

KFK-430

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

April 1966

KFK 430

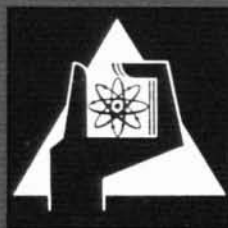
Institut für Strahlenbiologie

Zur chemischen Wirksamkeit elastischer Kernstöße

Bestrahlung von Polyäthylenterephthalat mit langsamen Protonen

H. Jung

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
in der Helmholtz-Gemeinschaft
Hauptabteilung Bibliothek und Medien



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

Sonderdruck aus

DIE MAKROMOLEKULARE CHEMIE

Band 93

1966

Seite 243-254

**Zur chemischen Wirksamkeit elastischer Kernstöße
Bestrahlung von Polyäthylenterephthalat mit langsamen Protonen**

von

H. JUNG

Büroexemplar
Gesellschaft für Polymerforschung e. V. Karlsruhe
Nr. 2

HÜTHIG & WEPF VERLAG · BASEL

Aus dem Institut für Strahlenbiologie, Kernforschungszentrum Karlsruhe

Zur chemischen Wirksamkeit elastischer Kernstöße

Bestrahlung von Polyäthylenterephthalat mit langsamen Protonen

Von H. JUNG

(Eingegangen am 4. März 1965)

ZUSAMMENFASSUNG:

Folien aus Polyäthylenterephthalat wurden mit langsamen Protonen verschiedener Energie bestrahlt und die strahleninduzierten Veränderungen des optischen Absorptionsspektrums untersucht. Es zeigte sich ein ausgeprägtes Absorptionsmaximum bei 308 m μ sowie ein breites Maximum bei 250 m μ . Dieses breite Maximum wird auf die Wirkung elastischer Stöße zwischen langsamen geladenen Teilchen und Atomkernen der durchstrahlten Materie zurückgeführt, da es nach Bestrahlung mit 2-MeV-Protonen, 3,4-MeV- α -Teilchen und ^{60}Co - γ -Strahlung nicht auftritt. Die Wirksamkeit der Protonen zur Erzeugung der beiden Maxima wurde für das Energieintervall zwischen 1 und 12 keV näher untersucht. Der Verlauf dieser Wirksamkeit weist ebenfalls darauf hin, daß das breite Maximum bei 250 m μ durch elastische Kernstöße hervorgerufen wird.

SUMMARY:

Foils of polyethylene terephthalate were irradiated with slow protons of various energies and the radiation-induced changes of the optical absorption measured spectrophotometrically. A sharp absorption peak at 308 m μ and a broad absorption maximum at 250 m μ were found. The broad maximum is not observed after irradiation with 2 MeV protons, 3.4 MeV α -particles, and ^{60}Co - γ -rays and is therefore attributed to the effect of elastic collisions between slow charged particles and atomic nuclei of the irradiated matter. The efficiency of the protons to produce the two maxima as measured in the energy range from 1 to 12 keV also indicates that the broad maximum at 250 m μ is caused by elastic nuclear collisions.

I. Einleitung

Die Übertragung der Energie eines schnellen geladenen Teilchens an die durchstrahlte Materie erfolgt über eine Vielzahl verschiedener Primärmechanismen, und zwar treten Anregungen, Ionisationen, elastische Kernstöße, Umladeprozesse, Mehrfachanregungen, Mehrfachionisationen und AUGER-Effekt mit sehr unterschiedlichen Häufigkeiten auf. Während

die Wirksamkeit von Anregungen und Ionisationen zur Ausbildung chemischer Veränderungen seit Jahren in Photo- und Strahlenchemie untersucht werden, ist über die Wirksamkeit der übrigen Mechanismen praktisch noch nichts bekannt. Bereits 1950 wurde von PLATZMAN¹⁾ ausführlich diskutiert, welche der aufgeführten Primärprozesse für Strahlenchemie und Strahlenbiologie von Bedeutung sein können. Auf Grund theoretischer Überlegungen kam er zu dem Schluß, daß Umladungsprozesse sowie direkte Mehrfachanregungen und Mehrfachionisationen wahrscheinlich keine wesentlichen chemischen und biologischen Wirkungen hervorrufen werden, während unter gewissen Voraussetzungen elastische Kernstöße und AUGER-Effekt durchaus eine signifikante Rolle spielen können. Durch „elastische Kernstöße“ kann ein bewegtes geladenes Teilchen Atome aus ihrer ursprünglichen Lage im Molekülverband heraus schlagen. Die Wechselwirkung erfolgt dabei zwischen dem (abgeschirmten) COULOMBFELD des einfallenden Teilchens und dem (abgeschirmten) COULOMBFELD des beim Stoß beteiligten Atoms. Viele physikalische Aspekte dieses Vorganges sind seit langem bekannt²⁻⁴⁾, und auch in neuerer Zeit wird an der Weiterentwicklung des Verständnisses dieses Phänomens gearbeitet⁵⁻⁷⁾. Daneben ist die Bedeutung der Kernstöße zur Erzeugung von Strahlendefekten in Festkörpern seit vielen Jahren unbestritten⁸⁾. Obwohl der Gedanke naheliegt, daß die Entfernung eines oder mehrerer Atome aus einem Makromolekül dieses hinsichtlich seiner physikalischen und chemischen Eigenschaften verändert, ist bis jetzt die chemische Wirksamkeit der Kernstöße noch nicht experimentell nachgewiesen worden⁹⁾. Die Klärung dieses Problems ist nicht nur für die strahlenchemische Grundlagenforschung von großer Bedeutung, sondern hat – wie 1956 von ZIMMER¹⁰⁾ gezeigt wurde – auch einen wesentlichen Einfluß auf die Methoden zur Dosisbestimmung von epithermischen Neutronen. Nachdem wir in einer anderen Arbeit¹¹⁾ bereits den Nachweis führen konnten, daß elastische Kernstöße mit großer Wirksamkeit biologische Veränderungen hervorrufen, sollen hier einige Experimente mitgeteilt werden, die darauf hinweisen, daß Kernstöße auch zur Erzeugung chemischer Veränderungen fähig sind.

II. *Material und Methode*

Der Wirkungsquerschnitt für elastische Stöße zwischen geladenen Teilchen und Atomkernen ist um so größer, je kleiner die Geschwindigkeit der einfallenden Teilchen ist. Aus diesem Grunde erschienen langsame

Protonen mit Energien zwischen 1 und 12 keV für die vorliegenden Experimente geeignet. Für die Bestrahlungen wurde ein Protonengenerator benutzt, dessen Aufbau an anderer Stelle beschrieben wurde¹¹⁾. Die Dosisrate betrug bei allen Protonenenergien $3,5 \cdot 10^{11}$ Protonen/cm²·sec.

Bei Polymeren haben kleine chemische Veränderungen oftmals ausgeprägte Wirkungen auf die physikalischen Eigenschaften des bestrahlten Materials. Neben zahlreichen anderen Eigenschaften wird in vielen Fällen auch das optische Absorptionsvermögen dieser Stoffe durch Bestrahlung verändert. Zwar ist bei den meisten Materialien noch ungeklärt, welche chemischen Veränderungen für die beobachtete „Verfärbung“ verantwortlich sind, doch steht zu erwarten, daß spezifische Reaktionen – zumindest in gewissen Fällen – zu charakteristischen Absorptionsänderungen führen. Wenn nun bei der Absorption von langsamen Protonen die Energie über zwei verschiedene Mechanismen übertragen wird, die möglicherweise zu zwei verschiedenen chemischen Reaktionen führen, dann könnte man erwarten, daß sich dies im Auftreten zweier verschiedener Spektren äußert.

Für die Experimente wurden Folien aus Polyterephthalsäureester verwendet, die als Hostaphan*), Melinex oder Mylar im Handel sind. Sie sind nach Angaben der Hersteller vollkommen frei von Weichmacher- und Katalysatorzusätzen. Diese Tatsache ist von großer Bedeutung; denn bei Experimenten mit Teilchen von nur 100 Å Eindringtiefe könnte eine eventuell ungleichmäßige Verteilung zugesetzter Fremdmoleküle leicht erhebliche Meßfehler zur Folge haben. Hostaphanfolien sind für sichtbares Licht transparent, aber unterhalb von 315 m μ steigt die Absorption sprunghaft an¹²⁾. Um kleine Transmissionsänderungen im ultravioletten Spektralbereich messen zu können, wurde jede Folie vor und nach der Bestrahlung im Spektralphotometer (Zeiß PMQ II) gegen eine Kontrollfolie gemessen. Der Querschnitt dieses Lichtstrahls betrug $1,5 \cdot 8$ mm², so daß stets der Integralwert über diese Fläche gemessen wurde. Die Differenz der beiden Meßwerte ergab die durch die Bestrahlung hervorgerufene Änderung des Absorptionsvermögens.

III. Ergebnisse

Die in Hostaphan nach Bestrahlung mit langsamen Protonen verschiedener Energie auftretenden Absorptionsspektren sind in Abb. 1 dargestellt. Für alle Protonenenergien betrug die Dosis etwa $5 \cdot 10^{14}$ p/cm². Man

*) Handelsname: Kalle & Co., Wiesbaden.

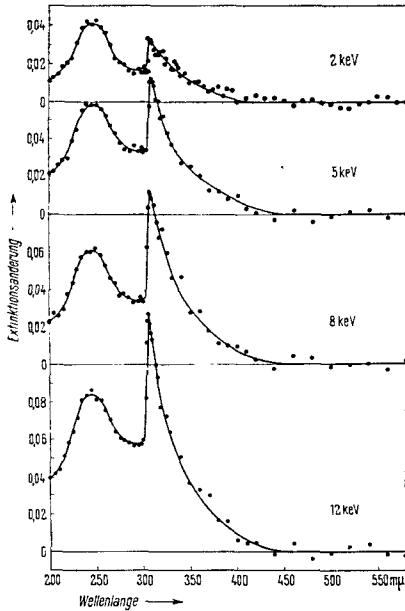


Abb. 1. Extinktionsänderungen in Hostaphan nach Bestrahlung mit langsamen Protonen von 2 bis 12 keV Energie (Dosis jeweils etwa $5 \cdot 10^{14}$ p/cm²)

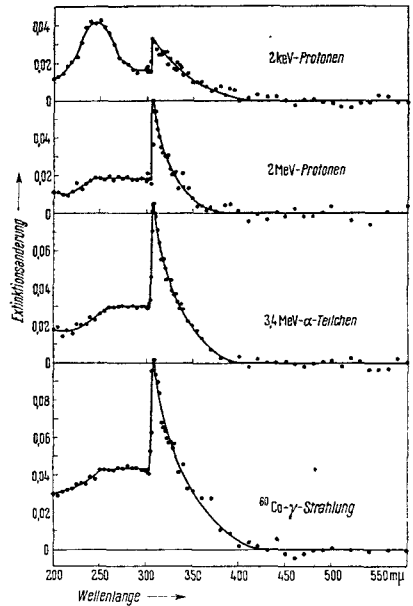


Abb. 2. Extinktionsänderungen in Hostaphan nach Bestrahlung mit 2 keV-Protonen, 2 MeV-Protonen, 3,4 MeV- α -Teilchen und ⁶⁰Co- γ -Strahlung

beobachtet ein scharfes Absorptionsmaximum bei $308 \mu\mu$, dessen Höhe mit der Energie der Protonen zunimmt. Bei $250 \mu\mu$ findet man außerdem ein breites Absorptionsmaximum. Seine Höhe (bezogen auf die Absorption bei $300 \mu\mu$ — der Grund für diesen Bezugspunkt wird noch angegeben) ist für alle Protonenenergien gleich. Aus dieser Tatsache kann man schließen, daß dieses breite Maximum über einen Mechanismus erzeugt wird, der erst unterhalb von 2 keV Protonenenergie mit nennenswerter Wirksamkeit einsetzt. Um diese Folgerung nachzuprüfen, wurden Hostaphanfolien im Vakuum mit 2-MeV-Protonen von einem VAN-DE-GRAAFF-Beschleuniger bestrahlt. Weitere vergleichende Experimente wurden in Helium unter Atmosphärendruck mit 3,4-MeV- α -Teilchen von einer ²¹⁰Po-Quelle und mit ⁶⁰Co- γ -Strahlung gemacht. Auch diese schnellen Protonen und die α -Teilchen haben genügend hohe Energien, um die Folien ganz zu durchdringen. Der Energieverlust beträgt dabei etwa 150 bzw. 1100 keV. Aus diesem Grunde können Mechanismen, die spezifisch für das Ende der Reichweite der Teilchen sind, keinen Beitrag zu den beobachteten Spektren leisten. Die bei diesen Vergleichsexperimenten erhaltenen

Chemische Wirksamkeit elastischer Kernstöße

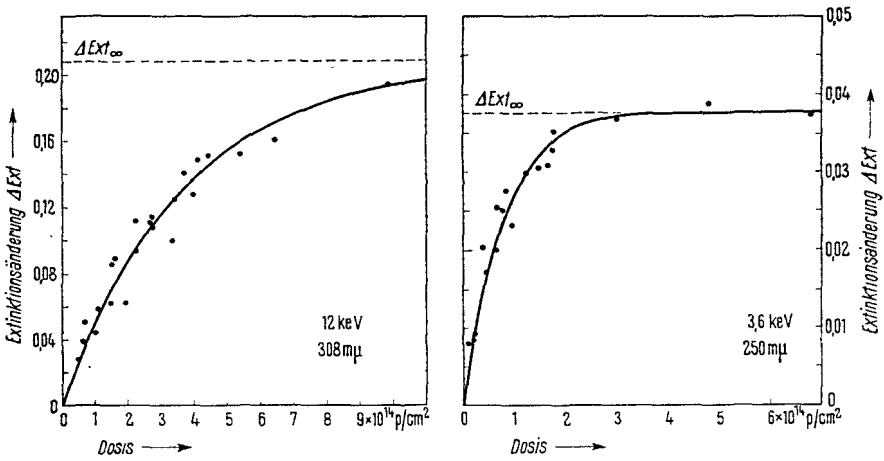


Abb. 3. Links: Extinktionsänderung bei 308 m μ nach Bestrahlung mit 12-keV-Protonen in Abhängigkeit von der Protonendosis. Rechts: Extinktionsänderung bei 250 m μ nach Bestrahlung mit 3,6-keV-Protonen in Abhängigkeit von der Protonendosis

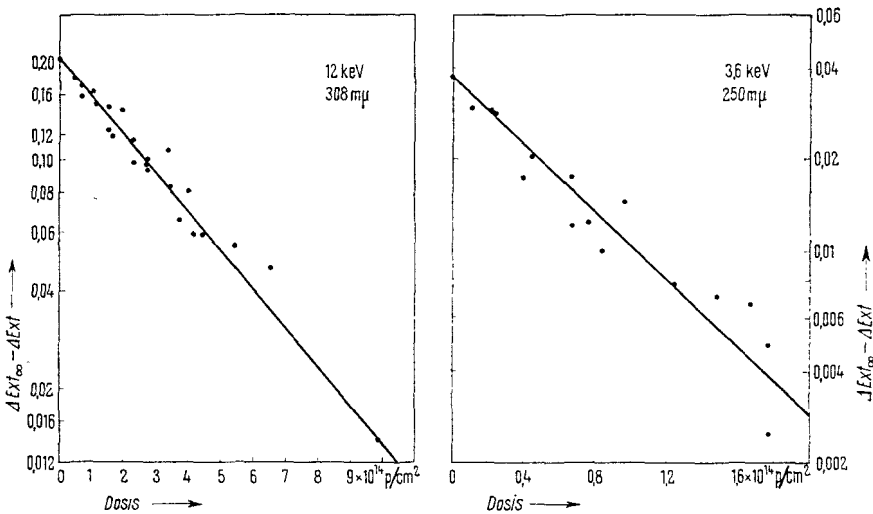


Abb. 4. Differenz zwischen der Sättigungsextinktion ($\Delta E_{xt\infty}$) und der Extinktionsänderung (ΔE_{xt}) bei 308 m μ (links) bzw. bei 250 m μ (rechts) in Abhängigkeit von der Protonendosis

Spektren sind aus Abb. 2 ersichtlich. Sie zeigen nur das scharfe Absorptionsmaximum bei 308 m μ , aber nicht das breite Maximum bei 250 m μ . Dieses Ergebnis beweist, daß das Absorptionsmaximum bei 308 m μ durch sehr verschiedenartige ionisierende Strahlen ausgelöst werden kann, wäh-

rend das breite Maximum bei 250 $m\mu$ über einen Mechanismus erzeugt wird, der bei Bestrahlung mit schnellen ionisierenden Teilchen oder mit harter elektromagnetischer Wellenstrahlung in nachweisbarem Maße nicht auftritt.

Beim Bestrahlen mit langsamen Protonen wachsen die Absorptionsmaxima bei 308 bzw. 250 $m\mu$ mit zunehmender Dosis an und erreichen bei hohen Dosen einen Sättigungswert (Abb. 3). Dieses Verhalten kann z. B. mit der Annahme erklärt werden, daß innerhalb des Wirkungsbereiches des betreffenden Mechanismus der Energieübertragung bei Erreichen des Sättigungswertes alle überhaupt möglichen Veränderungen des Materials eingetreten sind, so daß bei Erhöhung der Dosis keine weitere Zunahme der Strahlenwirkung möglich ist. Doch sind auch andere Deutungen denkbar. Trägt man die Differenz zwischen Sättigungswert ($\Delta_{\text{Ext}\infty}$) und Extinktionsänderung (Δ_{Ext}) über der Protonendosis auf, so ergibt sich in halblogarithmischer Darstellung eine Gerade (Abb. 4), d. h., das Anwachsen der Extinktionsänderung mit der Protonendosis folgt der Gleichung

$$\Delta_{\text{Ext}} = \Delta_{\text{Ext}\infty} (1 - e^{-D/D_{37}})$$

Hier bedeuten Δ_{Ext} die bei der Dosis D gemessene Extinktionsänderung, $\Delta_{\text{Ext}\infty}$ den Sättigungswert der Extinktionsänderung und D_{37} die Dosis, bei der die Extinktion 63 % des Sättigungswertes erreicht hat (= Dosis, bei der 37 % der insgesamt möglichen Veränderungen noch nicht eingetreten sind). Dieser Zusammenhang zwischen Strahlenwirkung und Strahlendosis gilt sowohl für das spitze Absorptionsmaximum bei 308 $m\mu$ als auch für das breite Maximum bei 250 $m\mu$, wobei die beiden charakteristischen Werte D_{37} und $\Delta_{\text{Ext}\infty}$ von der Protonenenergie und vom betreffenden Mechanismus der Energieübertragung abhängen. Wie Abb. 5 zeigt, wird die 37%-Dosis für die Erzeugung des Maximums bei 308 $m\mu$ mit zunehmender Protonenenergie kleiner, d. h., die Wirksamkeit der Protonen zur Erzeugung dieses Maximums wächst im Energieintervall zwischen 2 und 12 keV mit zunehmender Protonenenergie an. Im Gegensatz dazu ist die D_{37} für das breite Maximum bei 250 $m\mu$ von der Energie der eingestrahnten Protonen weitgehend unabhängig. Erst bei Energien unterhalb von 2 keV ist eine merkliche Abnahme festzustellen, d. h. die Wirksamkeit der Strahlung nimmt mit kleiner werdender Protonenenergie zu. Der Grenzwert der Extinktionsänderung ($\Delta_{\text{Ext}\infty}$) für das Maximum bei 308 $m\mu$ steigt mit zunehmender Energie an, während der entsprechende Wert für das Maximum bei 250 $m\mu$ von der Energie der eingestrahnten Protonen nur wenig beeinflußt wird.

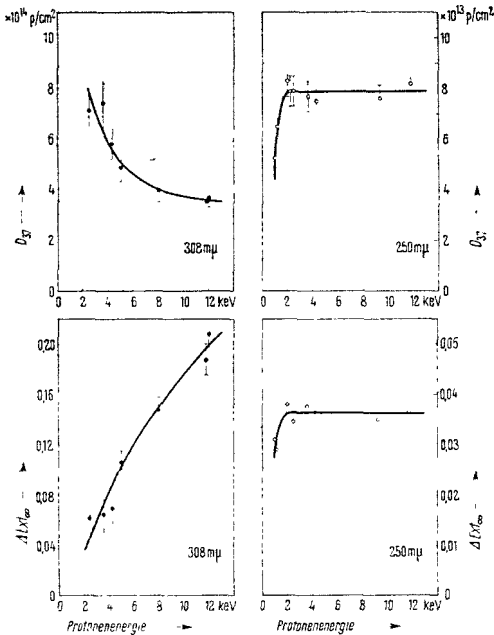


Abb. 5. Oben: D_{37} für die Bildung der Absorptionsmaxima bei 308 bzw. 250 μ in Abhängigkeit von der Energie der eingestrahnten Protonen (N.B. die Ordinaten unterscheiden sich um einen Faktor von 10). Unten: Grenzwert der Extinktionsänderung ($\Delta D_{Ext\infty}$) bei 308 bzw. 250 μ in Abhängigkeit von der Energie der eingestrahnten Protonen

Um weitere Aufschlüsse über die Natur der verschiedenen Absorptionsspektren zu erhalten, wurden Hostaphanfolien in einer ⁶⁰Co- γ -Quelle bei einer Dosisrate von 130 rad/Min. bestrahlt. Die nach Bestrahlung in verschiedenen Gasatmosphären erhaltenen Spektren sind in Abb. 6 zusammengestellt. Die Dosis betrug bei allen drei Proben jeweils 43 Mrad. In Wasserstoff- und Heliumatmosphäre ergeben sich Spektren mit derselben Form wie nach Bestrahlung mit schnellen Protonen im Vakuum und mit α -Teilchen unter Helium (vgl. Abb. 2). Bei Bestrahlung in Luft ändert sich jedoch die Form des Spektrums (Abb. 6, unten): Neben dem Maximum bei 308 μ beobachtet man bei 240 μ ein ausgeprägtes Minimum und außerdem ein zusätzliches Maximum bei etwa 325 μ . Die Extinktionsänderung bei 308 μ wächst bis zu einer Dosis von 90 Mrad linear mit der Dosis an (Abb. 7). Bemerkenswert ist, daß die unter Wasserstoff- und Heliumatmosphäre erhaltenen Extinktionswerte etwa mit den in Luft erhaltenen übereinstimmen. Obwohl die verschiedenen Gasatmosphären die Form der Spektren beeinflussen, ist dennoch die Größe des Maximums bei 308 μ von den während der Bestrahlung herrschenden Bedingungen weitgehend unabhängig. Vergleicht man die Form der

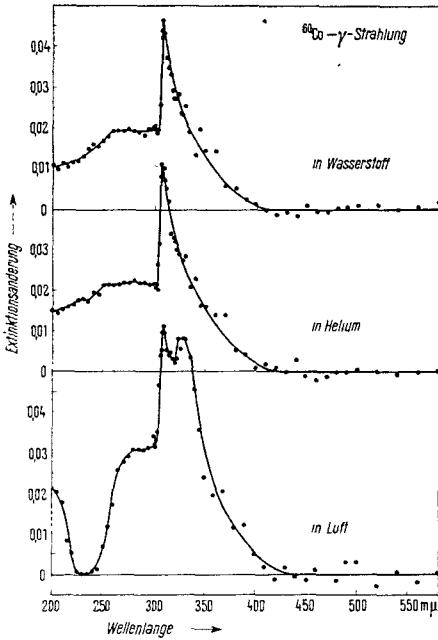


Abb. 6. Extinktionsänderungen in Hostaphan nach Bestrahlung mit ^{60}Co - γ -Strahlung in Wasserstoff, Helium und Luft (Dosis jeweils 43 Mrad)

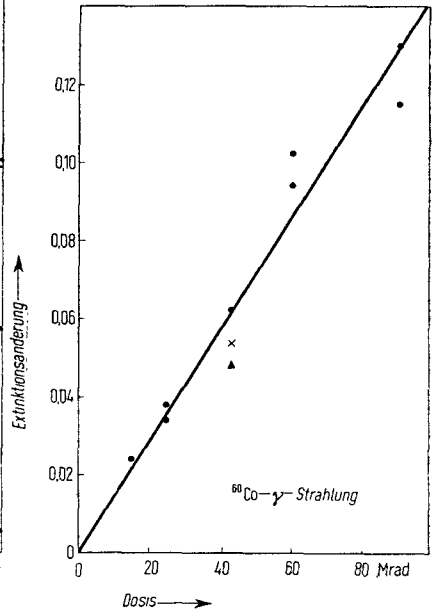


Abb. 7. Extinktionsänderung bei 308 $\text{m}\mu$ nach Bestrahlung mit ^{60}Co - γ -Strahlung in Abhängigkeit von der Dosis
 ● Bestrahlung in Luft, × Bestrahlung in Helium, ▲ Bestrahlung in Wasserstoff

in den Abb. 1, 2 und 6 gezeigten Spektren, so lassen sich drei verschiedene Typen erkennen:

- 1) Die beim Bestrahlen mit langsamen Protonen entstehenden Spektren zeigen das scharfe Maximum bei 308 $\text{m}\mu$ und das breite Maximum bei 250 $\text{m}\mu$.
- 2) Nach Bestrahlung mit 2-MeV-Protonen, 3,4-MeV- α -Teilchen und ^{60}Co - γ -Strahlung bei Abwesenheit von Sauerstoff sind Spektren zu beobachten, die zwar das scharfe Maximum bei 308 $\text{m}\mu$ enthalten, bei denen die Extinktion zwischen 300 und 200 $\text{m}\mu$ aber monoton abnimmt.
- 3) Der dritte Typ von Spektren resultiert aus Bestrahlungen mit ^{60}Co - γ -Strahlung in Luft. Auch unter diesen Bedingungen findet man das Maximum bei 308 $\text{m}\mu$. Außerdem zeigt sich ein weiteres Maximum bei etwa 325 $\text{m}\mu$ und ein ausgeprägtes Minimum bei 240 $\text{m}\mu$.

Je ein Spektrum der drei genannten Typen ist in Abb. 8 übereinandergezeichnet. Durch entsprechende Transformation der Ordinaten wurden die drei Spektren im Maximum bei 308 $m\mu$ auf gleiche Größe normiert. Spektrum II, das nach Bestrahlung mit verschiedenen Strahlenarten bei Abwesenheit von Sauerstoff gefunden wird, dient als Bezugspunkt. Die Differenz zwischen Spektrum I und Spektrum II gibt an, inwieweit sich die durch Bestrahlung mit langsamen bzw. schnellen Protonen erzeugten Absorptionsspektren unterscheiden. Dieser Teil der Extinktionsänderung (Abb. 8, Kurve I–II) rührt somit von der Wirkung eines Mechanismus her, der am Ende der Reichweite langsamer Partikelstrahlung mit besonders großer Häufigkeit auftritt. Diese Wirkung manifestiert sich im Auftreten einer breiten symmetrischen Absorptions„linie“, deren Maximum bei 245 $m\mu$ liegt und deren Halbwertsbreite etwa 40 $m\mu$ beträgt. Da dieses Spektrum additiv dem Spektrum II überlagert ist, wurde die Größe dieses breiten Maximums (Δ_{Ext}) stets in bezug auf die Absorption bei 300 $m\mu$ angegeben.

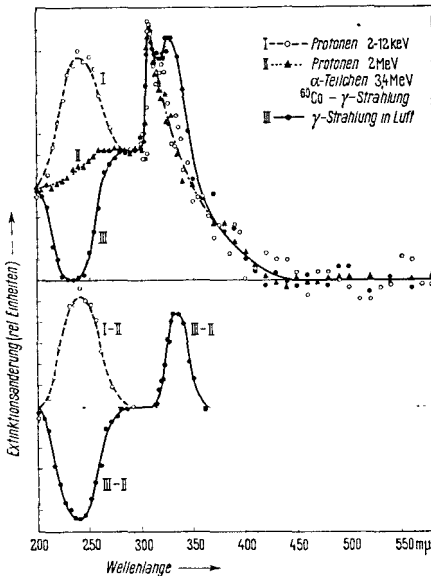


Abb. 8. Vergleich der verschiedenen Absorptionsspektren (Erklärung im Text)

Die Differenz zwischen Spektrum III und Spektrum II gibt an, in welcher Weise die Wirkung der γ -Strahlung modifiziert wird, wenn die Bestrahlung bei Anwesenheit von Sauerstoff erfolgt (Abb. 8, Kurve III–II). Die Differenzkurve besteht aus je einem breiten symmetrischen Absorp-

tionsmaximum und -minimum. Das Minimum liegt zwischen 240 und 245 $m\mu$ und hat eine Halbwertsbreite von 40 $m\mu$. Dieser Vergleich zeigt, daß es sich hier um die gleiche „Linienbreite“ und dieselbe Lage wie beim Maximum der Differenzkurve I–II handelt. Durch Sauerstoffeinwirkung werden demnach optische Zentren im gleichen Spektralbereich ausgelöscht, in dem sie bei Bestrahlung mit langsamen Protonen am Ende der Reichweite der Teilchen zusätzlich zum Spektrum II gebildet werden. Neben diesem Minimum zeigt die Differenzkurve III–II bei 335 $m\mu$ ein symmetrisches Maximum, dessen Halbwertsbreite 25 $m\mu$ beträgt. Die Abhängigkeit seiner Größe von der Strahlendosis wurde nicht näher untersucht.

IV. Diskussion

Unsere vergleichenden Experimente mit verschiedenen Strahlenarten haben gezeigt, daß das Absorptionsmaximum bei 308 $m\mu$ nach Bestrahlung mit langsamen und schnellen Protonen, α -Teilchen und γ -Strahlung auftritt. Das bei 250 $m\mu$ beobachtete breite Absorptionsmaximum erscheint dagegen nur nach Bestrahlung mit langsamen Protonen. Es muß folglich über einen Mechanismus hervorgebracht werden, der bei den anderen „ionisierenden“ Strahlen nicht oder nur in sehr geringem Maße auftritt. Da andererseits durch intensive Bestrahlung mit ultraviolettem Licht keines der beiden Maxima in meßbarer Größe erzeugt wird, scheinen Anregungen beim Zustandekommen der Absorptionsspektren keinen wesentlichen Beitrag zu leisten. Es liegt somit die Annahme nahe, daß die Veränderungen des Hostaphans, die sich im Auftreten des Maximums bei 308 $m\mu$ bemerkbar machen, auf die Wirkung von Ionisationen zurückzuführen sind. Dafür spricht auch der Befund, daß die D_{37} für die Bildung dieses Maximums mit zunehmender Protonenenergie abnimmt (Abb. 5), was ja bedeutet, daß die Wahrscheinlichkeit für den betreffenden Wirkungsmechanismus zunimmt, ferner daß im untersuchten Energieintervall auch die integrale Ionisierungswahrscheinlichkeit der Protonen ansteigt.

Das breite Absorptionsmaximum bei 250 $m\mu$ wird über einen Mechanismus gebildet, der erst bei sehr kleinen Teilchengeschwindigkeiten mit nennenswerter Häufigkeit auftritt (vgl. Abb. 2); außerdem steigt der integrale Wirkungsquerschnitt für diesen Mechanismus mit abnehmender Protonenenergie an. (Wie Abb. 5 zeigt, nimmt im untersuchten Energieintervall die entsprechende D_{37} ab.) Diese Befunde weisen darauf hin, daß es sich bei diesem Primärprozeß um elastische Stöße zwischen den

einfallenden langsamen Teilchen und den Atomen des durchstrahlten Materials handelt und daß durch diesen Prozeß spezifische Veränderungen ausgelöst werden, die zur Ausbildung des Maximums bei 250 m μ führen.

Werden Hostaphanfolien in sauerstoffhaltiger Atmosphäre bestrahlt, so ist die bei 250 m μ induzierte Extinktionsänderung wesentlich kleiner als bei den unter anaeroben Bedingungen erhaltenen Spektren, während die Absorption bei 335 m μ vergrößert wird (Abb. 8, Kurve III–II). Es konnte noch nicht festgestellt werden, ob die unter anaeroben Bedingungen gebildeten optischen Zentren, die bei 250 m μ absorbieren, sich durch Sauerstoffeinwirkung in andere, bei 335 m μ absorbierende Zentren umlagern oder ob die beiden Maxima voneinander unabhängig sind. Das Auftreten des breiten Absorptionsmaximums bei 325 m μ (erst durch Bildung der Differenz zum Spektrum II verschiebt sich das Maximum der Absorptionslinie III–II nach 335 m μ ; vgl. Abb. 8) ist in Übereinstimmung mit dem Befund von BOAC und Mitarb.¹³⁾, wonach in Folien von Polyäthylenterephthalat durch Bestrahlung in Luft mit 1,8-MeV-Elektronen Absorptionsspektren mit einem breiten Maximum bei 325 m μ entstehen.

Auf Grund der angeführten Experimente kann noch keine Aussage über die Art der chemischen Änderungen gemacht werden, die für die verschiedenen Komponenten der beobachteten Spektren verantwortlich sind. Offensichtlich sind aber alle Extinktionsänderungen auf relativ stabile optische Zentren zurückzuführen. Lagerung der Folien an Luft von Zimmertemperatur während acht Wochen oder Erhitzen auf 100 °C für eine Stunde konnte bei keinem der verschiedenen Spektren eine Veränderung der Größe der einen oder anderen Komponente herbeiführen. Dieser Befund ist in Übereinstimmung mit den Angaben von RITZ¹⁴⁾, wonach bei Mylar-Folien von 6,2 μ Dicke nach Ende der Bestrahlung keine Veränderung der Absorption bei 325 m μ zu beobachten war.

¹⁾ R. L. PLATZMAN, Symposium on Radiobiology, Ed. NICKSON, John Wiley and Sons, New York 1952, S. 97.

²⁾ N. BOHR, Physic. Rev. **58** (1940) 654.

³⁾ N. BOHR, Physic. Rev. **59** (1941) 271.

⁴⁾ N. BOHR, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **18** (1948) No. 8.

⁵⁾ J. LINDHARD und M. SCHARFF, Physic. Rev. **124** (1961) 128.

- 6) J. LINDHARD, M. SCHARFF und H. E. SCHIØTT, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **33** (1963) No. 14.
- 7) J. LINDHARD, V. NIELSEN, M. SCHARFF und P. V. THOMSEN, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **33** (1963) No. 10.
- 8) F. SEITZ, *Discuss. Faraday Soc.* **5** (1949) 271.
- 9) E. J. HART und R. L. PLATZMAN, *Mechanisms in Radiobiology I*, Eds. ERRERA und FORSSBERG, Academic Press, New York 1961, S. 93.
- 10) K. G. ZIMMER, *Strahlentherapie* **101** (1956) 143.
- 11) H. JUNG, *Z. Naturforsch.* **20 b** (1965) 764.
- 12) H. JUNG, *Biological Effects of Neutron and Proton Irradiations I*, Internat. Atomic Energy Agency, Wien 1964, S. 43.
- 13) J. W. BOAG, G. W. DOLPHIN und J. ROTBLAT, *Radiat. Res.* **9** (1958) 589.
- 14) V. H. RITZ, *Radiat. Res.* **15** (1961) 460.