

SPRAWOZDANIA
z posiedzeń
TOWARZYSTWA NAUKOWEGO
WARSZAWSKIEGO

Wydział III
nauk matematyczno-fizycznych

Rok XXX 1937

Zeszyt 4—6



WARSZAWA

NAKŁADEM TOWARZYSTWA NAUKOWEGO WARSZAWSKIEGO
Z ZASIŁKU MINISTERSTWA WYZNAŃ RELIGIJNYCH I OŚWIECENIA PUBLICZNEGO

1937

*Druk i Litogr. Jan Cotty
w Warszawie, Kapucyńska 7.*

TREŚĆ ZESZYTU 4—6

	Str.
T. Miłobędzki, J. H. Kolitowska i Z. Berkan. O otrzymywaniu kwasu podfosforowego z fosforu czerwonego	107
S. Eilenberg. O wielosprzęgłości powierzchni zamkniętych	109
M. Kampioni - Zakrzewska. O glaukonicie z margli kredowych okolicy Żurawna	112
J. Rotblat. Badanie absorpcji twardych promieni γ za pomocą efektu fotojądrowego w berylu.	114
J. Rotblat. Promieniotwórczość wzbudzona przez prędkie neutrony i ich nieelastyczne zderzenia	127
St. J. Thugutt. O newtonicie, pochodnym glinodwukrzemianu potasowego	147

TABLE DES MATIÈRES.

	Page
T. Miłobędzki, J. H. Kolitowska i Z. Berkan. La préparation de l'acide hypophosphorique $H_4P_2O_6$ en partant du phosphore rouge.	107
S. Eilenberg. Sur la multicohérence des surfaces closes	109
M. Kampioni - Zakrzewska. Sur la glauconie des marnes crétacées des environs de Żurawno	113
J. Rotblat. Absorption of γ Rays measured by their Photo-effect in Beryllium	125
J. Rotblat. Artificial radioactivity produced by fast neutrons and their inelastic collisions	127
St. J. Thugutt. Sur la newtonite, dérivée d'un alumobisilicate de potasse	148

SPRAWOZDANIA Z POSIEDZEŃ
TOWARZYSTWA NAUKOWEGO WARSZAWSKIEGO

Wydział III nauk matematyczno-fizycznych

Posiedzenie

z dnia 11 maja 1937 r.

T. Miłobędzki, J. H. Kolińska i Z. Berkan.

O otrzymywaniu kwasu podfosforowego z fosforu czerwonego.

Przedstawił T. Miłobędzki dn. 11 maja 1937 r.

La préparation de l'acide hypophosphorique $H_4P_2O_6$ en partant
du phosphore rouge.

Mémoire présenté par M. T. Miłobędzki à la séance du 11 mai 1937.

On sait que la préparation de l'acide hypophosphorique $H_4P_2O_6$ par oxydation du phosphore par différentes méthodes n'est pas facile — elle prend beaucoup de temps et donne des rendements très faibles.

C'est Mme J. H. Kolińska qui, en oxydant les produits de l'hydrolyse de certains composés du phosphore, a obtenu pour la première fois des rendements en $H_4P_2O_6$ plus satisfaisants. Ainsi, l'oxydation avec le H_2O_2 en solution alcaline des produits de l'hydrolyse de P_2J_4 a donné env. 24 pc. de $H_4P_2O_6$ ¹⁾. Environ 10 pc. de rendement ont été atteints en oxydant les produits de l'hydrolyse de PCl_3 ²⁾ ($J_2 + KJ$; $P_H = \text{env. } 5,7$), et env. 50 pc. avec ceux de l'hydrolyse de PBr_3 ³⁾ ($J_2 + KJ$; $P_H = \text{env. } 5,7$).

Nous avons appliqué la même méthode d'oxydation ($J_2 + KJ$; $P_H = \text{env. } 5,7$) au phosphore blanc émiété, mais sans réussir: les fragments de P s'aggloméraient, leur couleur changeait au rouge, l'action de l'iode n'allait que très lentement.

1) Roczniki Chem. **15**, 29 [1935].

2) Ibidem **16**, 313 [1936].

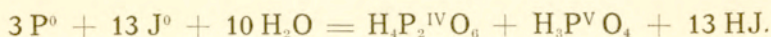
3) Z. anorg. allgem. Chem. **230**, 310 [1937].

Avec le phosphore rouge finement dispersé les résultats ont été beaucoup meilleurs. Nous avons exécuté quatre essais, que nous résumons brièvement:

1) En prenant comme oxydant une solution de $J_2 + KJ$ à $P_H = \text{env. } 5,7$ (modérateur: $CH_3COOH + CH_3COONa$) en quantité correspondant à 80 pc. d'iode nécessaire à l'oxydation du total de P^0 en P^V , après 48 heures de réaction, 11 pc. de P restèrent inaltérés et 35 pc. de P oxydé passèrent en $H_4P_2O_6$.

2) Le même oxydant en quantité suffisant à l'oxydation complète du total de phosphore donne, après 72 heures de réaction, sous forme de $H_4P_2O_6$ 30 pc. de phosphore oxydé; 7,5 pc. d'iode n'entrèrent pas en réaction.

3) L'essai fut exécuté de la même manière que le précédent, mais en tenant compte de la vitesse d'oxydation et des changements de concentration des ions H' , qui résultent de la réaction:



On a trouvé qu'après 3 heures 84 pc. d'iode entrent en réaction, après 6 heures — 88 pc.; après 9 heures de réaction ce pourcentage monte à env. 89 et il atteint après 24 heures — 91 pc. Le phosphore s'oxyde entièrement.

La concentration des ions H' augmenta après les premières 3 heures jusqu'à $P_H = \text{env. } 4,6$; alors, pour restituer la concentration $P_H = \text{env. } 5,7$, on ajouta du CH_3COONa (indicateurs: bleu bromophénolique et bleu bromothymolique).

4) L'addition de l'oxydant fut faite goutte à goutte jusqu'au moment où le phosphore cessa de réagir avec l'iode, ce qui a eu lieu après 48 heures d'oxydation. 94 pc. de P et env. 83,5 pc. de la quantité d'iode requise pour oxyder le total de P^0 en P^V entrèrent en réaction. On obtint sous forme de $H_4P_2O_6$ 35 pc. de P oxydé.

Dans tous les quatre essais la solution contenant le phosphore était mélangé mécaniquement. Pour doser le $H_4P_2O_6$ nous nous servions de la méthode de Z. Wolf et W. Jung⁴⁾.

⁴⁾ Tamże 201, 347 [1937].

La préparation de $H_4P_2O_6$ en oxydant avec de l'iode à $P_H = \text{env. } 5,7 - 4,6$ le phosphore rouge est donc facile. Cette méthode donne de meilleurs rendements que toutes celles d'obtenir l'acide, en partant du phosphore libre, connues jusqu'à présent.

Warszawa. École polytechnique.
Institut de Chimie Minérale.

Samuel Eilenberg.

O wielosprzęgłości powierzchni zamkniętych.

Przedstawił Bronisław Knaster dn. 11 maja 1937 r.

STRESZCZENIE.

Autor podaje dla dwuwymiarowych powierzchni zamkniętych S zależność między pierwszą liczbą Betti'ego $p^1(S)$ a liczbą $r(S)^1$, zdefiniowaną przy pomocy rozkładów $S = X_1 + X_2$ na kontinua.

Samuel Eilenberg.

Sur la multicohérence des surfaces closes.

Note présentée par M. Bronisław Knaster dans la séance du 11 Mai 1937.

Posons ¹⁾ pour tout continu localement connexe X

$$r(X) = \sup [b_0(X_1 \cdot X_2) - 1]^2,$$

en faisant le couple X_1, X_2 parcourir tous les continus tels que $X = X_1 + X_2$.

¹⁾ Cf. S. Eilenberg, *Sur les espaces multicohérents I*, Fund. Math. 27 (1936), p. 153—190; *II*, Fund. Math. 29 (1937), p. 101—122.

²⁾ $b_0(Y)$ = nombre de composantes de Y , lorsque ce nombre est fini; dans le cas contraire $b_0(Y) = \infty$.

Le but de cette note est d'évaluer le nombre $r(X)$ dans le cas où $X=S$ est une surface close à 2 dimensions. Il sera établi qu'on a soit $r(S) = \frac{p^1(S)}{2}$, soit $r(S) = \frac{p^1(S) + 1}{2}$, suivant que le premier nombre de Betti $p^1(S)$ de S est pair ou non.

$\chi(S)$ désignant la caractéristique d'Euler de la surface close³⁾ S , on a, comme on sait,

(1) soit $\chi(S) = p^1(S) - 2$, soit $\chi(S) = p^1(S) - 1$, suivant que S est orientable ou non.

Une courbe simple fermée $C \subset S$ qui ne coupe pas S sera dite *bilatère*, lorsque la surface (bornée) P , qui s'obtient de S par une „coupure“ le long de C , est limitée par deux courbes simples fermées; nous les désignerons par C' et C'' . En considérant C' et C'' comme des points c' et c'' (c. à d. en identifiant tous les points de C' et de C'' respectivement), on parvient à une surface close $S_1 = \alpha(S, C)$. On dira que S_1 s'obtient de S par l'opération α effectuée sur la courbe bilatère $C \subset S$.

Nous nous appyrons sur les propositions suivantes:

(2) *Pour toute courbe simple fermée bilatère $C \subset S$, on a (en posant $S_1 = \alpha(S, C)$),*

$$\chi(S_1) = \chi(S) - 2.$$

(3) *Pour que l'on ait $p^1(S) > 0$ il faut et il suffit qu'il existe une courbe simple fermée bilatère $C \subset S$.*

Théorème. *On a pour toute surface close S*

$$r(S) = E \frac{p^1(S) + 1}{2}$$

Démonstration. Soit $r(S) \geq n$. Il existe alors deux continus X_1 et X_2 tels que $S = X_1 + X_2$ et que $b_0(X_1 \cdot X_2) \geq n + 1$. On peut remplacer ces continus par

³⁾ Pour tout ce qui concerne les surfaces voir B. v. Kerékjártó, *Vorlesungen über Topologie*, Berlin, J. Springer, 1923, p. 131—158 et H. Seifert und W. Threlfall, *Lehrbuch der Topologie*, Leipzig—Berlin, B. G. Teubner, 1934, p. 130—148.

deux continus $Y_1 \supset X_1$ et $Y_2 \supset X_2$ tels que $b_0(Y_1 \cdot Y_2) \geq n + 1$ et que chaque composante P_i de $Y_1 \cdot Y_2$ soit une surface (bornée). Soit C_i une courbe frontière quelconque de P_i . On trouve facilement que la somme des n courbes bilatères C_1, C_2, \dots, C_n ne coupe pas S . Désignons par S_1 la surface close qui s'obtient de S , en appliquant l'opération α successivement aux courbes C_1, C_2, \dots, C_n . On a alors en vertu de (1) et (2)

$$\chi(S_1) \geq -2 \text{ et } \chi(S_1) = \chi(S) - 2n,$$

ce qui donne $2n \leq \chi(S) + 2$ et en vertu de (1) $2n \leq p^1(S) + 1$. Il en résulte que $2r(S) \leq p^1(S) + 1$.

Reste à montrer que $2r(S) \geq p^1(S)$. Admettons cette inégalité dans le cas où $p^1(S) < n$ et supposons que l'on ait $p^1(S) = n > 0$. D'après (3), il existe alors une courbe simple fermée bilatère $C \subset S$. Soit $S_1 = \alpha(S, C)$. En vertu de (1) et de (2) on a alors $p^1(S) - 1 \geq p^1(S_1) \geq p^1(S) - 2$, donc $2r(S_1) \geq p^1(S_1)$, d'où $2[r(S_1) + 1] \geq p^1(S)$.

Il suffit donc de montrer que $r(S) \geq r(S_1) + 1$. Admettons que $r(S_1) \geq m$ et soit $S_1 = X_1 + X_2$ une décomposition de S_1 en deux continus tels que $b_0(X_1 \cdot X_2) > m$. En désignant par c' et c'' les „traces“ de la courbe C sur S_1 , on peut admettre que $c' \in X_1 - X_2$ et que $c'' \in X_2 - X_1$. Soient Y_1 et Y_2 les sous-continus de S qui correspondent à X_1 et X_2 . La courbe C est alors une composante de $Y_1 \cdot Y_2$, d'où

$$b_0(Y_1 \cdot Y_2) = b_0(X_1 \cdot X_2) + 1 > m + 1.$$

Il en résulte que $r(S) \geq m + 1$, c. q. f. d.

Maria Kampioni-Zakrzewska.

O glaukonicie z margli kredowych okolicy Żurawna.

Przedstawił p. St. J. Thugutt dn. 11 maja 1937 r.

Streszczenie.

Na południe od Żurawna w Bujanowskim otworze wiertniczym, na głębokości 131—142 m pod osadami tortońskimi, występują margle piaszczyste obfitujące w glaukonit (do 35% obj.). Glaukonitowi obok kwarcu towarzyszy piryt (4,32%). Na kolor mocno zielony, jednak plamisto zabarwiony, słabo dwójłomny ($n_g = 1.593$), o gęstości 2,77 glaukonit wyosobniono z marglu (po usunięciu węglanów 2½% kwasem octowym i następnym odpławieniu) w czterobromku acetylenowym. Resztki pirytu i kwasu usunięto ręcznie pod lupą dwuokularową. 1/3 wody zawartej w glaukonicie uchodzi już w temp. 80°. W temperaturze 420° ubytek ten wzmagą się raptownie na skutek ustępowania wody konstytucyjnej. Pozostałe 3,58% H₂O uchodzą w wyższej temperaturze.

Analiza chemiczna wykazała:

SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	FeO	MgO	CaO	K ₂ O	Na ₂ O
49.81	6.33	13.24	5.81	4.50	1.58	7.45	0.16

H ₂ O	TiO ₂	MnO	P ₂ O ₅	CO ₂	suma
9.71	ślady	—	0.33	0.98	99.90

Po wyłączeniu CaO w postaci węglanu i fosforanu wapniowego otrzymujemy wzór: R₂O · 4 (R^IO, R₂^{III}O₃) · 10 SiO₂ · n H₂O na ogół zgodny z wzorem Hallimonda.

W porównaniu do glaukonitów oligoceńskich z Rostocza Lwowsko-Tomaszowskiego, analizowanych przez Smulikowskiego, zawartość Fe₂O₃ i Al₂O₃ jest tutaj mniejsza, za to jest więcej MgO i FeO, co się tłumaczy środowiskiem redukcyjnym (obecność pirytu), w którym powstał glaukonit Bujanowski, oraz pewnym nadmiarem krzemionki.

M. K a m p i o n i - Z a k r z e w s k a.

Sur la glauconie des marnes crétacées des environs
de Żurawno.

Note présentée par M. St. J. Thugutt à la séance du 11 mai 1937.

R é s u m é.

L'analyse chimique d'une glauconie verte-noire provenant d'une marne sénonienne du forage de Bujanów aux environs de Żurawno donna:

SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	FeO	MgO	CaO	K ₂ O	Na ₂ O
49.81	6.33	13.24	5.81	4.50	1.58	7.45	0.16

H ₂ O	TiO ₂	MnO	P ₂ O ₅	CO ₂	somme
9.71	traces	—	0.33	0.98	99.90

Densité 2,77, n_m — 1,593, structure confuse, cryptocristalline, courbe de déshydratation avec une inflexion à 420°. Tenant compte que la chaux est combinée avec CO₂ et P₂O₅ on reçoit la formule: R₂O . 4 (R^{II} O, R₂^{III} O₃) . 10 SiO₂ . n H₂O qui s'accorde bien avec celle de Hallimond.

Posiedzenie

z dnia 24 czerwca 1936 r.

Józef Rotblat.

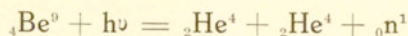
Badanie absorpcji twardych promieni γ za pomocą efektu fotojądrowego w berylu.

Przedstawił Cz. Białobrzeski dn. 24 czerwca 1937 r.

W S T Ę P.

Jądro atomowe naświetlane promieniami γ o dostatecznej energii zostaje pobudzone i w następstwie może ulec dezintegracji, a mianowicie, jedna z cząstek zawartych w jądrze — najczęściej neutron — zostaje wyrzucona. Ten t. zw. jądrowy efekt fotoelektryczny odkryli Chadwick i Goldhaber¹⁾, którzy, naświetlając deuterium promieniami γ ThC'', stwierdzili emisję neutronów z ciężkiego wodoru. Szilard i Chalmers²⁾ zaobserwowali emisję neutronów również z berylu naświetlanego promieniami γ RaC. Ostatnio Bothe i Gentner³⁾, posługując się bardzo twardymi promieniami γ — o energii $17 \cdot 10^6$ e. V. — powstającymi wskutek dezintegracji litu protonami, stwierdzili podobne efekty w całym szeregu pierwiastków ciężkich.

Spośród wszystkich pierwiastków najłatwiej ulega fotodysocjacji beryl. Jedynie bowiem w tym przypadku do wywołania dezintegracji wystarczają promienie γ RaC. Proces, który tu zachodzi jest następujący:



Że istotnie zachodzi ten proces, a nie jak sądzono powstawanie Be^8



wykazali obecnie Paneth i Gluckauf⁴⁾, którzy w sposób bezpośredni wykryli hel powstający w tej reakcji i stwierdzili, że na każdy neutron przypadają w przybliżeniu dwie cząstki α .

Na podstawie znajomości dokładnych wartości ciężarów atomowych podanych przez Oliphanta⁵⁾ można obliczyć najmniejszą wartość energii promieni γ , konieczną do wywołania powyższej reakcji. Wstawiając wartości $\text{Be}^9 = 9,0149$, $\text{He}^4 = 4,0039$, $n^1 = 1,0091$ i przyjmując energie kinetyczne neutronu i cząstek α jako równe zeru, otrzymamy $h\nu = 0,0020$ jednostek ciężaru atomowego, czyli $1,87 \cdot 10^6$ e. V. W promieniowaniu γ RaC istnieją trzy najtwardsze prążki o energiach $1,8 \cdot 10^6$, $2,0 \cdot 10^6$ i $2,2 \cdot 10^6$ e. V. O ile więc użyte tu wartości ciężarów atomowych są prawdziwe, efekt fotojądrowy w berylu może być wywołany tylko przez te najtwardsze składniki promieniowania γ RaC.

Fakt ten może być wykorzystany w celu dokładnego zmierzenia absorpcji twardych promieni γ RaC. W metodach zwykle stosowanych do badania absorpcji dużą trudność sprawia obecność bardzo silnego promieniowania miękkiego; usunięcie jego wymaga użycia grubych ekranów filtrujących, przez co zmienia się jednak częściowo skład promieni twardych. Metoda fotojądrowa natomiast — ze względu na to, że działają tu jedynie twarde składniki — nie naraża tych trudności i wobec tego należy oczekiwać utrzymania krzywej wykładniczej absorpcji, nawet bez użycia jakichkolwiek filtrów. Wbrew tym oczekiwaniom Gentner⁶⁾, który posługiwał się właśnie tą metodą, otrzymał wyniki bardzo skomplikowane.

Gentner badał absorpcję promieni γ RaC w ołowiu i w glinie. Wyniki jego są przedstawione w tabelce I.

Jak widzimy, krzywa absorpcji promieni γ w ołowiu wykazuje u Gentnera początkowo wzrost aż do pewnego maximum i następnie spadek coraz powolniejszy. Podobny efekt występuje również w glinie. W celu wytłumaczenia tych wyników Gentner zakłada, że efekt fotojądrowy w berylu jest

TABELKA I.

O ł ó w		G l i n	
grubość ekranu w mm.	natężenie	grubość ekranu w mm.	natężenie
0	10	0	10
1	11	8	11
2	12	16	12
3	10	24	11
10	5,5	32	10
20	3,2		

wywołany głównie przez promienie γ o energii $0,9 \cdot 10^6$ e. V., która to wartość wynika z początkowego spadku krzywej absorpcji. Zaobserwowany wzrost aktywności tłumaczy tym, że twarde promienie γ , po przejściu przez warstwę absorbenta, zostają zmiekkzone wskutek efektu Comptona i jako takie posiadają większą wydajność w procesie dezintegracji berylu.

Wynik uzyskany przez G e n t n e r a jest w wyraźnej niezgodzie z wartością wynikającą z rachunku mas oraz z wynikiem doświadczalnym Chadwicka i Goldhabera⁷⁾, którzy jako minimalną energię promieni γ otrzymali $1,6 \cdot 10^6$ e. V. W pracy niniejszej, której celem było wyznaczenie współczynnika absorpcji twardych promieni γ , starałem się również wyjaśnić niezgodność wyniku G e n t n e r a z przewidywaniami teoretycznymi.

DOŚWIADCZENIE.

Badanie absorpcji promieni γ RaC polegało na mierzeniu aktywności wzbudzonej w srebrze (okresy zaniku do połowy 22 sek. i 137 sek.) przez neutrony, powstające wskutek dezintegracji berylu. Całkowita ilość neutronów powstających w tym procesie jest oczywiście proporcjonalna caeteris paribus do natężenia promieni γ padających na warstwę berylu; z drugiej strony aktywność wzbudzona w receptorze jest proporcjonalna do ilości neutronów. Tak więc pomiar aktywności receptora może być miarą natężenia promieniowania γ . Schemat urzą-

dzenia, którym się posługiwałem jest przedstawiony na fig. 1. W szklanej rurce Ra znajdowało się źródło promieni γ w kształcie 8 platynowych rureczek zawierających w sumie 50 mg. radu. Rad był wypożyczony przez Instytut Radowy im. Marii Curie-Skłodowskiej. W odległości 4 cm od źródła znajdowało się pudełko cynkowe Be o rozmiarach 5 cm \times 5 cm \times 5 cm, zawierające 115 gr berylu. Tuż za berylem umieszczałem receptor Ag w postaci blaszki srebrnej o wymiarach 8 cm \times 5 cm

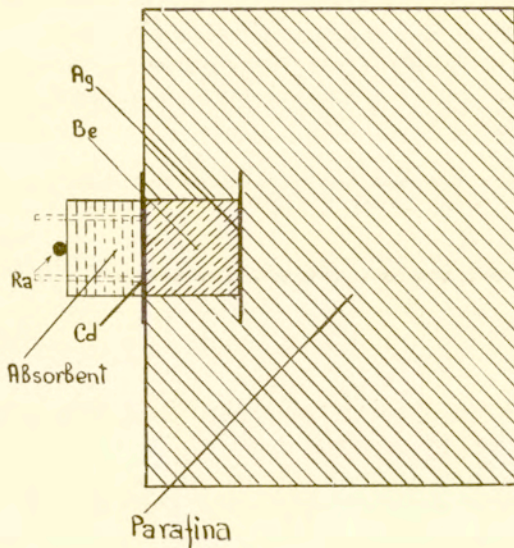


Fig. 1.

i grubości 0,15 mm. W celu zwiększenia aktywności wzbudzonej w srebrze, beryl otoczono z trzech stron dużym blokiem parafiny. W tych warunkach promieniotwórczość w srebrze była wywołana głównie przez neutrony „cieplne” oraz grupy A. Aktywność receptora mierzyłem przy pomocy licznika Geigera-Müllera, o średnicy 23 mm, wysokości 50 mm i grubości ścian (glin) 0,2 mm, połączonego ze wzmacniaczem jednolampowym i tyratronem.

Przestrzeń między źródłem a berylem była przeznaczona do umieszczenia absorbentów. Absorbenty były to płytki kwadratowe 5 cm \times 5 cm, grubości 5 mm każda. Ustawiałem je

w ten sposób, że całkowicie zastąpiły pudełko z berylem. W celu łatwego i dokładnego ustawiania kolejnych płytek, w każdej z nich były wywiercone dwa małe otworki, służące do przesunięcia dwóch mosiężnych drutów, po których płytki przesuwają się swobodnie.

Pomiary polegały na mierzeniu aktywności srebra w zależności od grubości absorbenta umieszczonego między źródłem a berylem. Specjalną uwagę zwracałem na to, aby wszystkie warunki pomiaru były stale identyczne. Czas naświetlania srebra wynosił 2 minuty; pomiar aktywności rozpoczynałem zawsze po 15 sekundach od skończenia ekspozycji i trwał 1 minutę. W celu wyrugowania pozostałej aktywności receptora, posługiwałem się sześcioma blaszkami srebrnymi, które kolejno naświetlałem. Dzięki temu, odstęp czasu między kolejnymi naświetlaniami danej blaszki wynosił około 20 minut, a więc zupełnie wystarczający do całkowitego zaniku radiopierwiastka o okresie 137 sekund. Po każdym pomiarze mierzyłem ruch własny licznika Geigera-Müllera.

Aktywność srebra — w przypadku nieobecności absorbentów — wynosiła około 70 impulsów na minutę ponad ruch własny.

Wykonałem pomiary absorpcji w ołowiu, miedzi i glinie. Krzywe na fig. 2 przedstawiają wyniki otrzymane w ołowiu i w glinie. Oś odciętych przedstawia grubość absorbenta w cm, oś rzędnych — logarytm aktywności srebra. Pionowe kreski oznaczają wielkość logarytmicznego błędu statystycznego. Jako błąd statystyczny przyjąłem w każdym przypadku pierwiastek kwadratowy z całkowitej liczby liczonych impulsów, dotyczącej tego przypadku.

Jak widzimy, krzywe nie są wykładnicze. W przypadku ołowiu krzywa spada początkowo bardzo wolno i dopiero począwszy od 1 cm. ołowiu przechodzi w linię prostą, z której nachylenia wynika absorpcja do połowy w 14 mm. W przypadku glinu występuje również linia krzywa o coraz szybszym spadku.

Wyniki te, świadczące, że dla cienkich warstw absorpcja nie ma charakteru wykładniczego, można wytłumaczyć w sposób następujący. Mitchell i Murphy^{*)} pokazali, że metale posiadają zdolność silnego odbijania neutronów powolnych. Otóż, zgodnie z tym, nakładanie absorbenta może spo-

wodować odbicie neutronów, wybiegających z parafiny lub z berylu w kierunku przeciwnym ruchowi neutronów, wychodzących ze źródła. Neutrony odbite mogą jeszcze raz przejść przez receptor i spowodować wzrost aktywności. W ten więc sposób absorbent przyczynia się częściowo do powiększenia aktywności; absorpcja promieni γ wydaje się wobec tego pozornie mniejsza.

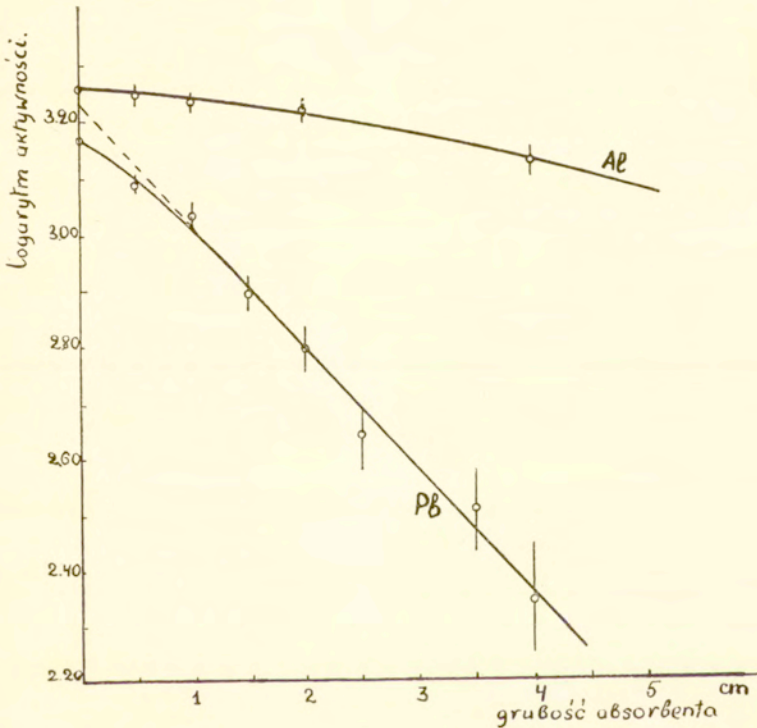


Fig. 2.

W celu sprawdzenia słuszności tej hipotezy, między absorbentami a berylem umieściłem ekran kadmowy 0,5 mm grubości oraz srebrny grubości 0,2 mm (fig. 1 Cd). Ekranry te służyły do absorbowania neutronów ciepłych oraz srebrowych — grupy A i B — które wybiegają z parafiny, oraz wracają po odbiciu w absorbentach. Przy tym urządzeniu powtórzyłem pomiary absorpcji w ołowiu, miedzi i glinie. Otrzymane wyniki są przedstawione na fig. 3.

Jak widzimy, krzywe absorpcji są rzeczywiście od początku wykładnicze. Z nachylenia tych krzywych obliczyłem grubości ekranów, absorbujących promieni γ do połowy. Wy-

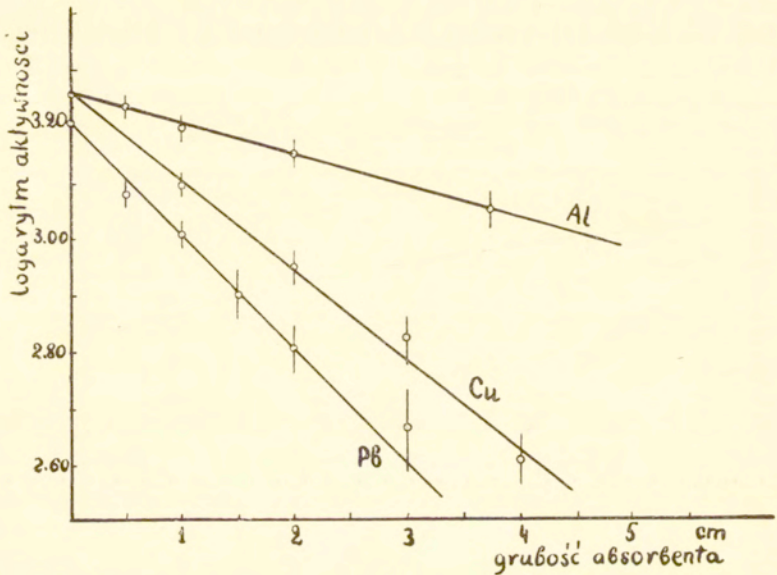


Fig. 3.

niki są przedstawione w drugiej kolumnie tabelki II. W trzeciej kolumnie są podane wartości atomowych współczynników absorpcji (absorpcja w odniesieniu do jednego atomu) obliczonych ze wzoru

$$\mu_{\text{at}} = \frac{A \ln 2}{\delta \rho L}$$

gdzie A oznacza ciężar atomowy absorbenta, ρ — jego gęstość, L — liczbę Avogadro, δ — grubość ekranu pochłaniającego promienie γ do połowy.

TABELKA II.

absorbent	δ	μ_{at}
Pb	14 mm	$1,50 \times 10^{-23} \text{ cm}^2$
Cu	19 "	$0,434 \times 10^{-23} \text{ cm}^2$
Al	52 "	$0,215 \times 10^{-23} \text{ cm}^2$

INTERPRETACJA WYNIKÓW.

Wykładniczy charakter krzywych absorpcji dowodzi, że efekt fotojądrowy w berylu jest wywołany przez pierwotne promienie γ RaC, nie zaś przez promienie rozproszone. Sprzeczny wynik G e n t n e r a można wytłumaczyć — analogicznie do interpretacji moich wyników otrzymanych bez użycia ekranu kadmowego — odbiciem neutronów od absorbentów. O ile można sądzić z pracy G e n t n e r a, posługiwał się on ciekłą warstwą berylu. W tych warunkach odbicie neutronów od absorbentów odgrywa o wiele większą rolę; wywołany w ten sposób przyrost neutronów może być nawet większy od zmniejszenia się liczby neutronów wskutek absorpcji i stąd prawdopodobnie pochodzi wzrost aktywności przy małych grubościach absorbenta. W moim doświadczeniu, wskutek zastosowania grubej warstwy berylu i znacznego oddalenia parafiny od absorbentów, efekt ten jest o wiele mniejszy i dlatego nie zaobserwowałem przyrostu aktywności.

W celu sprawdzenia, czy promienie γ rozproszone w ołowiu są jeszcze zdolne do wywołania fotodysocjacji berylu, wykonałem następujące doświadczenie: Z obu stron pudełka z berylem ustawiłem płytki ołowiane, 5 mm grubości, jako reflektory (fig. 4), i porównałem aktywność wzbudzoną w srebrze

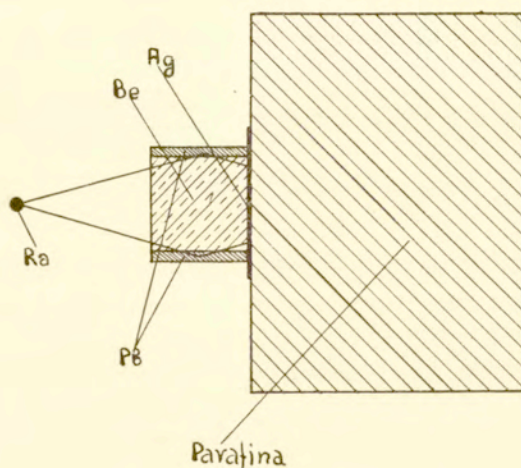


Fig. 4.

w przypadku obecności i nieobecności reflektorów. Przy tym ustawieniu reflektorów, do berylu mogły się dostać promienie γ rozproszone pod kątem 30° , a więc takie, których zmniejszenie energii wskutek efektu Comptona wynosiło około $0,7 \times 10^6$ elektronowoltów. Gdyby — zgodnie z Gentnerem — efekt fotojądrowy był wywołany głównie przez promienie γ o energii $0,9 \cdot 10^6$ e. V., ustawienie reflektorów powinno spowodować wzrost aktywności srebra. Pomiar wykazały jednak zupełnie jednakową aktywność w obu przypadkach.

Wyniki te świadczą więc, że dezintegracja w berylu może być wywołana tylko przez twarde składniki promieniowania γ RaC.

Otrzymane wartości współczynników absorpcji tych promieni γ można porównać z wartościami otrzymanymi przez innych autorów i innymi metodami. Badania absorpcji twardego promieni γ RaC wykonali ostatnio Meitner i Hupfeld⁹⁾ oraz Ketelaar, Piccard i Stahel¹⁰⁾. Meitner i Hupfeld mierzyli absorpcję promieni γ RaC filtrowanych przez 10 cm ołowiu; jako współczynnik absorpcji w ołowiu obliczony na atom otrzymali $1,53 \cdot 10^{-23}$. Ketelaar, Piccard i Stahel badali absorpcję promieni γ filtrowanych przez 15 cm ołowiu i otrzymali wartość $1,57 \cdot 10^{-23}$. Wartości te są przybliżone do wartości otrzymanych w niniejszej pracy.

W celu obliczenia energii promieni γ , odpowiadającej otrzymanym współczynnikom absorpcji, posługiwałem się znanymi wzorami teoretycznymi. Przyjąłem przy tym — zgodnie z Gentnerem¹¹⁾ — że współczynnik absorpcji promieni γ jest sumą trzech wyrazów

$$\mu = \sigma + \tau + \kappa$$

gdzie σ oznacza współczynnik absorpcji wywołanej przez efekt Comptona t. j. rozproszenie spowodowane przez elektrony, τ — absorpcję wskutek efektu fotoelektrycznego, κ — absorpcję jądrową czyli materializację. Wartości wszystkich tych współczynników obliczyłem na podstawie wzorów Kleina-Nishiny¹²⁾ na σ , Hulme'a i współpracowników¹³⁾ na τ , oraz Bethego i Heitlera¹⁴⁾ na κ . Przyjąłem przy tym jako długość fali promieni γ 6,3 U. X., czyli średnią wartość

z pomiarów p. Meitner i Hupfelda oraz Ketelara, Piccarda i Stahela. Otrzymane wyniki są przedstawione w tabelce III.

TABELKA III.

absorbent	δ_{at} $\times 10^{23} \text{ cm}^2$	τ_{at} $\times 10^{23} \text{ cm}^2$	$\%_{at}$ $\times 10^{23} \text{ cm}^2$	$\mu_{at} \text{ obl.}$ $\times 10^{23} \text{ cm}^2$	$\mu_{at} \text{ dośw.}$ $\times 10^{23} \text{ cm}^2$
Pb	1,20	0,21	0,11	1,52	1,50
Cu	0,424	0,001	0,014	0,439	0,434
Al	0,191	0,000	0,003	0,194	0,215

W ostatniej rubryce są podane wartości doświadczalne otrzymane w niniejszej pracy.

Jak widzimy zgodność wyników w przypadku ołowiu i miedzi jest zupełnie dobra. W przypadku glinu występuje mała rozbieżność, która może być spowodowana błędem doświadczalnym, gdyż w glinie — ze względu na małą absorpcję — dokładność pomiaru jest najmniejsza.

Na podstawie tych wyników można przyjąć, że promienie γ RaC, wywołujące efekt fotojądrowy w berylu posiadają długość fali 6,3 U. X., czyli energię $1,96 \cdot 10^6$ e. V. Wartość ta oczywiście nie oznacza, że tylko te promienie γ są czynne w efekcie fotojądrowym; raczej należy ją traktować jako wartość przeciętną energii promieni γ . Nie znając bowiem charakteru krzywej pobudzenia efektu fotojądrowego, nie możemy z góry osądzić, który z prążków zawartych w promieniowaniu γ RaC posiada większą wydajność i jakie zatem promienie γ są najbardziej czynne.

W celu choćby częściowego zbadania postaci krzywej pobudzenia, porównałem aktywność wzbudzoną w srebrze przez neutrony wytworzone przez promienie γ RaC oraz przez promienie γ ThC". Źródłami promieni γ były rurki zawierające 2 mg. mezotoru oraz 4 mg. radu. Jak się okazało, wydajność tego efektu — obliczona na jednakowe natężenie promieni γ — jest w przypadku ThC" dwa razy mniejsza od wydajności promieni

γ RaC. Ten duży spadek wydajności może być oczywiście spowodowany istnieniem bardzo ostrego prążka rezonansowego, leżącego w okolicy $2 \cdot 10^6$ e. V., albo też — na co wskazali Chadwick i Goldhaber⁷⁾ — może być wywołany prosto tym, że neutrony, powstające przy naświetlaniu berylu promieniami γ ThC", posiadają większą energię kinetyczną i jako prędsze wywołują mniejszą aktywność srebra niż bardzo powolne neutrony pochodzące od promieni γ RaC. Pomiar energii neutronów z obu tych źródeł — wykonywane obecnie w Pracowni Radiologicznej T.N.W. przez pp. Bargiela i Lisińskiego — wskazują, że raczej zachodzi tu druga ewentualność, t. zn., że mniejsza wydajność promieni γ ThC" jest wywołana większą energią tych neutronów. Jest więc możliwe, że wbrew dotychczasowym założeniom krzywa pobudzenia posiada przebieg gładki, bez istnienia prążków rezonansowych, przynajmniej w okolicy badanej.

STRESZCZENIE.

Badałem absorpcję twardych promieni γ RaC, wywołujących efekt fotojądrowy w berylu. Pomiar polegał na mierzeniu aktywności wzbudzonej w srebrze przez neutrony powstające wskutek fotodysocjacji berylu, w zależności od grubości absorbenta z ołowiu, miedzi i glinu. Otrzymane krzywe absorpcji mają charakter wykładniczy, co dowodzi, że efekt fotojądrowy w berylu jest wywołany tylko przez najtwardsze składniki promieniowania γ RaC. Przeciętna długość fali promieni γ czynnych w tym procesie wynosi $6,3$ U. X., energia ich jest zatem $1,96 \cdot 10^6$ e. V. Stwierdziłem, że przyczyną sprzecznego wyniku Gentnera było wsteczne odbicie neutronów powolnych od absorbentów.

Poczuwam się do miłego obowiązku serdecznego podziękowania Panu Profesorowi Dr. L. Wertensteinowi za wiele cennych rad udzielanych mi w toku pracy.

Zarządowi Instytutu Radowego im. Marii Curie-Skłodowskiej składam serdeczne podziękowanie za wypożyczenie mi radu.

BIBLIOGRAFIA.

- 1) J. Chadwick i M. Goldhaber. *Nature*. 134, 237, (1934).
- 2) L. Szilard i T. A. Chalmers. *Nature*. 134, 494, (1934).
- 3) W. Bothe i W. Gentner. *Naturwiss.* 25, 90 i 126, (1937).
- 4) F. A. Paneth i E. Glöckauf. *Nature*. 139, 712, (1937).
- 5) M. L. Oliphant. *Nature*. 137, 396, (1936).
- 6) W. Gentner. *C. R.* 199, 1211, (1934).
- 7) J. Chadwick i M. Goldhaber. *Proc. Roy. Soc. A.* 151, 479, (1935).
- 8) A. C. G. Mitchell i E. J. Murphy. *Phys. Rev.* 48, 653, (1935).
Mitchell, Murphy i M. D. Whitaker. *Phys. Rev.* 49, 401, (1936)
i 50, 133, (1936).
- 9) L. Meitner i H. H. Hupfeld. *Z. Phys.* 75, 705, (1932).
- 10) H. Katelaar, A. Piccard i E. Stahel. *J. Phys.* 5, 385, (1934).
- 11) W. Gentner, *J. Phys.* 6, 274, (1935).
- 12) F. Klein i Y. Nishina. *Z. Phys.* 52, 853, (1929).
- 13) H. R. Hulme, Z. Mc Dougall, R. A. Buckingham i R. H. Fowler. *Proc. Roy. Soc.* 149, 131, (1935).
- 14) H. A. Bethe i W. Heitler. *Proc. Roy. Soc.* 146, 83, (1934).

**Absorption of γ Rays measured by their Photo-effect
in Beryllium.**

Mémoire présenté par M. Cz. Białobrzeski à la séance du 24 juin 1937.

It results from recent determinations of atomic masses, that in the photo-nuclear effect of radium C γ -rays in beryllium, only the hardest groups, namely, $2,2 \times 10^6$ eV., $2,0 \times 10^6$ eV. and $1,8 \times 10^6$ eV., can be efficient. The absorption of these γ -rays measured by the number of neutrons produced in beryllium should therefore be very nearly exponential without any preliminary filtering. However. G e n t n e r has found that the absorption curve obtained by this method exhibits a flat maximum for small thicknesses of absorbing material (lead of aluminium) and then decreases, at first with a coefficient corresponding to $0,9 \times 10^6$ eV., and afterwards more slowly. G e n t n e r interprets these results by assuming that the observed maximum corresponds to the maximum intensity of the $0,9 \times 10^6$ eV. rays developed by the Compton effect from the primary rays, and that this quantum energy represents the energy necessary for extracting a neutron from the beryllium nucleus.

In view of these discrepancies, I have repeated these experiments using the arrangement represented in fig. 1. About 115

gm. of beryllium contained in a thin-walled zinc box, 5 cm \times 5 cm \times 5 cm, was placed at 4 cm. distance from the source of γ -rays (50 mgm. of radium contained in platinum tubes). The activity excited in a silver foil placed against the box opposite the source was measured as a function of the thickness of different absorbers interposed between the box and the source. Paraffin wax was placed behind the box in order to increase the efficiency of the neutrons. The front side of the box exposed to the radium was covered by a sheet of cadmium in order to minimize the back-scattering of slow neutrons from the absorbing material. The results for absorption in lead, copper and aluminium are represented in Fig. 3.

The curves are exponential, the half-value thicknesses being 14 mm, 19 mm and 52 mm for lead, copper and aluminium respectively. I deduce for the atomic absorption coefficients: $\mu_{\text{at}}^{\text{Pb}} = 1,50 \times 10^{-23}$, $\mu_{\text{at}}^{\text{Cu}} = 0,434 \times 10^{-23}$, $\mu_{\text{at}}^{\text{Al}} = 0,215 \times 10^{-23}$. The best value found by comparison of theory and recent experimental work for radium C γ -rays filtered through 10—15 cm. lead is $\mu_{\text{at}}^{\text{Pb}} = 1,52 \times 10^{-23}$, and the values calculated for these rays for copper and aluminium using the figures given by G e n t n e r are $\mu_{\text{at}}^{\text{Cu}} = 0,439 \times 10^{-23}$ and $\mu_{\text{at}}^{\text{Al}} = 0,194 \times 10^{-23}$. The agreement is very satisfactory and shows that the efficient wavelength for neutron production is about equal to the mean wavelength — 6,3 X. U., corresponding to $1,96 \times 10^6$ eV. quantum energy — of rays filtered through 10—15 cm. lead.

The divergent results obtained by G e n t n e r must probably be attributed to the back-scattering of slow neutrons from small thicknesses of the absorbing material. I performed some experiments in which the box was not protected by cadmium, and obtained a curve which without showing a maximum was nearly flat at the beginning (fig. 2). The effect of scattering is small in my arrangement because the sheet of beryllium is 5 cm. thick. With a smaller thickness of beryllium a maximum would certainly be observed.

I have compared also the efficiency of radium C and thorium C'' γ -rays in producing neutrons from beryllium and found, in agreement with G e n t n e r, for equal intensities of γ -rays (filtered by 1 cm. of lead and measured by a G e i g e r counter) that the first source gives about twice the number of

neutrons produced by the second source. This fact may be attributed to a nuclear resonance effect or alternatively to the smaller efficiency of neutrons of higher kinetic energy, produced by the harder γ rays of thorium C". Experiments now in course seem to support the later assumption.

J ó z e f R o t b l a t.

Promieniotwórczość wzbudzona przez prędkie neutrony i ich nieelastyczne zderzenia.

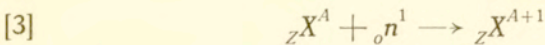
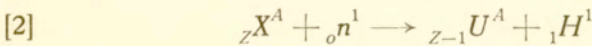
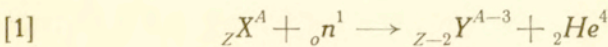
Przedstawił Cz. Białobrzęski dnia 24 czerwca 1937 r.

Artificial radioactivity produced by fast neutrons and their inelastic collisions.

Mémoire présentée par M. Cz. Białobrzęski à la séance du 24 juin 1937.

W S T Ę P.

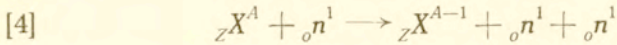
Promieniotwórczość wzbudzona przez neutrony. Do niedawna sądzono, że procesy powstawania sztucznych ciał promieniotwórczych wskutek bombardowania neutronami mogą być trojakiemu rodzaju, a mianowicie:



(X , Y i U oznaczają symbole pierwiastków, A — ciężar atomowy, Z — liczbę atomową).

W pierwszym przypadku z jądra, po wchłonięciu neutronu, zostaje wyrzucona cząstka α , w drugim — proton, w trzecim zaś nie ma żadnej emisji cząstek materialnych. Ciało promieniotwórcze jest w tym ostatnim przypadku izotopem pierwiastka bombardowanego, przy tym masa jego jest o jednostkę masy

większa od masy ciała naświetlanego. F e r m i¹⁾), już w pierwszej pracy nad promieniotwórczością wzbudzoną przez neutrony, rozważał możliwość istnienia jeszcze czwartego procesu a mianowicie:



Proces ten polega więc na tym, że neutron wpadając do jądra wyrzuca z niego dwa inne, przy tym oczywiście jednym z nich może być bombardujący neutron. Powstające tu ciało promieniotwórcze jest znowu izotopem pierwiastka naświetlonego, lecz w tym przypadku radiopierwiastek jest o jednostkę masy lżejszy od pierwiastka wyjściowego.

Jak widzimy, istnieją więc dwa możliwe procesy utworzenia radiopierwiastków typu izotopowego. Samo stwierdzenie za pomocą analizy chemicznej, że utworzony radiopierwiastek jest izotopem pierwiastka wyjściowego, bez znajomości ciężaru atomowego, nie może zatem wystarczyć do rozstrzygnięcia, który z tych dwóch procesów miał właściwie miejsce. Dlatego też F e r m i w pierwszej pracy rozważał jako równorzędne oba procesy. Sprawę tę rozstrzygnęły dopiero późniejsze prace, związane z odkryciem własności powolnych neutronów. Między procesem [3] a [4] zachodzi bowiem zasadnicza różnica pod względem energii neutronów, które mogą wywołać te procesy. Jądro może wchłonać neutron zarówno prędko jak i powolny. Powolne neutrony, jak wiadomo, są nawet o wiele bardziej skuteczne w tej reakcji, niż neutrony prędkie. Natomiast wyrwanie neutrona z jądra może być dokonane tylko przez neutrony o dużej energii kinetycznej. Wynika to z faktu, że energia wiązania neutronu w jądrze wynosi około 9 milionów elektronowoltów. Taką więc przynajmniej energią musi rozporządzać neutron, aby wywołać ten proces. Tylko zatem neutrony o energii kinetycznej większej niż $9 \cdot 10^6$ eV. mogą być czynne w procesie [4]. Otóż, jak się okazało, wszystkie znane do niedawna izotopowe radiopierwiastki mogły być wytworzone przez powolne neutrony, a więc tym samym zostało stwierdzone, że nie zachodził w tych przypadkach proces [4].

Stwierdzenie tego faktu, przy jednoczesnym braku chociażby jednego przykładu wyrzucenia neutronu z jądra, dopro-

wadziło do pewnego zaniedbania tego typu reakcji i, pomimo że teoretycznie możliwość jej nie była wykluczona, aż do niedawna w ogóle nie była brana pod uwagę. Prawdopodobnie przyczyniły się do tego bardzo ciekawe własności powolnych neutronów, które zostały odkryte w tym czasie i zwróciły na siebie główną uwagę badaczy jądra.

Nieelastyczne zderzenia prędkich neutronów. Powolne neutrony posiadają szereg nadzwyczaj doniosłych własności, ale i prędkie neutrony wywołują niektóre interesujące zjawiska, dotychczas niewyjaśnione. Do tych zjawisk należą nieelastyczne zderzenia prędkich neutronów z jądrem. W pracy wykonanej w Pracowni Radiologicznej, M. Danysz, J. Rotblat, L. Wertenstein i M. Żyw²⁾ stwierdzili, że jeżeli na drodze neutronów wybiegających ze źródła ustawi się ekrany ze złota lub ołowiu, wówczas promieniotwórczość typu izotopowego wzbudzona w jakimś detektorze, będzie od kilku do kilkunastu procent większa od tej, która zostaje wzbudzona w przypadku nieobecności ekranów. Wyniki te były następnie potwierdzone przez Ehrenberga³⁾, który znalazł podobny efekt w srebrze. Dalsze badania J. Rotblata i M. Żywa⁴⁾ oraz Colliego i Griffithsa⁵⁾ pokazały, że wzrost aktywności zachodzi przy przejściu neutronów przez cały szereg pierwiastków, jak miedź, cynk, kadm, cyna, rtęć i bizmut. Ogólnie przyjęta interpretacja tego zjawiska polega na założeniu, że neutron może ulegać nieelastycznym zderzeniom z jądrem. Po takim zderzeniu mianowicie, jądro zostaje pobudzone do wyższego poziomu energetycznego, z którego następnie przechodzi do stanu normalnego z emisją promieni γ . Tę właśnie energię pobudzenia traci neutron wskutek zderzenia i wobec tego, jako powolniejszy, jest on bardziej czynny w procesie wzbudzania promieniotwórczości. Interpretacja ta przy bliższej analizie wykazuje jednak pewne braki. Jak wynika z prac Fleischmanna⁶⁾ energia promieni γ emitowanych przez pobudzone jądra jest rzędu 3—4 milionów elektronowoltów. Tak więc strata energii neutronu jest stosunkowo niewielka i wydajność aktywności tych neutronów wzrasta odpowiednio niewiele. Chcąc więc wytłumaczyć zaobserwowane przyrosty aktywności, należałoby przyjąć bardzo duży przekrój czynny w zderzeniach nieelastycznych prędkich neutronów, znacznie większy, niż wy-

nika z tych doświadczeń. Poza tym J. Rotblat i M. Żyw⁴⁾ stwierdzili, że przyrost aktywności w srebrze, po przejściu neutronów przez warstwę absorbenta, jest zupełnie odmienny dla obu radiopierwiastków powstających w srebrze, o okresach 22 sek. i 137 sek. Fakt ten, jak zresztą i szereg innych, może być wytłumaczony tylko przez założenie, że neutrony, które powodują przyrost aktywności, posiadają bardzo małe prędkości, co znowu jest sprzeczne z powyższym. Tak więc, nieelastyczne zderzenia neutronów z jądrem — omawianego typu — nie mogą całkowicie wytłumaczyć tych zjawisk i należy wobec tego przypuszczać istnienie jeszcze innych mechanizmów zwolnienia neutronów.

Hipoteza zwolnienia neutronów wskutek wyrzucenia neutronów jądrowych. W poszukiwaniu takiego mechanizmu, nasuwa się myśl powiązania tego efektu z omówioną już możliwością wyrzucenia neutronu z jądra przez prędkie neutron. Jak już wiemy, wskutek tej dezintegracji neutron wpadający traci ze swej energii około $9 \cdot 10^6$ eV. Oba neutrony, które wybiegają z jądra posiadają więc energię kinetyczną bardzo małą, rzędu kilku lub kilkudziesięciu tysięcy elektronowoltów. Pomimo, że one nie są „powolne” w zwykłym znaczeniu tego słowa, wydajność ich we wzbudzeniu promieniotwórczości jest wielokrotnie zwiększona. Jeżeli wyobrazimy sobie, że w absorbencie umieszczonym dokoła źródła neutronów zachodzi właśnie proces [4], wówczas, zamiast każdego prędkiego neutronu, który ulegnie tej reakcji, powstaną dwa neutrony powolne i te neutrony powolne przechodząc przez detektor mogą w nim wzbudzić większą promieniotwórczość. W ten sposób możnaby było wytłumaczyć zaobserwowane przyrosty aktywności.

W celu stwierdzenia słuszności tej hipotezy należy przede wszystkim wykazać, że we wszystkich ciałach, które powodują wzrost aktywności zachodzi proces wyrzucenia neutronu z jądra. Po drugie należy stwierdzić, że wydajność tego procesu jest dostatecznie wielka, aby mogła wywołać zaobserwowane przyrosty aktywności. Po trzecie należy wykazać istnienie w tych ciałach powolnych neutronów i zmierzyć ich energię. W niniejszej pracy zająłem się tylko pierwszymi dwoma zagadnieniami, tzn. zbadaniem, czy zachodzą procesy wyrzucania neutronu oraz obliczeniem wydajności tych procesów.

BADANIA PROCESÓW WYRZUCANIA NEUTRONÓW JĄDROWYCH
PRZEZ PRĘDKIE NEUTRONY.

Metoda badania. Jeżeli chodzi o wykrycie procesów typu [4], należy rozróżnić pierwiastki o parzystej liczbie atomowej i pierwiastki o nieparzystej liczbie atomowej. Pierwiastki parzyste, które tu wchodzi w grę, a więc cynk, kadm, cyna, rtęć, czy ołów posiadają dużą liczbę izotopów kolejnych, t. zn., których masy różnią się od siebie o jednostkę masy. Jeżeli zatem zachodzi proces wyrzucenia neutronu, wynikiem jego będzie najczęściej powstanie innego izotopu trwałego, o jednostkę masy lżejszego. Tak np. cyna posiada izotopy o masach 112, 114, 115, 116, 117, 118, 119, 120, 122 i 124. Proces [4] spowoduje w takim razie przemianę Sn^{120} w Sn^{119} , Sn^{119} w Sn^{118} i t. d., czyli wytworzenie izotopów trwałych. Niekoniecznie więc musi tu powstać ciało promieniotwórcze. Inaczej sprawa się przedstawia w przypadku pierwiastków o nieparzystej liczbie atomowej. Te pierwiastki posiadają po jednym lub najwyżej po dwa izotopy, różniące się od siebie o 2 jednostki masy. Istnienie procesu [4] musi więc doprowadzić do wytworzenia się izotopów nietrwałych, czyli do powstania ciał promieniotwórczych. Rozpatrzmy np. przypadek miedzi. Miedź posiada 2 izotopy Cu^{63} oraz Cu^{65} . Jeżeli zachodzi proces wyrzucenia neutronu, w jego wyniku mogą powstać dwa izotopy promieniotwórcze, Cu^{62} oraz Cu^{64} . Otóż Cu^{64} może powstać również w inny sposób, przez zwykłe wchłonięcie neutronu przez Cu^{63} (proces 3). Natomiast radiopierwiastek Cu^{62} może powstać tylko przez wyrzucenie neutronu z jądra. Zgodnie z założeniem, ciało to będzie więc wytworzone tylko przez bombardowanie prędkimi neutronami, natomiast nie powstanie przy naświetlaniu powolnymi neutronami. Jak widzimy zatem, metoda badań tych procesów polega na stwierdzeniu, że istnieją pewne radiopierwiastki i izotopowe, które występują tylko przy naświetlaniu prędkimi neutronami.

W ostatnich czasach ukazało się kilka prac poświęconych temu zagadnieniu. Heyn⁷⁾ stwierdził, że w miedzi naświetlonej prędkimi neutronami powstaje, po za znanymi pierwiastkami o okresach 6 min. i 12,5 godz., jeszcze trzeci promieniotwórczy izotop miedzi o okresie zaniku do połowy 10,5 min., który nie powstaje przy naświetlaniu powolnymi neutronami. Również w cynku znalazł Heyn nowe ciało o okresie 60 min., które

według niego jest izotopem cynku, powstającym wskutek wyrzucenia neutronu. Niedawno Guében⁸⁾ ogłosił pracę, w której twierdzi, że w srebrze naświetlonym prędkimi neutronami powstaje ciało o okresie 50 sek. nie występujące przy naświetlaniu neutronami powolnymi. Guében sądził coprawda, że to ciało jest izotopem rodu, ale wobec rzadkości dezintegracji z wyrzuceniem cząstki α (proces 1) w przypadku ciężkich jąder, można się było raczej spodziewać, że zachodzi tu proces wyrzucenia neutronu. W pracy swojej zająłem się dokładnym zbadaniem tych wszystkich zagadnień.

D o s w i a d c z e n i a. Wydajność promieniotwórczości wzbudzonej przez prędkie neutrony jest, jak wiadomo, bardzo mała, aktywność zaś typu, który miał być badany, jest jeszcze

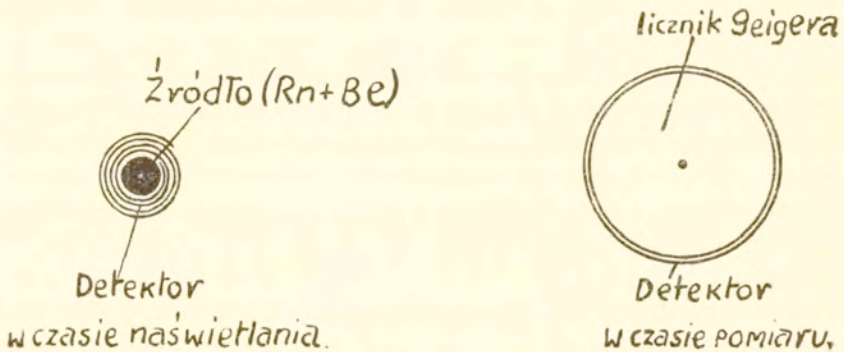


Fig. 1.

słabsza, tak że z trudem można ją zaobserwować, szczególnie gdy się ma do dyspozycji tylko 50 mg. radu. W celu otrzymania większej aktywności zastosowałem metodę, którą się posługiwałem przy wykryciu promieniotwórczości wzbudzonej w niklu i kobalcie⁹⁾. Źródłem neutronów była rurka o średnicy 5 mm. zawierająca beryl z radonem. Licznik Geigera-Müllera miał średnicę 24 mm. i wysokość 50 mm. Ciała naświetlane były to blaszki z badanego metalu o wymiarach 80×50 i grubości 0,15 mm. Blaszki te zwinięte w kształt cylindra, miały średnicę 25 mm., mogły więc być swobodnie nakładane na licznik Geigera, obejmując go całkowicie. Otóż przy naświetlaniu blaszki zwijałem spiralnie dookoła drutu o grubości 5 mm. W ten sposób blaszki mogły być zwinięte cztery razy. Spirale te nakładałem na źródło neutronów (fig. 1). Dzięki temu urządzeniu, neutrony prze-

chodziły przez poczworną grubość materiału, aktywność wzbudzona w blaszce była więc cztery razy większa od aktywności otrzymanej przy naświetlaniu zwykłym. Po ekspozycji blaszkę rozwijałem, nadawałem jej kształt cylindra i zakładałem na licznik. Przy pewnej wprawie, cała czynność rozwijania blaszek, skręcania ich w cylinder i nakładania na licznik Geigera trwała 4 sek.; razem z przesłaniem blaszki ze źródła, mieszczącego się w innym pokoju, do licznika — 13 sek., tak że już po 15 sekundach od chwili zdjęcia blaszki ze źródła mogłem rozpocząć pomiar. Oczywiście, metoda ta nie nadaje się w przypadku powolnych neutronów, gdy mamy do czynienia z prawie jednorodnym roztworem neutronów w parafinie lub w wodzie. Natomiast w przypadku źródła punktowego, wydajność blaszki zwiniętej wzrasta prawie dokładnie tyle razy, ile jest zwojów. Dla przykładu przytoczę, że blaszka srebrna naświetlona w ten sposób neutronami ze źródła zawierającego 40 milicurie radonu, daje w chwili początkowej aktywność wynoszącą 600 impulsów na minutę.

Posługując się tą metodą zbadałem aktywność wzbudzoną przez prędkie neutrony w miedzi, cynku i srebrze. Doświadczenia polegały na naświetlaniu blaszek przez pewien określony czas i mierzeniu prawa zaniku promieniotwórczości wzbudzonej.

Z każdym ciałem wykonałem dużą ilość pomiarów (od 25 do 150). Przestrzegałem przy tym, aby czasy naświetlania oraz odstępy czasu od skończenia ekspozycji do chwili rozpoczęcia pomiaru aktywności były stale identyczne.

W przypadku dużej liczby impulsów, wprowadzałem poprawkę, uwzględniającą zdolność rozdzielczą licznika telefonicznego. Uruchomienie licznika telefonicznego oraz zgaszenie tyratronu wymaga bowiem pewnego czasu τ (ok. $\frac{1}{20}$ sek. w moim urządzeniu); dwa impulsy zachodzące jeden za drugim w czasie krótszym od τ są zatem liczone jako jeden impuls. Poprawkę tę uwzględniłem na podstawie wzoru podanego przez Prof. Wertensteina i sprawdzonego doświadczalnie

$$n = Ne^{-N\tau}$$

gdzie N oznacza rzeczywistą ilość impulsów wpadających do licznika Geigera-Müllera, n — ilość impulsów liczonych.

Otrzymane wyniki analizowałem matematycznie w celu obliczenia okresów zaniku do połowy oraz wydajności poszczególnych produktów. Przez wydajność oznaczam ilość dezintegracji na sekundę, powodujących wytworzenie się danego radio-pierwiastka. Obliczam ją ze wzoru

$$N = \frac{W}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t})$$

gdzie W oznacza wydajność, λ — stałą rozpadu danego pierwiastka, N — aktywność w chwili skończenia ekspozycji, t — czas ekspozycji. Wielkość N obliczam z krzywych rozpadu.

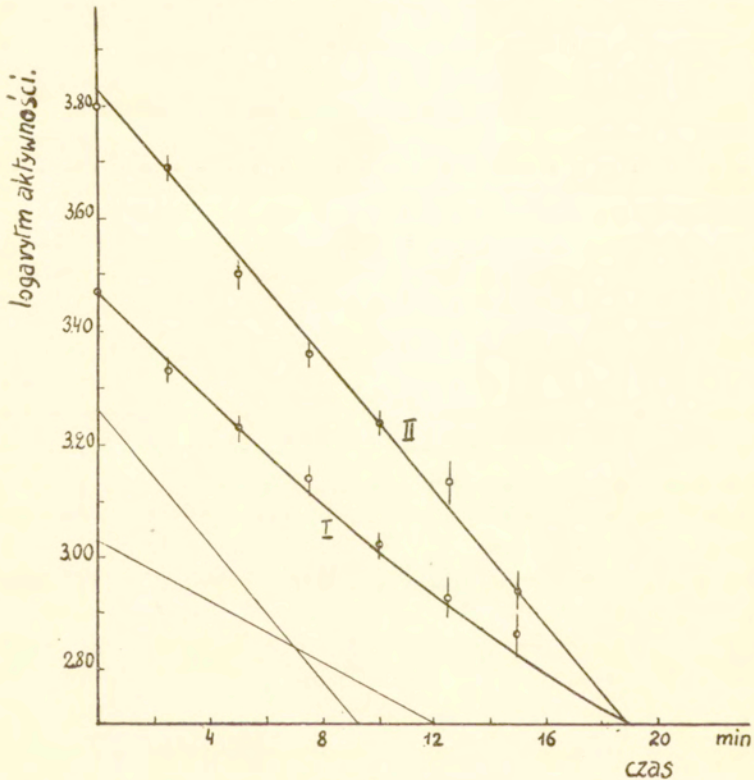


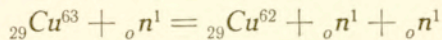
Fig. 2.

Obliczone w ten sposób wielkości W są wartościami względnymi, zależą one bowiem od wydajności licznika Geigera-

Müllera, od grubości detektora oraz od energii elektronów wysyłanych przez dane ciało.

Wyniki. Miedź. W miedzi naświetlanej w ciągu pół godziny stwierdziłem zgodnie z He y n e m istnienie dwóch ciał o okresach 6 min. i 11 min. Naświetlając tę samą blaszkę w parafinie, w pewnej odległości od źródła, w celu wyeliminowania działania prędkich neutronów, otrzymałem tylko pierwiastek o okresie 6 min., nie otrzymałem zaś ciała 11 minutowego, które powstaje zatem tylko przez bombardowanie neutronami prędkimi. Wyniki jednej serii pomiarów są przedstawione na fig. 2. Na osi odciętych jest podany czas, na osi rzędnych logarytm aktywności. Krzywa I przedstawia wyniki otrzymane wskutek naświetlania miedzi neutronami prędkimi, krzywa II zaś neutronami powolnymi. Obie proste są to obliczone krzywe rozpadu o okresach 6 min. i 11 min.

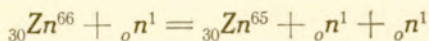
Na podstawie tych wyników można przyjąć, że radiopierwiastek o okresie 11 min. jest to Cu^{62} powstający z Cu^{63} według następującego wzoru:



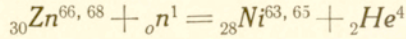
Wniosek ten pozostaje w zgodności z wynikiem prac Bothego i Gentnera¹⁰⁾, którzy naświetlali różne pierwiastki promieniami γ o energii 17.10^6 eV., otrzymanymi wskutek bombardowania litu protonami i wytworzyli w ten sposób — przez efekt fotojądrowy — szereg nowych radiopierwiastków. W przypadku miedzi otrzymali właśnie pierwiastek o okresie 11 min. Ponieważ działanie promieni γ polega na ogół na wyrzucaniu neutronu z jądra, pierwiastek przez nich otrzymany jest to Cu^{62} .

Z analizy krzywej rozpadu otrzymałem, że wydajność tego procesu, czyli liczba dezintegracji na sekundę powodujących powstanie ciała 11-minutowego jest około dwóch razy mniejsza od wydajności procesu powodującego wytworzenie się pierwiastka 6-minutowego.

Cynk. W przypadku cynku stwierdziłem również zgodnie z He y n e m istnienie ciała o okresie jednej godziny. He y n przypuszcza, że ciało to jest izotopem cynku powstającym w procesie:



Badania chemiczne wykonane w Pracowni Radiologicznej przez p. Nuswald¹¹⁾ pokazały, że ciało o jednogodzinnym okresie jest izotopem niklu, nie zaś cynku. Reakcja, która tu zachodzi jest wobec tego następująca:



W cynku nie stwierdziłem więc procesu wyrzucenia neutronu jądrowego. Wynik ten nie przeczy jednak podanej hipote-

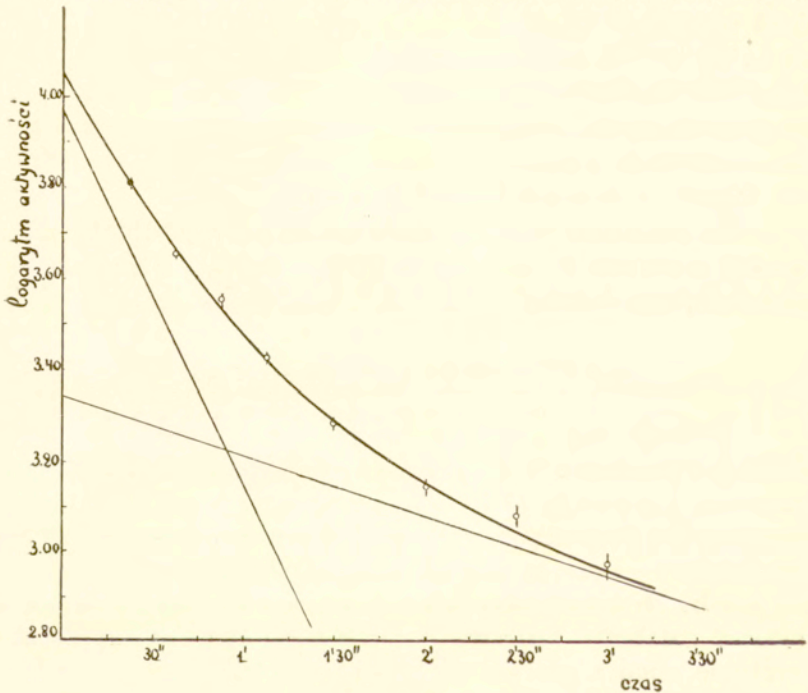


Fig. 3.

zie, gdyż, jak już wspomnieliśmy, w cynku — jako pierwiastku parzystym — może zachodzić reakcja wyrzucenia neutronu, bez utworzenia ciała promieniotwórczego.

Srebro. Wykonałem szereg doświadczeń w celu wykrycia ciała o okresie 50 sekund podanego przez Guébena. Stosowałem różne czasy naświetlania, a mianowicie 5 min., 40 sek. i 20 sek. W wyniku bardzo wielkiej liczby pomiarów i dokładnej analizy krzywych rozpadu, nie znalazłem jednak ani

śladu pierwiastka o okresie 50 sek. Przy krótkich czasach naświetlania, zarówno prędkimi, jak i powolnymi neutronami, w srebrze można wykryć tylko dwa ciała o okresach 22 sek. i 137 sek. Na fig. 3 przedstawiony jest wynik otrzymany z naświetlania 40-sekundowego. Kółka oznaczają logarytmy impulsów zanotowanych; obie proste są to logarytmiczne krzywe rozpadu obu tych ciał, krzywa zaś ciągła — ich sumą. Jak widać, kółka doskonale leżą na krzywej, nie wykazując istnienia innego ciała promieniotwórczego.

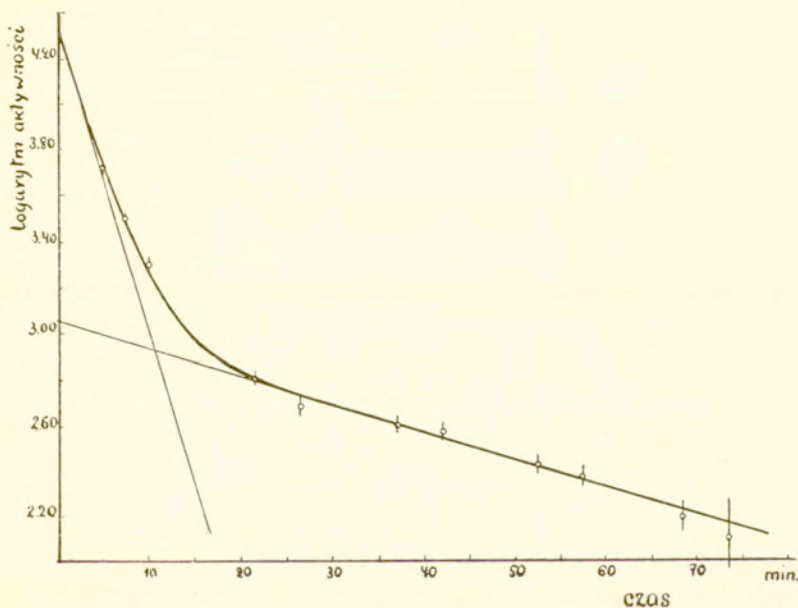
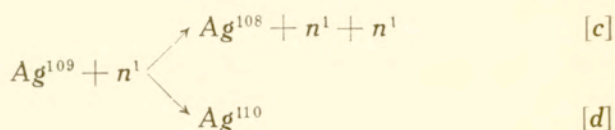
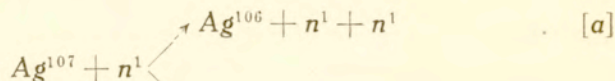


Fig. 4.

Naświetlając natomiast srebro przez dłuższy czas — przeszło godzinę — stwierdziłem powstawanie nowego ciała o okresie 25 ± 3 min. Na fig. 4 jest podana krzywa rozpadu otrzymana po naświetlaniu srebra przez 75 min. Końcowa część krzywej spada wyraźnie z okresem 25 min. W początkowej części widoczna jest aktywność ciała 137 sek.; radiopierwiastek 22-sekundowy nie występuje, gdyż pomiar rozpoczynałem już po jego wymarciu. Naświetlałem również srebro przez taki sam czas w parafinie, w tym przypadku jednak ciała 25-minutowego nie znalazłem. Prawdopodobnie ciałem tym jest Ag^{106} powsta-

jące z Ag^{107} przez wyrzucenie neutronu. Bothe i Gentner, naświetlając srebro promieniami γ , znaleźli dwa ciała o okresach 137 sek. i 24 min.; to ostatnie jest prawdopodobnie identyczne ze znalezionym przeze mnie radiopierwiałkiem 25-minutowym.

Na podstawie tych wyników można napisać następujące procesy zachodzące w srebrze:



Jak widzimy, w srebrze naświetlonym prędkimi neutronami mogą zachodzić cztery procesy. Dwa z nich — [a] i [c] — zachodzą tylko pod wpływem prędkich neutronów, pozostałe dwa — [b] i [d] — są wywołane zarówno przez prędkie, jak i powolne neutrony. W wyniku tych czterech procesów powstają jednak tylko trzy radiopierwiałki, Ag^{106} , Ag^{108} i Ag^{110} , o okresach zaniku do połowy 25 min., 137 sek. i 22 sek., a to dlatego, że to samo ciało Ag^{108} powstaje w dwóch procesach [b] i [c].

Na podstawie analizy krzywych rozpadu obliczyłem stosunek wydajności poszczególnych procesów, przyjmując wydajność procesu [d] za jedność. Otrzymane wartości są przedstawione w tabelce I.

TABELKA I.

Proces wytworzenia się	Radio-pierwiałek	Okres zaniku do połowy	Względna wydajność
[a]	Ag^{106}	25 min.	0,06
[b] + [c]	Ag^{108}	137 sek.	1,1
[d]	Ag^{110}	22 sek.	1

Przy obliczeniu stosunku wydajności procesów [b] + [c] oraz [d], wziąłem pod uwagę absorpcję elektronów wysyłanych przez te radiopierwiałki w samej blaszce naświetlanej oraz

w ściankach licznika Geigera-Müllera. Jako energię tych elektronów przyjąłem wartości podane przez Fermiego i współpracowników¹⁾ dla Ag^{108} , oraz przez Alichanowa, Alichaniana i Dżelepowa²⁾, jak również przez Gaerttnera, Turina i Crane'a³⁾ dla Ag^{110} . Ze względu na nieznaną energię elektronów wysyłanych przez Ag^{106} , w obliczaniu wydajności procesu [a] poprawki tej nie uwzględniłem; podana wartość jest więc tylko przybliżona. Wobec dłuższego okresu życia tego radiopierwiastka, energia wysyłanych przez niego elektronów jest stosunkowo mała, wydajność tego procesu jest zatem prawdopodobnie dwa razy większa od podanej w tabelce.

Na podstawie tych wyników, oraz biorąc pod uwagę, że zawartość obu izotopów srebra (Ag^{107} i Ag^{109}) jest prawie jednakowa, można przypuścić, że przekroje czynne procesów tego samego typu są dla obu izotopów srebra jednakowe, a więc przekrój czynny procesu [a] jest równy przekrojowi czynnemu procesu [c], podobnie [b] i [d].

Obliczenie przekrojów czynnych. Obliczone powyżej wartości wydajności poszczególnych procesów mogą posłużyć do obliczenia wielkości przekrojów czynnych procesów, wywołanych przez prędkie neutrony ze źródła $Rn + Be$. Do tego celu konieczna jest znajomość wydajności licznika Geigera-Müllera oraz liczby neutronów wysyłanych przez źródło.

Wydajność licznika Geigera-Müllera obliczyłem poprzednio¹⁴⁾ na podstawie porównania z elektrometrem Hoffmanna; otrzymałem wówczas wartość 0,17. W czasie pracy licznik ten uszkodził się i musiałem posługiwać się innym. Wydajność nowego licznika obliczyłem tylko w przybliżeniu, na podstawie porównania efektu aktywności wzbudzonej w srebrze z efektem otrzymywanym w poprzednim liczniku w tych samych warunkach.

Zgodnie z Amaldi'm¹⁵⁾ przyjąłem, że liczba neutronów wysyłanych przez 1 milicurie radonu wraz z produktami rozpadu wynosi 25000 na sekundę. Obliczone na tej podstawie wartości przekrojów czynnych są przedstawione w tabelce II. Biorąc pod uwagę możliwe błędy w obliczeniu tych wartości, jak np. niedokładną znajomość energii elektronów oraz wydajności licznika,

niepewne warunki geometryczne i t. p., liczby te należy traktować raczej jako orientujące co do rzędu wielkości.

TABELKA II.

Proces	Okres radio- pierwiastka	Przekrój czynny
$Cu^{65} \rightarrow Cu^{62}$	11 min.	2.10^{-26} cm ² .
$Cu^{65} \rightarrow Cu^{66}$	6 min.	4.10^{-26} „
$Ag^{107} \rightarrow Ag^{106}$	25 min.	4.10^{-26} „
$Ag^{107} \rightarrow Ag^{108}$	137 sek.	6.10^{-25} „
$Ag^{109} \rightarrow Ag^{108}$		
$Ag^{109} \rightarrow Ag^{110}$	22 sek.	6.10^{-25} „

OBLICZENIE PRZYROSTU AKTYWNOŚCI PRZY PRZEJŚCIU
PRZEZ ABSORBENTY.

Wracając do pierwotnej hipotezy, zgodnie z którą neutrony powolne powstające w omawianych procesach są odpowiedzialne za zaobserwowane przyrosty aktywności, można na podstawie powyższych wyników obliczyć wielkość spodziewanego efektu. Wykonam obliczenia w przypadku miedzi. Załóżmy, że mamy źródło, wysyłające N neutronów na sekundę. Jeżeli przez μ_1 oznaczymy współczynnik absorpcji neutronów w srebrze, powodującej powstanie ciał promieniotwórczych, wówczas w blaszce srebrnej o grubości δ umieszczonej dokoła źródła, zostanie wzbudzona aktywność proporcjonalna do $N(1 - e^{-\mu_1 \delta})$ lub dla małych δ : $N\mu_1 \delta$. Między źródłem a blaszką ustawmy blok miedziany o grubości ścian r i rozważmy, jaka będzie aktywność wzbudzona w srebrze w tym przypadku. Neutrony, przechodząc przez miedź, ulegają w niej absorpcji. Jeżeli oznaczymy przez μ_2 współczynnik absorpcji, odpowiadającej wytworzeniu się radio-pierwiastków wskutek schwywania neutronu, a więc ciał o okresie 6 min. i 12,5 godz., oraz przez μ_3 współczynnik absorpcji, której towarzyszy powstawanie promieniotwórczości z wyrzuceniem neutronu, a więc powstawanie ciała o okresie 11 min., wówczas z warstwy miedzi wyjdzie liczba neutronów równa $N[1 - (\mu_2 + \mu_3)]r$

a aktywność przez nią wytworzona wyniesie $N \mu_1 \delta [1 - (\mu_2 + \mu_3)] r$. Ale zamiast pochłoniętych w miedzi neutronów o współczynniku absorpcji μ_3 , powstanie podwójna liczba neutronów powolnych. Oznaczmy liczbę tych neutronów, które wychodzą z miedzi przez $N \alpha$; wielkość α zaraz obliczymy. Te neutrony powolne mają oczywiście większy przekrój czynny w wywoływaniu aktywności srebra. Niech zdolność aktywacji tych neutronów będzie k razy większa od aktywacji neutronów pierwotnych. W takim razie aktywność wytworzona przez te nowe neutrony będzie $N \alpha \cdot k \mu_1 \delta$. Całkowita aktywność wzbudzona przy przejściu przez warstwę miedzi wyniesie więc

$$N \mu_1 \delta \{ [1 - (\mu_2 + \mu_3)] r + \alpha k \}$$

Odejmując tę wielkość od aktywności otrzymanej w przypadku nieobecności miedzi i dzieląc przez tę wartość otrzymamy względny przyrost aktywności

$$p = \alpha k - (\mu_2 + \mu_3) r$$

Tyle więc wynosi przyrost względny aktywności spowodowany umieszczeniem między źródłem a receptorem warstwy miedzi o grubości r .

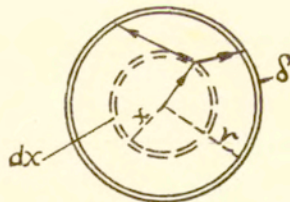


Fig. 5.

Obliczmy teraz wartość α . Jeżeli w cylindrze miedzianym wyobrazimy sobie pierścień o grubości dx leżący w odległości x od źródła (fig. 5) wówczas względna ilość neutronów, która dochodzi do tego pierścienia wynosi $1 - (\mu_2 + \mu_3) x$.

Liczba neutronów, która ulegnie dezintegracji omawianego typu, t. zn. z wyrzuceniem neutronu, w warstwie grubości dx wynosi

$$[1 - (\mu_2 + \mu_3) x] \mu_3 dx.$$

Neutrony powolne, które wtedy powstają (w podwójnej ilości) są również absorbowane w miedzi; przyjmuję tu znowu, że ich współczynnik absorbcji jest k razy większy od współczynnika absorbcji neutronów pierwotnych. Powstające neutrony powolne wybiegają w różnych kierunkach. O ile założymy izotropowy rozkład tych neutronów, wówczas przeciętna droga, którą przebiegają wynosi w przybliżeniu r , a zatem liczba neutronów, które dobiegną do blaszki będzie

$$2 [1 - (\mu_2 + \mu_3) x] \mu_3 e^{-k\mu_2 r} dx$$

Całkując to wyrażenie od zera do r otrzymamy całkowitą (względną) liczbę neutronów powolnych wychodzących z miedzi, czyli α . Wstawiając tę wartość do wzoru na p otrzymamy, że względny przyrost aktywności wynosi

$$2k\mu_3 r e^{-k\mu_2 r} \left[1 - \frac{(\mu_2 + \mu_3) r}{2} \right] - (\mu_2 + \mu_3) r$$

Z obliczeń przekrojów czynnych otrzymałem $\mu_2 = 0,006$ oraz $\mu_3 = 0,003$. Przyrost aktywności wynosi więc

$$p = 0,006 k r e^{-0,006 k r} (1 - 0,004 r) - 0,009 r$$

W przypadku walca miedzianego grubości 9 mm, przyrost aktywności wynosi 18%⁴⁾. Wstawiając tę wartość możemy stąd obliczyć k . Otrzymujemy mianowicie $k = 44$, to znaczy, że neutrony powstające wskutek zderzenia prędkiego neutronu z jądrem posiadają 44 razy większą wydajność we wzbudzeniu promieniotwórczości, niż neutrony prędkie. O ile przyjmiemy, że wydajność jest odwrotnie proporcjonalna do prędkości, obliczymy stąd, że energia tych neutronów jest $44^2 \cong 2000$ razy mniejsza od energii neutronów prędkich, t. zn., że jest rzędu kilku tysięcy woltów, czyli tyle właśnie ile się można było spodziewać.

Obliczenia powyższe są tylko przybliżone; ściśle obliczenie wymaga znajomości dokładnych wartości przekrojów czynnych wszystkich tych procesów, uwzględnienia efektu wywołanego przez skośność promieni rozproszonych i t. d. Ostateczne sprawdzenie hipotezy wymaga również — jak już zaznaczyłem — bezpośredniego stwierdzenia obecności powolnych neutronów w tych ciałach. Zagadnienia te znajdują się obecnie w opracowaniu.

STRESZCZENIE.

Zbadałem aktywność wzbudzoną przez prędkie neutrony w miedzi, cynku i srebrze. W miedzi potwierdziłem istnienie pierwiastka o okresie zaniku do połowy 11 min.; w srebrze odkryłem trzeci radiopierwiastek o okresie 25 min. Oba te ciała zostają wytworzone wskutek wyrzucenia neutronu jądrowego przez prędkie neutron. Przypuszczenie, że procesy tego typu zachodzą również i w innych ciałach może posłużyć do wytłumaczenia przyrostów aktywności zaobserwowanych w przypadku, gdy prędkie neutrony przechodzą przez względnie cienkie warstwy absorbentów i które były dotychczas przypisane nieelastycznym zderzeniom. Obliczenia wielkości efektów — oparte na tej hipotezie — dały wyniki zgodne z doświadczeniem.

Praca niniejsza została wykonana w pracowni Radiologicznej Towarzystwa Naukowego Warszawskiego. Kierownikowi Pracowni P. Prof. Dr. L. Wertensteinowi składam serdeczne podziękowanie za stałe zainteresowanie oraz liczne wskazówki udzielane mi w toku pracy.

Poczuwam się również do miłego obowiązku podziękowania P. Dr. H. Herszfińklowi za cenne dyskusje oraz czynną pomoc, szczególnie przy badaniu promieniotwórczości wzbudzonej w srebrze.

BIBLIOGRAFIA.

1. E. Fermi, E. Amaldi, O. O'Agostino, F. Rasetti, E. Segre: Proc. Roy. Soc. A. 146, 483 (1934).
2. M. Danysz, J. Rotblat, L. Wertenstein i M. Żyw: Nature 134, 970 (1934). Sprawozdania T. N. W. XXVII, 1934.
3. W. Ehrenberg: Nature, 136, 870 (1935).

4. J. Rotblat i M. Żyw: *Nature* 137, 185 (1936).
5. C. H. Collie i J. H. E. Griffiths: *Proc. Roy. Soc. A.* 155, 434 (1936).
6. R. Fleischmann: *Z. Phys.* 103, 113 (1936).
7. A. F. Heyn: *Nature*, 138, 723 (1936).
8. Guében: *Nature*, 138, 1095 (1936).
9. J. Rotblat: *Nature* 136, 515 (1936).
10. W. Bothe i W. Gentner: *Naturwiss.* 25, 90, 126 i 191 (1937).
11. E. Nuswald: *Praca nieogłoszona*.
12. A. J. Alichanow, A. I. Alichanian, B. S. Dżelepów: *Phys. Z. Soviet.* 10, 78 (1936).
13. E. R. Gaerttner, J. J. Turin i H. R. Crane: *Phys. Rev.* 49, 793 (1936).
14. J. Rotblat: *Praca w druku*.
15. E. Amaldi, L. R. Hafstad i M. A. Tuve: *Phys. Rev.* 51, 896, (1937).

ARTIFICIAL RADIOACTIVITY PRODUCED BY FAST NEUTRONS AND THEIR INELASTIC COLLISIONS.

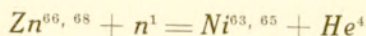
Several investigators have reported that fast neutrons give rise to a transformation of an irradiated element in which the newly formed nucleus results from the original nucleus through the loss of a neutron. The kinetic energy of the colliding neutron is in this case nearly completely converted into the excess of mass of the formed system, so that after the collision both the colliding and the extracted neutron must have a very small kinetic energy. Although these neutrons cannot be considered as „slow” in the usual meaning of this word, it is clear that they must be much more efficient than the fast neutrons in producing activation of the „capture” type. This phenomenon may account, at least partially, for the increase of the artificial activity observed when fast neutrons pass through relatively small thicknesses of certain absorbing substances, and attributed hitherto to inelastic collisions.

Among the substances giving an increase of radioactivity, the largest effect is exhibited by copper, silver, gold and certain elements of even atomic number. If then our assumption is right, we must expect that these elements can be transformed by fast neutrons with emission of a nuclear neutron. In the case of even elements possessing a large number of isotopes of which

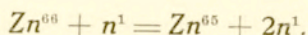
the atomic masses differ by unity, the extraction of a nuclear neutron may lead to a formation of a stable isotope, which could not be detected by the usual methods. In the case of odd elements, however, this process must give radioactive isotopes, of which the lightest could be produced by fast neutrons only.

I have made some experiments on the activation of copper, zinc and silver by fast neutrons. As the efficiency in these cases is small, I used the following arrangement: A foil of the metal under investigation, measuring 8 cm. \times 5 cm. was wrapped around the source (50 millicurie $Rn+Be$) in the form of a spiral, so that the effective solid angle was equal to $4 \times 4 \pi$. After activation, the foil was given the form of cylinder of 24 mm. diameter, which fitted the Geiger counter. In this way I obtained an activity which was 4 times larger than with the usual arrangement. In the case of copper, I found, in accordance with Heyn a radioelement of 11 min. half period, produced by fast neutrons only, which must be Cu^{62} . The same element was found by Bothe and Gentner by irradiation with very hard γ -rays. The initial activity due to the 11 min. body is about one half the initial activity due to the 6 min. body.

In the case of zinc I was able to confirm the existence of the 60 min. half period product. In some experiments, to be published later, Miss Nuswald has found that this element is an isotope of nickel and therefore the reaction leading to its formation must be

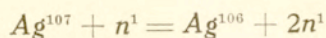


and not



In the case of silver Guében has reported the formation of a 50 sec. activity which possibly could be attributed to fast neutrons only. I have made an investigation of the activation of silver and found no trace of the 50 sec. product. In the course of these experiments, however, I obtained a definite proof of the existence of a product of 25 ± 3 min. half period which does not appear after irradiation with slow neutrons. It seems

very likely that this product is identical with the 24 min. element obtained by Bothe and Gentner, so that we have almost certainly the reaction



The relative values of initial activity obtained with fast neutrons ($Rn+Be$) due to the three radioisotopes of silver are represented in the table I.

TABLE I.

Radio-element	Half period	Initial activation	Process
Ag^{110}	22 sec.	1	<i>a</i>
Ag^{108}	2,3 min.	1,1	<i>b, d</i>
Ag^{106}	25 min.	0,06	<i>c</i>

It seems reasonable to admit that the isotope Ag^{109} can give also Ag^{108} by extraction of a neutrons (proces *d*) with an efficiency of the same order of magnitude as process *c*, so that there would be two modes of formation of Ag^{108} .

When fast neutrons pass through a certain thickness of silver then the relatively slow neutrons resulting from the processes *c* and *d* must give an increase of the artificial radioactivity of silver. Using the figures given above and reasonable values of the cross sections of fast neutrons for activation of silver, it can be shown that this increase can overcompensate the decrease of activity due to absorption of neutrons in silver. The relative net increase was calculated with some simplifying assumptions and found of the right order of magnitude. The calculation was also carried out in the case of copper whit similar results. In order to test our hypothesis definitely it would be necessary to detect slow neutrons produced by fast neutrons in substances with which the increase of radioactivity was observed.

St. J. Thugutt.

O newtonicie, pochodnym glinodwukrzemianu potasowego.

Komunikat zgłoszony 24 czerwca 1937 r.

STRESZCZENIE.

Próby podjęte przeze mnie w roku 1895 otrzymania kaolini działaniem wolnego kwasu węglowego lub kwaśnych węglanów alkalicznych na nefelin potasowy zawiodły. Wynik dodatni dał dopiero kwas karbolowy. Pod jego wpływem ustąpił potas, zaś więź łącząca glinę z krzemionką pozostała nienaruszona. Ponieważ reakcja posuwała się wówczas zbyt wolno, uciekłem się do innego środka, mianowicie do kwaśnego siarczanu potasowego, unikając jednocześnie wolnych kwasów mineralnych, działających, jak wiadomo, zbyt energicznie.

2 g. krystalicznego glinodwukrzemianu potasowego ogrzewałem w temperaturze 200° z 550 cm^3 wody zaprawionej 2-ma gramami kwaśnego siarczanu potasowego w ciągu 70 godzin. W wytworzonym w ten sposób produkcie znalazło się 21,56% ałunitu K_2O , 3 Al_2O_3 , 4 SO_3 , 6 H_2O i 64,28% newtonitu Al_2O_3 , 2 SiO_2 , 4 H_2O . Uwolniona krzemionka przeszła w postaci koloidalnej do roztworu, niezmienionego nefelinu pozostało 14,23%. Powyższe doświadczenie powtórzyłem, zwiększając jednocześnie ilość $KHSO_4$ o $\frac{1}{5}$ część, ażeby resztę $K_2Al_2Si_2O_8$ przeobrazić, lecz i tym razem nie udało się reakcji doprowadzić do końca, gdyż jeszcze 9,25% nefelinu potasowego pozostały nienaruszone. Ilość wyprodukowanego newtonitu zmniejszyła się jednocześnie o 4%, natomiast ałunitu przybyło 10%. Analizę wykonałem ryczałtową, albowiem wydzielić poszczególnych składników w cieczach ciężkich nie było można. Zawartość ałunitu obliczono z ilości SO_3 wykazanej analizą, pozostały potas włączono do $K_2Al_2Si_2O_8$. Reszta po odjęciu ałunitu i nefelinu potasowego odpowiadała składem swym newtonitowi Al_2O_3 , 2 SiO_2 , 4 H_2O . Główna masa produktu złożona była z kuleczek o średnicy mniejszej od mikrona, obok nich widniały sześcioboczne, rzadziej pięcioboczne blaszki oraz 17μ mierzące romboedry, zbliżone bardzo do sześciątów. Całość prócz resztek nierozło-

żonego nefelinu potasowego była nietopliwa i w kwasie solnym nierozpuszczalna. Spółczynnik załamania światła był bliski liczby 1,57. Przez Dra Marię Kołaczkowską łaskawie wykonane zdjęcia rentgenowskie pozostały narazie bez wyniku dla braku materiału porównawczego — dla newtonitu i dla ałunitu. Świadczyły one jednak wyraźnie o ustroju krystalicznym otrzymanego produktu.

Z udziałem kwasu siarkowego powstały kaolin z natury rzeczy złóż większych w przyrodzie nie wytwarza. Tu np. zaliczyć można dwumilimetrowej grubości żyłki kaolinu z ałunitem, wypełniające szczelinki kambryjskich łupków i kwarcytów w Górach Pieprzowych pod Sandomierzem, badanych szczegółowo przez J. Kuhla w roku 1931-ym.

Do innego typu zaliczyć należy z górą dwumetrowej grubości złoża kaolinu z Saglik, opisane w roku 1935 przez D. Bjelankina i W. Iwanową, występujące na tle ałunitu pośród tufów skał wulkanicznych. Tam czynnikiem działającym mogły być wody termalne, niosące z sobą kwaśne siarczany ługowców.

Uwolniona podczas kaolinizacji krzemionka i żelazo przechodzą w postaci koloidalnej do roztworu, skąd ponownie bywają wytrącone w postaci kwarcu, hematytu czy getytu, tworząc z kaolinem i ałunitem paragenetyczną całość, znaną czy to z Gór Pieprzowych, czy z Bereghszasz na Węgrzech lub z innej miejscowości świata.

St. J. Thugutt.

Sur la newtonite, dérivée d'un alumobisilicate de potasse.

Note présentée le 24 juin 1937.

R É S U M É.

Les expériences que j'ai entrepris en 1895 pour obtenir le kaolin de la néphéline à l'aide de l'acide carbonique ont manqué leur but. Un certain résultat donna la dissolution aqueuse du phenol, pourtant l'action chimique durait trop longtemps.

Il fallût s'adresser à un autre réactif, agissant plus vite mais sans détruire la molécule alumosilicatique comme ie font par exemple les acides minéraux libres. On trouva un pareil réactif dans $KHSO_4$.

2 g d'alumobisilicate de potasse chauffés à 200° durant 70 heures avec 550 cm³ d'eau et 2 g $KHSO_4$ ont donné 21,56% d'alunite $K_2O \cdot 3 Al_2O_3 \cdot 4 SO_3 \cdot 6 H_2O$ et 64,28% de la newtonite $Al_2O_3 \cdot 2 SiO_2 \cdot 4 H_2O$. La silice mise en liberté passa en état colloïdal en solution et 14,23% $K_2Al_2Si_2O_8$ restèrent inaltérés. Pour les transformer aussi j'ai repris mon expérience, augmentant d'une manière convenable la quantité de $KHSO_4$. Cette fois ci seulement 9,25% $K_2Al_2Si_2O_8$ ne se sont pas soumis à la réaction. La quantité de la newtonite tomba à 60,29% et celle de l'alunite s'augmenta de 10%. Il fallût exécuter l'analyse chimique de l'ensemble, parce qu'il était impossible de séparer les éléments constitutifs à l'aide de liquides pesants. On calcula l'alunite en partant de SO_3 évalué par l'analyse. Le surplus de potasse on porta sur le compte de $K_2Al_2Si_2O_8$. Retranchant l'alunite et la néphéline du mélange on parvient à la newtonite $Al_2O_3 \cdot 2 SiO_2 \cdot 4 H_2O$, composée de globulites mesurant moins d'un micron en diamètre. On voyait à leur côté des minces tablettes hexagonales et pentagonales et des rhomboèdres à peu près cubiformes mesurant 17 μ . Excepté la néphéline les deux autres composés infusibles parurent insolubles dans l'acide chlorhydrique. Leur index de réfraction s'approchait à 1,57. Les roentgénoigrammes aimablement exécutés par Mlle M. Kołaczowska n'ont pas permis de reconnaître la vraie nature du produit ainsi obtenu, parceque les objets de comparaison — la newtonite naturelle et l'alunite faisaient pour le moment défaut.

Les amas du kaolin déposés au concours d'acide sulfurique ne sont jamais grands dans la nature. Selon J. Kuhl des pareilles veinules composées du kaolin et d'alunite, ayant à peine 2 mm d'épaisseur, remplissent aux environs de Sandomierz les fissures de schistes et de quartzites cambriens.

Les dépôts du kaolin de Saglik rencontrés par D. Bjelankin et W. Iwanowa en 1935 avaient plus de deux mètres d'épaisseur. Réposant sur le fond d'alunite parmi les

tufs de roches volcaniques, ils ont pu se former à l'aide des eaux thermales saturées de sulfates acides.

La silice et le fer séparés à cette occasion passent en solution dans l'état colloïdal pour cristalliser en suite en forme du quartz, de l'hématite ou de la goetite — minéraux accompagnants le kaolin et l'alunite, par exemple à Sandomierz en Pologne, à Berghszasz en Hongrie et aux autres places du monde.
