sup> (Abb. 7).

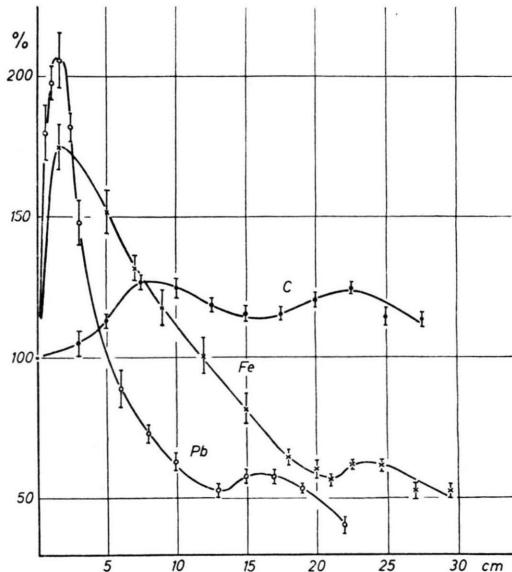


Abb. 8. Übergangskurven für Blei, Eisen und Kohlenstoff im  $\cos^2$ -Absorber. Diskriminatorpegel 12 MeV.

Abb. 8 und 9 enthalten die Übergangskurven für Blei, Eisen und Kohlenstoff in  $\cos^2$ -Absorbern für niedrigere Diskriminatorpegel. Aus der Änderung der Maxima mit dem Diskriminatorpegel lassen sich noch keine weitergehenden Schlüsse ziehen, da die Aufteilung der Impulshäufigkeit auf die beteiligten Gruppen der Einzelereignisse nicht mehr mit Sicherheit vorgenommen werden kann.

Die Erweiterung der Apparatur durch eine Antikoinzidenzabschirmung geladener Einzelteilchen ist in Vorbereitung.

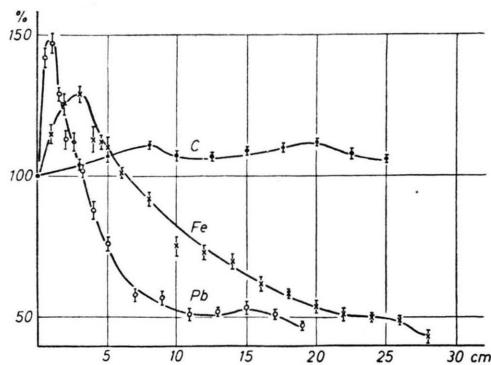


Abb. 9. Übergangskurven für Blei, Eisen und Kohlenstoff im  $\cos^2$ -Absorber. Diskriminatorpegel 7 MeV.

Für Arbeitsmöglichkeit und Mittel beim Aufbau der Apparatur im Max-Planck-Institut Weißenau danken wir Herrn Prof. Regener.

Für die Durchführung der Untersuchungen hat die Deutsche Forschungsgemeinschaft in dankenswerter Weise sachliche und personelle Mittel beigesteuert. In großzügiger Weise hat die Firma Schunk und Ebe, Gießen, uns Sonderformen von Kohlenstoff-Absorbern zur Verfügung gestellt.