

230⁰ beobachtete Bildung von β -Collidin (IV)¹, welche eine sehr wichtige Stütze für die Annahme bildet, daß wenigstens einer der Ringe, in welchen sich das Stickstoffatom b befindet, ein β , γ -substituierter Piperidinring sei. Die unter verhältnismäßig milden Bedingungen verlaufende Reaktion ist auf Grund der Formel I kaum begreiflich. Als weiteres Produkt des alkalischen Abbaus von Strychnin wurde von G. R. CLEMO¹ eine Base C₁₀H₁₁N von unbekannter Konstitution isoliert, für welche unter anderen nach der neuen Formulierung die Struktur V in Betracht kommt. Wir bemühen uns durch synthetische Herstellung der Verbindung V diese Schlußfolgerung zu prüfen.

V. PRELOG, S. SZPILFOGEL

Organisch-chemisches Laboratorium der Eidg. Technischen Hochschule, Zürich, den 30. Juli 1945.

Summary

Based on experimental evidence we propose for strychnine formula II instead of formula I.

¹ G. R. CLEMO, Journ. chem. Soc. (London) 1695 (1936), 1518 (1937).

On the disintegration of the deuteron by electron impact

PETERS and RICHMAN¹ have given a theoretical treatment of the disintegration of the deuteron by electron impact, under the assumption that the magnetic moment operator of the deuteron is simply the sum of those of proton and neutron. This assumption, however, is known to become invalid on any theory of nuclear forces based on the intermediary of charged meson fields: there occurs on such theories a supplementary term in the magnetic moment operator, corresponding to a virtual exchange of electric charge between the nucleons². This "exchange magnetic moment" has in particular been shown³ to be responsible for the so-called HALBAN effect exhibited by the angular distribution of the nucleons ejected on photodisintegration of the deuteron. It is therefore of interest so to generalize PETERS and RICHMAN's discussion as to include the influence of the exchange magnetic moment.

For this purpose, one may observe that the argument of these authors quite generally leads to the following formulae for the total disintegration cross-sections due to the electric and magnetic field of the electron, respectively:

$$\left\{ \begin{aligned} \Phi_{\text{el}} &= \frac{\pi}{3} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 \int_{mc^2}^{E-|\epsilon_0|} dE' |K_{\text{el}}|^2 \left[\frac{E^2 + E'^2}{p^2} \log \frac{EE' + pp' - m^2 c^4}{(E - E') mc^2} - 2 \frac{p'}{p} \right] \\ \Phi_{\text{magn}} &= \frac{4\pi}{3} \frac{\mu_0^2}{\hbar c} \cdot \frac{e^2}{\hbar c} \int_{mc^2}^{E-|\epsilon_0|} dE' |K_{\text{magn}}|^2 \frac{p^2 + p'^2}{p^2} \log \frac{EE' + pp' - m^2 c^4}{(E - E') mc^2} \end{aligned} \right. \quad (1)$$

In these formulae, (p, E) , (p', E') represent the momentum (multiplied by c) and energy of the electron before and after the collision with the deuteron; μ_0 denotes the nuclear Bohr magneton, ϵ_0 the binding energy of

the deuteron in its ground state, while the K 's are essentially the matrix-elements of the electric and magnetic moment operators for the transition from the ground state of the two-nucleon system to a state of the continuum with energy $\epsilon = E - E' - |\epsilon_0|$. More precisely, the K 's are given, in terms of the radial wave-functions R_0, R_e (3P), R_e (1S) of the ground state and the 3P or 1S continuum states (the latter normalized in the energy scale), by¹

$$\left\{ \begin{aligned} K_{\text{el}} &= \int_0^\infty R_0 R_e(^3P) r dr \\ K_{\text{magn}} &= (\mu_P - \mu_N) \int_0^\infty R_0 R_e(^1S) dr - \int_0^\infty R_0 R_e(^1S) \mu_{\text{exch}}(r) dr \end{aligned} \right. \quad (2)$$

In the expression of K_{magn} , the first term is the usual one, depending on the sum of the magnetic moments $\mu_P, -\mu_N$ of proton and neutron (in units μ_0), while the second is the exchange contribution; the exact form of the operator $\mu_{\text{exch}}(r)$ depends on the form of meson theory adopted².

For electrons of relatively low energy, we may expand the expressions (1) in powers of $W^{\frac{1}{2}}$, if $W \equiv E - mc^2 - |\epsilon_0|$ denotes the energy of the impinging electron above the threshold. To this end, we put $E' = mc^2 + Wx$ and integrate over x from 0 to 1. Since $\epsilon = W(1-x)$ is also small, we may write, quite generally, on account of the approximate representation of the continuum eigenfunctions R_e by means of BESSEL functions,

$$|K_{\text{el}}|^2 \approx \epsilon^{3/2} F_{\text{el}}(\epsilon), \quad |K_{\text{magn}}|^2 \approx \frac{\sqrt{\epsilon}}{\epsilon + \epsilon_1} F_{\text{magn}}(\epsilon), \quad (3)$$

the F 's being analytic functions of ϵ , and ϵ_1 denoting the energy of the virtual 1S state of the deuteron. One readily finds in this way

$$\left\{ \begin{aligned} \Phi_{\text{el}} &\approx \frac{\pi \sqrt{2}}{6} \cdot \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 \cdot \frac{\pi}{8} F_{\text{el}}(0) \cdot \frac{|\epsilon_0|^2 + 2 m^2 c^4}{|\epsilon_0|^{3/2} \sqrt{(|\epsilon_0| + 2 m^2 c^2) mc^2}} \cdot W^3 \\ \Phi_{\text{magn}} &\approx \frac{2\pi \sqrt{2}}{3} \cdot \frac{\mu_0^2}{\hbar c} \cdot \frac{e^2}{\hbar c} \cdot 2\pi F_{\text{magn}}(0) \cdot \frac{\sqrt{|\epsilon_0| + 2 m^2 c^2}}{\sqrt{|\epsilon_0|} \cdot mc^2} \cdot \epsilon_1 \\ &\quad \times \left[1 + \frac{W}{2\epsilon_1} - \sqrt{1 + \frac{W}{\epsilon_1}} \right] \end{aligned} \right. \quad (4)$$

These formulae differ from those of PETERS and RICHMAN only through the occurrence of the factors $F(0)$, which can be specified as soon as a definite choice is made of the nuclear interaction. Adopting the mixed theory of meson fields, for which explicit expressions of the K 's have been calculated¹, and taking $\epsilon_1 = 0,065$ MeV (which corresponds to the best empirical data on neutron scattering by protons), one finds for the coefficient of W^3 in Φ_{el} , when W is expressed in MeV:

2,76.10⁻³⁰ cm² if the meson mass is = 200 m
2,25.10⁻³⁰ cm² if the meson mass is = 300 m
(2,8.10⁻³⁰ cm² according to PETERS and RICHMAN).

For the coefficient of the quantity between square brackets in Φ_{magn} , one gets

0,109.10⁻³⁰ cm² if the meson mass is = 200 m
0,115.10⁻³⁰ cm² if the meson mass is = 300 m;

¹ B. PETERS and C. RICHMAN, Phys. Rev. 59, 804 (1941).

² C. MØLLER and L. ROSENFELD, Danske Vid. Selsk. Meddel. 20, No. 12 (1943).

³ A. PAIS, ibid. 20, No. 17 (1943).

¹ A. PAIS, ibid. 20, No. 17 (1943).

² C. MØLLER and L. ROSENFELD, Danske Vid. Selsk. Meddel. 20, No. 12 (1943).

if one would neglect the exchange term, one would get

$0,158 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$ if the meson mass is $= 200 \text{ m}$

$0,160 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$ if the meson mass is $= 300 \text{ m}$,

which does not differ from the result of PETERS and RICHMAN's calculation, when the latter is reduced to the above value of ϵ_1 .

J. K. LUBANSKI, L. ROSENFELD

Instituut voor theoretische Natuurkunde, Rijks-Universiteit, Utrecht, Holland, July 30, 1945.

Über die Verwendung von künstlichen radioaktiven Isotopen zur Erzielung von lokalisierten biologischen Strahlenwirkungen

Vor einiger Zeit hatte Verfasser¹ voraussichtliche Anwendungsmöglichkeiten von künstlichen radioaktiven Substanzen zur Erzielung von *lokalisierten* Strahleneffekten erörtert. Klinische Bedürfnisse führten nun zum Versuch der *intra-peritonealen* Anwendung eines mit dem *Cyclotron*² hergestellten radioaktiven Isotops. Zur Verfügung standen zunächst (es können noch andere Isotope geeignet sein) stärkere Präparate von *Radiozink* (Zn^{63}). Zn^{63} hat eine Halbwertszeit von 38,3 Minuten und wandelt sich unter intensiver *Positronen-emission* (Maximalenergie 2,4 MeV) und γ -*Strahlen-emission* (Energie 0,5 MeV) wieder in das Ausgangselement Kupfer (Cu^{63}) um. Die rasch durchzuführende chemische Abtrennung des Zn^{63} geschieht als Zinksulfid. Dieses in Körperflüssigkeiten praktisch unlösliche radioaktive Zinksulfid wurde in einer sterilen *Pektinlösung*³, welcher die für Infusionszwecke erwünschten physikalisch-chemischen Eigenschaften gegeben wurden, gleichmäßig suspendiert. Das Prinzip dieses vom Verfasser angestrebten Präparationsverfahrens (Suspension des unlöslichen radioaktiven Substrates in einem Sol oder Gel großer fadenförmiger Moleküle), welches die wichtige Bedingung einer *maximal eingeschränkten Diffusion* des radioaktiven Isotops außerhalb des Anwendungsortes erfüllt, ist voraussichtlich auch für andere Verwendungsmöglichkeiten geeignet (z. B. Füllung von Hohlorganen, oberflächliche Applikationen, evtl. direkte Einführung in Tumorbezirke).

Tierversuche

Zunächst wurden Modellversuche an Mäusen und Kaninchen durchgeführt.

1. Ca. 15 g schweren Mäusen wurden 1,0 bis 1,5 Millicuries Zn^{63} in Pektinsol intra-peritoneal injiziert. Nach ca. 2½ Stunden wurde die Hälfte der Tiere getötet und zur Anfertigung von *Autoradiographien* verwendet (Abb. 1). Die Filmschwärzung zeigt eine *gleichmäßige Verteilung* des radioaktiven Sols in der Bauchhöhle, aber *keine* Radioaktivität außerhalb derselben. Nach Sektion der Versuchstiere prüften wir die verschiedenen Organe mit Hilfe eines *Zählrohres* direkt auf ihre Radioaktivität. Im Bereiche des Gehirnes und der Thoraxorgane konnte *keine* Strahlung nachgewiesen werden. Die abgespülten Bauchorgane zeigten eine nur schwache Radioaktivität.

Biologische Strahlenwirkung am Gesamtorganismus und an den Bauchorganen: Bei der verwendeten starken Dosierung starben fast alle nicht zuvor getöteten Mäuse nach 2½ bis 4 Stunden. Es handelt sich mit Bestimmtheit um einen Strahlentod, zumal intra-peritoneale Injektionen von Pektinsol, mit oder ohne inaktivem Zinksulfid, sehr gut vertragen wurden.



Abb. 1. *Autoradiographie* einer Maus, nach intra-peritonealer Einspritzung von Radiozink in Pektinsol. Zusätzliche Röntgenbelichtung. Man beachte die gleichmäßige Verteilung der Radioaktivität in der ganzen Bauchhöhle. Keine Strahlung außerhalb derselben.

Bei einzelnen Tieren, welche die Injektionen des Radiozinkes länger überlebten, konnten im Bereiche der Milz und der Leber stark ausgeprägte *histologische* Veränderungen, welche auf der Strahleneinwirkung beruhen, festgestellt werden.

2. Ca. 2,5 kg schweren *Kaninchen* injizierten wir Präparate von 7 bis 12 Millicuries Zn^{63} in Pektinsol intra-peritoneal. Die Injektionen wurden gut vertragen. 1 bis 2 Stunden nach der Injektion entnahmen wir Blut aus den Ohrvenen. Eine praktisch ins Gewicht fallende Radioaktivität dieses Blutes konnte nicht festgestellt werden. Oftmals wiederholte Kontrollen des morphologischen Blutstatus ließen keine eindeutigen Abweichungen von der Norm nachweisen. Durch Probelaaparatomien wurde 3 Wochen nach den Injektionen der Abdominalbefund kontrolliert. Dieser war bis auf eine geringfügige Hyperämie der Serosa normal. Das Pektin war resorbiert worden.

Zusammenfassend geht aus den Tierversuchen hervor, daß bei starker Dosierung eine hochgradige biologische Strahlenwirkung eintritt, daß praktisch keine Diffusion des radioaktiven Isotops außerhalb der Bauchhöhle erfolgt und daß die chemischen Bestandteile des Sols gut verträglich sind.

Erster klinischer Versuch

Bei einer 61jährigen Patientin konnten die ersten *pharmako-radiologischen* Beobachtungen nach intra-

¹ J. H. MÜLLER, Schweiz. med. Wschr. 70, Nr. 26, S. 796 (1941).

² H. BAUMGARTNER, C. R. EXTERMANN, P. C. GUGELOT, P. PREISWERK, P. SCHERRER, Exper. I, Nr. 3, S. 69 (1945).

³ WUNDERLY, CH., Helv. chim. Acta 27, 417 (1944).