

Polskie Towarzystwo Przyrodników
im. KOPERNIKA

KOSMOS

Seria B
PRZYRODA NIEOŻYWIONA



ROK VI

ZESZYT 3 (23)

WARSZAWA 1960

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

POLSKIE TOWARZYSTWO PRZYRODNIKÓW
im. KOPERNIKA

K O S M O S

Seria B: PRZYRODA NIEOŻYWIONA



ROK VI

WARSZAWA 1960

ZESZYT 3 (23)

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

KOMITET REDAKCYJNY

Józef Hurwic (Red. Nacz.), Leopold Infeld,
Kazimierz Maślankiewicz (Zast. Red. Nacz.), Roman Żelazny

Adres redakcji: Warszawa, ul. Hoża 69

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — DZIAŁ CZASOPISM
WARSZAWA, MIODOWA 10

Nakład 745 + 25	Oddano do składu 24.V. 1960 r.
Ark. wyd. 6,5 — druk. 5,25 + 2 wkl.	Podpisano do druku w październiku 1960 r.
Papier druk. sat. kl. V, 70 g. B-1	Druk ukończono w październiku 1960 r.
Cena zł 15.—	Zam. 256 C 31

WARSZAWSKA Drukarnia Naukowa, W-wa, Śniadeckich 8



Henryk Niewodniczański

ANDRZEJ SOŁTAN

1897—1959

W dniu 10 grudnia 1959 r. fizyka polska poniosła wielką stratę wskutek nagłej śmierci profesora Andrzeja Sołtana, jednego z najwybitniejszych polskich fizyków jądrowych. Ta niespodziewana śmierć profesora A. Sołtana zabrała go w okresie, kiedy fizyka polska, a przede wszystkim fizyka jądrowa, potrzebowała jego kierownictwa i opieki. Ktokolwiek znał profesora Sołtana lub zbliżył się do niego, był nie tylko pod urokiem Jego szlachetnej i ujmującej osobowości, lecz również pełen podziwu dla Jego jasnego i żywego umysłu, dla rozległości i głębi wiedzy obejmującej nawet bardzo odległe gałęzie fizyki, dla wyjątkowych talentów w technice pracy eksperymentalnej oraz dla Jego wszechstronnej inteligencji.

Andrzej Sołtan urodził się w Warszawie 25 listopada 1897 r., jako syn Wiktora i Amelii z Weysenhoffów. Szkołę średnią ukończył w Petersburgu podczas pierwszej wojny światowej. Po powrocie do Polski zaczął studiować na Uniwersytecie Warszawskim. Bardzo wcześnie, bo jeszcze przed ukończeniem studiów uniwersyteckich, Andrzej Sołtan został asystentem Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. W Zakładzie tym rozpoczyna Andrzej Sołtan pod kierunkiem prof. Stefana Pieńkowskiego doświadczalną pracę naukową nad widmem pasmowym rtęci. Praca ta dotyczyła głównie widma emisyjnego wodoru rtęci przy wyładowaniach elektrycznych. Pierwsze wyniki swoich badań naukowych ogłosił Andrzej Sołtan w r. 1924 na II Zjeździe Fizyków Polskich w Krakowie. W latach 1925 i 1926 ukazały się dwie dalsze prace Andrzeja Sołtana zawierające wyniki jego badań dotyczących tych zagadnień. Na podstawie pracy *O widmie pasmowym w mieszaninie wodoru i pary rtęci* uzyskał Andrzej Sołtan stopień doktora filozofii. Wkrótce potem ogłosił wspólnie ze Szczepanem Szczeniowskim pracę pod tytułem *Charakterystyki czułości kilku emulsji fotograficznych*.

W roku 1927 dr A. Sołtan uzyskał stypendium, które pozwoliło mu spędzić rok w Paryżu w laboratorium Maurycego de Broglie i pracować w dziedzinie spektroskopii promieni X. Znaczną część swej pracy badawczej w Paryżu Andrzej Sołtan wykonał wspólnie z Janem Thibaut pracując nad wypełnieniem tzw. „domeny pośredniej“, tj. luki w widmie promieniowania elektromagnetycznego pomiędzy najdalszym nadfioletem a obszarem najbardziej miękkich naonczas znanych promieni X. Luka ta

w widmie elektromagnetycznym została doświadczalnie wypełniona. Te doniosłe wyniki pracy badawczej A. Sołtana i J. Thibaut zostały ogłoszone w dwóch publikacjach naukowych.

Po powrocie do Warszawy dr A. Sołtan bierze znów czynny udział w pracy naukowej, głównie jednak poświęca się pracy organizacyjnej i administracyjnej przy rozbudowie i modernizacji Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. W pracy tej jest głównym współpracownikiem profesora S. Pieńkowskiego. Dzięki ich wytrwałym wysiłkom Instytut został przetworzony w jedno z najlepiej zorganizowanych i wyekwipowanych laboratoriów fizycznych w Europie. Mimo tych bardzo absorbujących zajęć dr A. Sołtan potrafił znaleźć czas na doświadczalną pracę badawczą. Wyniki tych prac ogłosił w dwóch publikacjach naukowych. Pierwsza z tych prac zawiera opis nowego modelu kapilarnej łukowej lampy rtęciowej zbudowanej przez dra A. Sołtana. Ten typ lampy rtęciowej okazał się wielce przydatny w rozmaitych pracach optycznych i jest dotąd używany w wielu laboratoriach spektroskopowych. W drugiej pracy dr A. Sołtan podał wyniki swoich doświadczeń prowadzonych bardzo intensywnie, a mających na celu wykrycie wpływu wiązań chemicznych na współczynniki absorpcji promieni X.

W r. 1933 dr A. Sołtan otrzymał stypendium Fundacji Rockefellera, które mu pozwoliło spędzić rok na pracy naukowo-badawczej w laboratorium Kelloga, w Kalifornijskim Instytucie Technologii w Pasadena, znajdującym się pod dyktando R. A. Millikana. Tu zaczyna prace badawcze w nowej dla siebie dziedzinie — fizyce jądrowej, której pozostał wierny do końca życia. W tym ważnym a zarazem dramatycznym okresie dla rozwoju fizyki jądrowej, w krótkim czasie po dokonaniu pierwszej całkowicie sztucznej przemiany pierwiastków chemicznych, po odkryciu neutronu i dodatniego elektronu, dr A. Sołtan dołączył się do grupy naukowców wykonujących doświadczenia nad reakcjami jądrowymi wywołowanymi przez sztucznie przyśpieszone jony. Wyniki tych doświadczeń wykonywanych we współpracy z prof. C. C. Lauritsenem i H. R. Crane'm posiadały podstawowe znaczenie dla dalszego rozwoju fizyki jądrowej. Crane, Lauritsen i Sołtan stwierdzili emisję neutronów przez tarcze z różnych lekkich pierwiastków poddane bombardowaniu deuteronami o dużej energii. Były to pierwsze doświadczenia nad całkiem sztucznym wytwarzaniem neutronów. Wyniki tych doniosłych badań zostały ogłoszone w latach 1933 i 1934 w czterech publikacjach naukowych.

Po powrocie do Warszawy dr A. Sołtan rozpoczyna niezwłocznie trudne zadanie stworzenia i zorganizowania w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego urzędów laboratoryjnych, które by mu pozwoliły kontynuować prace badawcze rozpoczęte w Pasadenie. Mimo mnóstwa zajęć administracyjnych związanych ze stanowiskiem adiunkta w szybko rosnącym i rozwijającym się Instytucie, udało mu się zbudować w dużej mierze własnoręcznie kaskadowy akcelerator jonów typu Greinachera przyśpieszający deuterony do energii około 800 keV. Używając tego akceleratora jako źródła szybkich neutronów Andrzej Sołtan wykonał liczne doświadczenia nad reakcjami jądrowymi wytwarzanymi poprzez te neutrony. Wyniki tych badań zostały ogłoszone w czterech pracach w latach 1937, 1938 i 1939.

W r. 1938 dr A. Sołtan habilitował się na Uniwersytecie Warszawskim na podstawie pracy o radioizotopach bromu i został docentem fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. Mniej więcej na rok przed wybuchem drugiej wojny światowej Andrzej Sołtan ustąpił ze stanowiska adiunkta Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego i został kierownikiem laboratorium badawczego w Zakładach Philipsa w Warszawie, nie przerywając przy tym pracy badawczej w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. Równocześnie zapoczątkował nowe prace badawcze w swym nowym zreorganizowanym i rozszerzonym przez siebie laboratorium, w którym między innymi przystąpił do budowy małego cyklotronu. Ukończeniu tego ambitnego przedsięwzięcia, kontynuowanego podczas okupacji niemieckiej, przeszkodził niestety dalszy bieg wypadków wojennych.

Podczas okupacji niemieckiej w Polsce dr A. Sołtan brał czynny udział w nauczaniu fizyki w podziemnym Uniwersytecie Warszawskim. W r. 1944 Andrzej Sołtan wraz z Zakładami Philipsa został ewakuowany do Wiednia; wywieziono również jego cyklotron, zniszczony później całkowicie podczas lotniczych bombardowań Wiednia. Po wkroczeniu Armii Radzieckiej do Wiednia Andrzej Sołtan powrócił do Polski. Warszawa leżała wówczas w gruzach i brak było w niej możliwości prowadzenia pracy naukowej i dydaktycznej w fizyce, toteż rozpoczyna prace swoje w Łodzi, przy odbudowie wyższych studiów w Polsce. Zostaje mianowany profesorem fizyki i kierownikiem Zakładu Fizycznego Politechniki Łódzkiej. W krótkim czasie dokonuje tam trudnego zadania zorganizowania wykładów i studenckich pracowni ćwiczeniowych z fizyki.

W tym samym czasie odbudowa Uniwersytetu Warszawskiego wraz z Instytutem Fizyki Doświadczalnej, kierowana niezwykle energicznie przez prof. S. Pieńkowskiego, który ponownie został rektorem Uniwersytetu Warszawskiego, posuwała się niezmiernie szybko. Utworzono w tym Uniwersytecie nową katedrę fizyki atomowej i powołano na nią profesora Andrzeja Sołtana. Przyjmuje ją i przenosi się do Warszawy, zatrzymując przez kilka jeszcze lat kierownictwo Zakładu Fizycznego w Politechnice Łódzkiej, którą odwiedza okresowo. Na zaproszenie Rządu USA prof. A. Sołtan wraz z prof. S. Pieńkowskim reprezentuje naukę polską przy próbnym wybuchu bomby atomowej w atolu Bikini na Oceanie Spokojnym.

Największy wysiłek prof. A. Sołtana szedł w kierunku stworzenia w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego wyposażenia w nowoczesne urządzenia niezbędne do prowadzenia prac badawczych z fizyki jądrowej. W ciężkiej pracy, w której udział profesor A. Sołtan był szczególnie duży, Instytut Fizyki Doświadczalnej został całkowicie przebudowany i znacznie powiększony. Wybudowana została specjalna duża hala dla pomieszczenia generatora wysokiego napięcia z akceleratorem jonów. Dzięki specjalnej dotacji rządowej profesor A. Sołtan mógł już z początkiem r. 1948 zamówić generator kaskadowy na jeden milion woltów z rurą akceleracyjną i zmontować go w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego w r. 1950. Już w latach poprzedzających profesor A. Sołtan rozpoczął wykonywanie bardzo szeroko zaprojektowanego intensywnego programu prac nad zaopatrzeniem Instytutu

w aparaturę i wszelkiego rodzaju materiały potrzebne do prowadzenia prac badawczych z fizyki jądrowej oraz, co było niewątpliwie najważniejsze, nad wykształceniem i przygotowaniem pewnej liczby młodych fizyków, wystarczającej do prowadzenia prac badawczych w tej dziedzinie.

W r. 1950 prof. A. Sołtan został wybrany na członka korespondenta Polskiej Akademii Umiejętności w Krakowie. W roku 1952, po utworzeniu w Warszawie nowej Polskiej Akademii Nauk, Andrzej Sołtan został powołany na jednego z pierwszych jej członków korespondentów.

W r. 1952 został utworzony Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk, a prof. A. Sołtan został kierownikiem jednego z dwóch zakładów fizyki jądrowej tego Instytutu, nazwanego Zakładem Izotopów Promieniotwórczych. Zakład ten znalazł pomieszczenie w Zakładzie Fizyki Atomowej w gmachu Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, przy ul. Hożej w Warszawie. Utworzenie nowego Zakładu dało profesorowi A. Sołtanowi więcej środków finansowych oraz pozwoliło mu na zwiększenie personelu naukowego i pomocniczego dla rozszerzenia możliwości prowadzenia doświadczalnych prac badawczych z fizyki jądrowej.

Znacznie większe możliwości dla pracy badawczo-naukowej w Fizyce Jądrowej powstały w Polsce dzięki utworzeniu w r. 1955 Instytutu Badań Jądrowych. Zakład Izotopów Promieniotwórczych, kierowany przez prof. A. Sołtana, zostaje przeniesiony z Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk do nowo założonego Instytutu. Prof. A. Sołtan został pierwszym naczelnym dyrektorem Instytutu Badań Jądrowych. Olbrzymia i niezwykle wyteżona praca przy organizowaniu tego wielokierunkowego Instytutu pozostawiała mu niewiele czasu na prace badawcze z fizyki jądrowej. Pomimo to udało mu się jednak z dużym powodzeniem zorganizować początkowo w gmachu Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, a następnie w Ośrodku badawczym Instytutu Badań Jądrowych w Świerku koło Otwocka pod Warszawą, wzorowe laboratoria poświęcone pracy badawczej w fizyce jądrowej niskich i średnich energii. W Świerku praca ta głównie koncentruje się nad neutronowymi reakcjami jądrowymi w oparciu o jądrowy reaktor „EWA“, który rozpoczął pracę w czerwcu 1958 r. oraz w spektroskopii jądrowej. Tam też został zbudowany generator neutronów szybkich z reakcji $d + t$ oraz zaawansowana jest budowa liniowego akceleratora protonów do energii 10 MeV.

Mniej więcej na rok przed śmiercią prof. A. Sołtan zrezygnował ze stanowiska naczelnego dyrektora Instytutu Badań Jądrowych, aby móc poświęcić więcej czasu pracy badawczej w fizyce jądrowej. Zatrzymał jednak stanowisko dyrektora pionu fizyki w Instytucie oraz dyrektora ośrodka badawczego Instytutu Badań Jądrowych w Świerku. Pozostał też nadal przewodniczącym Rady Naukowej Instytutu Badań Jądrowych. Prof. A. Sołtan zwracał zawsze baczną uwagę na prace naukowe Instytutu, osobiście kierował wielu badaniami naukowymi swoich uczniów i współpracowników. Był on wspaniałym i niezwykle wszechstronnym specjalistą w technice pracy eksperymentalnej w różnych gałęziach fizyki, był też nieprześcignionym i ogólnie podziwianym doradcą dla każdego, który szukał jego rady i pomocy.

W ostatnich dwóch latach jego osobiste zainteresowania były skierowane do fizyki plazmy i reakcji termojądrowych. Kierował on w Insty-

tucie małą, ale pełną entuzjazmu grupą pracowników naukowych, którzy nie tylko odbywali systematyczne studia teoretyczne, ale także wykonywali już na niedużą skalę prace doświadczalne z zakresu fizyki plazmy.

Oprócz wielu innych oficjalnych obowiązków był profesor A. Sołtan członkiem Państwowej Rady do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej i jej Prezydium, jako też Komitetu do Spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Atomowej Polskiej Akademii Nauk. Był członkiem Prezydium Polskiej Akademii Nauk. W okresie od r. 1951 do r. 1952 działał jako prezes Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Profesor A. Sołtan był też członkiem Rady Naukowej Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej od założenia tego Instytutu w r. 1956. W tej roli profesor Sołtan brał czynny udział we wszystkich sesjach Rady i wywierał istotny i bardzo cenny wpływ na rozwój i działalność tej międzynarodowej instytucji. Profesor A. Sołtan brał również udział jako członek polskiej delegacji w pierwszej i w drugiej Międzynarodowych Konferencjach Poświęconych Pokojowemu Zastosowaniu Energii Atomowej w latach 1955 i 1958 w Genewie. Brał również udział w szeregu innych międzynarodowych konferencjach naukowych.

Wielkie zasługi Andrzeja Sołtana znajdowały powszechne uznanie. Andrzej Sołtan był kawalerem Krzyża Komandorskiego oraz Krzyża Oficerskiego Orderu Polonia Restituta. Pośmiertnie za całokształt swoich prac naukowych i organizacyjnych otrzymał nagrodę I stopnia Państwowej Rady do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej oraz został odznaczony przez Radę Państwa orderem Sztandaru Pracy I klasy. Stworzony jego wysiłkiem ośrodek badawczy Instytutu Badań Jądrowych w Świerku został nazwany Jego imieniem.

Rola, którą odegrał profesor Andrzej Sołtan w historii fizyki polskiej jest wielkiej wagi. Przedwczesna i niespodziewana strata tego wybitnego i niezmiernie pracowitego człowieka, cieszącego się doskonałym zdrowiem do ostatniej chwili swego życia, zostawiła w polskiej fizyce niezastąpioną pustkę, której przez wiele lat nie będzie można wypełnić.



Kazimierz Maślankiewicz

JAN SAMSONOWICZ

1888—1959

Wielką stratę poniosła polska geologia przez śmierć profesora Jana Samsonowicza, zmarłego dnia 3 listopada 1959 r.¹ Niezmiernie pracowite było całe życie tego najwybitniejszego ze współczesnych przedstawicieli nauk o Ziemi, a bogata Jego twórczość naukowa obfitowała w ważne odkrycia, z których niektóre, dotyczące surowców kopalnych, miały również duże praktyczne znaczenie dla górnictwa. Rozległość zainteresowań różnymi zagadnieniami geologicznymi oraz wielka staranność w prowadzonych badaniach i dojrzałość sądu cechowały wszystkie prace prof. Samsonowicza. Jego dorobek naukowy wynosi ponad 120 publikacji, nie licząc wielu prac i orzeczeń geologicznych dla różnych działów gospodarki narodowej, a obejmujących zwłaszcza zagadnienia hydrogeologiczne. Osiągnięcia naukowe prof. Samsonowicza zyskały wielkie uznanie nie tylko w kraju, lecz i szeroko za granicą, gdzie znany był szczególnie jako wybitny znawca utworów paleozoicznych (kambryjskich). Szczery żal wzbudziła śmierć prof. Samsonowicza zwłaszcza wśród tych, którzy znali Go bliżej, mogąc ocenić Jego rozległą wiedzę i niezmienną życzliwość okazywaną wszystkim, którzy z Nim współpracowali lub zwracali się o radę i pomoc w sprawach naukowych. Prof. Samsonowicz, wychowawca wielu geologów, mógł służyć jako wzór profesora wyższej uczelni, traktującego do ostatnich chwil Swego życia niezmiernie poważnie i sumiennie swe obowiązki pedagogiczne.

Jan Samsonowicz urodził się w r. 1888 w Ostrowcu Świętokrzyskim. Do gimnazjum chodził w Kielcach, a po złożeniu egzaminu dojrzałości (jako eksternista z powodu strajku szkolnego w r. 1905) przeniósł

¹ W dniu 11 kwietnia 1960 r. odbyło się w Krakowie uroczyste posiedzenie naukowe poświęcone pamięci Prof. Jana Samsonowicza, zorganizowane przez Krakowski Oddział PAN, Polskie Towarzystwo Geologiczne i Komisję Nauk Geologicznych PAN, na którym przemówienia wygłosili: Wiceprezes Polskiej Akademii Nauk i Przewodniczący Oddziału PAN w Krakowie Prof. Władysław Szafar, Prezes Pol. Tow. Geologicznego Prof. Henryk Swidziński (*Działalność naukowa Prof. Jana Samsonowicza*), Prorektor Akademii Górniczo-Hutniczej Prof. Roman Krajewski (*Dorobek Prof. J. Samsonowicza w zakresie poszukiwania złóż*), Prof. Andrzej Bolewski (w zastępstwie Prof. Walerego Goetla) (*Działalność Prof. J. Samsonowicza w Polskiej Akademii Nauk*) i Doc. Henryk Makowski (*Prof. Samsonowicz jako pedagog*).

się do Petersburga, gdzie na tamtejszym uniwersytecie studiował geologię, uzyskując dyplom I stopnia w r. 1914.

Działalność naukową rozpoczął już w r. 1909, ogłaszając wspólnie z Janem Czarnockim, późniejszym dyrektorem Instytutu Geologicznego, z którym łączyły Go długoletnie więzy przyjaźni i współpracy naukowej na terenie Gór Świętokrzyskich, artykuł *Powiat kielecki pod względem archeologicznym*. Pierwsze zainteresowania archeologią odbijają się później w dwóch pracach ogłoszonych w *Wiadomościach Archeologicznych* o krzemieniach eksploatowanych przez człowieka przedhistorycznego. Pierwsza dotyczy występowania krzemieni jurajskich eksploatowanych na wielką skalę w Krzemionkach koło Ostrowca, druga — krzemieni wieku kredowego, występujących w okolicach Rachowa nad Wisłą.

Po ukończeniu wyższych studiów został Jan Samsonowicz asystentem nowo utworzonego na Uniwersytecie Warszawskim Zakładu Geologii i na tym stanowisku pozostał aż do r. 1919, po czym objął stanowisko geologa w Państwowym Instytucie Geologicznym, pozostając na nim aż do r. 1935. W tym roku został powołany na stanowisko profesora zwyczajnego geologii i paleontologii na Uniwersytecie Jana Kazimierza we Lwowie, pełniąc te obowiązki aż do wybuchu wojny.

Okres wojenny przebywał Prof. Samsonowicz w Warszawie, biorąc czynny udział w konspiracyjnych pracach Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego Uniwersytetu Warszawskiego i prowadząc wykłady z zakresu geologii na tajnych kompletach. Po wyzwoleniu przystąpił natychmiast do organizacji Zakładu Geologii, który w r. 1939 uległ całkowitemu zniszczeniu. Po utworzeniu na Uniwersytecie Warszawskim Wydziału Geologii Prof. Samsonowicz objął katedrę Geologii Historycznej kierując nią aż do śmierci.

Zainteresowania naukowe Prof. Samsonowicza związane były przede wszystkim z Górami Świętokrzyskimi, których — obok Jana Czarnockiego — był najlepszym znawcą. Pierwsze wspólne ich prace obejmują formacje paleozoiczne tego obszaru (sylur, dewon i cechsztyń), później Prof. Samsonowicz zajmuje się badaniami wschodniego obszaru Gór Świętokrzyskich, podczas gdy Jan Czarnocki pracuje przede wszystkim w Kieleckiem.

W r. 1916 ogłosił Prof. Samsonowicz pracę o najstarszych utworach paleozoicznych gór Pieprzowych pod Sandomierzem i okolic Mąchocic w Świętokrzyskim paśmie Łysicy. W latach następnych ogłosił publikacje o występowaniu dolnego kambru w Klimontowie oraz o kambrze i ordowiku wschodniej części Gór Świętokrzyskich. Syntetycznie ujęte wyniki badań nad tymi utworami zawierają objaśnienia mapy geologicznej arkusza Opatów.

Obok stale dominujących zainteresowań utworami paleozoicznymi, niejedną ze Swych prac poświęcił Prof. Samsonowicz zagadnieniom czwartorzędowym. Prace te rozpoczyna ogłoszona jeszcze w r. 1916 rozprawa o dyłuwium powiatu sokołowskiego na Podlasiu; z późniejszych należy wymienić rozprawy o zastoiskach nad górną i środkową Wisłą, Bugiem i Wartą, o lessie sandomierskim i o zasięgu młodszego zlodowacenia polskiego. W zbiorowej pracy *Przewodnik po okolicach Warszawy* Prof. Samsonowicz opracował *Dzieje Geologiczne* oraz kilka wycieczek.

W czasie Swej pracy w Państwowym Instytucie Geologicznym Prof. Samsonowicz przygotował szczegółowe zdjęcia geologiczne w skali 1:100 000, będąc głównym redaktorem tej mapy. Badania na obszarze arkusza Opatów i na terenach sąsiednich skierowały zainteresowania naukowe tego wybitnego stratygrafa również na formacje mezozoiczne i trzeciorzędowe. Za wybitną pracę należy uważać syntetyczne opracowanie wielkiej górno-kredowej transgresji kredowej, obejmującej nie tylko obszar Polski, lecz i tereny sąsiednie (1925). Publikacja ta zapoczątkowała dalsze badania nad formacją kredową w Polsce. Również wielkie znaczenie dla badań geologicznych w Polsce ma praca Prof. Samsonowicza o cechszynie, triasie i dolnej jurze północnego zbocza Łysogór (1929), która dała podstawy stratygrafii tych utworów, stanowiąc również pierwszą próbę paleogeografii utworów cechsztyńskich i triasowych. Praca ta została nagrodzona przez Kasę im. Mianowskiego. Utworami mezozoicznymi północnego obrzeżenia Gór Świętokrzyskich zajął się Prof. Samsonowicz w pracy o granicy jury i kredy, dając w niej wiele nowych danych stratygraficznych, a także tektonicznych.

Badania Prof. Samsonowicza na terenie Gór Świętokrzyskich przyniosły nie tylko wiele ważnych osiągnięć naukowych, lecz także o znaczeniu praktycznym.

Zasługą Jego jest zbadanie złoża hematytu i piryty w Rudkach pod Nową Słupią, gdzie później została założona kopalnia *Staszic*. Duże znaczenie dla poszukiwań i późniejszej eksploatacji rud żelaznych i gliniek miały stratygraficzne wydzielenia różnych horyzontów na obszarze Gór Świętokrzyskich, dokonane przez Prof. Samsonowicza. W r. 1923 odkrył złożo fosforytów w Rachowie, badając następnie rozmieszczenie obszarów fosforytonośnych na lewym brzegu Wisły. Pozwoliło to na późniejsze odnalezienie złoża fosforytów w Chałupkach, a także i innych wystąpień tego surowca kopalnego.

Drugim obszarem, który Swymi badaniami objął Prof. Samsonowicz, był Wołyń. Znalezienie przez Niego w zlepieńcach kredowych otoczków krzemieni zawierających faunę karbońską doprowadziło go do słusznego wniosku, że pokrywa skał osadowych zalegająca na krystalicznych skałach zachodniej części masywu wołyńsko-podolskiego nie kończy się na utworach dewońskich, jak dawniej sądzono. Szczegółowe i przez szereg lat systematycznie prowadzone badania doprowadziły do wyznaczenia zasięgu utworów karbońskich. Wiercenie wykonane w r. 1938 pod Beresteczkiem potwierdziło w pełni poglądy Prof. Samsonowicza. W roku następnym stwierdzono w kotlinie górnego Bugu obecność pokładów węgla. Badania kontynuowane po wojnie stwierdziły wartość ekonomiczną tych pokładów węglowych. To odkrycie utworów karbońskich przez Prof. Samsonowicza stało się podstawą powojennego kopalnictwa węgla kamiennego na terenach Ukraińskiej Republiki w rejonie Sokala.

W pracach wołyńskich interesuje się Prof. Samsonowicz i innymi zagadnieniami złożowymi, jak występowaniem miedzi w bazaltach, fosforytami nad Horyniem i rudami żelaza.

Wiele uwagi poświęcał Prof. Samsonowicz zagadnieniom hydrogeologicznym, zbierając skrupulatnie materiały z wierceń. Przedmiotem Jego badań były zwłaszcza wody niecki Warszawskiej i Łódzkiej. Prócz ogól-

szonych prac o solankach w Łęczyckiem, o wodach artezyjskich Ozorkowa i o dwóch głębokich wierceniach w Ciechocinku opracował wiele problemów hydrogeologicznych, współpracując jako doradca przy ujmowaniu wód wglębnych dla zaopatrzenia miast, osiedli i zakładów przemysłowych. W wielu przypadkach współpracował również z przemysłem naftowym, biorąc udział w określaniu wieku materiałów pochodzących z głębokich wierceń, zwłaszcza w zakresie utworów paleozoicznych i mezozoicznych.

Ostatnią syntetyczną pracą Prof. Samsonowicza była przesłana na XX Międzynarodowy Kongres Geologiczny w Meksyku praca o paleogeografii kambriu i jego podłoża w Polsce; obejmowała ona nie tylko kambryjskie utwory Gór Świętokrzyskich lecz i z obszaru Sudetów.

Prof. Samsonowicz jest współautorem (z Prof. M. Książkiewiczem) nowocześnie ujętego syntetycznego podręcznika *Zarys Geologii Polski*; nie dawno został on przełożony na język rosyjski.

Żywo interesował się Prof. Samsonowicz również zagadnieniami związanymi z historią geologii i górnictwa w Polsce, opracowując m.in. krótki zarys historii geologii w Polsce (wydany po wojnie przez PAU).

Prof. Samsonowicz brał żywy udział w pracach Polskiej Akademii Nauk, której był członkiem pełniąc m.in. obowiązki Przewodniczącego Komitetu Geologicznego PAN i biorąc czynny udział w stworzeniu Zakładu Nauk Geologicznych PAN, którego był kierownikiem od r. 1956. W latach 1950—1958 był redaktorem *Acta Geologica Polonica*.

W r. 1950 otrzymał Prof. Samsonowicz nagrodę naukową m. Warszawy, w r. 1952 nagrodę Ministerstwa Szkół Wyższych oraz premię Prezesa Rady Ministrów za udział w pracach o znaczeniu gospodarczym.

W r. 1930 Prof. Samsonowicz został odznaczony Złotym Krzyżem Zasługi, w r. 1951 Krzyżem Oficerskim Orderu Odrodzenia Polski, a następnie (1954) Komandorią tego orderu, wreszcie w r. 1958 Orderem Sztandaru Pracy I klasy.

Prof. Samsonowicz był członkiem honorowym Pol. Tow. Geologicznego i Czechosłowackiego Towarzystwa Mineralogiczno-Geologicznego.

Prof. Samsonowicz był członkiem Państwowej Rady Ochrony Przyrody. Mając pełne zrozumienie dla potrzeb rozwijającego się w Polsce, zwłaszcza w okresie powojennym, przemysłu, był nieugiętym bojownikiem na polu ochrony przyrody, walczącym o zachowanie jej zabytków. W dużej mierze zasługą Prof. Samsonowicza było utworzenie Parku Narodowego w Górach Świętokrzyskich, z którymi przez całe swe życie tak silnie był związany.

Zbigniew P. Zagórski

NIEKTÓRE REAKCJE CHEMII RADIACYJNEJ FAZ SKONDENSOWANYCH

Chemia radiacyjna zajmuje się efektami chemicznymi wywoływanymi zaabsorbowanym w materii promieniowaniem wysokoenergetycznym, tzn. takim promieniowaniem, którego energia kwantu (jeżeli chodzi o promieniowanie elektromagnetyczne) lub energia cząstki (jeżeli chodzi o promieniowanie korpuskularne) znacznie przewyższa rząd energii wiązania chemicznego.

Jak wiadomo, energia promieniowania może ulec pochłonięciu w ośrodku, dając tylko nieraz efekt cieplny — jak to się dzieje w metalach. Fakt ten wykorzystywany jest w osłonach przed promieniowaniem. Niewielkie zmiany fizyczne, jakie występują w przypadku bombardowania metalu cząstkami ciężkimi rzadko niosą w konsekwencji efekty chemiczne. W zjawiskach natomiast, które interesują chemię radiacyjną, energia dostarczona do układu powoduje wytworzenie wysoce reaktywnych, nietrwałych produktów pośrednich, które prowadzą do jakościowej zmiany ośrodka. Zasięg tych reakcji jest nieraz niewspółmiernie duży w porównaniu do energii pochłoniętej, co wskazuje wtedy na reakcję łańcuchową zainicjowaną produktami wytworzonymi promieniowaniem.

W celu ujednolicenia dyskusji efektów promieniowania należy w zarysie omówić mechanizm utraty energii i procesu pierwotnego. Nie wnikając w szczegóły, najogólniej można stwierdzić, że pierwotnym efektem jest jonizacja, to znaczy wybicie elektronu z pozostawieniem dodatniego jonu. Wybitny elektron obdarzony jest wysoką energią i zdolny wskutek tego do wywołania wtórnych jonizacji. Fakt powstawania elektronów i jonów dodatnich niezależnie od rodzaju promieniowania (kwanty promieniowania elektromagnetycznego, cząstki ciężkie, np. promieniowanie alfa, wiązki elektronów przyspieszonych wysokim napięciem) pozwala na sformułowanie uogólnień, a przy odpowiedniej interpretacji drobnych nieraz różnic w efektach poszczególnych promieniowań, na wyciągnięcie wniosków o mechanizmie procesów następujących w konsekwencji pierwotnego efektu jonizacyjnego. Oprócz efektu jonizacyjnego mamy do czynienia w przypadku cząstek ciężkich z możliwościami zderzeń elastycznych, które, nieistotne w przypadku fazy ciekłej, odgrywają poważną rolę w zmianach wywołanych w ciałach stałych.

Zakres energii kwantów i cząstek jest nadzwyczaj duży.

Ażeby móc określić „teren działania“ chemii radiacyjnej należy przypomnieć krótko widmo drgań elektromagnetycznych (tab. I). Równolegle

ze skalą długości fali i częstości podano skalę energii kwantu promieniowania o danej długości fali. Energia kwantu promieniowania, wyrażona w jednej z jednostek energii tu najwygodniej w elektronowoltach — odgrywa istotną rolę w rozpatrywaniu wzajemnego działania promieniowania na materię. Zakres długości fal, częstości i energii kwantów obejmuje dwadzieścia potęg dziesięciu. Idąc od najdłuższych fal elektromagnetycznych — rozpoczynających się na falach promieniowanych przez sieć prądu zmiennego o częstości 50 c/s, poprzez fale stosowane w radiotechnice i odpowiadające umownym zakresom długiemu, średniemu i krótkiemu do ultrakrótkich stosowanych przede wszystkim w telewizji, trudno mówić o jakimś wyraźnym działaniu na materię. Tłumaczy się to niską energią ich kwantów. Ciało znajdujące się w silnym polu drgań elektromagnetycznych o wspomnianej długości fali dozna podwyższenia temperatury, spowodowanego przekształceniem pochłoniętej energii drgań na szybszy ruch cząsteczek. Nawet tak czule na promieniowanie organizmy żywe, jakimi są człowiek i ssaki, nie wykazują zmian pierwotnych ani wtórnych w polu działania tej części widma drgań elektromagnetycznych.

W strefie tzw. mikrofal, a więc fal o długości rzędu decymetrów, centymetrów i milimetrów, działanie fizyczne jest już wyraźne i objawia się wydajną zamianą na ciepło w ciele napromieniowanym. Łatwość produkcji tych fal, a nawet ich ogniskowania i kierowania niemal w całości w przestrzeń roboczą spowodowała szerokie zastosowanie w przemyśle (zgrzewanie mas plastycznych) oraz w medycynie (nagrzewanie narządów wewnętrznych). W strefie omawianych długości fal można już mówić o reakcjach chemicznych wtórnego rodzaju, spowodowanych lokalnym periodycznym mikrorozgrzewaniem. Efekty tu osiągnąć można porównywać z chemicznymi wpływami ultradźwięków, a więc drgań mechanicznych, powodujących podobne lokalne rozgrzewania i zmiany ciśnienia w strzałkach fali stojącej.

Opisana sytuacja utrzymuje się w dużym stopniu bez zmian przy przejściu do zakresu promieniowania podczerwonego, wysłanego przez rozgrzane ciała. Energia kwantów tego promieniowania jest rzędu energii drgań lub obrotów cząsteczek i ich części — atomów i grup atomów. Dlatego promieniowanie podczerwone jest selektywnie pochłaniane w charakterystycznych częstościach, pozwalając na otrzymanie skomplikowanych widm — wykresów zależności pochłaniania od długości fali, odgrywających bardzo poważną rolę w badaniach naukowych i analizie.

Z punktu widzenia chemicznego oddziaływania promieniowania na materię sytuacja zmienia się całkowicie w strefie promieniowania widzialnego i nadfioletowego, gdzie kwanty promieniowania niosą energię wystarczającą do zjonizowania atomów lub cząsteczek. Tu więc zaczyna się szeroko pojęta chemia radiacyjna, ponieważ promieniowanie to powoduje przemiany chemiczne i jest w stanie wywołać przemianę chemiczną dużych mas substancji, jeżeli zainicjuje łańcuch reakcji. Omawiana gałąź chemii zajmująca się działaniem światła na materię, istnieje już bardzo dawno i nosi nazwę fotochemii.

Właściwa chemia radiacyjna zajmuje się działaniem na materię promieniowania, o energii kwantów przekraczającej znacznie energię wiązania (tab. I). Jak widać, jest to promieniowanie rentgenowskie i promienio-

Tabela I

	Wymiar	Energie cieplne		Energie chemiczne	Energie promieni rentgenowskich				Energie jądrowe	Energie mezonowe			
		Energie translacyjne	Drgania atomów i cząsteczek										
Długość fali	cm	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}	10^{-9}	10^{-10}	10^{-11}	10^{-12}	
	Å	10^6	10^5	10^4	10^3	100	10	1	0,1	0,01	10^{-3}	10^{-4}	
Liczba falowa	cm ⁻¹	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	0,01	0,1	1	10	100	10^3	10^4	
Częstość	sek ⁻¹	10^{12}	10^{13}	10^{14}	10^{15}	10^{16}	10^{17}	10^{18}	10^{19}	10^{20}	10^{21}	10^{22}	10^{23}
Energia	eV	0,01	0,1	1	10	100	10^3	10^4	10^5	10^6	10^7	10^8	
	kal/mol	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	10^7	10^8	10^9	10^{10}	10^{11}	10^{12}	10^{13}
Rodzaj promieniowania	Mikro-fale	Widmo widzialne											
	Promieniowanie podczerwone												
					Promieniowanie nad-fioletowe	Promienie rentgenowskie			Wiazki elektronów	Prom. gamma	Promienie kosmiczne		

wanie gamma, wysłane przez ciała promieniotwórcze. Odnacza się ono wysoką energią kwantów i dlatego często nazywamy chemię radiacyjną chemią promieniowania wysokoenergetycznego, w przeciwieństwie do fotochemii, która jest chemią niskoenergetycznego promieniowania jonizującego.

Idąc ku coraz krótszym długościom fal, stwierdzamy, że charakter działania na materię się zmienia: od tzw. efektu fotoelektrycznego polegającego na całkowitym pochłonięciu kwantu przez atom lub cząstkę z wybiciem elektronu dochodzimy do efektu Comptona, w którym oprócz zjonizowania obiektu trafionego i wybicia elektronu powstaje promieniowanie elektromagnetyczne większej długości fali i mniejszej energii kwantu. Pojawieniu się zjonizowanych form atomów i cząsteczek towarzyszy powstawanie wolnych rodników, to jest fragmentów cząsteczek nie obdarzonych ładunkiem elektrycznym. Są to produkty nadające reakcjom radiacyjnym specyficzny charakter.

Działanie promieniowania widzialnego, rentgenowskiego i promieniowania gamma do energii kwantu ok. 3 MeV (milionów elektronowoltów) dotyczy jedynie powłok elektronowych atomu. Wyższe energie kwantów wywołać już mogą efekty fotojądrowe. W tym miejscu warto zwrócić uwagę na pewną przyczynę częstych nieporozumień: wszystkie źródła czystego promieniowania gamma o praktycznym znaczeniu mają energię niższą od 3 MeV i w żadnym z napromieniowanych obiektów nie mogą wywołać promieniotwórczości, wtórnej.

Promieniowanie elektromagnetyczne wyższych energii różni się zdolnością przenikania, czyli zasięgiem. Jeszcze po przejściu warstwy wody o grubości 14 cm promienie gamma wysyłane przez kobalt 60 mają 50% swej energii. Promienie rentgenowskie, o mniejszej energii kwantu (większej długości fali) ulegają takiemu samemu pochłonięciu już przy krótkiej długości fali. Z tabeli II wynika, że cząstki ciężkie tracą energię na bardzo krótkich odcinkach. Ponieważ cząstki te niosą bardzo dużą energię (rzędu milionów elektronowoltów), efektem jest dostarczenie ośrodkowi dużej energii na krótkim odcinku.

Utrata energii na jednostkę długości jest ujęta matematycznie, obliczona i oznaczona dla poszczególnych promieniowań i stanowi ważną ich charakterystykę. Wartość ta, symbolizowana $-\frac{dE}{dx}$, w literaturze anglosaskiej jest oznaczona skrótem LET (od Linear Energy Transfer).

Wymiarem jej jest jednostka energii (najczęściej eV) na jednostkę długości, np. Å.

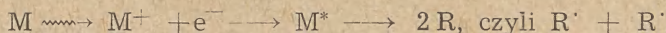
Wartości $-\frac{dE}{dx}$ dla poszczególnych rodzajów promieniowań znajduje się w tabeli III. Promieniowania te uszeregowano według malejących wartości LET. Celem tablicy jest powiązanie wartości $-\frac{dE}{dx}$ będącej jednocześnie miarą gęstości jonizacji z przebiegiem efektu chemicznego. W celu jego omówienia wrócić trzeba do jonu dodatniego i elektronu, powstałych w wyniku oddziaływania promieniowania i materii.

Nie wnikając w szczegóły poszczególnych teorii, najbardziej prawdopodobnym i odgrywającym największą rolę procesem jest zubożenie

Tabela II

Źródła promieniowania wysokoenergetycznego				
			Zasięg	
			w powietrzu	w wodzie
Promieniowanie elektromagnetyczne γ			rzędu 10 m	rzędu 10 cm (osłabienie do połowy)
Promieniowanie elektromagnetyczne X			metrów	centymetrów
	ładunek w jednostk. elementarn.	masa spoczyn- kowa w jednost- kach atomowych		
neutrony	0	1	metrów	metrów
elektrony β	1	1/1824	metrów	centymetrów
elektrony przyspieszone				centymetrów
wysokim napięciem	1	1/1824	metrów	i milimetrów
protony	1	1	centymetrów	dziiesiątków mikronów
deuterony	1	2	centymetrów	dziiesiątków mikronów
α	2	4	centymetra	kilku mikron.

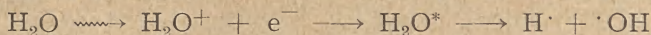
macierzystego jonu dodatniego elektronem, z powstaniem silnie wzbudzonej cząsteczki, która szybko pęka na rodniki. Proces ten można ogólnie napisać:



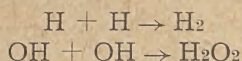
Kropka oznacza niesparowany elektron.

Rodniki są nadzwyczaj reaktywnymi fragmentami cząsteczek, charakterystycznymi niesparowanym elektronem. W przeciwieństwie do dużych rodników organicznych, których czas życia jest nieraz bardzo długi, rodniki, z którymi mamy do czynienia w chemii radiacyjnej wody, żyją bardzo krótko, a ich własności określone są na drodze mniej lub bardziej pośredniej.

Proces radiolizy wody można zapisać w sposób następujący:



Naturalną konsekwencją powstania rodników są ich reakcje, oprócz rekombinacyjnej, reakcje kombinacji:



Jest rzeczą oczywistą, że największe szanse na zajście tych reakcji istnieją w przypadku działania promieniowań o dużej wartości — $\frac{dE}{dx}$, a więc o dużej gęstości jonizacji. Stężenia powstałych H i OH są wtedy tak duże, że kombinacja tych indywiduów odgrywa decydującą rolę i wyprze-

dza wejście atomów H i rodników w inne reakcje. Tabela III dobitnie to wykazuje. W celu umożliwienia porównywań zawartości wydajności podano wielkość wyrażającą liczbę powstałych lub zużytych cząsteczek na 100 eV pochłoniętej energii. A więc G_{H_2} oznacza liczbę cząsteczek H_2 powstałych w wyniku pochłonięcia 100 eV, dostarczonych przez dane promieniowanie. G_{H_2O} oznacza liczbę przereagowanych cząsteczek wody. G_H i G_{OH} oznaczają wydajności rodnikowe, tzn. liczbę H i OH, które weszły w reakcję z tzw. akceptorami.

Mechanizm reakcji wyjściowej był początkowo niewyjaśniony, a reakcje usiłowano tłumaczyć powstawaniem nie rodników, lecz jonów.

Historia sporu rozpoczyna się od Linda, który opracował teorię rojów (*cluster ion theory*) i tłumaczył nią zjawiska chemii radiacyjnej gazów. W przypadkach, w których liczba przereagowanych cząsteczek

Tabela III

Rozkład wody promieniowaniem jonizującym

Lp	Promieniowanie	$\frac{dE}{dx}$	Wydajności					Układ
		eV/Å	G _{H₂}	G _{H₂O₂}	G _H	G _{OH}	G _{H₂O}	
1	¹⁰ B(n,α) ⁷ Li	25	1,66	1,57	0,23	0,41	3,54	0,8N H ₂ SO ₄ bez O ₂
2	¹⁰ B(n,α) ⁷ Li	25	1,34	1,34				woda bez O ₂
3	α 5,3 MeV	14,6	1,57	1,58	0,8	0,2	3,94	0,8 N H ₂ SO ₄
4	α 5,3 MeV	14,6	1,8	0,9				woda pH 6
5	protony 0,3 MeV	14,5	1,30				3,73	0,8N H ₂ SO ₄ Fe II i Cu II
6	neutrony	10		1,1				woda + powie trze
7	rtg 11 keV	4,2	0,7	1,17	3,17	2,23	4,57	0,8N H ₂ SO ₄
8	rtg 20 keV	3,7	0,6	1,07	3,34	2,40	4,54	0,8N H ₂ SO ₄
9	rtg 27 keV	3,5	0,5	0,97	3,52	2,58	4,52	0,8N H ₂ SO ₄
10	β trytu	3,2	0,9	1,59	2,73	1,35	4,53	0,8N H ₂ SO ₄
11	deuteronyl 3,5MeV	3,16	0,90				3,08	jak w nr 5
12	protony 1,99MeV	2,88	0,79				3,18	jak w nr 5
13	rtg 100 keV	2,8	0,57					KJ, KBr
14	rtg 150 keV	2,6	0,34	1,65				KBr pH 6
15	rtg 150 keV	2,6	0,52	1,05	3,79	2,73	4,83	KBr 0,8NH ₂ SO ₄
16	rtg 220 keV	2,5	0,42	0,42				woda
17	deutrony 8 MeV	1,0	1,05	1,17	1,71	1,45	3,80	0,8N H ₂ SO ₄ bez O ₂
18	deutrony 18 MeV	0,52	0,71	1,03	2,39	1,75	3,81	jak wyżej
19	γ ⁶⁰ Co	0,03	0,45	0,80	3,65	2,95	4,55	0,8N H ₂ SO ₄
20	γ ⁶⁰ Co	0,03	0,41	0,76	2,8	2,1	3,62	KBr pH 2
21	γ ⁶⁰ Co	0,03	0,42	0,71	2,80	2,22	3,64	woda z po- wietrzem
22	rtg 2 MeV	0,03	0,52	0,52		3,08	4,12	kw. mlekowy
23	rtg 23 MeV	0,02				2,74		H ₂ O, C ₆ H ₆

była duża w porównaniu do tej, której można było oczekiwać z dwucząsteczkowej reakcji pomiędzy jonami i cząsteczkami obojętnymi, teoria postulowała rojowanie cząsteczek obojętnych wokół każdego jonu, zachodzące na zasadzie sił polaryzacyjnych.

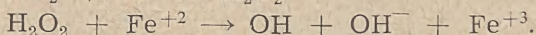
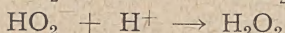
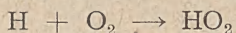
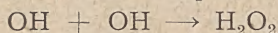
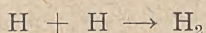
W roku 1936 Eyring i współpracownicy badali teoretycznie proste reakcje radiacyjne w fazie gazowej i doszli do wniosku, że reakcje obejmujące wolne rodniki grają rolę bardzo ważną. Wskutek tego odrzucono w chemii radiacyjnej rolę jonowych substratów z wyjątkiem przejściowych produktów w tworzeniu wolnych rodników.

Jednakże w ostatnich latach okazało się, że reakcje pomiędzy jonami i cząsteczkami w fazie gazowej zachodzą z przekrojami czynnymi 10—100 razy większymi od przekrojów znanych z kinetyki reakcji gazowych. W toku starannych badań eksperymentalnych wymiany wodór lekki — deuter, indukowanej promieniowaniem okazało się, że jony grają w niej rolę główną. W wyniku tych i szeregu innych prac znacznie reakcji jonowych zostało zrewidowane, a nawet przypisuje się jeszcze znaczenie zjawisku rojowania w gazach napromieniowanych, które w pewnych warunkach specyficznych może wpływać na mechanizm reakcji.

Pomimo pewnej rehabilitacji reakcji jonowych w fazie gazowej uważa się, że w układach skondensowanych, szczególnie w wodzie ciekłej i stałej gatunki reaktywne wytworzone w fazie pośredniej które następnie silnie reagują, są wolnymi rodnikami.

Omówmy teraz przykłady reakcji radiacyjnych, z których wynikną możliwości sterowania nimi. Przykładem modelowym jest rozcieńczony roztwór FeSO_4 w 0,8 N kwasie siarkowym, nasycony tlenem. Układ ten jest podstawowy dla dozymetrii chemicznej, a jednocześnie dzięki rozległym pracom stał się najczęstszym obiektem badania wpływu akceptorów rodników, badania stałych szybkości reakcji itd.

Przebiegają następujące reakcje:



b. szybka reakcja z tlenem
(rozpuszczonym w roztworze)

Końcowym wynikiem reakcji jest utlenienie $\text{Fe}^{+2} \rightarrow \text{Fe}^{+3}$ przebiegające z $G = 15,6$. Nie brak prób teoretycznego obliczenia przebiegów reakcji. Rozważania kinetyczne są następujące. Gdyby rodniki H i OH były rozprowadzone jednorodnie, problem byłby prosty. Ponieważ fakty doświadczalne wykazują, że dystrybucja nie jest jednorodna, jednocześnie z procesami reakcji zachodzą procesy dyfuzji.

Lea i Magee przypuszczali, że procesy dyfuzji podlegają prawu Ficka i że reakcje pierwotne podlegają zwykłym prawom kinetyki reakcji drugiego rzędu. Gatunkami grającymi rolę w mechanizmie powyższym (substratami) są H, OH, O_2 , HO_2 , Fe^{+2} , H_2O_2 . Stężenia każdego gatunku

zależą nie tylko od czasu, ale i od pozycji wewnątrz naczynia reakcyjnego. Wyrażenia na szybkość dyfuzji stosownie do powyższych założeń są przedstawione układem równań różniczkowych (tabela IV). $[X]$ oznacza stężenie substancji X w czasie t w punkcie roztworu o współrzędnych x , y i z . ∇^2 jest operatorem Laplace'a:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

D jest stałą dyfuzji substancji X , a k_i — stałą szybkości reakcji i -ej. W czasie zero stężenia O_2 i Fe^{+2} są znane i są przestrzennie jednorodne. Stężenia HO_2 i H_2O_2 wynoszą zero w jakiejkolwiek strefie wody. Stężenia H i OH nie są znane.

$$\frac{\partial [H]}{\partial t} = D_H \nabla^2 [H] - k_8 [H] [OH] - k_4 [H]^2 - k_6 [H] [O_2]$$

$$\frac{\partial [OH]}{\partial t} = D_{OH} \nabla^2 [OH] - k_3 [H] [OH] - k_5 [OH]^2 - k_7 [OH] [Fe^{+2}] + \\ + k_{16} [H_2O_2] [Fe^{+2}]$$

$$\frac{\partial [HO_2]}{\partial t} = D_{HO_2} \nabla^2 [HO_2] + k_6 [H] [O_2] - k_8 [HO_2] [Fe^{+2}]$$

$$\frac{\partial [H_2O_2]}{\partial t} = D_{H_2O_2} \nabla^2 [H_2O_2] + \frac{1}{2} k_5 [OH]^2 - k_{10} [H_2O_2] [Fe^{+2}] + \\ + k_9 [HO_2^-] [H^+] - k_9 [H_2O_2]$$

$$\frac{\partial [O_2]}{\partial t} = D_{O_2} \nabla^2 [O_2] - k_6 [H] [O_2]$$

$$\frac{\partial [Fe^{+2}]}{\partial t} = D_{Fe^{+2}} \nabla^2 [Fe^{+2}] - k_7 [OH] [Fe^{+2}] - k_8 [HO_2] [Fe^{+2}] - k_{10} [Fe^{+2}] [H_2O_2]$$

Przedstawione równania są układem równań różniczkowych cząstkowych, nieliniowych, jednoczesnych. Gdyby udało się rozwiązać te równania, to można by otrzymać stężenie wszystkich gatunków reaktywnych jako funkcję czasu, położenia w naczyniu, współczynników dyfuzji, stałych szybkości i parametrów początkowego rozkładu rodników H i OH . Mając takie dane można by obliczyć całkowitą ilość końcowych trwałych produktów reakcji.

Na przykład końcowa ilość Fe^{+3} i H_2 byłyby dana przez

$$N_{Fe^{+3}} = \int_0^\infty dt \int_v (k_1 [OH] [Fe^{+2}] + k_8 [HO_2] [Fe^{+2}] + k_{10} [H_2O_2] [Fe^{+2}]) dV$$

$$N_{H_2} = \int_0^\infty dt \int_v \frac{1}{2} k_4 [H]^2 dV$$

gdzie $\int_v$ oznaczono całkę potrójną po całym roztworze wodnym. W celu sprawdzenia teorii wystarczyłoby porównać wartości obliczone z otrzy-

manymi eksperymentalnie. Są to ogólne założenia dyfuzyjnej teorii zjawisk radiacyjnych.

Względne stałe szybkości reakcji:

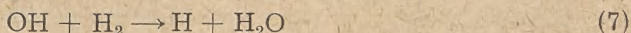
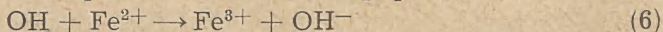
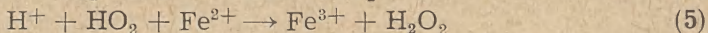
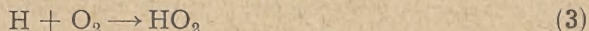
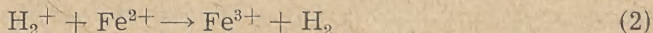
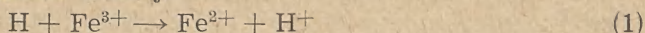


Tabela IV

pH	k_1/k_2	k_1/k_3	kc/k_2	k_4/k_5	k_6/k_7
2,70		0,1		0,3	
2,10	$7,2 \pm 0,7$	$0,001 \pm 0,003$	1500 ± 200	0,1	$5,7 \pm 1,0$
1,57	$1,35 \pm 0,1$				$7,1 \pm 1,0$
0,4	$0,081 \pm 0,1$		1200 ± 300	0,01	

W celu rozwiązania układu z tabeli IV najistotniejsze jest założenie początkowego rozkładu H i OH. W braku bezpośrednich danych doświadczalnych trzeba wyciągnąć wnioski z faz fizycznej i fizykochemicznej.

Dane eksperymentalne dotyczą jedynie komór Wilsona dla jonów w torach cząstek i szybkich elektronów w powietrzu. Z tych obserwacji i proporcjonalności szybkości utraty energii do gęstości elektronowej ośrodka dedukować można przebieg zjawisk w wodzie. Wniosek Samuela i Magee'a jest następujący: dla szybkich elektronów tworzą się małe kuliste ślady (koraliki nanizane na sznur) o sześciu wolnych rodnikach każdy, oddzielone bardzo wielkimi odstępami. Dla cząstek alfa o energii mniejszej od 5 MeV natomiast ślady są tak bliskie, że tworzy się rura rodników. W przypadku elektronów przypuszcza się, że odstęp międzysładowy jest tak wielki, że wszystkie reakcje są w zasadzie ukończone przed nałożeniem się śladów. W obydwu przypadkach przy małych szybkościach dawkowania (gdy tor nie nakładają się) każdy ślad sferyczny lub tor cylindryczny może być rozpatrywany niezależnie od innych. Przypadek szybkich elektronów jest tym, w którym jedna współrzędna przestrzenna, mianowicie odstęp od punktu centralnego śladu wystarcza do opisanie zmiany stężenia z położeniem. Podobnie ma się sprawa z cząstkami alfa, jeżeli założyć się, że gęstość rodników nie zmienia się wzdłuż osi cylindrycznego toru. W tym przypadku odstęp od tej osi wystarcza do opisanie zmiany stężenia z położeniem.

Następnym krokiem jest oszacowanie wymiarów śladu i traktu cylindrycznego. Samuel i Magee przyjmują, że ślad sferyczny ma średnicę 20 Å (H i OH) podobnie jak trakt cylindryczny. Jednakże Lea i Platzman twierdzą, że ślady i cylindry tylko OH mają średnicę 20 Å, jednak H rozchodzą się przestrzennie na większe odległości szacowane na 150 Å,

a być może nawet jeszcze większe. Dla uproszczenia obliczeń zakłada się najbardziej prawdopodobny rozkład gaussowski.

Przy założeniu rozkładów początkowych byłoby w zasadzie możliwe rozwiązanie równań z tabeli IV, jednakże nie jest to możliwe do zrobienia metodami analitycznymi. Wskutek tego, jeszcze w początkowych okresach rozwoju kinetyki dyfuzyjnej wprowadzono szereg matematycznych uproszczeń (w przeciwieństwie do uproszczeń fizykochemicznych wprowadzanych obecnie). Np. Samuel i Magee rozpatrując przypadek czystej wody przypuszczali, że rodniki H i OH zachowują się identycznie. Jedynym etapem reakcyjnym byłoby wówczas $R + R \rightarrow R_2$, gdzie R przedstawia H lub OH, a odpowiednie równanie dyfuzji:

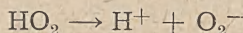
$$\frac{\partial [R]}{\partial t} = D_R \nabla^2 [R] - k_{11} [R]^2$$

Ponieważ nawet to stosunkowo proste równanie nie daje się rozwiązać analitycznie, założyli oni dalej, że rozkład rodników utrzymuje swój rozkład gaussowski przez czas życia śladu lub traktu. Z przypuszczeń tych wywnioskowali, że w przypadku oddzielnych koralików sferycznych (w przypadku fotonów wysokoenergetycznych i szybkich elektronów) niezerowa frakcja rodników dyfundowała do nieskończoności, podczas gdy reszta rekombinowała. Kojarzają oni tę ostatnią frakcję z wydajnością produktów cząsteczkowych, a poprzednią z wydajnością rodnikową, osiągając dość dobrą zgodność z eksperymentem. Wydaje się, że w chwili obecnej jest to wszystko, co może być zrobione z układem równań z tabeli IV.

Wobec niemożności teoretycznego wyjaśnienia zjawisk opierać się trzeba na danych doświadczalnych, zdobytych w ciągu niewielu ostatnich lat rozwoju chemii radiacyjnej, głównie na reakcji utleniania żelaza dwuwartościowego. (Patrz układ równań chemicznych na stronie 191).

Mechanizm rodnikowy utleniania żelaza potwierdza nieznaczny współczynnik temperaturowy tej reakcji, podawany przez różnych autorów na 0,4%/°C (Dewhurst), 0,2%/°C (Hardwick), 0,04%/°C (Schwarz).

W silnie kwaśnym środowisku (0,8 N H_2SO_4), HO_2 obecny jest w formie niezdisocjowanej. Przy wyższym pH dysocjuje on według równania:



Jony O_2^- mają własności redukujące i może przebiegać reakcja $O_2^- + Fe^{3+} \rightarrow Fe^{2+} + O_2$ odwrotna do wyżej podanej.

W nieobecności tlenu jony żelazowe może redukować wodór. Ogólna wydajność utleniania Fe^{2+} w 0,8 N H_2SO_4 napromieniowanego po usunięciu tlenu jest niższa niż w roztworze zawierającym tlen (stykającym się z powietrzem).

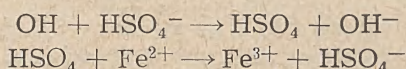
Tabela IV podaje szybkości względne poszczególnych reakcji. Opiera się ona na pracach Allena.

Z tabeli wynika, że szybkości tych reakcji są w znacznym stopniu za-

leżne od pH. Allen tłumaczy to w ten sposób, że w silnie stężonych roztworach kwasu siarkowego jony Fe^{II} występują przeważnie w formie skompleksowanej FeSO_4^+ . Z podwyższeniem pH przybywa jonów $\text{Fe}(\text{OH})^{2+}$, które są redukowane atomami wodoru lub rodnikami HO_2 łatwiej niż jony FeSO_4^+ . Pozorne stałe szybkości reakcji jonów żelazowych, oznaczone z całkowitego stężenia żelaza trójwartościowego wzrastają silnie ze wzrostem pH, podczas gdy szybkości reakcji rodników z żelazem dwuwartościowym, wodorem i tlenem zmieniają się mało ze zmianą pH.

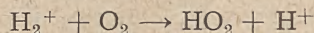
Warto dodać, że opierając się na analogiach z reakcjami w fazie gazowej i znanych stałych szybkości reakcji $\text{H} + \text{D}_2 \rightarrow \text{HD} + \text{D}$, udało się oznaczyć abosłutną stałą szybkość reakcji $\text{H} + \text{Fe}^{3+} \rightarrow \text{Fe}^{2+} + \text{H}^+$ na $0,48 \pm 0,1 \cdot 10^7$ l/mol.sec.

Pod uwagę brać jednak należy reakcje pomiędzy rodnikami a jonami lub cząsteczkami kwasu siarkowego. Także reakcje pomiędzy rodnikami wody i jonami żelazowymi i żelazowymi mogą zachodzić poprzez rodniki lub jony kwasu siarkowego np.



Zależności reakcji od pH nie można jednak wyjaśniać tymi reakcjami, ponieważ przy stałym pH dodatek siarczanu sodowego lub potasowego nie ma wpływu na początkową wydajność jonów żelazowych.

Utlenianie jonów żelazowych atomowym wodorem jest wg Allena zużywaniem jonów wodorowych. Tworzenie jonów H^{2+} i ich egzystencję założono już wcześniej. Z tabeli IV wynika, że wartość k_3/k_2 nie zależy od pH. Ponieważ jednak reakcja jest bardzo szybka i w obojętnym roztworze, a przebiega prawdopodobnie przy każdym zderzeniu, nie wolno stałości k_3/k_2 tłumaczyć kompensującym się wzrostem obu stałych. Allen wyciąga stąd wniosek, że tworzenie się H_2^+ z wodoru atomowego jest praktycznie pełne w zakresie pH 2,1 — 0,4, a reakcja 3 przebiega raczej w postaci:

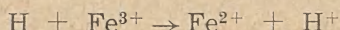


Jeżeli początkowe stężenie jonów żelazowych jest mniejsze niż 10^{-4}M , to mechanizm jest bardziej złożony. Siłniej zachodzi wówczas poradiacyjne utlenianie żelaza dwuwartościowego nagromadzonym nadtlakiem wodoru.

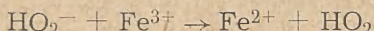
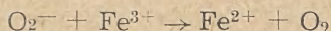
W bardzo silnie kwaśnych roztworach (5 N H_2SO_4) z tlenem otrzymywano wydajności znacznie wyższe od 15,6. Zjawisko to tłumaczy się działaniem utleniającym cząsteczek wody wzbudzonej i tlenkowego kompleksu żelaza II: $\text{Fe}^{2+} \cdot \text{O}_{2aq} + \text{H}_2\text{O} + \text{H}^+ \rightarrow \text{Fe}^{3+} \text{OOH}_{aq}$, a ten może przejść w jon $\text{Fe}^{2+} \begin{smallmatrix} 0 \\ | \\ 0 \end{smallmatrix}$.

Ciekawy jest fakt, że może zachodzić również redukcja jonów żelazowych.

W roztworach wodnych jonów żelazowych dochodzi do ich redukcji atomami wodoru w reakcji:



a przy wyższym pH jonami O_2^- (w obecności tlenu) lub jonami HO_2^- :

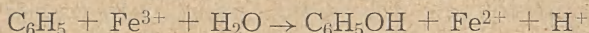


Dopóki w roztworze nie ma innych związków, które chętniej reagowałyby z produktami utleniającymi napromieniowania wody lub mogłyby wiązać jony żelazowe na trwałe kompleksy, dominującą reakcją jest utlenianie jonów żelazowych.

Działanie ochronne wywierają związki organiczne tworzące kompleksy z jonów Fe^{2+} , np. dwupirydył, o- fenantrolina w roztworach natlenionych. Wg L e f o r t a i in. kompleksy te mają reagować z nadtlaniem wodoru.

Redukcję jonów żelazowych można osiągnąć w obecności węglowodorów i alkoholi, a więc redukować żelazo mogą i rodniki tych związków, powstające wskutek wyrwania wodoru rodnikiem wodorotlenowym.

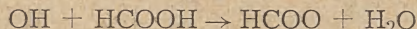
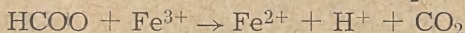
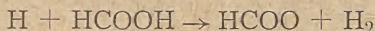
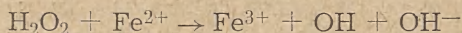
Wg B a x e n d a l e jony żelazowe mogą się redukować rodnikami fenyłowymi, powstającymi w wodnym roztworze benzenu:



Jony żelazowe reagują również z rodnikami monomerów w reakcjach polimeryzacji w wodnym roztworze, co wykazały prace Daintona i Collinsona nad polimeryzacją akryloamidu.

W zagadnieniach redukcji rodnikowej żelaza trójwartościowego znajduje się wiele analogii z faktami znanymi z fotochemii.

Hart badał redukcję jonów żelazowych w obecności kwasu mrówkowego. Cząsteczki kwasu mrówkowego reagują z atomami wodoru i rodnikami wodorotlenowymi, a powstałe rodniki HCOO redukują jony żelazowe. Roztwory pozbawione tlenu można badać na wydajności rodnikowe. Zachodzą reakcje:



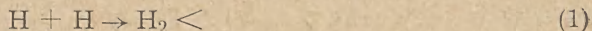
Wynika stąd, że każdy atom H i rodnik OH powodują redukcję żelaza trójwartościowego. Wpływ nadtlenu wodoru pierwszej reakcji jest kompensowany dwoma reakcjami ostatnimi.

W obecności tlenu powstają rodniki HO_2 , wskutek czego mechanizm się zmienia, ponieważ rodniki te utleniają żelazo.

Wpływ związków rozpuszczonych na wydajność rozkładu wody został szczegółowo rozważony teoretycznie i porównany z wynikami doświadczalnymi.

Założmy, że L_1 to związek zdolny do reakcji z H.

Z reakcją:



konkuruje reakcja:



obniżając również wydajność reakcji: H z H_2O_2 (3)

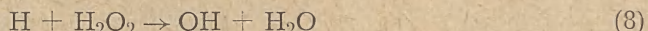
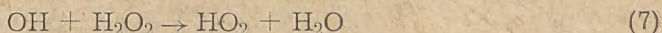
Niech L_2 będzie związkiem reagującym z OH, obniża on $G_{H_2O_2}$ reakcji i:



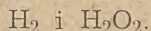
z drugiej strony chroni powstały nadutlenek wodoru przed rozkładem rodnikiem OH:



Jeżeli L symbolizuje związek reagujący z obydwoma rodnikami, to przypadek ten jest identyczny z jednoczesną obecnością L_1 i L_2 . Przy podwyższaniu stężenia związku L wzrastają wydajności G_H i $G_{H_2O_2}$. Spowodowane jest to tym, że już małe stężenia L wstrzymują reakcje uboczne:



W toku tych reakcji dyfundujące rodniki rozkładają powstałe produkty cząsteczkowe:



Wydajności wzrastają aż osiągną wartości maksymalne.

Przy dalszym wzroście stężenia L wydajności poważnie spadają, ponieważ cząsteczki L zaczynają reagować w sposób konkurencyjny z kombinacją pierwszą. Wydajności wody i H_2O_2 spadają poniżej G_H i $G_{H_2O_2}$, a przy dostatecznym stężeniu L obniżają się aż do zera. Przykładem jest wodny roztwór akryloamidu, poddawany działaniu promieniowania gamma.

Mierząc ilości powstających HL lub HOL_2 oznaczamy wydajność rodnika H lub OH, przy znacznym stężeniu L_1 lub L_2 w przypadku, gdy HL_1 i HOL_2 nie ulegają dalszym reakcjom chemicznym. Wartości G są więc wartościami zmiennymi, zależnymi przede wszystkim od stężenia związku rozpuszczonego.

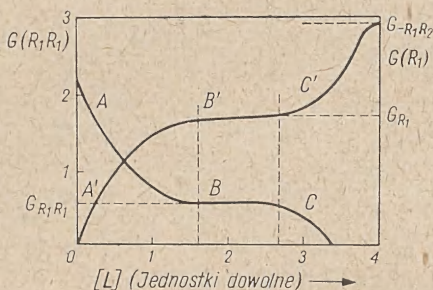
Pierwotne wydajności GH itp. z tabeli III zmierzono w takich właśnie warunkach, gdy wszelkie dyfundujące rodniki zostały wychwycone akceptorami, tak że nie było reakcji wtórnej pomiędzy rodnikami a produktami cząsteczkowymi.

Obraz całkowity jest więc następujący:

Po przejściu cząstki jonizującej tworzy się ślad o wysokim stężeniu rodników. Małego stężenia ciała rozpuszczonego nie wystarcza do wy-

datnej konkurencji z kombinacją rodników w śladzie. W śladzie wytwarza się więc nieuchronnie H_2 i H_2O_2 w ilościach zależnych od stosunków w śladzie (gęstość początkowa rodników, szybkość ich kombinacji i dyfuzji). Rodniki, które znikają ze śladu, rozprzestrzeniają się w roztworze, reagując ze związkami rozpuszczonymi z produktami cząsteczkowymi śladu albo między sobą.

Jeżeli stężenie L wzrasta, w roztworze zaczynają przeważać reakcje rodników z tym związkiem, aż przy pewnym stężeniu L powstanie sytuacja, gdy wszelkie rodniki w roztworze reagują ze związkiem L . Jeżeli nie przebiegają reakcje inne, to $G_{(H_2)} = G_{H_2}$, $G_{(H_2O_2)} = G_{H_2O_2}$, $G(HL) = G_{(H)}$, a $G(HOL) = G_{OH}$. W praktyce o tym stadium przekonujemy się, że dalsze uzyskanie stężenia L nie ma wpływu na wydajność.



Rys. 1. Zależności wydajności reakcji radiacyjnych w zależności od stężenia akceptorów (objaśnienia w tekście).

Schemat przedstawia rysunek 1. W śladzie cząstki jonizującej z rozkładu cząsteczek R_1R_2 tworzą się rodniki R_1 i R_2 . Z kombinacji rodników R_1 , tworzy się molekularny R_1R_1 . Związek L reaguje z R_1 . Dla prostoty zakłada się, że nie ma reakcji wtórnych R , R_1 i LR_2 , R_1 lub R_2 i reakcji $R_2 + R_1 \rightarrow R_1 + R_2$. Odcinek A krzywej odpowiada konkurencji reakcji cząsteczek L z kombinacją rodników na R_1R_1 w przestrzeni roztworu. Po osiągnięciu stężenia $[L] = a$, $G(R_1R_1)$ staje się stałe w strefie B i jest równe $G_{R_1R_1}$. W strefie B już nie konkurują rozproszone rodniki w reakcji tworzącej R_1R_1 , nie zachodzą bowiem reakcje w śladzie. Jeżeli $[L]$ dalej wzrasta, to znowu $G(R_1R_2)$ spada w wyniku konkurencji cząsteczek L z kombinacją rodników w śladzie. W odcinku C zniża się w końcu wydajność produktu molekularnego do zera.

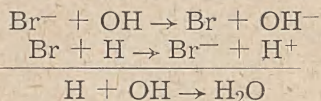
Odwrotna sytuacja następuje przy mierzeniu wydajności $G(R_1) = G(LR_1)$. Przy podwyższaniu stężenia L zwiększa się wydajność $L R_1$, która w strefie B staje się stała i ma wartość G_{R_1} . Dalsze podwyższanie tworzenia LR_1 w strefie C odbywa się kosztem kombinacji R_1 w śladzie. Wartość $G_{-R_1R_2}$ na rysunku podaje największą ilość rodnika R_1 , która powstała pierwotnie w śladzie. Dla wody byłaby to więc skuteczna wartość wydajności rozkładu wody, włącznie ze wstecznymi reakcjami i reakcjami wtórnymi, jakim uległa woda w śladzie.

Wartości w tabeli III odpowiadają więc strefie B. Były one zmierzone dla różnych rozpuszczonych ciał w stężeniach $10^{-6} - 10^{-2}$ M.

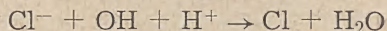
Mało uwagi poświęcono radiolizie silnie stężonych roztworów. Przejawia się błędna tendencja uważania wydajności molekularnej przede wszystkim G_{H_2} za niezależną od stężenia rozpuszczonych związków.

Prace z ostatnich lat świadczą o rodnikowym przebiegu tworzenia wszystkich produktów molekularnych. $G_{(H_2)}$ w 15,9 M $Ca(NO_3)_2$ przy napromieniowaniu w reaktorze wynosi tylko 0,011. Podobny wpływ jonu NO_3^- na wydajność H_2 stwierdziła m.in. B a c h. Stłumienie tworzenia H_2 i H_2O_2 stwierdzono również przy radiolizie stężonych roztworów KBr.

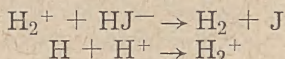
W wodnych roztworach Br^- dochodzi do зниżenia tworzenia H_2O_2 , ponieważ jony Br^- łatwo reagują z rodnikami OH utworzonymi w wyniku powstania atomów bromu. Ten reaguje z atomami H, jak wyżej. Wynikiem tej reakcji jest katalityczna rekombinacja rodników na wodę:



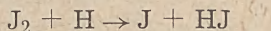
S w o r s k i studiował tworzenie H_2O_2 w roztworach K Br nasyconych powietrzem i stwierdził, że wydajność H_2O_2 zniża się stopniowo proporcjonalnie do pierwiastka trzeciego stopnia stężenia molowego K Br, co oczywiście ma związek z geometrycznym rozkładem rodników OH w śladzie. Ponieważ wydajność H_2O_2 obniżają się, sądził on że jony bromkowe reagują pierwotnie w śladzie. Wnioski jego zostały potwierdzone. Podobnie działają i jony chlorkowe, jednak tworzenie H_2O_2 w ich roztworze zależy od pH jak to wynika z reakcji:



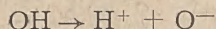
W roztworach jodków zwiększa się wydajność wodoru, zależnie również od pH:



Atomy jodu łączą się na cząsteczki jodu, który gromadzi się w roztworze i obniża wydajność wodoru w wyniku bardzo łatwo przebiegającej reakcji:



Przy $pH > 9$ rodniki OH hydrolizują:



Nadzwyczaj krótki czas życia rodników w roztworach wodnych każe zwrócić uwagę na specjalne metody badań oraz na porównanie wyników badań w fazie ciekłej z analogicznymi badaniami w fazie gazowej oraz w fazie stałej, gdzie ruchliwość powstałych gatunków jest poważnie ograniczona.

W specjalne metody badań wnikać tu nie będziemy, podając jedynie jako przykład stosowanie pulsującego promieniowania rentgenowskiego z badaniem luminescencji w okresach wygaszania promieniowania X.

Na wnioskowanie z reakcji w fazie gazowej zwróciłem uwagę przy omawianiu prac nad oznaczaniem absolutnej stałej szybkości reakcji $H + Fe^{3+}$.

Ponieważ wolne rodniki żyją krótko, nadzwyczaj owocnym dla ich uchwycenia jest wykonywanie reakcji w stanie stałym w niskiej temperaturze z następnym odmrażaniem próbek.

Metoda rezonansu paramagnetycznego pozwala na wykrycie jakiegokolwiek typu układu z niesparowanym elektronem, w dowolnej fazie. Próbkę umieszcza się w jednorodnym polu magnetycznym. Spin elektronu niesparowanego orientuje się w polu w jednym z dwóch kierunków, odpowiednio do dwóch różnych stanów energetycznych. Podział na te dwie orientacje jest nierówny, zależy od temperatury i różnicy energii tych dwóch stanów. Podział jest dany przez statystykę Boltzmannowską. Różnicę energii ΔE określić można wzorem:

$$\Delta E = g \beta H$$

gdzie g jest współczynnikiem rozszczepienia (żyromagnetycznym)

$g = 2,0023$ dla wolnego elektronu

H = natężenie pola w gaussach

β = magneton Bohra, wynoszący $0,927 \cdot 10^{-20}$ erg/gauss

Eksperyment jest uzupełniony zastosowaniem naświetlania mikrofalami. Rezonans pojawia się przy różnicy energii równej kwantowi $h\nu$ (h = stała Plancka = $6.625 \cdot 10^{-27}$ erg/sek):

$$h\nu = g \beta H,$$

dla $g = 2$, H wynosi ok. $3 \cdot 10^3$ gauss, $\nu = 9000$ Mc. Najczęściej stosuje się stałą częstość i zmienia się pole do osiągnięcia linii absorpcji. Obraz otrzymuje się na oscyloskopie (intensywność absorpcji względem natężenia pola) lub na samopisie (pochodna intensywności absorpcji względem natężenia pola). Ocena ilościowa jest przybliżona i następuje z powierzchni linii absorpcji. Ze znikania prążków przy podgrzewaniu można wnosić o rzędzie reakcji i energii aktywacji. Całkowita identyfikacja jest jednak trudna i rozwiązana tylko dla nielicznych przypadków.

Jednym z nich jest wodór atomowy. Kwas siarkowy, kwas fosforowy, kwas nadchlorowy oziębione do temperatury ciekłego azotu (77°K), umieszczone w polu gamma, dają m.in. prążek atomowego wodoru. Prążek ten jest rozdwojony wskutek współdziałania elektronu z jądrem.

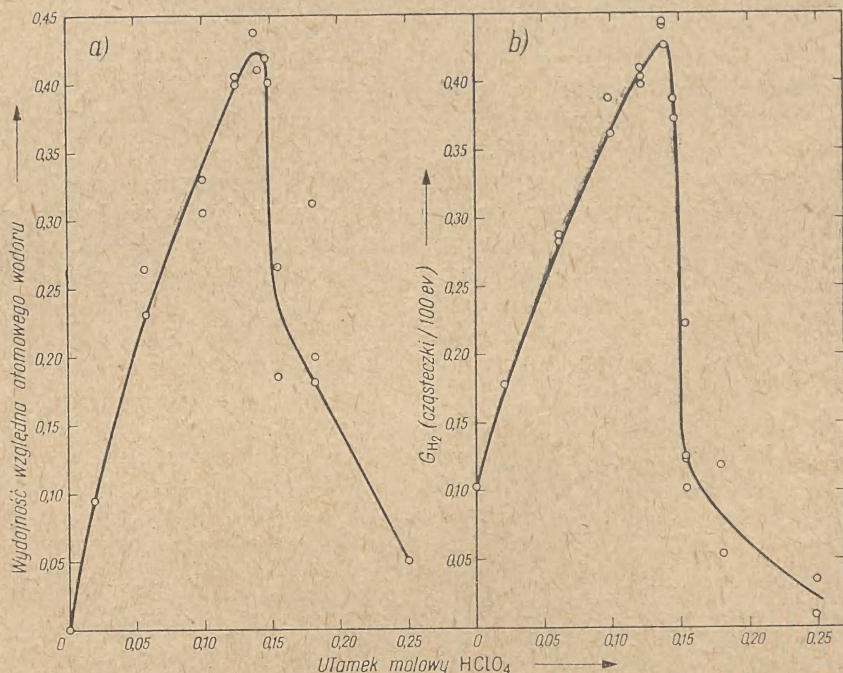
Spin protonu ($I = 1/2$) zostaje zorientowany w polu podobnie jak elektron. Proton ma dwa stany energetyczne, niemal równo podzielone. Zjawiska te sprawdzono również na deuterze (spin $I = 1$), który ma trzy stany w polu magnetycznym, jednak prążki są w tym przypadku bardziej zagęszczone.

Związki poliatomowe zawierające wodór dają bardziej skomplikowane widma. Pomiar rozstępu linii jest miarą asocjacji elektronu z protonem. Wartością graniczną maksymalną jest asocjacja elektronu z atomowym wodorem.

W kwasie siarkowym napromieniowanym atom wodoru znika w ciągu kilku minut w temperaturze -170°C , natomiast inne prążki znikają dopiero w temperaturze wyższej. Znikanie wodoru jest reakcją drugiego rzędu względem stężenia wodoru atomowego, z energią aktywacji kilku kcal na mol.

H jest jednym z produktów przejściowych napromieniowania roztworów wodnych. Drugorzędowość wskazuje na tworzenie się cząsteczek

wodoru. Istnieje zadziwiająca zgodność pomiędzy wydajnością atomowego i cząsteczkowego wodoru w roztworach HClO_4 naświetlanych w 77°K . Jest to jeden z nielicznych przypadków bezpośredniej indenty-



Rys. 2. Porównanie wydajności wodoru cząsteczkowego z radiolizy z ilościami wodoru oznaczonego metodą rezonansu paramagnetycznego w substracie zamrożonym.

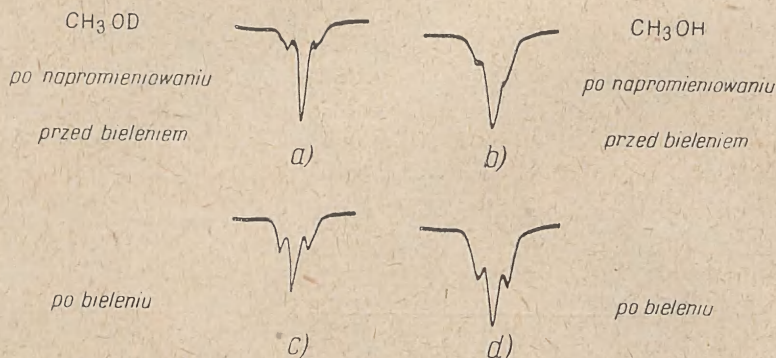
fikacji produktu pośredniego i wskazania jego związku z produktem końcowym. Rys. 2 przedstawia krzywe wydajności względnej wodoru atomowego jako funkcji stężenia kwasu nadchlorowego, oraz wydajności G_{H_2} (wodoru cząsteczkowego) jako funkcji tej samej wielkości.

Przypadek metanolu i etanolu z deuterem jest o wiele bardziej skomplikowany. Metanol lub etanol, zeszlone w temperaturze 77°K , naświetlane, a następnie badane metodą rezonansu paramagnetycznego wykazują, że jeżeli elektron współdziała z jądrami wodoru (lub innymi o $I = 1/2$), to pojawia się $n + 1$ linii o subtelnej strukturze. Intensywności względne mają się do siebie jak współczynniki szeregu dwumianowego. Np. dwa protony dadzą intensywności 1—2—1, trzy odpowiednio: 1—3—3—1, cztery: 1—4—6—4—1. Alkohole dają niestety jeszcze liczne inne linie.

Dodatkową komplikacją jest ciekawe zjawisko: alkohole naświetlane w ciemności stają się intensywnie zabarwione, jednak barwa znika pod działaniem światła. Rys. 3 przedstawia prążki przed i po odbarwieniu. Domniemywać można, że prążek związany z barwą jest prekursorem indywiduum paramagnetycznego dającego trzy linie.

To samo zjawisko daje etanol, jednak z bardziej skomplikowanym widmem, z powodu większej liczby protonów. Związki paramagnetyczne po odbarwieniu zawierają cztery z pięciu wodorów obecnych na dwóch węglach. Piąty wodór najprawdopodobniej opuścił węgiel alfa. Są to rodniki CH_2CHOH i jon rodnikowy C_2H_4^+ . Obecność wodoru hydroksylowego jest niejasna. Obecność CH_2OH w metanolu jest zgodna z obecnością glikolu, wykazanego w produkcie końcowym napromieniowania. W interpretacji widm dużo jest jeszcze sporów co do obecności jonu alkoholowego CH_3OH^+ i $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}^+$.

Ponieważ studia nad rodnikami w fazach skondensowanych dotyczą z konieczności stanu stałego, osobna uwaga musi być poświęcona aspektowi krystaliczności próbki. Niesparowany elektron w próbce paramagnetycznej może mieć ruch orbitalny, który powoduje moment magnetycz-



Rys. 3. Widma metanolu napromieniowanego, otrzymane metodą rezonansu paramagnetycznego.

ny, mogący spowodować odchylenia od wartości przynależnej jedynie spinowi. Liczne produkty napromieniowania mają g bliskie 2, dotyczy to nawet dużych, trwałych rodników organicznych. Jest to wynikiem raczej całkowitego dławienia przez współdziałania wewnątrz — lub międzymolekularne momentu magnetycznego, związane z ruchem orbitalnym elektronu niesparowanego. W efekcie g może mieć różne wartości zależne od orientacji pola w stosunku do osi kryształu. Stąd próbki polikrystaliczne mają widma rozmyte. Interpretacja materiału sproszkowanego lub szklistego musi być ostrożna. Badanie wodoru jest uprzywilejowane, ponieważ elektron niesparowany jest elektronem s i nie ma momentu magnetycznego orbitalnego.

Omówione efekty w zamrożonych roztworach wodnych, które wykazują tak dobrą zgodność z przebiegiem radiolizy roztworu wodnego w temperaturze pokojowej (jeżeli chodzi o wydajność wodoru), dotyczą kryształów molekularnych, połączonych w sieć wiązaniami wodorowymi.

Dokładnie poznane są również przebiegi i prawidłowości radiolizy kryształów molekularnych, w których poszczególne cząsteczki są powiązane w sieć krystaliczną siłami van der Waalsa. Typowym przykładem jest radioliza prostoliniowych kwasów tłuszczowych. Im dłuższy łań-

cuch, tym stosunek liczby wiązań C—H do grup COOH jest większy. Należałoby więc oczekiwać ze wzrostem długości łańcucha wzrostu stosunku wydajności wodoru (powstającego z radiolizy wiązań C—H) do wydajności produktu rozkładu grupy karboksylowej ($\text{CO} + \text{CO}_2$). Istotnie stosunek ten wynosi dla kwasu tłuszczowego o 7 atomach węgla 0,5; dla C_{11} jest równy 0,8, a dla $\text{C}_{15} = 1,2$.

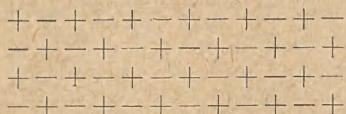
W omawianym przypadku, związek z radiolizą analogicznego związku znajdującego się w fazie ciekłej jest przejrzysty: identyczny, w zasadzie przebieg radiolizy obserwuje się nie tylko w fazie ciekłej, ale nawet w gazowej.

Zaznaczyć należy, że przebiegi radiolizy węglowodorów w trzech stanach skupienia nie wykazują takich prawidłowości i tu omawiane nie będą, wskutek skąpego materiału doświadczalnego dotyczącego fazy stałej. Efekty radiacyjne w węglowodorach obejmują oprócz tworzenia się indywiduuów o mniejszym ciężarze cząsteczkowym od materiału wyjściowego także i poważnych ilości dimerów i wyższych polimerów.

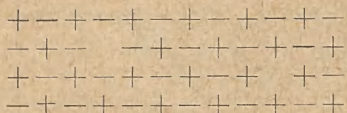
Ciekawe wyniki napromieniowania uzyskuje się w kryształach jonowych, które zawierają też wiązania kowalencyjne. W kryształach takich jak azotany, chlorany, nadchlorany, bromiany i pewnym stopniu siarczany potasowców, wiązania kowalencyjne mogą być rozerwane przez wzbudzenie i jonizację. W wymienionych kryształach istnieje warunki do utworzenia produktu końcowego wprost w kryształ. Szczególnie przejrzyste jest zachowanie się kryształu azotanu potasu. W wyniku napromieniowania otrzymuje się NO_2^+ i O_2 w stosunku około 2:1. Układ jest wyjątkowo korzystny do oznaczenia produktów radiolizy i wprost w kryształ i w roztworze po rozpuszczeniu. Możliwości oznaczenia tlenu i azotynu po napromieniowaniu i rozpuszczeniu nie wymagają komentarzy. Oznaczenie w kryształ po napromieniowaniu można było wykonać w następujący sposób. Tlen cząsteczkowy charakteryzuje się własnościami paramagnetycznymi, które są podstawą licznych przyrządów automatycznych służących do oznaczania nawet niewielkich domieszek tlenu w gazach. Pomiaru przenikliwości magnetycznej w kryształach azotanu potasu napromieniowanych wykazały ilości ściśle odpowiadające ilości oznaczonej po rozpuszczeniu. Obecność jonu NO_2^- można określić metodami spektroskopii absorpcyjnej. Wydajności (G) azotynu zależą od rodzaju kationu i wynoszą od 0,01 do 3. Pod względem zachowania się pod wpływem promieniowania kryształy azotanu potasu przypominają raczej ciecze niż kryształy czysto jonowe lub walencyjne. W zachowaniu ich dominuje kowalencyjny anion, a fakt, że jest on wbudowany w stałą sieć modyfikuje tylko zachowanie w stopniu nie zmieniającym istoty zjawiska. W związku z zachowaniem się azotanu potasu powstaje ciekawe zagadnienie sposobu magazynowania tlenu w kryształ. „Kieszonki“, w jakich ulega on nagromadzeniu, mają niewątpliwy związek z defektami kryształu oraz dyslokacjami jego struktury. Fakt ten utrudnia ocenę ruchliwości produktów radiolizy w kryształ, która dałaby wiele dla naszej wiedzy o stanie kryształicznym. Po dłuższym napromieniowaniu kryształy mają wygląd mleczny, a ogrzewanie prowadzi do dających się zaobserwować mikroskopowo pęcherzyków.

Zdecydowanie inny przebieg ma radioliza kryształów czysto jonowych, które w klasyfikacji ciał krystalicznych uszeregowanych według

stopnia lokalizacji elektronów zajmują ekstremalne w stosunku do metali miejsce. Halogenki metali alkalicznych charakteryzują się prostą strukturą krystaliczną, którą schematycznie, w płaszczyźnie można przedstawić w sposób następujący:



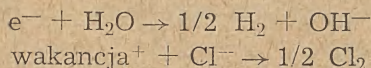
W kryształach tych występują obficie defekty Schottkyego — wakancje dodatnie i ujemne:



W wyniku działania promieniowania gamma, i to już po małych dawkach, powstały w wyniku jonizacji elektron lokuje się w wakancji ujemnej. W sieci ładunków dodatnich i ujemnych przedstawia on sobą oscylator, który w przypadku LiCl, NaF, NaCl, NaBr, NaJ, KCl, KBr, KJ, RbCl, RbBr, RbJ i CsCl, wykazuje wąskie i intensywne pasmo absorpcji w świetle widzialnym (centrum F). Absorpcja w świetle widzialnym w przypadku chlorku powoduje oczywiście wystąpienie barwy (np. rdzawo-żółtej w przypadku chlorku sodu, fioletowo-niebieskiej w przypadku chlorku potasu, itd). Fakt absorpcji światła powoduje dostarczenie energii fotochemicznej, która powoduje opuszczenie wakancji przez elektron i zniknięcie barwy. Bielenie takie nie zachodzi równie szybko we wszystkich przypadkach: w chlorku sodu, zwłaszcza naturalnym, trwać może bardzo długo. Jest to często przyczyną błędnego podejrzenia chlorku sodu pochodzącego z niektórych złóż, np. kłódawskich o zawartość żelaza, którego zresztą oczywiście nie sposób chemicznie wykryć.

Zagadnienie zabarwień halogenków metali alkalicznych jest zbyt obszerne, by w tym artykule mogło być wyczerpane. Zwrócić jedynie należy uwagę, że kryształy napromieniowane dać mogą produkty, różniące go od materiału wyjściowego, jeżeli kryształy takie rozpuścimy w wodzie.

Roztwór wodny napromieniowanego NaCl jest lekko alkaliczny i ma własności utleniające. Prawdopodobnie zachodzą następujące reakcje złapanego elektronu i wakancji na wodę:



Przedstawiony wycinek lepiej poznanych fragmentów chemii radiacyjnej nie poruszył szeregu zagadnień niewyjaśnionych, licznych zwłaszcza w chemii radiacyjnej fazy ciekłej. Nie omówiono również szeregu zagadnień chemii radiacyjnej mających ścisły związek z dozymetrią promieniowania radiobiologią i technologią chemiczną. Pominięto również wiele zagadnień teoretycznych oraz techniki pracy eksperymentalnej w dziedzinie chemii radiacyjnej.

D. A. Frank-Kamieniecki

POCHODZENIE PIERWIASTKÓW CHEMICZNYCH*

Każda teoria naukowa ma na celu wyjaśnienie określonego zbioru faktów, które stanowią jej empiryczną podstawę. Dla teorii o pochodzeniu pierwiastków taką podstawą są dane o rozpowszechnieniu chemicznych pierwiastków we wszechświecie. Dane te nie mogą być oczywiście dokładne, ale już przybliżona analiza pozwala na stwierdzenie pewnych prawidłowości, których wyjaśnienie jest podstawowym zadaniem teorii o pochodzeniu pierwiastków.

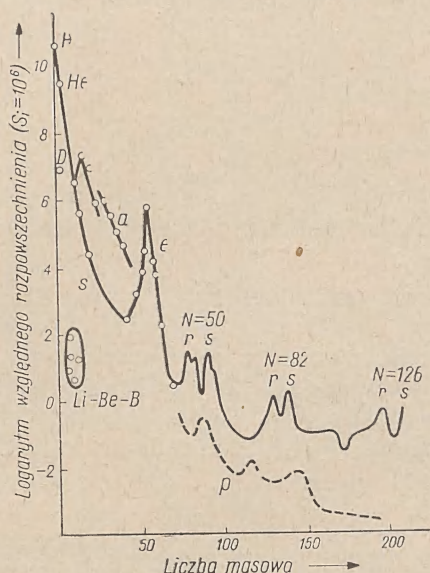
SKŁAD CHEMICZNY MATERII KOSMICZNEJ

Wyznaczenie przeciętnego składu chemicznego materii kosmicznej wymaga zestawienia dużej ilości danych. Rozmaitość składu chemicznego poszczególnych części skorupy ziemskiej bardzo utrudnia uśrednianie wyników badań. Dlatego jako podstawę krzywej rozpowszechnienia pierwiastków przyjęto analizę materii pozaziemskiego pochodzenia, chociaż podstawowe jakościowe własności krzywej potwierdzają dane geologiczne. Obecnie za przeciętną próbę materii kosmicznej przyjęto uważać tak zwane chondryty. Jest to najczęściej spotykany typ kamiennych meteorytów wyróżniających się tym, że w ich strukturze zawarte są drobne kamienne kulki — chondry. Skład chemiczny chondrytów wyróżnia się zupełnie określonymi charakterystycznymi cechami. Na podstawie dużej ilości analiz z uwzględnieniem także danych geologicznych i astrofizycznych S u e s s i U r e y zestawili tablice względnego rozpowszechnienia pierwiastków, według której narysowana jest krzywa na rys. 1. Na osi odciętych odłożona jest liczba masowa A , na osi rzędnych logarytm rozpowszechnienia, to znaczy względnej liczby atomów o danej liczbie masowej. Jednostkę rozpowszechnienia wybrano tak, ażeby rozpowszechnienie krzemu Si wynosiło jeden milion. Jest to wygodne z tego względu, że wówczas rozpowszechnienie większości ciężkich pierwiastków wyraża się liczbami rzędu jedynki.

Podstawowe jakościowe własności tej krzywej są zgodne z wynikami analizy spektralnej atmosfer gwiazdowych, geologicznymi badaniami skorupy ziemskiej i posiadanymi danymi o składzie pierwotnego promienowania kosmicznego, które odzwierciedla skład materii międzygwiazdowej.

* Tłumaczenie z nieznacznymi skrótami z *Uspiechy Fizycznych Nauk*, tom LXVIII, zeszyt 3.

Ilościowa zgodność między rezultatami chemicznej analizy chondrytów i spektralnej analizy atmosfer gwiazdowych nie dla wszystkich pierwiast-



Rys. 1. Krzywa rozpowszechnienia pierwiastków wg Suessa i Ureya

ków jest dobra. W szeregu wypadków, w szczególności dla żelaza i sąsiadujących z nim pierwiastków pojawiają się znaczne rozbieżności.

WODÓR I HEL

Oczywiście pełnej krzywej rozpowszechnienia nie można uzyskać wyłącznie na podstawie analizy meteorytów kamiennych (chondrytowych). W szczególności najlżejsze pierwiastki — wodór i hel — w meteorytach nie występują. Ich rozpowszechnienie trzeba było w przybliżeniu ocenić na podstawie całkowitej masy materii we wszystkich gwiazdach, mgławicach i gazie międzygwiazdowym. Ocena ta jest oczywiście niedokładna, ale jakościowy wynik nie ulega wątpliwości: wodór i hel są głównymi składnikami materii kosmicznej. Wszystkie pozostałe pierwiastki stanowią zaledwie mały przyrządek.

Rezultat ten potwierdzają dane astrofizyki teoretycznej. Prowadzą one do wniosku, że w przybliżeniu własności większości gwiazd obserwowanych mogą być zadowalająco opisane za pomocą modelu uwzględniającego tylko hel i wodór.

Jedyną grupą gwiazd, w których pierwiastki ciężkie odgrywają rolę podstawową, a wodór zupełnie nie występuje, są białe karły — gwiazdy, w których wodór już się „wypalił” na skutek reakcji jądrowych. Takich gwiazd znamy bardzo mało na skutek ich małej jasności. Dlatego też trudno obecnie ustalić jaka jest ogólna liczba białych karłów i jaką rolę odgry-

wają one w chemicznym składzie wszechświata. Tym niemniej na podstawie posiadanych danych trudno oczekiwać, aby rola ta była szczególnie duża.

Obecnie nie jest wyjaśnione zagadnienie rozpowszechnienia deuteru. Jeżeli zawartość jego w wodorze kosmicznym jest taka sama jak w ziemskim, to deuter powinien być jednym z najbardziej rozpowszechnionych pierwiastków. Jednak bezpośrednimi danymi o zawartości deuteru w materii pozaziemskiej nie dysponujemy.

PODSTAWOWE JAKOŚCIOWE PRAWIDŁOWOŚCI KRZYWEJ ROZPOWSZECHNIENIA

Na krzywej przedstawionej na rys. 1 bezpośrednio widoczny jest szereg wyraźnych, jakościowych prawidłowości, przejawiających się w mniej lub więcej ostrych maximach i minimach krzywej.

Bezpośrednio po bardzo wysokim rozpowszechnieniu wodoru i helu następuje tak silny spadek, że nie można w tym obszarze poprowadzić krzywej w sposób ciągły. Spadek ten odpowiada lekkim jądrom litu, berylu i boru. Dalej krzywa ostro podnosi się do góry i wykazuje szerokie ciągle maximum w obszarze węgla, tlenu, neonu, magnezu, krzemu, siarki i wapnia. Dla tego obszaru charakterystyczne jest szczególnie duże rozpowszechnienie symetrycznie zbudowanych jąder z $A = 4n$, $Z = 2n$, które mogą być otrzymane z całkowitej liczby cząstek α jąder helu.

Za wapniem następuje znowu ostry spadek do bardzo mało rozpowszechnionego pierwiastka skandu. Ten spadek, na który dotychczas w literaturze nie zwracano większej uwagi, będziemy nazywać „jamą skandową“.

Po „jamie skandowej“ krzywa rozpowszechnienia nadzwyczaj stromo wznosi się do najbardziej ostrego z istniejących na niej maximów. Na tym maximum leżą żelazo, nikiel i sąsiadujące z nimi pierwiastki w związku z czym nosi ono nazwę żelaznego maximum.

Po żelaznym maximum krzywa rozpowszechnienia stromo spada w dół aż do obszaru liczb masowych około 100. Spadek ten na rys. 1 przedstawiony jest za pomocą prostej. Ze względu na to, że na osi rzędnych odłożony jest logarytm rozpowszechnienia w rzeczywistości spadek rozpowszechnienia ze wzrostem liczby masowej zachodzi według krzywej wykładniczej.

Od liczby masowej $A = 100$ rozpoczyna się obszar ciężkich pierwiastków, gdzie w szerokim zakresie liczb masowych rozpowszechnienie pozostaje średnio tego samego rzędu. Na tym tle wyraźnie widoczne są maxima o wysokości znacznie mniejszej od żelaznego. Maxima te odpowiadają jądrom o liczbie neutronów równej „liczbom magicznym“: 50, 82 i 126, przy których powłoki neutronowe są zapełnione. Były one zauważone już dawno i ich odkrycie stanowiło pierwszy bodziec do rozwinięcia teorii powłok jądrowych.

Na tę grubą strukturę krzywej rozpowszechnienia nakłada się struktura subtelna. Przede wszystkim jądra o parzystej liczbie masowej wykazują większe rozpowszechnienie. Maxima w pobliżu liczb magicznych

są podwójne. W końcu przy uważnym rozpatrzeniu obszaru ciężkich jąder można zauważyć jeszcze jedno rozmyte maximum w pobliżu $A = 160$. Jest ono znacznie mniej wyraźne niż maxima odpowiadające liczbom magicznym.

MOŻLIWE SPOSOBY SYNTEZY PIERWIASTKÓW Z PUNKTU WIDZENIA FIZYKI JĄDROWEJ

We współczesnej fizyce jądrowej znany jest cały szereg procesów, które mogą prowadzić do syntezy jąder atomowych w przyrodzie. Wszystkie te procesy można podzielić na reakcje między cząstkami naładowanymi i reakcje z udziałem neutronów. Wszystkie cząstki jądrowe z wyjątkiem neutronów posiadają dodatni ładunek elektryczny prowadzący do elektrostatycznego kulombowskiego odpychania. Zbliżeniu takich cząstek przeciwstawia się kulombowska bariera potencjałów, której wysokość jest proporcjonalna do iloczynu ładunków oddziaływających ze sobą cząstek. Gdyby cząstki podlegały mechanice klasycznej mogłyby one przebyć tę barierę tylko przy dostatecznie dużych energiach rzędu megaelektronowolta (MeV). Przy przybliżonej ocenie bariera potencjalna dla cząstek o ładunkach Z_1 i Z_2 oraz liczbach masowych A_1 i A_2 będzie wynosiła:

$$E_B \approx \frac{Z_1 Z_2}{\sqrt[3]{A_1} + \sqrt[3]{A_2}} \text{ MeV.} \quad (1)$$

Współczynnik proporcjonalności bliski jest tu jedynce. Ze względu na to, że cząstki podlegają mechanice kwantowej, mogą one przenikać przez barierę, to znaczy zbliżyć się do siebie przy energiach mniejszych od wysokości bariery. Dla oceny prawdopodobieństwa takiego przejścia mechanika kwantowa daje przybliżony wzór:

$$\mathfrak{P} \sim \exp \left(4 \sqrt{\frac{E_B}{E_R}} - \frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \right) \quad (2)$$

gdzie v — prędkość względnego ruchu cząstek; E_R — kinetyczna energia w jamie potencjalnej:

$$E_R \approx \frac{10}{A \left(\sqrt[3]{A_1} + \sqrt[3]{A_2} \right)^2} \text{ MeV,}$$

A masa zredukowana cząstek wyrażona w jednostkach masy atomowej:

$$A = \frac{A_1 + A_2}{A_1 A_2}.$$

Na skutek przenikania przez barierę reakcje pomiędzy cząstkami naładowanymi mogą zachodzić przy energiach znacznie mniejszych niż wysokość bariery potencjału. Jednak prędkość takiej reakcji zależy wykładniczo od prędkości cząstek zgodnie ze wzorem (2). Na to, by reakcje ja-

drowe pomiędzy cząstkami naładowanymi zachodziły z mierzalną prędkością, konieczne jest ażeby cząstki posiadały dostateczną energię; tym większą im większy jest iloczyn ładunków cząstek. Praktycznie ta energia mierzy się nie w MeV a tysiąc razy mniejszymi jednostkami: kiloelektronowoltami (keV). Przy energiach mniejszych prędkość reakcji maleje wykładniczo.

Z powyższego wynika, że dla syntezy jąder na skutek reakcji między cząstkami naładowanymi niezbędne jest, aby posiadały one energię rzędu keV lub więcej (w zależności od ładunków). Energia ta może być energią cieplną, może być uzyskana przez przyspieszanie oddzielnych cząstek w polu elektromagnetycznym lub też na drodze innych procesów, nie związanych z ogrzewaniem. W pierwszym wypadku mówi się o reakcjach termojądrowych, w drugim o reakcjach jądrowych na skutek zimnego przyspieszenia.

Reakcje z neutronami nie wymagają pokonania barier energetycznych i mogą zachodzić przy dowolnie małych energiach. W rzeczywistości przekrój czynny na reakcję neutronów z jądrami z reguły wzrasta wraz ze zmniejszeniem energii. Oddziaływanie neutronu z jądrem przy niskich energiach ma charakter wychwytu neutronu z emisją kwantu γ , przy czym nie otrzymuje się nowego pierwiastka, a inny izotop tego samego pierwiastka. Jednakże procesy tego rodzaju prowadzą do utworzenia nietrwałych izotopów przeładowanych neutronami, które ulegają następnie rozpadowi β z emisją elektronu i neutrino dając w rezultacie jądro o wyższym ładunku Z odpowiadające następnemu pierwiastkowi. W ten sposób w obecności neutronów kombinacja kolejnych procesów γ — wychwytu i β — rozpadu może prowadzić do syntezy pierwiastków. Dla tego procesu nie są wymagane wysokie energie, o ile oczywiście nie są one potrzebne dla uzyskania samych neutronów.

Z punktu widzenia fizyki jądrowej reakcje prowadzące do syntezy pierwiastków możemy zatem podzielić w sposób następujący:

1. Reakcje między cząstkami naładowanymi.
 - a) Reakcje termojądrowe
 - b) Reakcje na skutek zimnego przyspieszenia
2. Reakcje z udziałem neutronów.

Z punktu widzenia warunków fizycznych, w których zachodzą, najprostszymi okazują się reakcje termojądrowe, do rozpatrzenia których obecnie przejdziemy.

REAKCJE TERMOJĄDROWE

Prędkość reakcji termojądrowych określa się prawdopodobieństwem przenikania cząstek przez barierę kulombowską zgodnie ze wzorem (2) z uwzględnieniem tego, że prędkość v cząstek jest rozłożona zgodnie z prawem równowagi termodynamicznej, tzn. zgodnie z rozkładem Maxwella. Mnożąc prawdopodobieństwo przejścia przy prędkości v przez liczbę cząstek posiadających tę prędkość:

$$n(v) \sim e^{\frac{-\mu v^2}{2kT}},$$

(μ — masa zredukowana) i całkując po wszystkich prędkościach otrzymamy dla średniego prawdopodobieństwa przejścia:

$$\bar{\beta} \sim \int \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2 kT} - \frac{2 \pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}\right) dv. \quad (3)$$

Wyrażenie podcałkowe w tym wzorze ma ostre maximum dla takiej prędkości dla której wyrażenie:

$$\frac{\mu v^2}{2 kT} + \frac{2 \pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$$

posiada minimum, czyli dla prędkości:

$$v_n = \sqrt[3]{\frac{2 \pi Z_1 Z_2 e^2 k T}{\mu \hbar}}. \quad (4)$$

Jest to prędkość optymalna, przy której w istocie zachodzi reakcja. Przy mniejszych prędkościach mamy małe prawdopodobieństwo przejścia przez barierę, przy większych — małą ilość cząstek.

Wzór (3) wyraża zależność szybkości reakcji od elektrostatycznego kulombowskiego oddziaływania.

Jeżeli siły jądrowe wolno zmieniają się wraz ze zmianą energii, to zależność prędkości reakcji termojądrowej od temperatury będzie dana przez funkcję podcałkową w wyrażeniu (3) przy wartości v danej wzorem (4) czyli wyrażeniem o postaci e^{-2} , gdzie wykładnik temperaturowo-barierowy χ wynosi:

$$\chi = 3 \sqrt[3]{\frac{(\pi Z_1 Z_2 l^2)^2 \mu}{2 \hbar^2 k T}}. \quad (5)$$

Po podstawieniu wartości stałych uniwersalnych otrzymamy:

$$\chi = 4248 \sqrt[3]{\frac{Z_1^2 Z_2^2 A}{T}} (T_n \text{ } ^\circ\text{K}). \quad (6)$$

Reakcja zachodzi przy tem głównie kosztem cząstek posiadających energię optymalną, dla której zachodzi maximum funkcji podcałkowej we wzorze (3):

$$E_m = \frac{\chi}{3} k T. \quad (7)$$

W wielu wypadkach zależność specjalnego jądrowego oddziaływania od energii wykazuje maximum rezonansowe odpowiadające kwazistacjonarnym poziomom energetycznym jądra złożonego. Jeśli takie maximum leży blisko optymalnej energii (7), to reakcja termojądrowa będzie zachodzić głównie przy energii rezonansowej. Charakter zależności od temperatury zmienia się przy tem i wyraża się funkcją $\exp\left(-\frac{E_r}{kT}\right)$, gdzie E_r oznacza energię rezonansową. Na podstawie przedstawionych rozważań fizycz-

nych może być oszacowana temperatura, przy której zachodzi reakcja termojądrowa. Wyznaczona ona jest przez warunek, aby wykładnik χ nie był bardzo duży i zależny od iloczynu $Z_1 \cdot Z_2$. Dla najbliższych jąder temperatura ta jest rzędu 1 keV, co w zwykłych jednostkach odpowiada temperaturze 10^7 K. Wraz ze wzrostem ładunków cząstek wymagana temperatura szybko wzrasta. Dokładna jej ocena zależy nie tylko od wartości temperaturowo-barierowej wykładnika χ , ale też od mnożników stojących przed funkcją wykładniczą.

WARUNKI FIZYCZNE WE WNĘTRZU GWIAZD

Wśród otaczających nas ciał niebieskich najwyższych temperatur należy oczekiwać we wnętrzu gwiazd. Pierwszym zagadnieniem, które stawia sobie teoria o pochodzeniu pierwiastków jest pytanie, czy we wnętrzu gwiazd mogą zachodzić reakcje termojądrowe prowadzące do syntezy pierwiastków.

Jako pierwszy zagadnienie to rozważał 20 lat temu B e t h e w swojej klasycznej pracy, dającej początek rozwojowi astrofizyki jądrowej. W pracy tej otrzymany był wynik negatywny.

Dla gwiazd, których wewnętrzna budowa podobna jest do budowy naszego słońca, jądrowe reakcje mogą prowadzić tylko do przekształcenia wodoru w hel i są źródłem energii gwiazd. Tworzenie się pierwiastków cięższych od helu w podobnych gwiazdach jest wykluczone.

Ażeby zrozumieć w jaki sposób otrzymany był ten rezultat należy wyjaśnić jak oceniana jest temperatura we wnętrzu gwiazd. Trzeba podkreślić, że ocena ta nie zależy ani od prawa oddawania ciepła ani od prawa wydzielania energii. Wynika ona tylko z warunku równowagi hydrostatycznej pomiędzy ciśnieniem i siłą ciążenia.

Z dokładnością do bezwymiarowego mnożnika warunek równowagi hydrostatycznej może być otrzymany z prostych rozważań podobieństwa.

Siła ciśnienia dążąca do rozszerzenia gwiazdy wynosi:

$$F_p = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r},$$

gdzie P — ciśnienie, ρ — gęstość.

Siła ciążenia przeciwstawiająca się rozszerzeniu jest równa:

$$F_G = \frac{G \mathfrak{M}(r)}{r^2},$$

gdzie G — stała gwarancji, $\mathfrak{M}$ — masa, r — promień wodzący.

Dla gwiazd zbliżonych do swej wewnętrznej budowy z podobieństwa wynika:

$$F_p = \eta \frac{P}{\rho r}, \quad (10)$$

gdzie P , ρ i r wzięte są w odpowiadających sobie punktach, η — mnożnik strukturalny tzn. liczba bezwymiarowa zależna od wewnętrznej bu-

dowy gwiazdy. Jeżeli P i ϱ odnieść do środka gwiazdy, a r do jej powierzchni, to warunek równowagi hydrostatycznej przyjmie postać:

$$\eta \frac{P_c}{\varrho_c R} = \frac{G M}{R^2},$$

gdzie indeks c odnosi się do środka gwiazdy, a R oznacza promień gwiazdy. Stąd stan fizyczny materii w środku gwiazdy charakteryzuje się w ogólnym przypadku warunkiem:

$$\frac{P_c}{\varrho_c} = \frac{G M}{\eta R}. \quad (11)$$

Założmy, że materia w środku gwiazdy podlega równaniu stanu gazu doskonałego:

$$P = \frac{R T \varrho}{\mu}, \quad (12)$$

gdzie R — stała gazowa, μ — średni ciężar cząsteczkowy materii gwiazdowej. Wówczas warunek równowagi hydrostatycznej wyznacza bezpośrednio wewnętrzną temperaturę gwiazdy:

$$T_c = \frac{\mu G M}{\eta R}. \quad (13)$$

Masy i promienie gwiazd wygodnie jest wyrażać w jednostkach słonecznych odpowiadających masie i promieniowi słońca. Przechodząc do takich jednostek i podstawiając wartość stałych uniwersalnych otrzymujemy:

$$T_c = 22,908 \cdot 10^6 \frac{\mu M}{\eta n} \text{ } ^\circ \text{K}. \quad (14)$$

Jeżeli stan materii powoli zmienia się wraz z odległością od środka gwiazdy (takie gwiazdy nazywamy jednorodnymi), to należy oczekiwać, że mnożnik strukturalny będzie liczbą rzędu jedynki. Dokładną jego wartość znajduje się przez numeryczne całkowanie równań równowagi gwiazdy. Okazuje się przy tym, że dla gwiazd podobnych pod względem wewnętrznej budowy do naszego słońca mnożnik η jest bardzo bliski jedności. Dlatego dla przybliżonej oceny wewnętrznej temperatury gwiazd jednorodnych można posługiwać się wzorem (14) kładąc w nim $\eta = 1$. Wówczas temperatura zależy tylko od stosunku masy do promienia gwiazdy i średniego ciężaru cząsteczkowego materii gwiazdowej.

Przy temperaturach, które w tym wypadku nas interesują materia jest oczywiście całkowicie zjonizowana. Średni ciężar cząsteczkowy jest przy tym równy liczbie jednostek ciężaru atomowego przypadającej na jedną cząstkę (włączając w to zarówno jądra jak i elektrony). Wartości jego są następujące:

$$\begin{aligned} \text{dla wodoru} \quad \mu &= 1/2 \\ \text{dla helu} \quad \mu &= 4/3 \\ \text{dla cięższych pierwiastków} \quad \mu &\approx 2. \end{aligned}$$

W ten sposób jeżeli przyjąć, że Słońce złożone jest wyłącznie z wodoru, to wewnętrzna jego temperatura będzie wynosiła około 1 keV. W wypadku czystego helu około 3 keV; w wypadku cięższych pierwiastków około 4 keV. Obecnie można uważać za mocno ugruntowane twierdzenie, że Słońce i podobne do niego jednorodne gwiazdy ciągu głównego zbudowane są głównie z wodoru i helu. Stosunek masy do promienia takich gwiazd zmienia się w niewielkich granicach, dlatego temperatura wewnętrzna powinna leżeć w przedziale $1 \div 2$ keV. Obecność ciężkich atomów może w istotny sposób wpływać na oddawanie ciepła przez promieniowanie, ale praktycznie nie zmienia średniego ciężaru cząsteczkowego. W ten sposób ocena wewnętrznej temperatury gwiazd na podstawie warunku równowagi hydrostatycznej wydaje się dostatecznie pewna.

Temperatury tego rzędu są dostateczne dla reakcji syntezy wodoru przekształcających go w hel i będących źródłem energii gwiazd. Są one jednak zupełnie niewystarczające do reakcji syntezy ciężkich jąder atomowych wymagającej pokonania wysokich barier potencjalnych. To rozumowanie przeprowadzone dwadzieścia lat temu w pracy Bethe'go całkowicie zachowało swoją ważność do dzisiaj. Dlatego, jak długo wszystkie gwiazdy były uważane za jednorodne, wytworzenie w nich pierwiastków wydawało się niemożliwe. Stąd powstały teorie odnoszące tworzenie się pierwiastków do hipotetycznych przedgwiazdowych stanów rozwoju materii.

TEORIE PRZEDGWIAZDOWEGO TWORZENIA SIĘ PIERWIASTKÓW

Teorie przedgwiazdowego tworzenia się pierwiastków dzielą się na dwie grupy: teorie równowagi termodynamicznej i teorie wychwytu pierwotnych neutronów.

Pierwsza z nich zakłada, że w procesie syntezy jąder temperatury i gęstości są tak wysokie, że proste i odwrotne reakcje zachodzą dostatecznie szybko, ażeby podczas trwania takiego stanu została osiągnięta równowaga termodynamiczna. Jeśli ten warunek jest spełniony, to skład mieszaniny zrównoważonej nie zależy od prędkości reakcji i wyznaczony jest przez energie wiązania i wagi statystyczne tworzących się jąder.

Jeśli jądro składa się z Z protonów i N neutronów to według praw termodynamiki statystycznej jego koncentracja n_j , wynosi:

$$n_j = n_p^Z n_N^N \frac{\Phi_j}{\Phi_p^Z \Phi_N^N} e^{\frac{E}{kT}}, \quad (16)$$

gdzie n_p i n_N koncentracja swobodnych protonów i neutronów, E — energia wiązania jądra, Φ sumy statystyczne cząstek:

$$\Phi = \sum_i g_i e^{\frac{-\epsilon_i}{kT}} \approx g \left(\frac{2\pi M k T}{h^3} \right)^{3/2},$$

g — waga statystyczna równa w prostych przypadkach $2I + 1$, gdzie I — pełny moment pędu (spin jądra). Przy niskich temperaturach ($kT \ll E$) mnożnik wykładniczy jest tak duży, że w równowadze pozostaje tylko ja-

dro o największej energii wiązania. Ażeby otrzymać wszystkie jądra w wyraźnych koncentracjach temperatura musi być co najwyżej o rząd wielkości niższa od energii wiązania neutronu w jądrze. W ten sposób teoria tworzenia się pierwiastków na podstawie równowagi termodynamicznej wymaga, aby temperatura wynosiła dziesiąte części MeV czyli w zwykłych jednostkach miliardy $^{\circ}\text{K}$.

Początek tej teorii był dany 30 lat temu w pracy radzieckiego uczonego G. I. Pokrowskiego. Dalej była ona rozwijana przez szereg różnych autorów w szczególności przez Kleina ze współpracownikami i Hoyle'a. Ponieważ żadne pewne dane o istnieniu wymaganych temperatur w otaczających nas ciałach nie są znane, zadaniem teorii było dobranie warunków fizycznych, przy których skład mieszaniny zrównoważonej zbliżony jest do obserwowanego składu materii kosmicznej.

Już w pierwszej pracy G. I. Pokrowski doszedł do wniosku, że nie można dobrać takich wartości temperatury i gęstości, przy których rozpowszechnienie wszystkich pierwiastków układałoby się na jednej krzywej równowagi.

Dalsze rozwinięcie teorii równowagi termodynamicznej polegało na tym, ażeby przedstawić obserwowane rozpowszechnienia jako rezultat nałożenia się na siebie szeregu stanów równowagi, zachodzących w różnych fizycznych warunkach. Tak były konstruowane modele hipotetycznych ciał, z takim rozkładem temperatury i gęstości, ażeby całkowanie składu zrównoważonej mieszaniny dawało rezultat zbliżony do obserwowanej krzywej rozpowszechnienia. Teorie te nie są jednak związane z żadnymi obserwowanymi faktami. Mamy w nich ekstremalne fizyczne warunki z temperaturami do 7.10^9 $^{\circ}\text{K}$ i gęstościami 10^7 g/cm^3 . Żadnych faktycznych danych możliwości realnego istnienia takich warunków do chwili obecnej nie ma.

W ostatnim czasie w pracach Hoyle'a teoria równowagi uzyskała bardziej realistyczny charakter stawiając sobie za cel objaśnienie nie całej krzywej rozpowszechnienia, a tylko jej niewielkiej części w pobliżu żelaznego maximum. Przy tym proces ustalenia równowagi odnoszony jest nie tylko do hipotetycznego przedgwiazdowego stanu materii, a do realnie obserwowanych wybuchów gwiazd supernowych. Te koncepcje weszły do współczesnego schematu tworzenia się pierwiastków, o których będzie my mówić niżej.

Z ogólnego punktu widzenia teoria równowagi miała tę wadę, że nie była ona związana z nowymi gałęziami nauki o wszechświecie. Bardziej szerokim zainteresowaniem cieszyła się druga teoria starająca się związać problem pochodzenia pierwiastków z ogólną kosmologią. Jest to teoria wychwytu pierwotnych neutronów, bazująca na obserwacjach przesunięcia ku czerwieni w widmach mgławic pozagalaktycznych i związanej z nimi teorii „rozszerzającego się wszechświata“.

W teorii pierwotnych neutronów zakłada się, że przedgwiazdowym stanem rozwoju materii był stan neutronowy z bardzo wysoką gęstością. Przy takiej gęstości energia grawitacyjna powoduje, że stan neutronowy jest energetycznie trwały. W wyniku relatywistycznego rozszerzania się prze-

strzeni gęstość się zmniejszyła i neutrony stały się nietrwałe ze względu na rozpad β przekształcający je w protony. Utworzone w ten sposób protony wychwytywały neutrony tworząc jądra deuteru i rozpoczynając łańcuch kolejnych procesów γ — wychwyty i β — rozpadu, który zgodnie z tą teorią winien prowadzić do wytworzenia wszystkich jąder z ciężkimi włącznie. Wychwyt neutronów nie wymaga pokonania bariery potencjalnej, tak, że z punktu widzenia temperatury teoria ta nie stawia specjalnych wymagań. Jest w niej jednak szczególny okres czasu, który związany jest z półokresem dla swobodnego neutronu, który wynosi zaledwie 11,7 minuty. W rezultacie według teorii pierwotnych neutronów wszystkie pierwiastki istniejące miliardy lat zostały utworzone w ciągu czasu około 15 minut. Po upływie tego czasu nie powinno pozostać wcale pierwotnych neutronów i proces syntezy jąder powinien być zakończony.

WERYFIKACJA TEORII WYCHWYTU NEUTRONOWEGO

Ażeby rozwiązać zagadnienie dopuszczalności teorii pierwotnych neutronów należy zbadać o ile zgodna ona jest z obserwowanym rozpowszechnieniem pierwiastków i danymi fizyki jądrowej. Z pierwszego punktu widzenia otrzymuje się wynik zadowalający, z drugiego nie. Rozpatrzmy jakim stosunkom winny odpowiadać rozpowszechnienia pierwiastków, jeśli zostały one otrzymane na drodze wychwyty neutronowego. Koncentracja n_A jądra z liczbą masową A w procesie wychwyty neutronowego zmienia się według prawa:

$$\frac{dn_A}{dt} = n_N v (\sigma_{A-1} n_{A-1} - \sigma_A n_A), \quad (18)$$

gdzie n_N — koncentracja neutronów, v — ich średnia prędkość, σ — przekrój czynny na wychwyt neutronu przez jądro o liczbie masowej oznaczonej przez indeks przy σ . Jeśli koncentracja neutronów i okres czasu jest dostatecznie duży, to proces powinien doprowadzić do stanu stacjonarnego przy:

$$\frac{dn_A}{dt} = 0 \quad (19)$$

i w konsekwencji:

$$\frac{n_A}{n_{A-1}} = \frac{\sigma_{A-1}}{\sigma_A}. \quad (20)$$

W ten sposób w stanie stacjonarnym koncentracja jąder powinna być odwrotnie proporcjonalna do przekrojów czynnych na wychwyt neutronu.

Wniosek ten dosyć dobrze zgadza się z krzywą rozpowszechnienia. Przede wszystkim odnosi się to do takich podstawowych faktów, jak zwiększone rozpowszechnienie jąder z parzystymi liczbami atomowymi i maxima występujące dla liczb magicznych. Istotnie z fizyki neutronów wiadomo, że jądra z parzystymi liczbami atomowymi a w szczególności

z wypełnionymi powłokami neutronowymi wyróżniają się małym przekrojem czynnym na wychwyt neutronu.

Nie znaczy to jeszcze, że wszystkie jądra wraz z lekkimi utworzyły się w taki sposób i że wyjściową materią były pierwotne neutrony. Przyczyną tego, że teoria wychwytu pierwotnych neutronów okazuje się całkowicie nieuzasadniona jest podstawowy fakt braku trwałych jąder z masowymi liczbami 5 i 8. W procesie syntezy jąder za pośrednictwem wychwytu neutronowego powinno się otrzymywać kolejno jądra z wszystkimi liczbami atomowymi. Proces ten nie może obejść ani jednej liczby masowej. W szczególności nieuniknionymi jego etapami powinny być jądra He^5 i Be^8 . Tymczasem czas życia Be^8 nie przewyższa 10^{-17} sekundy a związanych stanów jądra He^5 w ogóle nie można zaobserwować. Tych dwóch „wąskich miejsc” teorii pierwotnych neutronów nie udało się pokonać.

W ten sposób proces wychwytu neutronowego powinien grać istotną rolę w syntezie średnich i ciężkich jąder, ale wykluczony jest dla jąder lekkich, w każdym razie dla $A < 9$.

Jak długo przyjmowano, że we wnętrzu gwiazd nie są tworzone pierwiastki cięższe od helu, teoria o pochodzeniu pierwiastków była w ślepych zaułku. Drogę wyjścia pokazał rozwój astrofizyki — badanie własności różnych typów gwiazd.

GWIAZDY NIEJEDNORODNE

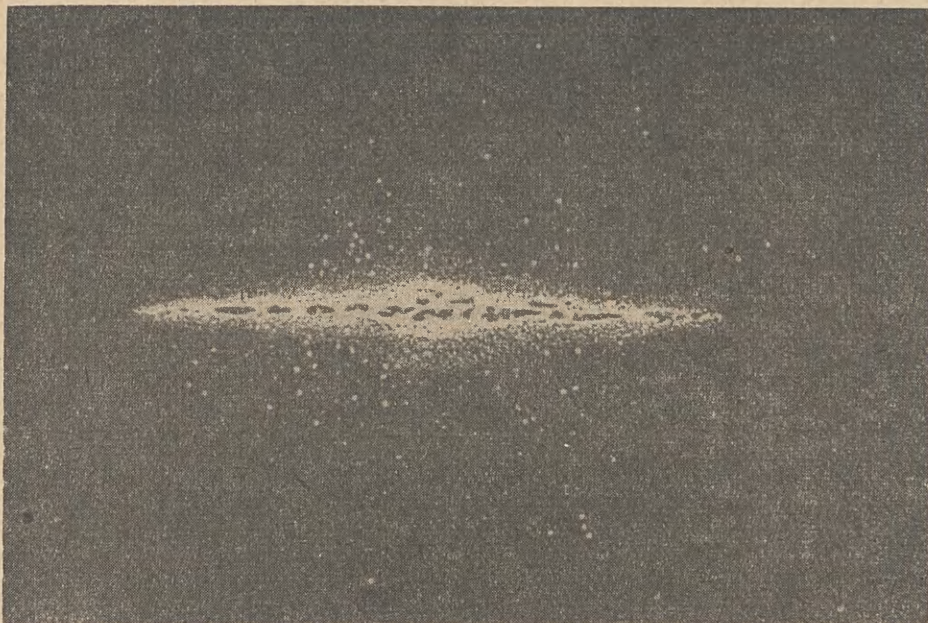
W ciągu ostatnich 15 lat zostały wyjaśnione istotne różnice w wewnętrznych własnościach gwiazd. Kluczem do tego wyjaśnienia było badanie systemów gwiazdowych, z których najważniejszymi są galaktyki. Na rys. 2 przedstawiony jest schemat naszej Galaktyki zawierającej około 100 miliardów gwiazd. Widać na nim wyraźnie, że Galaktyka składa się z dwóch części: płaskiej tarczy i kuli mających wspólny środek i częściowo przenikających siebie nawzajem. Badania wykazały, że w płaskiej składowej wśród najjaśniejszych gwiazd większość jest białych, a w sferycznej czerwonych.

Ażeby zrozumieć sens tej różnicy należy posłużyć się przyjętą w astrofizyce metodą budowy diagramów stanu gwiazd. Ważniejszy z nich jest diagram barwa-jasność zwany diagramem Herzsprunga-Russela. Na takim diagramie wzdłuż osi pionowej odkłada się tak zwaną absolutną wielkość gwiazdową proporcjonalną do logarytmu jasności. Na osi poziomej odkłada się wskaźnik barwy charakteryzujący kolor gwiazdy, a w konsekwencji temperaturę jej powierzchni (a nie wnętrza). Im wyżej leży na diagramie gwiazda tym bardziej jest jaskrawa, im bardziej na prawo tym czerwiejsza. Im gwiazda jest czerwiejsza, tym niższa jest temperatura jej powierzchni, tym mniej promieniuje ona energii z jednostki powierzchni. Stąd przy tej samej jasności im bardziej na prawo leży gwiazda, tym większy jest jej promień. To nie znaczy oczywiście, że promień gwiazdy jednoznacznie związany jest z jej barwą: linie stałego promienia na wykresie barwa-jasność nie są prostymi pionowymi.

Związek pomiędzy jasnością gwiazdy α , jej promieniem $\mathfrak{R}$ i efektywną temperaturą powierzchni T_e ma postać:

$$\alpha = 4 \pi \sigma \mathfrak{R}^2 T_e^4, \quad (12)$$

gdzie σ — stała Stefana-Boltzmana.

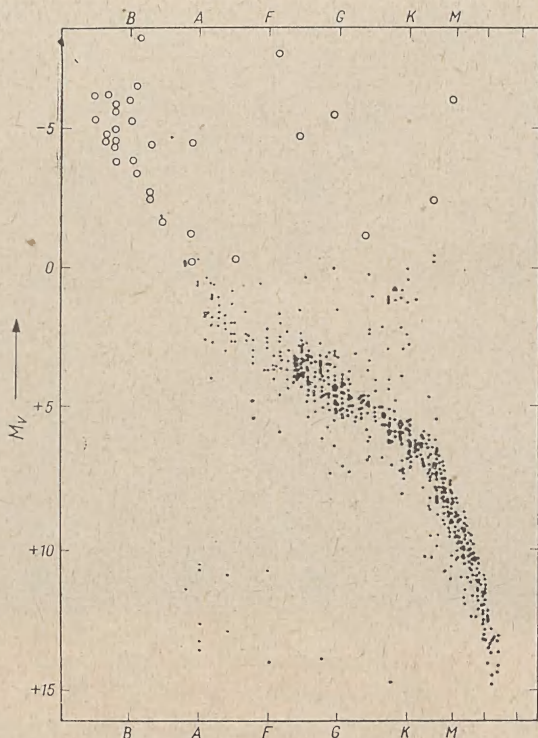


Rys. 2. Schemat naszej Galaktyki

Stąd przy stałym promieniu temperatura T_e proporcjonalna jest do pierwiastka czwartego stopnia z jasności. Temperatura powierzchni T_e jednoznacznie związana jest z barwą, tak że im bardziej na prawo leży gwiazda na diagramie barwa-jasność, tym niższa jest temperatura T_e . W ten sposób przy stałym promieniu im bardziej jaskrawa jest gwiazda, tym jest bielsza. Zależność ta jednak jest na tyle stała, że linie stałego promienia mało odchylają się od prostych pionowych.

Na rys. 3 przedstawiony jest klasyczny wykres barwa-jasność dla bliskich nam gwiazd, które tak jak Słońce należą do płaskiej składowej Galaktyki. Na wykresie tym wyraźnie widoczna jest linia zgęszczenia gwiazd, przechodząca od lewego górnego do dolnego prawego rogu. Jest to tak zwany ciąg główny, do którego należy większość gwiazd płaskiej składowej. Punkty odpowiadające najbardziej jaskrawym gwiazdom ciągu głównego leżą w lewym górnym rogu, to znaczy w obszarze białej i błękitnej barwy. Na prawo powyżej ciągu głównego widać grupę czerwonych olbrzymów. Liczba ich w składowej płaskiej jest jednak znacznie mniejsza od liczby białych i błękitnych olbrzymów oraz jaskrawych gwiazd ciągu głównego.

Typowym przykładem wykresu barwa-jasność dla gwiazd składowej sferycznej może być piękny wykres zbudowany przez Sandage'a, który pokazany jest na rys. 4. Jak widać z porównania z rys. 3 wykres ten bardzo różni się od wykresu dla składowej płaskiej. W sferycznej składowej ciąg główny prawie nie istnieje. Pozostał z niego tylko niewielki „ogon“ w obszarze czerwieni, nazywany ciągiem subkarłów.

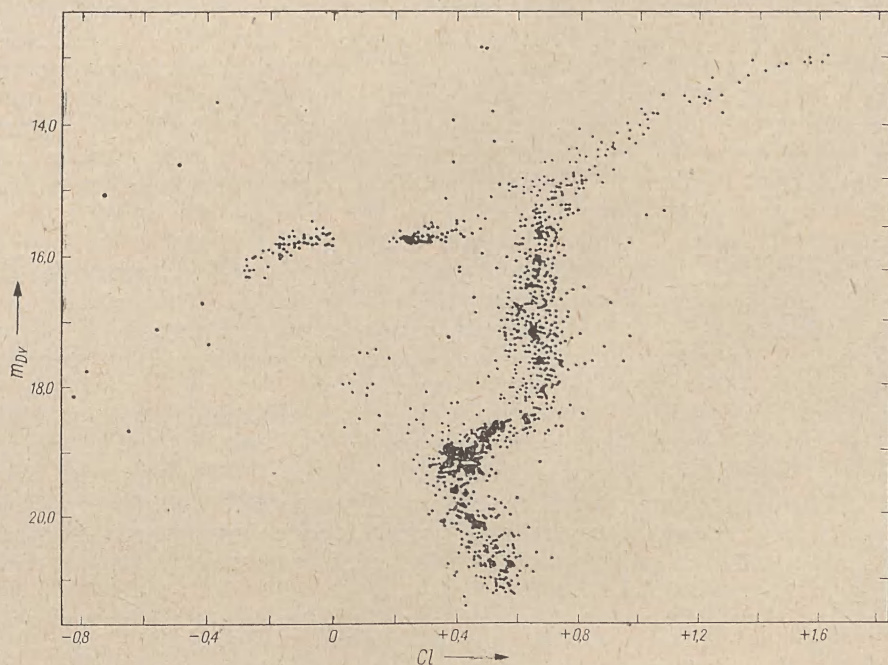


Rys. 3. Klasyczny diagram barwa-jasność dla płaskiej składowej Galaktyki

Jaskrawych białych i błękitnych gwiazd w składowej sferycznej nie ma. Za to silnie zaznaczony jest ciąg czerwonych olbrzymów i pojawia się nowa pozioma gałąź żółtych olbrzymów. Powstaje przypuszczenie, że punkty, które w płaskiej składowej odpowiadały białym i niebieskim olbrzymom oraz jaskrawym gwiazdom ciągu głównego przesunęły się na prawo i przekształciły się w czerwone i żółte olbrzymy. Gdy została zbadała teoretycznie ewolucja gwiazd, okazało się, że to przypuszczenie całkowicie odpowiada rzeczywistości.

Głównym czynnikiem ewolucji gwiazd okazało się wypalanie wodoru w środku gwiazdy. Reakcje jądrowe wodorowego i węglowego cyklu, będące źródłem energii gwiazd, prowadzą do przekształcenia wodoru w hel. Prędkość tych reakcji wzrasta wykładniczo ze wzrostem temperatury, wskutek czego wypalanie wodoru zachodzi głównie we wnętrzu gwiazdy, gdzie temperatura jest wyższa. Dookoła środka gwiazdy tworzy się wypa-

lone jądro utworzone z helu. Reakcje jądrowe wydzielające energię zachodzą wtedy w cienkiej warstwie w pobliżu powierzchni gwiazdy: gębiej nie ma wodoru — bliżej do powierzchni za niska jest temperatura. Na tym stadium ewolucji gwiazda opisywana jest modelem z warstwowym źródłem energii. Z chwilą gdy wewnątrz gwiazdy powstało wypalone jądro, własności materii nie mogą być już uważane za wolno zmienne wzdłuż promienia. Na granicy jądra zachodzi nagle zmiana składu chemicznego od helu do prawie czystego wodoru. Dalsze wypalanie wodoru prowadzi do przemieszczenia granicy jądra ku powierzchni gwiazdy, przy prawie niezmiennym składzie jądra i powłoki. W odróżnieniu od gwiazd jednorodnych, takie gwiazdy z niejednorodną wewnętrzną budową nazywamy niejednorodnymi. Dla gwiazd niejednorodnych podana wyżej ocena wewnętrznej temperatury nie może być zastosowana. Szczegółowe obliczenia przebiegu procesu ewolucji za pomocą elektronowych maszyn liczących wykazują, że w dalszym ewolucyjnym rozwoju jądro gwiazdy powinno się zwężać, a powłoka rozszerzać. Promień gwiazdy staje się tak duży, że temperatura powierzchni zgodnie z wzorem (21) maleje i gwiazda staje się czerwonym olbrzymem. Jednocześnie w wy-



Rys. 4. Diagram barwa-jasność dla składowej sferycznej (gromady Nr 3) według Sandage'a

palonym jądrze osiągane są duże gęstości i temperatury znacznie wyższe niż w gwiazdach jednorodnych. Na tym etapie jądro gwiazdy jest zwyróżnione i izotermiczne. Gdy temperatura w helowym jądrze gwiazdy osiągnie wartość około 15 KeV stają się możliwe reakcje termojądrowe z udziałem

lem helu. Reakcje te stają się źródłem energii wewnątrz jądra, które przestaje być izotermiczne. Temu stadium ewolucyjnego procesu odpowiada na wykresie barwa-jasność górny wierzchołek pionowej gałęzi czerwonych olbrzymów. Następnie struktura gwiazdy znowu szybko się zmienia wraz ze zmianą elektronowego zwyrodnienia w jądrze. Dalszy rozwój ewolucji nie jest dokładnie zbadany, ale przyjmuje się, że na wykresie barwa-jasność gwiazda powinna przyjść na poziomą gałąź żółtych olbrzymów. Reakcje termojądrowe helu zachodzące w wypalonym jądrze gwiazdy na tym etapie jej ewolucji grają podstawową rolę we współczesnej teorii o pochodzeniu pierwiastków. Przejdźmy teraz do ich rozpatrzenia.

REAKCJE HELOWE

Przy temperaturach około 15 KeV i dostatecznie dużych gęstościach staje się możliwa reakcja pomiędzy trzema cząstkami α (jądrami helu) z utworzeniem jądra podstawowego izotopu węgla C^{12} . Reakcja ta pozwala na obejście wąskich miejsc w dotychczasowej teorii o pochodzeniu pierwiastków jąder z liczbami masowymi 5 i 8. Po tej reakcji mogą nastąpić dalsze reakcje cyklu helowego dające jądra tlenu O^{16} i neonu Ne^{20} .

Tworzenie się jądra C^{12} zachodzi za pośrednictwem przejściowego jądra Be^8 . Jak wyżej widzieliśmy czas życia tego jądra jest znikomo mały: nie przewyższa 10^{-17} sek. Ale przy temperaturze rzędu 15 KeV jądro to znajduje się w małej ale dostrzegalnej koncentracji w równowadze termodynamicznej z héliem. W stanie równowagi termodynamicznej czas rozpadu nie jest istotny. Mała koncentracja Be^8 okazuje się wystarczająca dla utworzenia jądra C^{12} , gdyż energia układu $Be^8 + \alpha$ jest o 7,374 MeV większa od energii stanu podstawowego C^{12} to znaczy jest bardzo bliska energii drugiego stanu wzbudzonego C^{12} — 7,65 MeV. W ten sposób reakcja tworzenia się C^{12} ma charakter rezonansowy. Przejście ze stanu wzbudzonego do stanu podstawowego zachodzi poprzez stan pośredni o energii 4,43 MeV z emisją dwóch kwantów γ .

Możliwość reakcji $He^4 \rightarrow C^{12}$ przewidziana teoretycznie uzyskała ostatnio eksperymentalne potwierdzenie. Obserwowany był doświadczalnie proces odwrotny: rozpad na 3 cząstki α wzbudzonego jądra C^{12} otrzymanego przy rozpadzie krótkotrwałego jądra promieniotwórczego B^{12} . Zgodnie z zasadą odwracalności procesów elementarnych, prawdopodobieństwa procesu prostego i odwrotnego są ze sobą ściśle związane. Obserwacja jednego z nich jest dowodem możliwości drugiego.

ŹRÓDŁA NEUTRONÓW W GWIAZDACH

Reakcje helowe w wypalonych jądrach gwiazd niejednorodnych pozwalają obejść „trudne miejsca“ w procesach tworzenia się lekkich jąder. Jeśli założymy, że produkty reakcji helowych mogą wejść w kontakt z wodorem, to reakcjami termojądrowymi można będzie wyjaśnić tworzenie się wszystkich lekkich jąder. Otrzymane w ten sposób jądra mogą być materiałem wyjściowym do tworzenia wszystkich pierwiastków ciężkich za

pośrednictwem procesu wychwytu neutronów. Ale proces ten nie może już zachodzić na koszt neutronów pierwotnych. Jeżeli materia znajdowała się pierwotnie w stanie neutronowym, to w ciągu okresu czasu niezbędnego dla reakcji helowych wszystkie pierwotne neutrony powinny ulec rozpadowi. W czasie, gdy nagromadziły się jądra gotowe do wychwytu neutronów, z neutronów pierwotnych nic nie mogło pozostać.

W ten sposób zagadnienie o pierwotnym neutronowym stanie materii traci wszelki związek z teorią o pochodzeniu pierwiastków i przechodzi całkowicie do ogólnej kosmologii. Jeśli materia kiedykolwiek znajdowała się w stanie neutronowym, to w procesach tworzenia się pierwiastków cięższych od helu pierwotne neutrony nie mogły odgrywać żadnej roli.

Z drugiej strony widzieliśmy wyżej, że szereg charakterystycznych własności krzywej rozpowszechnienia dobrze może być wyjaśniony na podstawie teorii wychwytu neutronów. Trudno powstrzymać się od przypuszczenia, że odgrywa on istotną rolę w procesach syntezy jąder atomowych. Neutrony te nie mogły być jednak pierwotnymi neutronami. Dalszy rozwój teorii o pochodzeniu pierwiastków mógł nastąpić dopiero wtedy, gdy była wykazana możliwość wydzielenia swobodnych neutronów przy reakcjach termojądrowych we wnętrzu gwiazd. Rolę takich źródeł neutronów w gwiazdach mogą grać egzotermiczne reakcje (α, n) na jądrach o liczbie masowej $4n + 1$. Najbardziej trwały lekkie jądra zbudowane są symetrycznie z parzystej liczby protonów i takiej samej liczby neutronów. Są to He^4 , C^{12} , O^{16} , Ne^{20} , Mg^{24} , Si^{28} , Cu^{40} . Jądra te można uważać jako złożone z całkowitej liczby cząstek α (jąder helu). Jeżeli do takiego trwałego symetrycznego układu dorzucimy jeden dodatkowy neutron, to jego energia wiązania będzie bardzo mała. Taki dodatkowy neutron łatwo odcepią się, w szczególności jeżeli zostaje zastąpiony przez cząstkę α . Otrzymane w ten sposób neutrony mogą być wychwytywane prowadząc do ciągu procesów (n, γ) wychwytu i β — rozpadu, który był już poprzednio rozważany. Wszystkie te reakcje nie wymagają temperatur wyższych od 15 KeV. W ten sposób wszystkie reakcje termojądrowe w wypalonych jądrach gwiazd niejednorodnych mogą być niezbędne dla syntezy ciężkich jąder. Czy wyżej omówione źródła neutronów są ilościowo dostateczne dla syntezy obserwowanej ilości ciężkich jąder, dokładnie jeszcze nie ustalono. Teoria termojądrowych źródeł neutronów w gwiazdach napotyka na pewne trudności. Na przykład przy kontakcie węgla i wodoru powinien zachodzić cały łańcuch reakcji cyklu węglowego, w którym w szczególności bierze udział jądro N^{14} . Jak wiadomo jądro to silnie wychwytuje neutrony za pośrednictwem reakcji (n, p) dając radioaktywny izotop węgla C^{14} . Obecność N^{14} „zatrzuca” źródło neutronów wykorzystując jądro C^{13} . Trudność tę można usunąć przypisując emisję neutronów reakcjom z jądrem Ne^{21} . Ale i tu pojawiają się pewne trudności.

Jak zobaczymy niżej neutrony mogą być otrzymywane nie tylko w jądrach ale i w atmosferze gwiazd na skutek procesów zimnego przyspieszania. Jednak procesy te ilościowo nie są jeszcze rozpracowane. W każdym razie nie można już wątpić, że procesy tworzenia się ciężkich jąder zachodzą również w chwili obecnej. Bezpośrednim na to dowodem jest wykrycie w widmach niektórych gwiazd linii nietrwałego pierwiastka technetu. Żaden z izotopów tego pierwiastka nie ma dłuższego czasu połowicznego za-

niku od stu tysięcy lat i nie tworzy się przy rzeczywistym rozpadzie promieniotwórczym. Tworzenie się pierwiastka o tak dużej liczbie atomowej jak technet prawdopodobnie nie da się wytłumaczyć jakimikolwiek innymi procesami niż wychwyt neutronów. Obecność tego pierwiastka w atmosferycznych gwiazdach można uważać za bezpośredni dowód istnienia w gwiazdach trwale aktywnych źródeł neutronów.

PROCESY POWOLNEGO I SZYBKIEGO WYCHWYTU NEUTRONÓW

Rozpatrzmy bardziej szczegółowo w jaki sposób zachodzi tworzenie się pierwiastków za pośrednictwem wychwyty neutronów. Na rys. 5 przedstawiona jest część tablicy jąder atomowych. Wzdłuż osi pionowej odłożona jest liczba atomowa, a wzdłuż osi poziomej liczba masowa jądra. Wychwyt neutronu odpowiada poziomemu przesunięciu w prawo. Rozpad β odpowiada przesunięciu pionowemu w dół przy emisji elektronu, a w górę przy emisji pozytonu.

Jeśli przy wychwycie neutronu powstaje izotop trwały, to wychwytuje on następny neutron i tworzy następny izotop tego samego pierwiastka. Jeżeli natomiast powstaje izotop β — promieniotwórczy, to po emisji elektronu daje następny (co do liczby atomowej) pierwiastek, pod warunkiem oczywiście, że nie zdąży on przed rozpadem wychwycić następnego neutronu. Przebieg procesu syntezy jąder za pośrednictwem wychwyty neutronowego zależy od stosunku pomiędzy czasem wychwyty a czasem β — rozpadu. Jeżeli czas pomiędzy dwoma kolejnymi wychwytyami neutronów jest duży w porównaniu do czasu rozpadu β , to będzie miał miejsce powolny proces wychwyty neutronowego. Droga tego procesu przedstawiona jest na rys. 5 pełną łamaną linią. Na tej linii z reguły położone są najbardziej trwałe i najbardziej rozpowszechnione izotopy. Dlatego też mamy wszystkie podstawy, aby uważać proces powolnego wychwyty neutronów za podstawowy proces prowadzący do tworzenia pierwiastków o średnim i dużym ciężarze atomowym. Powyżej drogi powolnego wychwyty neutronów leżą jądra z nadmiarem neutronów. Jądro takie mogło być utworzone za pośrednictwem wychwyty neutronów tylko w tym wypadku, jeśli pierwotny β promieniotwórczy izotop zdążył wychwycić drugi neutron zanim uległ rozpadowi β . Dlatego dla utworzenia pierwiastków z nadmiarem neutronów konieczny jest szybki proces wychwyty neutronowego. Rozumie się pod tym taki proces, przy którym czas pomiędzy dwoma kolejnymi wychwytyami neutronów jest mały w porównaniu z czasem życia pierwiastka ze względu na rozpad β .

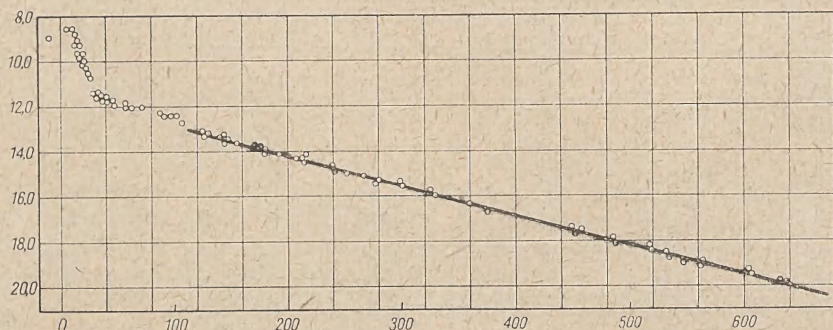
Powolny proces wychwyty neutronowego może zachodzić w gwiazdach stacjonarnych. W szczególności wyżej rozpatrzone reakcje termojądrowe w wypalonych jądrach gwiazd powinny prowadzić do powolnego procesu wychwyty neutronowego gdyż okres trwania odpowiedniego stadium ewolucji gwiazd mierzy się dziesiątkami milionów lat.

Dla szybkiego procesu niezbędne są całkowicie inne warunki i wysoka koncentracja neutronów w ciągu krótkiego czasu. Takich warunków można oczekiwać w silnych wybuchach gwiazd supernowych. Ilościowa teoria gwiazdowych wybuchów dotychczas nie jest rozpracowana. Były wypo-

	101	102	103	104	105	106	107	108	109	110	111	112	113	114	115	116	117	118	119	120	121	122	123	124	125	126	127
Rh 45	5.9 dni 3.3 β^+	210 dni β^+	52 min 100% 3.3 β^+	4.4 min 44 3.3 β^+	45 sek 35 godz β^-	35 sek β^-	24 min β^-	<1 godz (β^-)																			
Pd 46	8 godz 3.3 β^+	0.8 0.005 β^+	170 dni 3.3	9.3 0.08	23 sek 22.6 0.154	27.2 0.184	26.8 0.180 β^-	4.8 min 13.44 β^-	13.5 0.08	5.5 godz 2.4 min β^-	21 godz β^-																
Ag 47	16 min			2.27 9 min 8.1 β^+	40 dni 3.3	24.6 min 8.1 β^+	2.4 min 15.5 3.3 β^+	40 sek 15.5 3.3 β^+	230 dni 15.5 3.3 β^+	7.5 dnia β^-	3.2 godz β^-	5.3 godz β^-	2.5 min β^-	21 min β^-													
Cd 48				5.9 min β^+	60 min 3.3 β^+	1.275 0.011 β^+	67 godz 3.3 β^+	3.3 330- 400 dni β^+	72.13 0.111	24.07 0.272	51 lat 12.23 0.110	28.86 0.255	43.53 lat 1.71 β^-	7.58 0.069													
Zn 49							33 min β^+	55 min β^+	52 godz β^+	5 godz 65 min β^+	2.8 dnia 3.3 β^+	21 min 74.5 min β^+	105 min 4.23 0.005	49 dni 72 sek β^-	4.5 godz 15.77 min β^-	64.13 min 15 min β^-	7 min 2 godz β^-	4.5 min β^-	17.5 min β^-								
Sn 50								4.5 godz 3.3		35 min 3.3 β^+	0.95 0.008	112 dnia 3.3	0.65 0.002	0.64 0.005	14.24 0.09	15 dnia 7.57 0.02	240 0.316	250 dnia 8.52 0.115	32.97 0.433	40.5 min 12.5 min β^-	4.71 0.063	40 min 1.71 min β^-	5.98 0.079	6.5 min 1.71 min β^-	50 min β^-	15 godz β^-	

Rys. 5. Część diagramu jąder atomowych

wiadane przypuszczenia, że przy wybuchach zachodzą takie same reakcje termojądrowe, jak w rozpatrzonych wyżej procesach stacjonarnych z tym, że przy znacznie wyższej temperaturze wybuchu reakcje tę kończą się znacznie szybciej. Jednak przy obecnym stanie zagadnienia koncepcje o tworzeniu się pierwiastków przy wybuchach gwiazd mają charakter hipotez, a nie ilościowo rozpracowanej teorii. Ostatnio hipoteza ta otrzymała nieoczekiwane potwierdzenie w obserwacjach wybuchów gwiazd supernowych. Okazało się, że w niektórych przypadkach jasność gwiazdy po wybuchu maleje przez pewien czas według krzywej wykładniczej zmniejszając się dwukrotnie w ciągu 55 dni. Dokładność z jaką spełnione jest to



Rys. 6. Logarytm jasności gwiazdy supernowej jako funkcji czasu

prawo ilustruje rys. 6, na którym wzdłuż osi poziomej odłożony jest czas w dniach od momentu wybuchu, a wzdłuż osi pionowej wielkość proporcjonalna do logarytmu jasności.

Tego rodzaju obserwacje były znane dawno, dawno też wskazywano na to, że wykładniczy charakter zaniku jasności należy wiązać z prawem rozpadu radioaktywnego. Należało zatem szukać źródła energii wśród materiałów radioaktywnych o czasie połowicznego zaniku 55 dni. Proponowano przyjąć za taki materiał izotop berylu Be^7 , co jednak nie wytrzymało krytyki. Jądro to rozpada się za pośrednictwem wychwyty elektronowego wydzielając zupełnie niewystarczającą ilość energii. Z drugiej strony czas połowicznego zaniku 55 dni odpowiada wychwytowi z powłoki K. W wypadku materii zjonizowanej czas ten będzie znacznie większy.

Dlatego też większe zainteresowanie wywołało odkrycie transuranowego pierwiastka kalifornu, izotop którego Cf^{254} rozpada się przez spontaniczny podział z czasem połowicznego zaniku dokładnie 55 dni. Stąd powstała hipoteza, że przy wybuchach gwiazd supernowych zachodzi szybki proces wychwyty neutronowego, prowadzący do utworzenia się wszystkich pierwiastków aż do najcięższych i radioaktywnych. Przypuszcza się, że proces kończy się nagromadzeniem dużej ilości kalifornu, którego spontaniczny podział jest źródłem energii w czasie bezpośrednio następującym po wybuchu. Przekonywającego dowodu istnienia szybkiego procesu wychwyty neutronów dostarczają niektóre szczegóły krzywej rozpowszechnienia, a w szczególności subtelna struktura maximów występujących dla liczb magicznych. Jak widać z rys. 1 dla każdej z liczb magicznych występują dwa blisko siebie leżące maxima. Na jednym z nich leży jądro z wypel-

nioną powłoką neutronową, na drugim jądro otrzymane przy β -rozpadzie jądra z maksymalnym nadmiarem neutronów i wypełnionej powłocą neutronowej. Pierwsze odpowiada powolnemu, a drugie szybkiemu procesowi wychwytu neutronów. Słabo zaznaczone i rozmyte maximum w pobliżu $A = 160$ przypisywane jest produktom spontanicznego podziału, co jednak nie może być uważane za dostatecznie uzasadnione.

Rozpatrzmy teraz jądra o maksymalnym nadmiarze neutronów.

JĄDRA O MAKSYMALNYM NADMIARZE NEUTRONÓW

Szybki proces wychwytu neutronów powinien prowadzić do utworzenia jąder nietrwałych silnie przeładowanych neutronami. O własnościach takich jąder można mówić tylko teoretycznie, gdyż przy dostępnych nam możliwościach eksperymentalnych nie możemy ich obserwować. Wychwyt neutronów dla danej liczby atomowej Z powinien się zakończyć na jądrze z maksymalnym możliwym w danych warunkach nadmiarem neutronów. W granicznym wypadku bardzo szybkiego wychwytu, przy nieobecności procesów rozpadu, będzie to jądro, które w ogóle nie może już wychwycić neutronu, gdyż energia wiązania następnego neutronu staje się równa zeru. Jest to absolutne maximum nadmiaru neutronów. Odpowiada mu zazwyczaj zatknięta powłoka lub podpowłoka neutronowa, gdyż po jej zapelnieniu energia wiązania następnego neutronu nagle spada. Absolutne maxima nadmiaru neutronów były rozważane przez P. E. Niemirowskiego na bazie modelu optycznego jądra. Zgodnie z jego wnioskami jedno absolutne maximum odpowiada liczbie masowej 56.

W realnych warunkach proces wychwytu neutronowego powinien zakończyć się wcześniej zanim energia wiązania następnego neutronu stanie się równa zeru. Jądra coraz bardziej przeładowane neutronami mają coraz krótszy czas życia ze względu na rozpad β , który przy każdej skończonej koncentracji neutronów staje się w końcu mniejszy od czasu pomiędzy dwoma następującymi po sobie wychwytemi neutronów. Niezależnie od tego jeżeli szybki proces wychwytu neutronów zachodzi w warunkach gwiazdowych wybuchów, to przy wysokiej temperaturze powinny zachodzić procesy odwrotne - fotojądrowe (γ, n)-reakcje, prowadzące do „wybijania” neutronów z jądra. Na skutek tych procesów realnie osiągną nadmiar neutronów może się okazać mniejszy od absolutnego. Z chwilą gdy jądro na drodze wychwytu neutronów osiągnie maximum ich nadmiaru podlega ono kolejnym rozpadom β , dając jądra o coraz wyższych liczbach atomowych. Musi to jednak zachodzić wcześniej zanim nastąpi dalszy wychwyt neutronu. W warunkach szybkiego wychwytu czas życia ze względu na rozpad β jest duży w porównaniu z czasem wychwytu. Dlatego zanim nastąpi rozpad β jądro może wychwycić wiele neutronów. W ten sposób tworzy się duża ilość jąder z maksymalnym nadmiarem neutronów. Jądra te tworzą następnie za pośrednictwem wielu aktów β -rozpadu jądra stabilne o tej samej liczbie masowej.

W ten sposób są wyjaśnione na krzywej rozpowszechnienia drugie maximum w pobliżu liczb magicznych. P. E. Niemirowski proponuje w ten sam sposób wyjaśnić maximum żelazne.

TERMOJĄDROWA TEORIA TWORZENIA SIĘ PIERWIASTKÓW

Na podstawie rozpatrywanych wyżej procesów grupa angielskich i amerykańskich badaczy wraz z kanadyjskim fizykiem Cameronem rozpracowała teorię tworzenia się chemicznych pierwiastków we wnętrzu gwiazd za pośrednictwem termojądrowych reakcji. W teorii tej jako materiał wyjściowy przyjmowany jest wodór — to znaczy jego jądra protony. Jeżeli cząstkami pierwotnymi były neutrony, to zdążyły się one zamienić w protony za pośrednictwem rozpadu β^- , zanim rozpoczęły się podstawowe procesy tworzenia się pierwiastków.

Pierwotny wodór wskutek zgęszczenia pod wpływem sił ciężenia (kondensacji grawitacyjnej) tworzył gwiazdy pierwszego pokolenia, które obserwujemy w sferycznej składowej galaktyki. Gwiazdy te z punktu widzenia tej teorii należy uważać za wodorowo-helowe.

Istotnie zawartość ciężkich pierwiastków jest w nich kilka razy mniejsza niż w gwiazdach płaskiej składowej.

W jednorodnych gwiazdach zachodzi tylko proces przekształcenia wodoru w hel (H-proces). W wypalonych jądrach gwiazd niejednorodnych (żółtych i czerwonych olbrzymów) zachodzą reakcje helowe, dające jądra z liczbą masową $A = 4n$ (α -proces). Na pewnym stadium ewolucji gwiazd pojawia się konwekcyjna niestabilność prowadząca do przemieszczenia jądra z powłoką. Produkty reakcji helowych wchodzi przy tym w kontakt z wodorem tworząc jądra z liczbami masowymi $A = 4n + 1$; C^{13} i Ne^{21} . Jądra te przy reakcjach egzotermicznych (α, n) wydzielają swobodne neutrony. Te ostatnie za pośrednictwem procesu powolnego wychwytu neutronów (S-proces), zachodzącego w stacjonarnych warunkach w zwyrodniałych jądrach gwiazd, tworzą ciężkie pierwiastki. Ewolucja gwiazdy kończy się wybuchem (supernowej). W czasie wybuchu powstaje wysoka koncentracja neutronów i zachodzi szybki proces wychwytu neutronów (V-proces) prowadzący do syntezy jąder przeladowanych neutronami i jąder promieniotwórczych aż do kalifornu Cf^{254} , którego spontaniczny podział stanowi źródło energii w okresie następującym po wybuchu. Produkty wybuchu rozpraszają się w przestrzeni w postaci międzygwiazdowego gazu i pyłu. Podczas ich kondensacji tworzą się gwiazdy drugiego pokolenia, które obserwujemy w płaskiej składowej galaktyki. W gwiazdach płaskiej składowej produkty poprzednich reakcji przemieszane są z wodorem. Dlatego w jeszcze większym zakresie zachodzą w nich te reakcje, które zachodzą przy przemieszczeniu jądra i powłoki. Resztki po wybuchu pozostają w postaci białego karła.

W ten sposób otrzymuje się prawdopodobny ogólny schemat pochodzenia pierwiastków i wyjaśnia się szereg obserwowanych faktów, które były wyżej omówione: odwrotna proporcjonalność pomiędzy rozpowszechnieniem a przekrojem czynnym na wychwyt neutronów, maxima dla liczb magicznych itd.

SKAND — KOSMOCHEMICZNY TERMOMETR

W literaturze nie zwraca się dostatecznej uwagi na silny spadek rozpowszechnienia od wapnia do skandu. Jeżeli wyjaśnić tworzenie się pierwiastków na tym odcinku krzywej za pomocą reakcji termojądrowych lub

szybkiego procesu wychwytu neutronów, to nie otrzymuje się żadnego sensownego wytłumaczenia niskiego rozpowszechnienia skandu.

W procesie powolnego wychwytu neutronów poprzednikiem skandu jest magiczne jądro Ca^{40} , które powinno posiadać mały przekrój czynny na wychwyt neutronów. Dla wyjaśnienia bardzo niskiego rozpowszechnienia skandu konieczne jest jednak jeszcze, aby jego przekrój czynny na wychwyt neutronów był dostatecznie duży. Szczególną własnością skandu, które może tu być wzięte pod uwagę jest obecność rezonansu neutronowego dla energii neutronów 4, 1 KeV. W przypadku lekkich jąder rezonanse neutronowe odpowiadają czystemu rozpraszaniu. W przypadku skandu ma miejsce wyraźny wychwyt (n, γ) — tak że eksperymentalnie mierzony przekrój czynny aktywacji 56 milibarnów przy energii 25 KeV leży znacznie powyżej rezonansu. W ten sposób obecność jamy skandowej jest bezpośrednim dowodem tego, że w tworzeniu się pierwiastków szczególnie dużą rolę odgrywają procesy wychwytu neutronów o energii około 4 KeV. Takie neutrony bezpośrednio nie są wytwarzane w żadnych procesach jądrowych. Mogą one być uzyskane tylko drogą spowalniania szybkich neutronów w ośrodku o temperaturze tego rzędu. Przy szybkim procesie wychwytu neutrony mają oczywiście za mało czasu na spowalnianie. W ten sposób skand może być uważany za kosmochemiczny termometr. Jego niskie rozpowszechnienie świadczy o tym, że podstawowe procesy syntezy średnich i ciężkich jąder zachodzą przy temperaturze około 4 KeV. Właśnie tego rzędu temperatury konieczne są do wytwarzania neutronów za pośrednictwem egzotermicznych reakcji (α, n) — w wypalonych jądrach gwiazd niejednorodnych.

ŻELAZNE MAXIMUM

Najtrudniejszym zadaniem teorii o tworzeniu się pierwiastków okazuje się przekonywujące wyjaśnienie szczególnie silnie wyrażonej własności krzywej rozpowszechnienia, jaką jest maximum żelazne. Żelazo i sąsiadujące z nim jądra wyróżniają się największą energią wiązania przypadającą na 1 nukleon. Są to więc energetycznie najtrwalsze jądra. Stąd powstał pomysł, ażeby wyjaśnić żelazne maximum przyjmując, że jądra te tworzą się w warunkach równowagi termodynamicznej przy bardzo wysokich temperaturach, gdy zarówno proste jak i odwrotne reakcje zachodzą dostatecznie szybko. Zakłada się przy tym, że warunki takie są realizowane przy wybuchach gwiazd (supernowych). Obliczono, że rozpowszechnienia sześciu bliskich jąder w pobliżu żelaza mogą być ułożone na krzywą równowagi przy temperaturze $3,78 \cdot 10^9$ °K i przy stosunku koncentracji swobodnych neutronów do protonów wynoszących 300.

Zgodność pomiędzy obserwowanym rozpowszechnieniem a koncentracjami w stanie równowagi ma zasadnicze znaczenie. Dla uzyskania jej konieczne jest bardzo dokładne ustalenie temperatury. Już nieznaczna jej zmiana bardzo silnie wpływa na skład zrównoważonej mieszaniny. Dodać należy również, że zgodność otrzymuje się wówczas, gdy rozpowszechnienie przyjmuje się na podstawie danych spektralnej analizy atmosfery słonecznej. Gdyby jednak za podstawę przyjąć rezultaty chemicznej analizy meteorytów lub skorupy ziemskiej, to wyniki byłyby zupełnie inne. W koń-

cu nie jest jasne zagadnienie trwałości równowagi przy ochładzaniu, którego dokładna ilościowo analiza nie została dotychczas przeprowadzona.

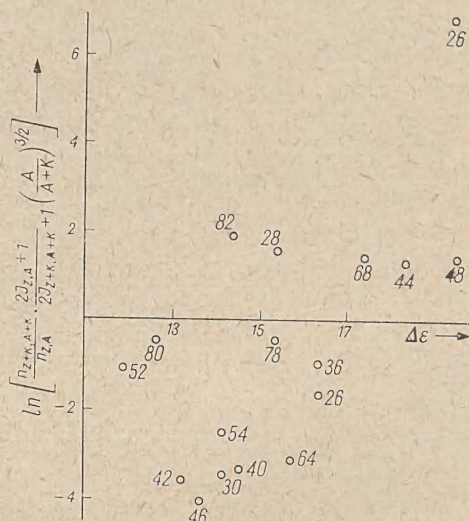
Proces tworzenia się pierwiastków w warunkach równowagi otrzymał w literaturze nazwę „e-proces“. Wprowadza się go specjalnie dla wyjaśnienia żelaznego maximum. Ze względu na to, że wyprowadzenie tego procesu wydaje się dosyć sztuczne byłoby bardzo interesujące znalezienie jakichś innych alternatywnych możliwości wyjaśnienia żelaznego maximum.

JĄDRA O NIEDOBORZE NEUTRONÓW

Na rys. 5 poniżej drogi powolnego procesu wychwyty neutronowego leżą jądra o niedoborze neutronów. Wszystkie możliwe drogi wychwyty neutronowego przechodzą obok nich wskutek czego są one nazwane jądrami „pominiętymi“. W porównaniu z jądrami leżącymi na drodze powolnego procesu wychwyty neutronów rozpowszechnienie ich jest o dwa rzędy wielkości mniejsze. Na rys. 1 są one przedstawione linią kreskowaną. Małe rozpowszechnienie jąder „pominiętych“ potwierdza tezę, że procesy wychwyty neutronowego grały podstawową rolę w procesach tworzenia się pierwiastków. Ale dla wyjaśnienia pochodzenia tych jąder konieczne jest wprowadzenie procesów uzupełniających o innym charakterze. Takimi procesami mogą być szybkie termojądrowe reakcje typu (p, γ) lub (γ, n) przy wysokich temperaturach. W ten sposób w ogólnym schemacie dla wyjaśnienia tworzenia się jąder pominiętych wprowadza się „p-proces“ polegający na reakcji (p, γ) przy temperaturach około jednego miliarda stopni. Zakłada się przy tym, że przy wybuchach gwiazd supernowych w temperaturze około 4 miliardów stopni w materii, w której cały wodór już się wypalił, ustala się równowaga termodynamiczna prowadząca do utworzenia się maximum żelaznego. Po oziębieniu produktów reakcji do jednego miliarda stopni wchodzą one w kontakt z wodorem, wskutek czego zachodzą nie zrównoważone reakcje (p, γ) prowadzące do tworzenia się jąder „pominiętych“.

Jednak uważne rozpatrzenie tego zagadnienia wykazuje, że jest to najslabsze miejsce całej termojądrowej teorii tworzenia się pierwiastków. W większości wypadków dla wytworzenia się jądra „pominiętego“ konieczne są dwie kolejno po sobie następujące reakcje typu (p, γ) lub (γ, n) . W konsekwencji czas tych reakcji musi być mały w porównaniu z czasem rozpadu β . Przy wymaganych dla szybkich reakcji temperaturach i gęstościach reakcje te są już odwracalne. Mamy zatem do czynienia z ciągiem szybkich, odwracalnych reakcji termicznych, które zgodnie z zasadą elementarnej równowagi muszą prowadzić do ustalenia równowagi termodynamicznej. Mamy tu na myśli nie całkowitą równowagę, a równowagę pomiędzy jądrami pominiętymi, ich izotopami, izobarami lub jądrami z tą samą liczbą neutronów, otrzymanymi na drodze powolnego procesu wychwyty neutronów. Łatwo sprawdzić czy istnieje taka równowaga w przyrodzie. W tym celu wystarczy odłożyć logarytm stosunku rozpowszechnienia (z uwzględnieniem wagi statystycznej) w funkcji energii wiązania. Odpowiedni wykres podany jest na rys. 7. Równowadze powinna odpowiadać linia prosta, której nachylenie charakteryzuje temperaturę. Rysunek 7 po-

kazuje, że obserwowane rozpowszechnienia nie odpowiadają zupełnie stanowi równowagi. Należy zatem wątpić czy pochodzenie jąder „pominiętych” da się wyjaśnić na podstawie szybkich procesów termojądrowych. Z drugiej strony prawie każde jądro pominięte może być otrzymane z ją-



Rys. 7. Porównanie rozpowszechnienia jąder „pominiętych” z warunkami równowagi termodynamicznej.

dra leżącego na drodze powolnego wychwyty neutronowego, za pośrednictwem jednej reakcji typu $(p, 2n)$. W tym wypadku nie są już wymagane procesy szybkie, ale zachodzić one mogą przy energii protonów przewyższającej 10 MeV. Nie mogą to już być procesy termojądrowe, a powinny zachodzić na skutek zimnego przyspieszenia cząstek.

TWORZENIE SIĘ PIERWIASTKÓW W PROCESACH ZIMNEGO PRZYSPIESZENIA

Konieczność wprowadzenia do teorii o pochodzeniu pierwiastków procesów zimnego przyspieszenia cząstek wynika już z faktu obecności w przyrodzie deuteru, litu, berylu i boru. Jądra tych pierwiastków przy termojądrowych temperaturach szybko reagują z wodorem. Stosunkowo małe ich rozpowszechnienie świadczy o tym, że większa część materii kosmicznej gotowała się w termojądrowym kotle. Jednak te ilości tych pierwiastków, jakie są obserwowane w przyrodzie, nie mogły powstać w reakcjach termojądrowych. Dla wyjaśnienia ich pochodzenia do ogólnego schematu tworzenia się pierwiastków wprowadza się „x-proces”, nazwany tak widocznie dlatego, że o nim niewiele wiadomo. Przypuszcza się, że w procesie tym biorą udział cząstki jądrowe przyspieszane w atmosferach gwiazd na skutek zmiennego pola magnetycznego. O istnieniu takiego przyspieszenia w atmosferze gwiazd, a w szczególności Słońca świadczy szereg obserwowanych na Ziemi przejawów aktywności Słońca. Należą do nich stru-

mienie cząstek wywołujących zorzę polarną, burze magnetyczne, przerwy w łączności radiowej; promieniowanie wzbudzone widocznie przez szybkie elektrony w atmosferze słonecznej, a wreszcie wzrost natężenia promieniowania kosmicznego po wybuchach na powierzchni Słońca — bezpośredni dowód przyspieszenia nie tylko elektronów, ale i jąder.

Ażeby przyspieszane cząstki mogły powodować reakcje jądrowe przyspieszanie powinno zachodzić w dostatecznie gęstej plazmie. Ale przyspieszanie cząstek w plazmie musi się zaczynać od dostatecznie dużej prędkości początkowej. Bowiem cząstka naładowana poruszając się w plazmie napotyka na tarcie pochodzące od elektronów, które jest tym silniejsze, im mniejsza jest prędkość cząstki. Dla przyspieszania konieczna jest taka prędkość początkowa, przy której straty na tarcie są mniejsze od energii przekazywanej cząstce przez pole elektromagnetyczne.

Dlatego dla reakcji jądrowych w atmosferach gwiazd konieczne jest połączenie dwóch procesów: pierwotnej iniekcji i następującego po niej elektromagnetycznego przyspieszenia. Iniekcja może być wywołana falami uderzeniowymi, wychodzącymi z wnętrza gwiazd do obszaru o mniejszej gęstości, co związane jest z postępowym narastaniem prędkości. Ta sama fala uderzeniowa może wywołać zaburzenie w plazmie, prowadząc do pojawienia się zmiennych pól elektromagnetycznych, niezbędnych dla późniejszego przyspieszenia cząstek.

Przyczyny powstawania fal udarowych należy szukać w ruchach turbulentnych, zachodzących w głębokich strefach ruchów konwekcyjnych, ukrytych pod powierzchnią gwiazdy. Teoria wewnętrznej budowy gwiazd mówi, że szczególnego rozwinięcia konwekcji należy oczekiwać w gwiazdach typu czerwonych karłów, leżących w prawym dolnym rogu diagramu barwa-jasność. Do tego typu należą gwiazdy wybuchaające, w których zjawiska podobne do chromosferycznych wybuchów na słońcu zachodzą w znacznie większym zakresie. W atmosferach tego typu gwiazd są spełnione wszystkie warunki niezbędne dla reakcji jądrowych wywołanych procesami zimnego przyspieszania.

W ewolucji większych gwiazd są takie stany niestacjonarne towarzyszące ruchom turbulentnym. Są podstawy do przypuszczania, że podobne zjawiska niestabilności mają miejsce w końcu poziomej gałęzi żółtych olbrzymów (patrz rys. 4). Prawdopodobnie podobna gałąź jest i w płaskiej składowej, ale trudniej ją tam zauważyć. W odpowiednim obszarze diagramu obserwowane są gwiazdy zmienne magnetyczne, w atmosferach których pojawiają się silne anomalie w składzie chemicznym. Anomalie te można uważać za bezpośredni dowód tworzenia się pierwiastków w procesach zimnego elektromagnetycznego przyspieszenia.

REAKCJE (p, n) i ($p, 2n$)

Przy zimnym przyspieszeniu widmo energetyczne cząstek spada ze wzrostem energii wolniej niż w wykładniczym rozkładzie Maxwellowskim. Dlatego odgrywają tutaj istotną rolę cząstki o energii znacznie wyższej od termojądrowych. Przy reakcjach termojądrowych protony były wychwytywane z emisją kwantu γ . Gdy jednak energia wytworzonego przy

wychwycie jądra złożonego stanie się dostateczna dla emisji neutronu, prawdopodobieństwo tego procesu okazuje się znacznie większe niż emisja kwantu γ . Z tą chwilą podstawowym procesem oddziaływania jądra z protonem będzie reakcja (p, n) .

Energetycznie próg reakcji (p, n) wynosi 0,75 MeV (co odpowiada różnicy mas pomiędzy neutronem i protonem). W rzeczywistości energia wiązania protonu w jądrze jest niższa od energii wiązania neutronu na skutek odpychania elektrostatycznego. W rezultacie reakcja (p, n) staje się możliwa poczynając od energii protonu około 2 MeV. Jeżeli energia protonu przekracza dodatkowo energię wiązania neutronu (około 8 MeV) to wychwytowi protonu może towarzyszyć emisja dwóch neutronów. Będzie to reakcja $(p, 2n)$, której próg energetyczny leży odpowiednio około 10 MeV.

Reakcja $(p, 2n)$ wydaje się najbardziej prawdopodobną drogą tworzenia się jąder „pominiętych”. Towarzyszące im reakcje (p, n) mogą służyć jako dodatkowe źródło neutronów dla podstawowego procesu syntezy ciężkich jąder — powolnego wychwytu neutronów. Jeśli po reakcji (p, n) następuje rozpad β prowadzący z powrotem do jądra pierwotnego, to końcowym rezultatem tych reakcji będzie zamiana protonu w neutron. W ten sposób jądra stają się katalizatorami dla przekształcenia dostatecznie prędkich protonów w neutrony. Rola tych reakcji w procesach tworzenia się pierwiastków nie jest dotąd w pełni wyjaśniona. Były robione przypuszczenia, że mogą one mieć znaczenie jako jeden z możliwych sposobów wyjaśnienia żelaznego maximum.

Reakcjom (p, n) w obecności zimnego wodoru powinno towarzyszyć wytwarzanie się znacznej ilości deuteru. W związku z tym należy zauważyć, że jeżeli zawartość deuteru w wodorze kosmicznym jest taka sama jak w ziemskim, to powinien on być jednym z najbardziej rozpowszechnionych jąder. Rozpowszechnienie deuteru byłoby wówczas bliskie rozpowszechnieniu żelaza i stanowiłoby silny dowód na korzyść procesów zimnego przyspieszenia. Jeżeli uda się wyznaczyć kosmiczne rozpowszechnienie deuteru, to w znacznym stopniu pomoże to do wyjaśnienia roli, jaką odgrywają zimne i termojądrowe procesy w pochodzeniu pierwiastków chemicznych.

Doświadczenia laboratoryjne z zakresu kierowanych reakcji termojądrowych wykazały, że daleko łatwiej jest otrzymać reakcję jądrową pochodzącą od zimnego przyspieszania niż właściwą reakcję termojądrową. Wynik ten może mieć swoją analogię w teorii o pochodzeniu pierwiastków.

ZAKOŃCZENIE

Widzimy, że możliwe jest wyjaśnienie tworzenia się wszystkich pierwiastków chemicznych z wodoru za pośrednictwem procesów, które jakościowo nie odróżniają się od procesów zachodzących obecnie w znanych nam gwiazdach. Jest to oczywiście duży krok naprzód w porównaniu z teoriami operującymi dowolnymi hipotezami o przedgwiazdowym stanie materii. Jest jeszcze szereg trudności i zagadnień nierozstrzygniętych. Nie można powiedzieć o pochodzeniu pierwotnego wodoru. Nie jest w pełni jasny los gwiazd po zakończeniu wszystkich procesów jądrowych. Ta-

kimi „trupami“ gwiazd są białe karły. Nie jest wykazane, że liczba ich jest dostatecznie duża.

Dobrym sprawdzeniem teorii ciągłego tworzenia się pierwiastków powinno być porównanie składu chemicznego starych i nowych gwiazd. Ustalono, że w gwiazdach sferycznej składowej jest znacznie mniej ciężkich pierwiastków niż w gwiazdach płaskiej składowej. Porównanie składu chemicznego starych i nowych gwiazd składowej płaskiej nie daje tak jednoznacznych wyników. Dla wielu astrofizyków fakt ten jest podstawą do przypuszczania, że we wcześniejszych stadiach rozwoju Galaktyki procesy syntezy jąder były jakościowo takie same, ale zachodziły bardziej intensywnie.

Nie można uważać za ostatecznie rozstrzygnięte zagadnienia jamy skandowej, żelaznego maximum, pochodzenia deuteru, litu, berylu i baru oraz jąder „pominiętych“.

Wszystkie te zagadnienia wymagają dalszego rozwinięcia i ugruntowania teorii. Ważne jest tutaj to, że teoria o pochodzeniu pierwiastków została powiązana z danymi obserwacyjnej astrofizyki i teorią ewolucji gwiazd. Teoria zaczyna wiązać procesy tworzenia się pierwiastków z określonymi stadiami ewolucji gwiazd i z konkretnymi, realnie obserwowanymi typami gwiazd.

Saturnin Borowiec

NIEKTÓRE ZAGADNIENIA PALEOPEDOLOGII I PEDOGENEZY W ŚWIELE NOWYCH DANYCH

Postępujący rozwój nauk przyrodniczych, takich jak geologia, paleobotanika, paleoklimatologia, archeologia, doskonalenie metod badawczych, umożliwiających coraz ściślejsze datowanie minionych okresów (analizy pyłkowe, metoda C^{14}) oraz zastosowanie mikromorfologicznej metody badań (K u b i e n a 1938, O s m o n d 1958) stworzyły szersze możliwości dla badań paleopedologicznych (O s m o n d 1956) i pedogenetycznych, stanowiących ponadto uzupełnienie i potwierdzenie wyników osiągniętych przez wymienione wyżej dyscypliny.

Nie zatrzymując się nad stosunkowo powolnym i słabo zaznaczającym się rozwojem gleb w dawniejszych erach, przedstawionym w ogólnym zarysie przez K u b i e n ę (1948), G i e r a s i m o w a (1951), S t r z e m s k i e g o (1955), poświęćmy nieco uwagi niektórym zagadnieniom ewolucji i genezy gleb tzw. kenochtonu (obejmuje kenofit bez holocenu) oraz antropochtonu (obejmuje holocen) zgodnie z terminologią proponowaną przez Strzemskiego (1955).

Najstarszymi glebami kopalnymi znanymi w zachodniej Europie są o ile nam wiadomo, gleby trzeciorzędowe. D a l r y m p l e (1958) podaje, iż wiele przekrojów archeologicznych z okresu pleistocenńskiego zawiera materiał glebowy reliktowy pochodzenia koluwialnego jak np. czerwona glina (rotlehm), *terra fusca* itp. (w pracy swej Dalrymple (1958) wymienia sześć profilów z czerwoną gliną (rotlehm) i jeden z *terra fusca*). Ponieważ taka budowa mikromorfologiczna gleby jest obserwowana obecnie *in situ* tylko w glebach tropikalnych, te poziomy gleb kopalnych mogły wytworzyć się z wietrzejących utworów tylko przed pierwszym zlodowaceniem, mianowicie w trzeciorzędzie, przy czym często możliwe jest stwierdzenie z których utworów wytworzyła się czerwona glina czy też *terra fusca*, np. z utworów pliocenskich, wapieni dewońskich itp.

Interesujący profil zdegradowanej gleby z Cabo Negro w hiszpańskim Marokku, zawierający *in situ* materiał archeologiczny mousteriański i górno-paleolityczny opisał Z e u n e r (1954). Wspomniany profil glebowy rozwinięty na ghejsie składał się w górnej części z południowej gleby brunatnej (meridional braunerde), w niższej — z czerwonej gliny. Ponieważ na podstawie danych archeologicznych czerwona glina została odniesiona do pierwszego interstadiału ostatniego zlodowacenia, a południowa gleba brunatna do postglacjału, w profilu tym znalazły od-

bicie zmiany klimatyczne, przy czym z danych tych wynikałoby iż w Cabo Negro klimat w interstadiale był cieplejszy niż obecnie.

Badanie kopalnych gleb na utworach lessowych w niektórych terenach leżących poza zasięgiem lodowca: w okręgu reńsko-meńskim (S c h ö n h a l s 1950), w środkowych Niemczech (S c h ö n h a l s 1945, 1951) oraz w północnych Czechach i Morawach (P e l i s e k 1938, 1939, 1940, Z e b e r a 1943) wykazało znaczne różnice w tworzeniu się typów gleb w interglacjale Riss-Würm oraz w okresie interstadiałów Würm.

W interglacjale na wspomnianym wyżej obszarze tworzyły się czarnoziemy, wśród których można wyodrębnić (S c h ö n h a l s 1955) następujące trzy grupy:

- 1) czarnoziemy węglanowe o normalnym profilu A/C,
- 2) czarnoziemy zdegradowane o profilu A/B/C,
- 3) czarnoziemy zbielicowane o profilu $A_1/A_2/B/C$.

Zgodnie z przeprowadzonymi dotychczas badaniami (S c h ö n h a l s 1955) czarnoziemy pierwszej grupy występują w niektórych rejonach Rheinhessen, Rheingau i środkowych Niemiec, umiarkowanie i silnie zdegradowane — w południowym Wetterau, a głównie na terenie północnych Czech i Moraw, zbielicowane — tylko w północnym Wetterau.

Wynika z tego, że czarnoziemy ostatniego interglacjału występują na tych obszarach, na których spotyka się je również obecnie, aczkolwiek miejscami na małych lub wręcz znikomych powierzchniach, gdyż obecnie najbardziej rozpowszechnionymi glebami w tych rejonach są gleby brunatne, w mniejszym stopniu nierozwinięte gleby słabo-próchnicze.

W okresie ostatniego interglacjału, podobnie jak i obecnie najsuchszymi rejonami w Niemczech były Rheinhessen, niecka centralnej Turynгии oraz rejon Magdeburg, Halle o czym świadczy fakt, że degradacja czarnoziemiu nie miała miejsca zupełnie lub była bardzo słaba.

Zachowane tu kopalne czarnoziemy wskazują swą słabą degradacją lub jej brakiem, że klimat ostatniego interglacjału był cieplejszy niż okresu polodowcowego, co potwierdzają zresztą liczne dane analiz pyłkowych (B ü d e l 1950).

Silniejsza degradacja czarnoziemów w innych okręgach i na obszarach wymienionych obszarów świadczy prawdopodobnie o przenikaniu na nie lasów, w wilgotniejszych fazach interglacjału.

Należy przy tym pamiętać, że jeżeli przy omawianiu gleb ostatniego interglacjału wymienia się na wspomnianym wyżej obszarze tylko czarnoziemy, to nie znaczy, że charakterystycznymi dla tego okresu były tylko czarnoziemy. Należy bowiem mieć na uwadze, że powyższe dane odnosiły się tylko do stosunkowo nisko leżących suchych obszarów lessowych, natomiast w przylegających do nich wilgotniejszych i wyżej leżących rejonach prawdopodobnie tworzyły się nie czarnoziemy lecz gleby uboższe w próchnicę i zasady, a być może również bielcowe i oglejone.

W okresie interstadiałów Würm wyróżnić można także kilka typów glebowych, tworzących pięć grup:

- 1) gleby nierozwinięte — węglanowe, słabo i płytko wylugowane,
- 2) gleby brunatne słabo rozwinięte, słabo węglanowe, silniej i głębiej wylugowane (do 0,8 m),

- 3) gleby brunatne, bezwęglanowe, głęboko wylugowane (więcej niż 1 m),
- 4) gleby bielcowe,
- 5) gleby oglejone.

Rozmieszczenie tych gleb przedstawia się następująco.

Pierwsza grupa występowała głównie w dolnej Hesji, rzadziej w obszarze Renu i Menu, gleby brunatne o różnym stopniu rozwoju charakterystyczne były dla okręgu reńskiego i północnej Hesji, gleby oglejone dla przedgórza Vogelsbergu, gleby bielcowe — dla północnych Czech.

Z przedstawionych danych wynika, że rozmieszczenie typów gleb w interglacjale Riss — Würm oraz w okresie stadiałów zlodowacenia Würm było uwarunkowane klimatycznie. Pionowe następstwo typów glebowych w wszystkich znanych dotychczas z środkowych Niemiec i północnych Czech i Moraw przekrojach wskazuje, że klimat interstadiałów był bardziej chłodny i wilgotny niż klimat ostatniego interglacjału, co potwierdza również szereg obserwacji z innych dziedzin. Ponieważ klimat w poszczególnych okresach nie był wszędzie jednakowy, nie wszędzie powstawały w tym samym okresie gleby tego samego typu, nawet jeżeli skały macierzyste były zupełnie jednakowe, gdyż typ gleby zależy i od innych czynników glebotwórczych jak roślinność, stopień uwilgotnienia, konfiguracja reliefu itp. Nie można więc przypisywać poszczególnym okresom jakiegos tylko jednego typu glebowego.

Badania D a l r y m p l e (1958) dotyczące współczesnych i kopalnych poziomów glebowych z stanowisk lessowych w południowo-wschodniej Anglii, północnej Francji i północnych Niemczech, przeprowadzone metodą mikromorfologiczną wskazały na szereg danych dotyczących gleb przemrywanych (sol-lessive). Wspomniany autor stwierdził szeroko rozpowszechnioną obecność gleb brunatnych z cechami gleb przemrywanych (sol-lessive) w glebach interglacjału i interstadiału, która sugeruje iż warunki klimatyczne łagodnej fazy pleistocenu nie mogły znacznie różnić się na tym obszarze od siebie, przy czym budowa gleby brunatnej z cechami sol-lessive wykazuje większe podobieństwo z szaro-brunatnymi glebami bielcowymi (grey brown podzolics soils) niż glebami brunatnymi leśnymi (brown-forest soils). W wielu stanowiskach lessowych cechy gleb lessive są bardziej zaznaczone w budowie gleb kopalnych niż w glebach *in situ*, co zdaniem autora odzwierciedla mniejsze różnice klimatyczne w postglacjale w porównaniu z łagodnymi fazami pleistocenu.

Bardzo interesująco przedstawia się zagadnienie intensywności procesów bielcowania w późnym glacijskim i postglacijskim.

Na możliwość rozwoju procesu bielcowania już w późnym glacijskim, podczas Allerödu, wskazują stwierdzone przez G r o s s a (1937) w kilku miejscach w byłych Prusach Wschodnich fakty powierzchniowego odwapnienia substratu glebowego (najczęściej iłu późnoglacijskiego), znajdującego się pod butwiną ówczesnych lasów z dominacją sosny.

Istnieją również obserwacje z północno-zachodnich Niemiec, potwierdzające, że w starszym okresie postglacjału, mianowicie w preboreale i boreale, a więc w okresach których dominowała sosna miało miejsce bielcowanie, ujawniające się w postaci wyraźnie morfologicznie zaznaczonych poziomów eluwialnych i iluwialnych. Jak wynika z prac H o y-

ningen-Huene (1954) Hamblocha (1958), Hollsteina (1959), na terenie północno-zachodnich Niemiec stosunkowo często spotyka się na dnie torfowisk profile gleb bielcowych wytworzonych z piasku dyluwialnego. Oznaczenie wieku najniższej warstwy torfowej przy pomocy analizy pyłkowej umożliwia określenie górnej granicy czasu tworzenia się gleby leżącej pod tą warstwą. Jak wynika z cytowanych danych zamyka się ona w granicach 6—4,5 tys. p.n.e., a więc tworzenie się profilów bielcowych można by odnieść do okresu preborealnego i borealnego (dominacja sosny).

Najwięcej danych dotyczących procesu bielcowania w późniejszych okresach dostarczają tereny pn.-zach. Niemiec, w szczególności Lüneburger Heide i Szlezwig-Holsztyn oraz obszar wydm nadmorskich mierzei kurońskiej.

Jak wynika z prac Kolumbe (1925), Zotta (1930), Schwantesa (1939) i innych na terenie pn.-zach. Niemiec wielokrotnie obserwowano wyraźne profile gleb bielcowych wytworzone przed neolitem lub bronzem o czym świadczą stojące na nich grobowce z tych epok.

Interesujące są również wyniki badań gleb wydmy mierzei kurońskiej przeprowadzone przez Keita i Mothesa (1942) oraz Paula (1944). Wyróżnili oni w obrębie badanych wydmy cztery główne stare gleby bielcowe leśne, tworzące piętra pochodzące z różnych okresów. Wyniki analiz pyłkowych oraz przynależności gatunkowej węgla drzewnego z leżącej najgłębiej gleby bielcowej leśnej ujawniły iż gleby te pokrywał, zgodnie z ówczesnym klimatem, mieszany las dębowy. Później, jak podaje Paul (1944), mierzeja kurońska powstała około 4 tys. lat p.n.e., a na najgłębszej glebie znajdowano również ceramikę neolityczną z lat 2 000—1 500 p.n.e., tworzenie się najniższej gleby zamyka się w tym okresie.

Wyniki analiz pyłkowych i przynależności gatunkowej węgla drzewnego gleb kopalnych leżących wyżej, a więc tworzących się po latach 2 000—1 500 p.n.e., wskazują na zdecydowaną dominację sosny.

Jak wynika z pracy Paula (1944) profile wspomnianych gleb kopalnych wskazują na różny stopień ich zbielcowania, przy czym badania poszczególnych gleb przeprowadzone na znacznej długości wykazały, że w najwyższej kopalnej glebie leśnej występują gleby silnie i średnio zbielcowane, podczas gdy gleby leżące głębiej wykazują wszystkie przejścia od najsłabszego do najsilniejszego zbielcowania, co przypuszczalnie było związane z różną ekspozycją i uwarunkowaniem przez nią składem gatunkowym roślinności runa, wpływającego na intensywność procesu bielcowania. Należy podkreślić, że u nasady mierzei kurońskiej, starszej od właściwej mierzei na terenie pozbawionym wydmy i znajdującym się od tysiącleci pod lasem, występują gleby szczególnie silnie zbielcowane.

Wspomniany już Hambloch (1958) badając w pn. zach. Niemczech okres tworzenia się gleb bielcowych (Eisenhumuspodsolen) na utworach piaszczystych, głównie na wydmach śródlądowych, doszedł do wniosku, że w utworach holocenicznych obserwuje się zbielcowanie średnie do silnego oraz silne tworzenie się orsztyków przy czym okres tworzenia się

ich nie przekracza 3 000 lat. Zdaniem Hamblocha (1958) nieprawdopodobnym jest przypuszczenie, że profile tego samego rodzaju w piaskach dyluwialnych wymagały do swego rozwoju znacznie dłuższego czasu.

Podobny pogląd wyraża R e u t e r (1959), który tłumaczy fakty słabego zbielicowania starych piaszczystych moren oraz silnego zbielicowania młodszych piasków wydmyowych, jak również silnego przemycia (Lessivierung) gliniastych moren — czynnikami klimatyczno-historycznymi. Reuter przypuszcza, że w ciepłym okresie polodowcowym istniały warunki sprzyjające przede wszystkim procesowi przemycia bez współudziału kwaśnej materii organicznej (Lessivierung), a nie procesowi bielicowania zachodzącemu przy udziale kwasów organicznych; typowym natomiast okresem bielicowania był okres subatlantycki. W związku z tym piaszczyste moreny ulegałyby przez dłuższy czas procesom przemycia (Lessivierung), które doprowadziły do głębokiego odwapnienia — podczas gdy wtórne bielicowanie ma miejsce od 2—3 tys. lat.

Potwierdzeniem intensywniejszego postępu procesów bielicowania po okresie atlantyckim są również dane przytoczone przez P r o u d f o o t a (1958) z północnej Irlandii, gdzie obserwował on profile glebowe podwijnie zbielicowane, przy czym znaleziska neolityczne oraz datowanie przy pomocy C^{14} , umożliwiły stwierdzenie, że w latach 7 000—3 000 (2 500) p.n.e. miał miejsce okres stopniowego odwapniania górnej części gleby oraz umiarkowanego bielicowania, połączony ze stopniową akumulacją żelaza w stosunkowo szerokiej strefie, natomiast po latach 3 000—2 500 p.n.e. nastąpiło zupełne odwapnienie górnej części profilu oraz okres intensywniejszego bielicowania połączony z szczególnie wyraźnie zaznaczoną akumulacją żelaza w postaci wąskiego poziomu iluwialnego.

Do niezwykle interesujących zagadnień należy pochodzenie i wiek czarnoziemów środkowej i wschodniej Europy oraz czarnych ziem Polski (S t r z e m s k i 1955b).

Nowszą pracą dotyczącą wieku czarnoziemów i stepów środkowej i wschodniej Europy jest praca W i l h e l m y (1950). Autor ten przeprowadza w swej pracy dowód przy pomocy argumentów gleboznawczych, prehistorycznych paleoklimatologicznych, paleobiologicznych i geomorfologicznych, że czarnoziemny obszar środkowo-niemiecki pokrywały bezleśne zespoły trawiaste od końca późnego glacjału, wschodnio-europejski zaś od okresu zlodowacenia Würm i częściowo zlodowacenia Riss.

W każdym razie stwierdzenie przez S c h w a r z a (1948) w rejonie Magdeburg-Halle, że jamy mieszkalne z okresu ceramiki wstęgowej wypełnione były właściwym czarnoziemem, wskazuje iż istniał on tam już przed neolitem (3 000—1 800 p.n.e.) ponieważ przed neolitem, w środkowym i późnym mezolicie, czyli w starszym okresie atlantyckim (5 500—4 000 p.n.e.), przede wszystkim w boreale (6 800—5 500 p.n.e), klimat był suchy i prawdopodobnie cieplejszy niż w neolicie. Wilhelmy (1950) stwierdza, że nic nie stoi na przeszkodzie wnioskowi, iż środkowoniemieckie stepy istniały również w tym okresie (podobny pogląd wyraża L a a t s c h 1957). Za właściwy jednak okres tworzenia się stepów w Europie środkowej uważa on „późnoglacyjny okres wydmyowy“ P o s e r a (1948), odpowiadający starszej tundrze dryasowej, przy czym kieruje się stwierdzeniem przez G r o s s a (1943) i F i r b a s a (1949) wzrostem ilości pyl-

ków Artemisja w okresie starszej i młodszej tundry dryasowej, wskazującym na obecność roślinności stepowej.

Osobne zagadnienie stanowi geneza tzw. czarnych ziem, wyodrębnianych w Polsce. W odróżnieniu bowiem od czarnoziemów powstałych przy udziale roślinności łąkowo-stepowej, genezę czarnych ziem wiąże się głównie z glebami bagiennymi lub nadmiernie wilgotnymi, aczkolwiek mogą one również występować na płaskowyżach (M u s i e r o w i c z 1958).

Istnieją jednak obszary jak np. Kujawy odnośnie których istnieją różnice poglądów na temat „stepowego” (H o h e n s t e i n 1919, G e i s l e r 1922, M a a s 1928) lub „bagiennego” (S c h ü t z e 1912, J e n t s c h 1912, G a l o n 1926, M i k l a s z e w s k i 1930, T e r l i k o w s k i 1934, 1937), względnie „próchniczo-glebowego i łąkowo-błotnego” (T o m a s z e w s k i 1952) pochodzenia gleb. Ponieważ w minionych okresach, jak na to wskazuje szereg danych w związku z zmianami klimatycznymi mogły zmieniać się znacznie stosunki wilgotnościowe, nie jest wykluczone iż towarzyszyły im zmiany w szacie roślinnej.

T h o m s o n (1946), badając na Kujawach stosunek pyłków lasu mieszanego dębowego do pyłków sosny, przy równoczesnym uwzględnieniu stosunków glebowych, doszedł do wniosku, na podstawie silnej przewagi pyłków sosny w okresie atlantyckim w porównaniu z okresem subatlantyckim, że na nieodwapnionej wówczas morenie dennej Kujaw występowała roślinność stepowa, natomiast lasy dębowo-grabowe rozprzestrzeniły się na tym obszarze dopiero w okresie subatlantyckim. Wysoki poziom wody gruntowej, obserwowany na Kujawach obecnie, jest zdaniem Thomsona (1942) zjawiskiem wtórnym, związanym z całkowitym wylesieniem i zwiększeniem ilości opadów w okresie subatlantyckim. Świadczą o tym również znane z terenu Kujaw osady prehistoryczne i warstwy torfowe znajdujące się poniżej poziomu obecnych jezior. Thomson (1942) stwierdził znacznie niższy poziom wody wielu jezior podczas ciepłego okresu postglacjalnego. Zdaniem tego autora w okresie borealnym ilość opadów musiała być jeszcze mniejsza i w związku z tym panował tam klimat stepowy, który musi wchodzić w rachubę jako jeden z czynników powstawania tych gleb.

Również istotne różnice ujawniają się w poglądach na genezę gleb wytworzonych z utworów pyrzyckiego, pleistocénskiego zastoiska wodnego.

Pogląd iż mamy tu do czynienia z glebami „stepowymi” reprezentowali H o h e n s t e i n (1919), M u e c k e n h a u s e n (1936), B ü l o w (1934, 1936), S t r e m m e (1930). Gleby te były również określane jako stepopodobne brunatne gleby leśne (H o y n i n g e n - H u e n e 1930), S t r e m m e 1937). Wreszcie gleboznawcy polscy (M i e c z y Ń s k i 1947, T e r l i k o w s k i i K w i n i c h i d z e 1950, M u s i e r o w i c z 1958) określają je jako czarne ziemie pochodzenia bagiennego.

Porównanie wyników analiz pyłkowych, danych archeologicznych, stosunków hydrologicznych w jeziorach Miedwie i Płoń, źródeł historycz-

nych, fizjografii terenu itp.¹ pozwala na stwierdzenie, że gleby występujące na tym obszarze nie są genetycznie jednorodne. Wyróżnić można w ich obrębie: a. czarne ziemie najmłodsze kształtujące się pod wpływem roślinności łąkowej („pobagiennie“), b. czarne ziemie starsze, których geneza wiąże się z lasami dębowymi mieszanymi okresu atlantyckiego i subborealnego, c. czarne ziemie, w obrębie których nie zaznacza się wpływ wód wgłębnych, a których genezę można wiązać z roślinnością stepopodobną (stepowatą) d. gleby brunatne w najwyższej położonych elementach reliefu.

W zakończeniu artykułu należy stwierdzić, iż przytoczone wyżej przykłady świadczą w sposób dobitny jak wiele korzyści przynosi paleopedologii i pedogenezie dalszy rozwój wymienionych na wstępie dyscyplin naukowych oraz współpraca z nimi.

¹ Szczegóły w pracy: S. Borowiec *Zagadnienie genezy gleb wytworzonych z utworów pyrzyckiego, pleistocenijskiego zastoiska wodnego w świetle dotychczasowych danych*, znajdującej się w druku w Zeszytach Naukowych W.S.R. w Szczecinie.

Czesław Koźmiński, Wojciech Żak

OPADY GRADOWE I MOŻLIWOŚCI WALKI Z NIMI

W okresie wiosenno-letnim częstym zjawiskiem atmosferycznym są opady gradowe, które niejednokrotnie wyrządzają olbrzymie szkody, zwłaszcza w rolnictwie. Stąd często w starych rocznikach i różnych notatkach spotykamy zapiski o katastrofalnych szkodach w rolnictwie, spowodowanych przez burze gradowe.

Na terenie Polski katastrofalne opady gradowe, obejmujące swym zasięgiem 80 i więcej sąsiednich miejscowości (lub kilka powiatów), obserwujemy średnio rocznie w ilości od 1—2 wypadków. Natomiast gradobię bardzo dużych, obejmujących swym zasięgiem od 40 do 80 sąsiednich miejscowości, obserwujemy średnio rocznie od 4—6 wypadków. Zarówno gradobicia katastrofalne jak i bardzo duże najczęściej obserwujemy na terenach województw: kieleckiego, lubelskiego, krakowskiego i łódzkiego (mapa I).

Na tych właśnie terenach zaczęły powstawać w drugiej połowie XIX wieku pierwsze Towarzystwa Ubezpieczeniowe, prowadzące m.in. ubezpieczenia przed szkodami gradowymi w rolnictwie. Najbardziej ożywioną działalność wykazywało Towarzystwo Wzajemnych Ubezpieczeń w Krakowie, które swym zasięgiem obejmowało prawie całą dawną Galicję. Stąd pierwsze opracowania gradów w Polsce ograniczały się do terenu Galicji i były oparte na materiałach tegoż Towarzystwa, względnie na publikacjach Komisji Fizjograficznej AU w Krakowie. W okresie międzywojennym powstał Powszechny Zakład Ubezpieczeń Wzajemnych, który prowadził m.in. dobrowolne ubezpieczenie się przed szkodami gradowymi w rolnictwie. Zasada dobrowolności miała niestety tę ujemną stronę, że nie objęła wszystkich miejscowości w Polsce, a przez to zebrane materiały o opadach gradowych nie były kompletne. Po drugiej wojnie, w wyniku uchwał poszczególnych Wojewódzkich Rad Narodowych, a potem i Rządu, wprowadzono powszechny obowiązek ubezpieczenia się przed szkodami gradowymi na terenie całego kraju. Pozwala to na zebranie wszechstronnych materiałów dotyczących częstotliwości opadów gradowych i wyrządzonych przez nie szkód w rolnictwie na terenie Polski.

Jak wskazuje tabela 1, PZUW wypłacił w okresie lat 1951—1957: 360 556 134 zł rolnikom tytułem odszkodowań za szkody wyrządzone przez opady gradowe w zbożach, co daje średnio rocznie około 51 508 019 zł. Niemniej wysokie sumy wypłaca PZUW rolnikom za szkody wyrządzone przez grad w uprawie tytoniu — ok. 25 000 000 zł średnio rocznie. Jeśli do powyższych sum dodamy odszkodowania wypłacone za

szkody wyrządzone przez zgrad w ogrodnictwie, sadownictwie, względnie w uprawach różnych roślin przemysłowych, to wówczas okaże się, iż PZUW w omawianym okresie wypłaciło średnio rocznie ok. 80–85 mil. złotych. Według tabeli 1, największe sumy wypłacono rolnikom z województw: kieleckiego, warszawskiego, lubelskiego, krakowskiego i poznańskiego — łącznie: 195 521 859 zł (co daje ok. 54% ogólnej sumy wypłaconych odszkodowań dla całej Polski).

Tabela 1

Zestawienie sum wypłaconych odszkodowań za straty wyrządzone przez grad, wg danych PZUW, za lata 1951—57

Oddział wojewódzki	Rodzaj ubezpieczenia	Ilość szkód	Suma w zł
Szczeciński	rolne	17,137	7,599,569
Koszaliński	„	10,505	6.714,716
Gdański	„	5,865	4.784,404
Olsztyński	„	23,200	12.188,806
Białostocki	„	40,344	24.522,025
Zielonogórski	„	22,253	9.178,230
Poznański	„	35,034	30.132,597
Bydgoski	„	14,845	12.182,191
Warszawski	„	68,720	42.858,425
Lubelski	„	72,678	36.845,811
Kielecki	„	89,811	54.152,692
Łódzki	„	33,495	14.949,602
Wrocławski	„	26,901	21.547,652
Opolski	„	17,942	16.285,452
Katowicki	„	43,762	15.640,158
Krakowski	„	117,547	31.532,334
Rzeszowski	„	65,750	19.441,470
Ogółem	rolne	705,789	360.556,134

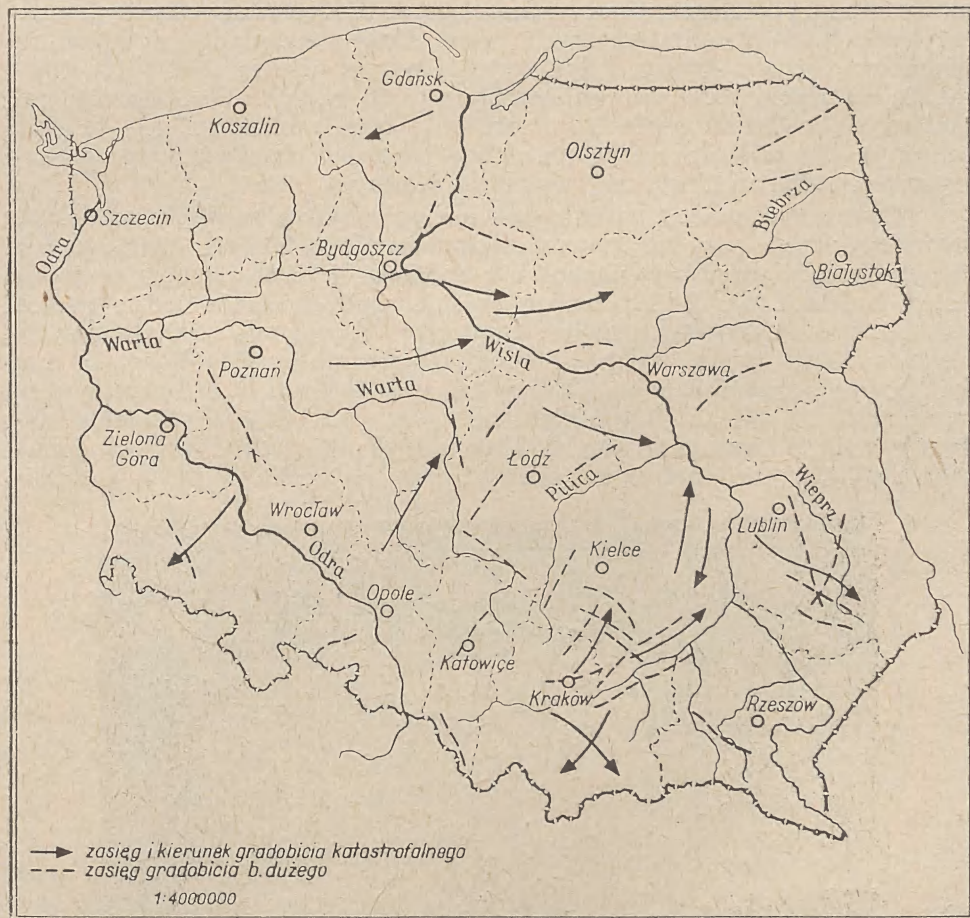
Porównanie powyżej opisywanej tabeli 1 z załączonym rys. 1 oraz inne przeprowadzone badania pozwalają stwierdzić, iż na terenie województw: kieleckiego, warszawskiego, lubelskiego i krakowskiego występują stosunkowo wyraźne szlaki gradowe.

Znajomość zasięgu tych szlaków gradowych, a następnie częstotliwości opadów gradowych i wyrządzonych przez nie szkód w rolnictwie na danym szlaku, pozwoliłaby w przyszłości zapoczątkować zorganizowanie skutecznej obrony przeciwko chmurom gradowym.

W ostatnich kilku latach prowadzone są w szeregu krajów skuteczne badania nad zjawiskiem powstawania chmur gradowych i ich rozładowywania. Dotychczas opracowano kilka metod walki z chmurami gradowymi, dających w większości wypadków pozytywne wyniki.

Początki obrony przeciwgradowej sięgają XVIII wieku, zwłaszcza po odkryciu przez B. Franklina ładunku elektrycznego chmur i wynalezieniu

piorunochronów. Odtąd zaczęto stosować na wzór piorunochronów — gradochrony, które miały za zadanie neutralizować ładunki elektryczne nagromadzone w chmurach, a przez to samo przeciwdziałać tworzeniu się gradzin. R. G u m i Ń s k i podaje w swej pracy, iż bardzo popularnym sposobem było tzw. strzelanie przeciwgradowe z moździerzy, które po raz pierwszy zastosował burmistrz Styrii w roku 1896. Również bez



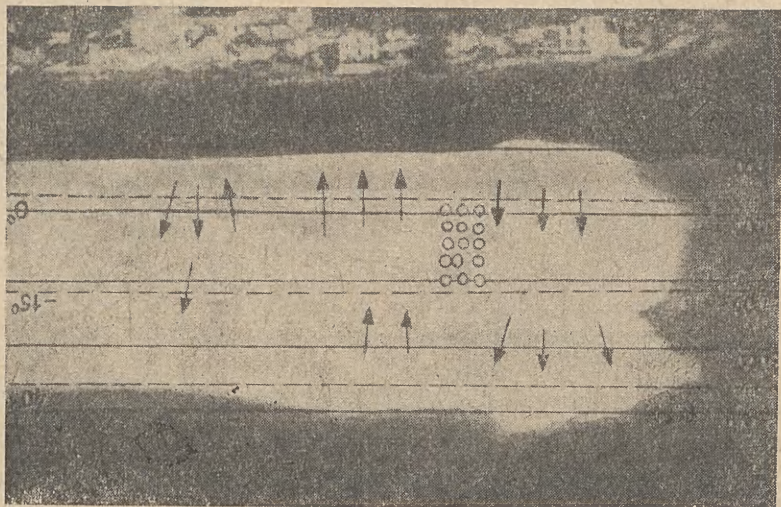
Rys. 1. Rozmieszczenie katastrofalnych i bardzo dużych gradobici na terenie Polski za lata 1946—1952

większych skutków okazało się wypuszczanie petard i bomb na chmury gradowe. W późniejszych latach skonstruowano szereg różnych aparatów (jak np. aparat prof. Rota, wykonany w 1903 r.) i specjalnych piorunochronów (np. piorunochron wykonany przez francuskich generałów: Negriera i Beauchampa w 1908 r.), którymi starano się zakłócić normalny bieg zjawisk elektrycznych w chmurach gradowych, przez wysyłanie np. fal elektromagnetycznych o odpowiedniej długości. W okresie powo-

jennym, dzięki wielu wynalazkom z dziedziny nauk fizycznych oraz najnowszym badaniom nad opadami gradowymi, walka z chmurami gradowymi staje się coraz bardziej skuteczna i ekonomiczna.

Pierwszym zorganizowanym na szeroką skalę systemem obrony przed gradem było zastosowanie w 1948 r. w większości departamentów południowo-zachodnich Francji metody tzw. „artylerii rolniczej“, sposobu, opartego na użyciu środków wybuchowych. Wyniki były różne, zdania na temat metody podzielone i raczej negatywne. Podobnie wyglądały rezultaty poczynań przeprowadzonych przez Rząd Szwajcarii na Równinie Magodino. System obrony, jedyny zresztą w tym okresie (1943—47), opierał się na użyciu dział, zorganizowanych w 50 baterii. Porównanie strat gradowych z okresu 1943—47 (z ochroną) oraz z okresu 1948—52 (bez ochrony), przeprowadzone na podstawie raportów Szwajcarskiego Towarzystwa Asekuracyjnego, nie wykazało istotnych różnic.

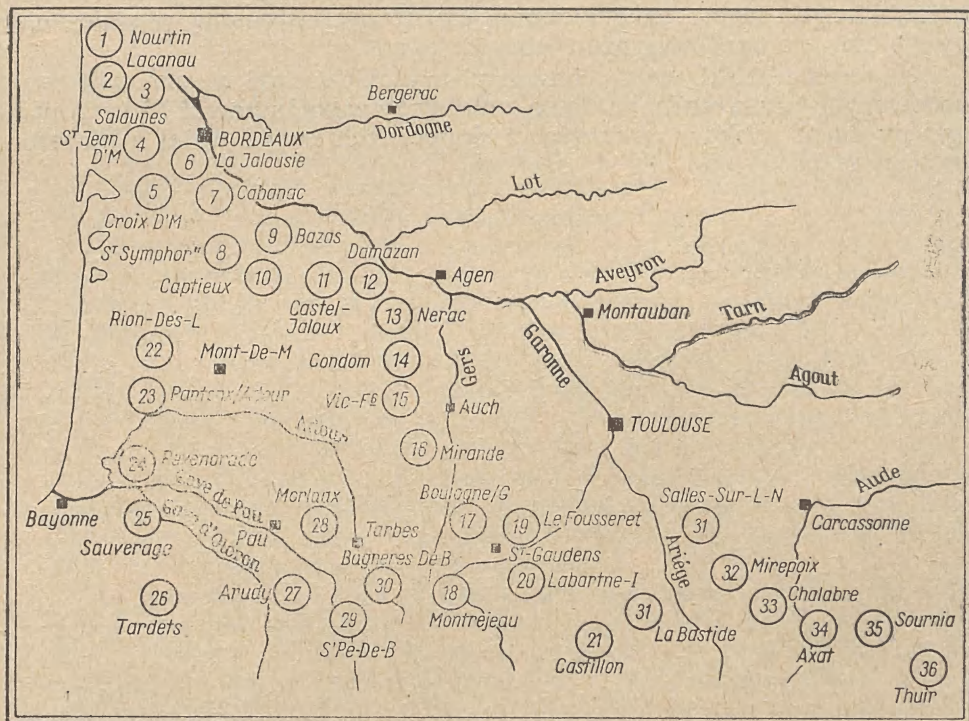
Nowoczesne metody walki z gradem polegają na niedopuszczeniu do tworzenia się go przy zastosowaniu odpowiednio dobranych środków chemicznych jako jąder krystalizacji lub kondensacji, dzięki czemu powstaje śnieg i deszcz. D. Brisebois opisuje wykorzystanie jodku srebra jako środka śniegotwórczego w chmurach, szczególnie typu Cumulo-nimbus, dzięki czemu unika się powstawania gradu. Zastosowanie tego środka pozostaje w związku z badaniami nad burzami w Pirenejach, prowadzonymi od roku 1949 pod kierownictwem prof. Dessens. Badania wykazały, że grad formuje się między 3 500 a 6 000 m (rys. 2) głównie w chmurach typu Cumulo-nimbus, na skutek braku naturalnych jąder krystalizacji



Rys. 2. Tworzenie się gradzin w chmurze Cumulo-nimbus, opisanej przez D. Brisebois

zacji w chmurze. Wprowadzenie jąder sztucznych, z których najaktywniejszymi okazały się kryształy jodku srebra, powoduje powstawanie płatów śniegu, które opadają, topniejąc przed upadkiem na ziemię. Na szerszą skalę zastosowano metodę z jodkiem srebra w czasie kampanii przeciw-

gradowej 1952/53 we Francji. Zainstalowano wówczas najpierw 19 a potem 40 stacji (rys. 3) rozsiewania jodku wzdłuż Wybrzeża Atlantyckiego i Pirenejów, oraz częściowo w głębi tej strefy. Rozsiewanie prowadzono paląc zwykłe ognisko o przerywanej wentylacji z węgla drzewnego, nasyconego do 2% jodkiem srebra; powstające dymy zawierały kryształy jodku, które okazały się doskonałymi centrami krystalizacji. Wyniki doś-



Rys. 3. Rozmieszczenie stacji rozsiewania jodku srebra w okolicach Bordeaux i Toulouse w roku 1953

wiadczeń były na ogół pozytywne, z wyjątkiem wypadków, kiedy warunki rozsiewania jodku były utrudnione. Inną metodę, mającą daleko mniejsze praktyczne znaczenie niż metoda prof. Dessens, omawia E. Z i m m e r m a n n. Jest to metoda polegająca na wykropleniu pary wodnej już za ledwie powyżej 40% nasycenia, przy zastosowaniu ozonu lub nadtlenu wodoru w połączeniu z innymi substancjami, jak np. amoniak. Pomocny w tej metodzie okazał się również dodatek kwasów w niewielkiej ilości. Transport mieszaniny kondensującej odbywał się przy pomocy rakiet. Podczas głównego wybuchu rakiety otwierają się dysze rozpylaczy, u których — przy pomocy neutralnego gazu, np. azotu — zostaje we wstępujący prąd konwekcyjny rozpylany skroplony amoniak w takiej ilości, aby otrzymana mieszanina powietrze/amoniak nie zawierała więcej niż 1% objętościowy amoniaku; z drugiej dyszy wypływa ozon, z trzeciej 90% kwas octowy. W tych warunkach winny, zdaniem autorów, pojawić się łatwo

zwilżane jądra kondensacji o wielkości rzędu 10^{-5} — 10^{-6} cm na tworzenie się hexagonalnych jąder krystalizacji lub sublimacji, oraz winno nastąpić skroplenie, nawet nienasyconej pary wodnej, w postaci deszczu. Ważne jest wczesne rozpoczęcie akcji, gdyż w wypadku gdy jądra gradu już się wytworzyły, metoda zawodzi.

W zakończeniu tego artykułu należałoby stwierdzić, iż ciągle udoskonalanie opisanych powyżej metod walki z burzami gradowymi pozwoli w najbliższych latach na znalezienie skutecznych środków zapobiegania wyzwalaniu się opadów gradowych.

Na terenie Polski, wobec corocznych wysokich szkód w rolnictwie spowodowanych przez opady gradowe, należałoby zapoczątkować badania nad opracowaniem szlaków gradowych i skutecznych metod walki z burzami gradowymi.

ZJAZD CHEMIKÓW W NRF

W dniach 25—30 kwietnia br. odbył się w Stuttgarcie (NRF) wielki zjazd Towarzystwa Chemików Niemieckich.

Wzięło w nim udział około 2500 chemików. Można tu było spotkać prawie wszystkich najwybitniejszych chemików niemieckich, przede wszystkim z NRF, jak prof. dr Otto B a y e r — dyrektor naukowy zakładów Bayera w Leverkusen; słynny biochemik prof. dr Adolf B u t e n a n d t — laureat nagrody Nobla z 1939 r.; autor fundamentalnej monografii poświęconej podstawom teoretycznym chemii organicznej a także znanych podręczników chemii organicznej i nieorganicznej — prof. dr Walter H ü c k e l; jeden z twórców magnetochemii — prof. dr Wilhelm K l e m m; znany fizykochemik, a zwłaszcza zasłużony badacz katalizy — prof. dr Georg Maria S c h w a b; znakomity nieorganik prof. dr Egon W i b e r g — prezes Towarzystwa Chemików Niemieckich i przewodniczący zjazdu; wybitny technolog — prof. dr Karl W i n n a c k e r; znany badacz polimerów — prof. dr Karl Z i e g l e r. Przybyło też wielu chemików z NRD. Dla przykładu wymienimy nieorganików — prof. dra Arthura S i m o n a z Drezna oraz prof. dra Ericha T h i l o z Berlina — członka zagranicznego naszej Akademii i organika oraz biochemika — prof. dra Günthera D r e h f a l a z Jeny.

Mimo zasadniczych różnic politycznych obu części Niemiec, chemicy z tych dwóch państw utrzymują ściśle kontakty naukowe i osobiste. Np. jedno z trzech największych na świecie czasopism poświęconych dokumentacji referatowo-bibliograficznej z dziedziny chemii — *Chemisches Zentralblatt* jest wydawane wspólnie przez chemików z NRF i NRD. Pismo ukazuje się od 1830 r. Przez ostatnie 45 lat wydawał je prof. Maximilian P f l ü c k e. Ostatnio przeszedł on z powodu podeszłego wieku na emeryturę. Redactorem naczelnym został dr Kugen K l e v e r, który na jednym z posiedzeń plenarnych zjazdu wyjaśnił zasady, na jakich opiera się redagowane przez niego pismo, porównał je z amerykańskim *Chemical Abstracts* oraz radzieckim *Referatiwnyj żurnal* i omówił trudności wynikające ze stałego niesłychanego wzrostu liczby publikacji naukowych.

Na zjazd przybyło również sporo chemików z innych krajów, gdzie panuje język niemiecki, a więc z Austrii i niemieckiej Szwajcarii — głównie z Zurychu. Byli także inni zagraniczni uczestnicy zjazdu: z Anglii, Argentyny, Belgii, Danii, Francji, Holandii, Polski, Stanów Zjednoczonych Ameryki, Szwecji, Turcji, Węgier i Włoch. Z ramienia naszego kraju honorowym gościem Towarzystwa Chemików Niemieckich był autor niniejszej notatki, jako wiceprezes Polskiego Towarzystwa Chemicznego. Węgry były, prócz Polski, jedynym z krajów demokracji ludowej, które delegowały na zjazd swego przedstawiciela; był nim prof. Rezső B o g n á r z Debreczyna.

Charakterystyczny dla stosunków niemieckich był duży udział w zjeździe naukowym chemików z przemysłu. Między nauką a przemysłem istnieje w Niemczech ściśle powiązanie. Wiele wybitnych uczonych zajmuje kierownicze stanowiska w niemieckim przemyśle chemicznym z dużą dla niego korzyścią.

Posiedzenia plenarne odbywały się w olbrzymiej pięknej sali koncertowej.

Tam zorganizowano też specjalne uroczyste posiedzenie, poprzedzone zresztą koncertem. Posiedzenie zagał prezes prof. dr Egon W i b e r g. Następnie przemówienia powitalne wygłosili minister do spraw energii jądrowej i gospodarki wodnej NRF — chemik prof. dr Siegfried B a l k e, minister gospodarki Badenii-Wirtembergii — dr H. V e i t, nadburmistrz Stuttgartu — dr E. K l e t t, rektor politechniki w Stuttgartu — prof. dr Hellmut B r e d e r e c k, dyrektor Związku Przemysłu Chemicznego — dr Rudolf S c h m i d t, prof. dr Hans N o w o t n y z Wiednia w imieniu zagranicznych towarzystw naukowych, prof. dr K. M e y e r — przewodniczący Towarzystwa Chemicznego w NRD i prof. dr Adolf B u t e n a n d t w imieniu niemieckich towarzystw naukowych.

Po przemówieniach wręczono medale zasłużonym chemikom: medal Carla Duisberga otrzymał prof. dr Otto B a y e r, medal Liebiga — prof. dr Georg Maria S c h w a b, Emila Fischera — prof. dr Rudolf C r i e g e e, medal Adolfa von Bayera — trzy osoby: dr Fritz L i n d n e r, dr Heinrich R u s c h i g i dr Erich H a a k i wreszcie medal Josepha Königa wręczono Holendrowi prof. drowi Jan Frans R e i t h o w i z Utrechtu.

Na tymże posiedzeniu i kilku innych wygłoszono szereg odczytów plenarnych, z których kilka wymienimy. Dr Hermann K i e n i t z z Ludwigshafen omówił nowoczesne fizyczne metody analizy chemicznej. Prof. dr George P o r t e r z Sheffield (Anglia) zreferował zagadnienia fotolizy, tj. rozkładu pewnych substancji pod wpływem naswietlania. Niezmiernie ciekawy referat o witaminach przeciwkrwivczych wygłosił prof. dr Hans Herloff I n h o f f e n z Brunszwiku. Omówił on prace prowadzące do syntezy witaminy D₃, którą w 1936 r. prof. H. Brockmann wyodrębnił z oleju wątroby tuńczyka. Prof. dr E. B ü n n i n g z Tybingii omówił reakcje fotoperiodyczne u roślin i zwierząt, które reagują na pory roku na podstawie długości dnia. Prof. dr L. K ü c h l e r z Frankfurtu nad Menem przeanalizował metody produkcji (elektroliza, krystalizacja i wymiana izotopowa) i zastosowania ciężkiej wody.

Poza posiedzeniami plenarnymi odbywały się w audytoriach politechniki posiedzenia poszczególnych sekcji: chemii nieorganicznej, chemii organicznej, chemii teoretycznej i fizycznej, chemii analitycznej, elektrochemii stosowanej, półproduktów i barwników, chemii środków spożywczych. W bardzo małym stopniu reprezentowana była radiochemia.

Na całym zjeździe dominowała chemia organiczna: nie tylko w sekcji chemii organicznej, lecz i w innych sekcjach, nie wyłączając nawet sekcji chemii nieorganicznej. Łączna liczba referatów wygłoszonych na zjeździe wynosiła 173.

Organizacja zjazdu była niezmiernie sprawna. Organizatorzy postarali się ponadto, by nadać mu charakter bardzo wystawny. Urządzono szereg imprez towarzyskich i rozrywkowych oraz umożliwiono uczestnikom zwiedzenie kilku fabryk. Delegaci zagraniczni doznali bardzo gościnnego przyjęcia.

Józef Hurwic

Z DZIAŁALNOŚCI STAŁEGO KOMITETU KONFERENCJI PUGWASH

Stały Komitet Konferencji w Pugwash opublikował następujące sprawozdanie z 4 i 5-tej Konferencji Pugwash oraz plany dalszej działalności.

IV KONFERENCJA

Stały Komitet Pugwash zorganizował 4 Konferencję w Baden dla kontynuowania dyskusji na temat „Bezpieczeństwo świata a kontrola zbrojeń“, rozpoczętej na spotkaniu w Lac Beauport. Ilość uczestników ograniczono do 25, zaś główną uwagę zwrócono na swobodną, nieformalną dyskusję nad problemami wyścigu zbrojeń. Celem spotkania nie było osiągnięcie uzgodnienia poglądów ani wydanie oświadczenia. Konferencja w Baden stanowiła zdaniem jej uczestników dalszy krok naprzód ku szczeroci i owocności dyskusji. Prace przedstawione na spotkaniu w Baden przygotowano do rozesłania jako tom towarzyszący do zebranych referatów z Lac Beauport i Kitzbühel. Do prac Konferencji w Baden włączyli się specjalista w dziedzinie nauk politycznych Prof. Morton G r o d z i n s z Uniwersytetu w Chicago, psychoanalityk Dr Jerome F r a n k z Uniwersytetu Johna Hopkinsa, historyk wojskowości Prof. N. A. T a l e n s k i z Akademii Nauk ZSRR oraz prawnik i publicysta specjalizujący się w problemach rozbrojenia Jerome S p i n g a r z Waszyngtonu. Pozostalymi uczestnikami byli prof. prof. F.M.S. B l a c k e t t (Wielka Brytania), N. N. B o g o l i u b o w (ZSRR), Harrison B r o w n (USA), E. K. F i o d o r o w (ZSRR), Bernard T. F e l d (USA), R.S. L e g h o r n (USA), W.P. P a w l i c z e n k o (ZSRR), C.F. P o w e l l (Wielka Brytania), E. R a b i n o w i t c h (USA), Roger R e v e l l e (USA), J. R o t b l a t (Wielka Brytania), N.M. S i s s a k i a n (ZSRR), Leo S z i l a r d (USA), Hans T h i r r i n g (Austria), A.P. W i n o g r a d o w (ZSRR), Robert W a t s o n - W a t t (Kanada), Victor W e i s s k o p f (USA), Jerome W i e s n e r, E. W i g n e r (USA), i C z u - P e j Y u a n (ChRL). Prof. prof. B e n t l e y (USA), A. W. T o p c z y j e w (ZSRR), L. I n f e l d (Polska), P. C. M a h a l a n o b i s (Indie) nie mogli wziąć udziału w spotkaniu ze względu na chorobę oraz przeszkody wynikłe w ostatniej chwili.

V KONFERENCJA

Stały Komitet urzeczywistnił zalecenie Konferencji w Kitzbühel, aby doprowadzić do spotkania biologów i biochemików na którym przedyskutowane zostały niebezpieczeństwa wojny biologicznej i chemicznej. Konferencja taka odbyła się w Pugwash Nowa Szkocja w dniach 24–30 sierpnia 1959. Sprawozdanie z Konferencji udostępniiono prasie i przesłano wszystkim poprzednim uczestnikom konferencji Pugwash.

W spotkaniu tym wzięli udział specjaliści z 8 krajów: prof. prof. Brock C h i s h o l m, Claude E. D o l m a n, Donald K e r r, i Robert W a t s o n W a t t z Kanady; P r e v e n v o n M a g n u s z Danii; Andre L w o f f i P i e r r e T h i b a u l t z Francji; M. L. A h u j a z Indii; Michał M. D u b i n i n, Aleksander A. I m s z e n i e c k i, Włodzimierz P. P a w l i c z e n k o, i A. S. S m o r o d i n c e w z ZSRR; Sven G a r d z e Szwecji; F. C. B a w d e n, Partica J. L i n d o p, Gordon M a n l e y, Joseph R o t b l a t, oraz M. G. P. S t o k e r z Zjednoczonego Królestwa; B e n t l e y G l a s s, Charles H i g g i n s, Martin K a p l a n, Chauncey D. L e a k e, Hugo M u e n c h, Alexander R i c h, i Theodore R o s e b u r y ze Stanów Zjednoczonych. Dr R a b i n o w i t c h uczestniczył w spotkaniu przez trzy ostatnie dni. Zbiór przedstawionych referatów rozesłano wszystkim uczestnikom oraz uczestnikom poprzednich konferencji.

PLANY DALSZYCH KONFERENCJI

W Baden zaproponowano, aby następna konferencja na temat „Bezpieczeństwa światowego oraz kontroli zbrojeń“ odbyła się w Europie Wschodniej. Radzieccy członkowie Stałego Komitetu wyrazili zgodę na zajęcie się zorganizowaniem takiej Konferencji.

Innym problemem który budził duże zainteresowanie w Kitzbühel była współpraca uczonych reprezentujących wszystkie części świata w sprawie krajów zapóźnionych w rozwoju technicznym. Zamierzano początkowo zwołać w Indiach w grudniu 1959 r. konferencję poświęconą temu zagadnieniu, jednakże w Baden zdecydowano odłożyć to spotkanie do grudnia 1960 roku, aby umożliwić lepsze przygotowanie. Program wyżej wymienionego spotkania jest obecnie przygotowywany przez Komitet uczonych w Indiach w skład którego wchodzi prof. prof. M a h a l a n o b i s, B h a b b a i K r i s h n a n oraz komitet przygotowawczy w USA z prof. prof. M. G r o d z i n s e m, H. B r o w n e m E. S t a l e y e m, E. S h i l s e m, A. W e i n b e r g i e m i E. R a b i n o w i t c h e m. W następnych stadiach przygotowań planowany jest udział uczonych z innych krajów.

Międzynarodowy Stały Komitet Pugwash wybrany został na pierwszym spotkaniu w składzie E. R a b i n o w i t c h, J. R o t b l a t, C. F. P o w e l l, D. S k o b i e l c y n. W Kitzbühel dokooptowano dalszych pięciu członków prof. prof. A. W. T o p c z y j e w a i E. K. F i o d o r o w a z ZSRR, V. W e i s s k o p f a i B. G l a s s a z USA i E. B u l l a r d a z W. Brytanii. Na konferencji w Baden prof. W e i s s k o p f poprosił o zwolnienie w związku z wyborem na prezesa Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego. Ustąpił również prof. B u l l a r d z uwagi na inne obowiązki. Komitet załatwi sprawę uzupełnienia składu na podstawie sugestii narodowych grup popierających. Zebrania stałego Komitetu odbywały się mniej więcej dwukrotnie w ciągu roku. Komitet zebrał się trzykrotnie w Londynie oraz raz w Royaumont k/Paryża. Oprócz tego członkowie europejscy spotkali się dwukrotnie w Genewie aby przedyskutować tworzenie narodowych grup popierających oraz środki zabezpieczenia pomocy finansowej.

NARODOWE KOMITETY POPIERAJĄCE

W styczniu 1959 roku spotkało się w New Yorku kilku uczonych amerykańskich, którzy zgodzili się być doradcami członków stałego Komitetu reprezentującego USA. Komitet USA rozpoczął również kampanię zbierania funduszków. Zaapelowano o pomoc nie tylko do indywidualnych osób lecz również do szeregu fundacji amerykańskich. Wyniki tych starań przedstawione zostaną Międzynarodowemu Stałemu Komitetowi.

W sierpniu 1959 r. uczeni europejscy uczestniczący w akcji Konferencji Pugwash spotkali się w Genewie. Zawiadomili oni o organizowaniu grup narodowych w Danii, Niemczech, Holandii, Francji, Zjednoczonym Królestwie. Starania w tym kierunku przedsięwzięto we Włoszech, Norwegii, Szwajcarii, Belgii, Finlandii, Grecji i Jugosławii. W sprawie informacji dotyczących organizowania grup popierających należy zwracać się do Międzynarodowego Stałego Komitetu Pugwash, Prof. J. R o t b l a t 8 Asmara Road, Londyn, Anglia.

PROGRAMY BADAŃ

Uczestnicy trzech ostatnich konferencji nalegali usilnie na organizowanie programów badań. Sugerowane tematy badań zawierały problemy międzynarodowej wymiany uczonych i studentów, obrony przed niespodziewanym atakiem, powołanie popieranego przez ONZ stałego ciała dla badania zagadnień kontroli technicznej nad bronią atomową i środkami jej dostarczania (łódzie podwodne, rakiety etc.), sprawy środków prowadzenia sporów bez użycia siły oraz międzynarodowej współpracy naukowej w dziedzinie pomocy dla krajów zacofanych. Stały Komitet sugeruje aby narodowe grupy popierające ruch Pugwash przejawiały inicjatywę w organizowaniu projektów badań. Wyniki tych badań będą przedstawione na odpowiednich konferencjach i rozpowszechnione wśród uczonych na całym świecie.

SZEROKIE SPOTKANIA

Komitet dyskutuje sprawę jeszcze jednej konferencji w 1961 r. podobnej do spotkania w 1958 r. w Kitzbühel — Wiedniu lecz o szerszej frekwencji. Zaproponowano temat „Rola i obowiązki uczonych w wieku atomowym“.

OPINIA PUBLICZNA I PRASA

Materiały spotkania w Lac Beauport przesłano szefom rządów i Sekretarzowi Generalnemu ONZ. Na podstawie otrzymanych podziękowań oraz wiadomości z innych źródeł można wierzyć, że materiały te zostały przestudiowane z znaczną uwagą przez kierowników wielu krajów. Nie można oczywiście ustalić w jakiej mierze wpłynęły one na decyzje polityczne rządów. Jednakże można powiedzieć, że w ciągu ostatnich dwu lat polityka niektórych państw ewoluowała w kierunku lepszego poznania punktów widzenia wyrażanych przez uczonych na kilku konferencjach Pugwash.

Prace Konferencji Pugwash w sierpniu 1959 roku poświęconej wojnie bakteriologicznej zostały również przesłane szefom rządów.

Z DZIAŁALNOŚCI ŚWIATOWEJ FEDERACJI PRACOWNIKÓW NAUKOWYCH

Z nadesłanego w ostatnich dniach komunikatu Sekretarza Generalnego Światowej Federacji Pracowników Naukowych dowiadujemy się, że obradujące w Pradze w dniach 26—27 marca b.r. Biuro Federacji zwróciło się telegraficznie do Prezydenta Eisenhowera, Premiera Chruszczowa i Premiera Macmillana — jako szefów rządów mocarstw atomowych z apelem o przyjęcie propozycji amerykańskich przedstawionych ostatnio przez stronę radziecką na Genewskiej Konferencji w sprawie przerwania prób z bronią jądrową. Biuro opublikowało również rezolucję, której tekst zamieszczamy niżej:

Biuro ŚFPN zebrało się w Pradze 26—27.III. 1960 r. na swe 13 posiedzenie w chwili niezwykle krytycznej dla przyszłości ludzkości. Po latach rokowań nad problemem rozbrojenia i zakazu broni jądrowej znaleziono drogę, która może doprowadzić do porozumienia w zasadniczych aspektach tych zagadnień, do porozumienia o zakazie broni jądrowych.

Ostatnio delegacja ZSRR przedstawiła na Konferencji Genewskiej nowe propozycje. Owe propozycje mogłyby doprowadzić do natychmiastowego zakazu wszystkich prób z wyjątkiem małych wybuchów podziemnych. Jednocześnie powołano by system kontroli pozwalający na wykrycie prób objętych zakazem. Zostałby wreszcie zapoczątkowany program badań nad ulepszeniem metod identyfikowania małych eksplozji podziemnych, badań prowadzonych przez uczonych Zjednoczonego Królestwa, Stanów Zjednoczonych, Związku Radzieckiego i innych krajów. Podczas realizacji owego międzynarodowego programu badawczego nie przeprowadzano by prób jądrowych.

Powyższe propozycje przedstawione zostały po bardzo długich dyskusjach, które doprowadziły do wielu kompromisów. Ich przyjęcie oznaczać będzie decydujący krok w kierunku rozbrojenia i zakazu broni jądrowych. Przybliży ono również perspektywy osiągnięcia postępu w sprawach ogólnego i całkowitego rozbrojenia na obradującej obecnie Konferencji Rozbrojeniowej 10 państw oraz stworzy sprzyjające warunki dla konferencji na Szczycie.

Przeciwnie odrzucenie tych propozycji miałyby bardzo ciężkie konsekwencje doprowadzając do fiaska konferencji poświęconą przerwaniu prób jądrowych, zatrważając atmosferę w stosunkach międzynarodowych przed Konferencją na szczycie oraz prowadząc do wznowienia prób jądrowych w dużej skali, a co za tym idzie powodując nieunikniony wzrost opadu radioaktywnego.

Ponadto przyspieszy to wyścig zbrojeń, oraz rozszerzy liczbę państw posiadających broń jądrową, co ogromnie zwiększyłoby niebezpieczeństwo wybuchu wojny jądrowej wskutek małego incydentu granicznego bądź też przez przypadek.

Biuro Światowej Federacji Pracowników Naukowych reprezentując 200 000 uczonych w 21 krajach zdaje sobie sprawę, iż wyrażając usilne pragnienie, aby nowo przedłożone propozycje zostały niezwłocznie przyjęte przez wszystkie zainteresowane rządy, przemawia w imieniu ogromnej liczby uczonych na całym świecie.

Jeśli utracona zostanie szansa porozumienia, która pojawiła się w owej krytycznej chwili — może się ona więcej nie powtórzyć.

Pragniemy jednocześnie wyrazić nasze zaniepokojenie z powodu propozycji, zmierzających do udostępnienia broni jądrowych tym krajom, które dotąd jej nie posiadają — z NRF włącznie, ponieważ doprowadziłoby to do rozpowszechnienia się broni jądrowej, nawet gdyby zaprzestano próbnych wybuchów. Uważamy, że wszelkie takie propozycje są niezwykle szkodliwe dla pokoju światowego.

Obecna Konferencja Rozbrojeniowa i zbliżająca się konferencja na szczycie zapewniają sprzyjające warunki dla osiągnięcia zmniejszenia napięcia międzynarodowego, zakazu broni jądrowych i ogólnego rozbrojenia, których tak gorąco pragnie cała ludzkość.

Jako uczeni świadomi jesteśmy, że wszystkie wielkie możliwości nauki w dziedzinie podniesienia materialnego i kulturalnego poziomu życia na całym świecie wykorzystane być mogą jedynie w warunkach pokoju i rozbrojenia.

* * *

W końcu marca b.r. Prezes SFPN laureat Nobla prof. C. F. P o w e l (Anglia) skierował jednobrzmiący list do szefów delegacji USA, ZSRR i Zjednoczonego Królestwa na Genewskiej Konferencji w sprawie przerwania prób z bronią jądrową.

List przedstawia w bardziej szczegółowej formie poglądy Federacji wyłożone później w opublikowanej wyżej rezolucji Biura.

W. H e i t l e r — *Kwantowa teoria promieniowania* — PWN, Warszawa 1959, str. 443 nakład 2000 + 200 egzemplarzy. Z angielskiego tłumaczyli Zofia K r ó l i k o w s k a i Wojciech K r ó l i k o w s k i.

Książkę Heitlera śmiało można nazwać uniwersalną i nie też dziwnego, że na Zachodzie doczekała się ona aż trzech wydań. Trzecie wydanie gruntownie przerobione i uzupełnione nowszymi wynikami ukazało się w Anglii w 1954 roku i tę ostatnią wersję wydał w polskim tłumaczeniu PWN. Od roku 1938 kiedy to książka ta ukazała się po raz pierwszy przez następnych kilkanaście lat była ona niemal jedyną monografią poświęconą elektrodynamice kwantowej. W ostatnim dziesięcioleciu pojawiło się szereg innych książek z tej dziedziny, lecz najczęściej i najchętniej czytany jest w dalszym ciągu podręcznik Heitlera. Powodem tego jest wyżej wspomniana uniwersalność. Student znajdzie tu konsekwentny i jasny wykład, dla doświadczalnika jest to książka typu podręcznego, w której zawsze znajdzie szczegółowe rachunki i fizyczny opis interesującego go konkretnego procesu. Teoretyk wreszcie znajdzie elegancją pod względem matematycznym formalną teorię fizyczną ilustrowaną licznymi przykładami konkretnych rachunków. Dużą uwagę przykładają autor stronie pojęciowej teorii, starając się uzasadnić fizycznie wszystkie kroki formalne. Najpierw odwołuje się do intuicji przez stosowanie, tam gdzie to możliwe, zasady korenspondencji, a następnie dokonuje związania wszystkich pojęć z wielkościami bezpośrednio mierzalnymi. Do tej drugiej kategorii należy np. wyjaśnienie pojęcia skwantowanych wielkości polowych, sens fizyczny szerokości linii widmowych, rola masy i ładunku cząstki w związku z metodą renormalizacji itp. Trudności teorii są dyskutowane bardzo szczegółowo. Heitler stara się o podanie przyczyn tych trudności oraz stawia prognozy metod ich usunięcia. Argumentuje on dalej, że pomimo pewnych braków teorii nie znaleziono jednak efektów doświadczalnych, w których ujawniłyby się niezgodności teorii, wiele natomiast efektów zostało przez tę teorię wytłumaczonych w sposób zaskakująco zgodny z doświadczeniem. Konkretnie rachunki tych efektów zajmują dużą część książki.

Rozdział I poświęcony jest klasycznej teorii promieniowania, gdzie zebrano wszystkie ważniejsze wyniki teorii Maxwella-Lorentza. Wprowadzenie formalizmu hamiltonowskiego stanowi przygotowanie do kwantyzacji pola zawartej w dalszych rozdziałach: w rozdziale II wyłożono kwantyzację pola fotonowego, w rozdziale III kwantyzację pola elektronowo pozytronowego oddziałującego z promieniowaniem. W rozdziale IV podano metodę rachunku zaburzeń w zastosowaniu do rozwiązywania problemów elektrodynamiki kwantowej. Dużą część tego rozdziału zajmuje ogólna teoria zjawisk tłumienia, będąca niemal w całości oryginalnym wkładem autora. Jest to szczególnie cenna część książki, gdyż zagadnieniu temu poświęca się zazwyczaj bardzo mało miejsca w innych podręcznikach. Rozdział V zawiera rachunki szeregu konkretnych procesów w pierwszym przybliżeniu rachunku zaburzeń. Wyniki rachunków porównywane są z doświadczeniem, szczegółowo dyskutowany jest zakres stosowalności teorii. Treść tego ogromnego, dziewięćdziesięciostronicowego rozdziału

jest niemal małą encyklopedią wszystkich znanych zjawisk, w których uczestniczą elektrony i promieniowanie. Lukę stanowi tu tylko brak opisu zjawisk polaryzacyjnych wykrytych w ostatnich latach, już po napisaniu książki. W rozdziale VI podano ogólną teorię renormalizacji wraz z rachunkami poprawek promienistych do procesów dyskutowanych w rozdziale V. Ze względu na zachowanie sposobu wykładu z poprzednich wydań, w których nie było rozdziału VI, autor bardzo rzadko używa tu diagramów feynmanowskich. Diagramy takie wyrabiają intuicję w szacowaniu wielkości elementów macierzowych danego procesu i umożliwiają szybką orientację w rodzajach rozbieżności. Brak tej ładnej metody graficznej nie stanowi oczywiście wady książki, ale rozdział ten nie należy przez to do najłatwiejszych. W ostatnim VII rozdziale omówiono zastosowania teorii do wytłumaczenia zjawisk towarzyszących przechodzeniu promieniowania przez materię. Jest to w pewnym sensie wstęp do fizyki promieni kosmicznych.

W sumie jest to jedna z książek stanowiących podstawę biblioteki każdego fizyka i z radością należy powitać jej ukazanie się w języku polskim. Z przyjemnością należy również odnotować doskonałe tłumaczenie książki i jej ładną szatę graficzną.

Andrzej Deloff

C. F. v. Weizsacker i J. Juilfs — *Fizyka współczesna*.
Tłum. z niemieckiego W. Staszewski i A. Teske. PWN,
Warszawa 1960, str. 213, nakład 5000 egz., cena zł 22.

Książka Weizsackera i Juilfsa pt. *Fizyka współczesna* przeznaczona jest, jak zaznacza jeden z autorów, dla ludzi z średnim lub wyższym wykształceniem, którzy w swoich studiach nie mieli bezpośredniego kontaktu z fizyką, a chcieliby zorientować się w problematyce fizyki współczesnej. Ma ona również pomóc maturzystom pragnącym studiować fizykę w powzięciu ostatecznej decyzji.

We wstępie autorzy mówią czym zajmuje się fizyka, omawiają w sposób możliwie elementarny jakimi metodami posługujemy się przy jej rozwijaniu i na jakiej zasadzie dzielimy ją na poszczególne dziedziny. W części zasadniczej książki autorzy zajmują się najpierw wybranymi zagadnieniami z fizyki klasycznej. Celowo jest tutaj zdublowany w pewnym stopniu program szkolny, ale punkt widzenia różni się wyraźnie od przyjętego w szkolnych podręcznikach. Główny nacisk położony jest na rozwój myśli, a nie na podanie jak największej ilości wiadomości. Autorzy omawiają wybrane zagadnienia z mechaniki, akustyki, hydrodynamiki, termodynamiki, i statystyki oraz klasycznej teorii elektromagnetyzmu i optyki. Następnie usiłują zapoznać czytelnika z podstawowymi rysami szczególnej i ogólnej teorii względności.

Sporo uwagi poświęcają fizyce kwantowej. Starają się wprowadzić czytelnika w podstawowe pojęcia mechaniki kwantowej, omawiają atom, niektóre cząstki elementarne, strukturę, rozpad i rozszczepienie jądra. Autorzy wspominają również o urządzeniach stosowanych w pracy nad rozwojem fizyki jądrowej, jak np. akcelerator, liczniki i komory. Ostatni rozdział poświęcony jest kilku odrębnym problemom jak układ okresowy pierwiastków, struktura cieczy i ciał stałych, biofizyka i fizyka stosowana. Książka kończy się dwoma dodatkami. W jednym, napisanym przez autorów omówiony jest przebieg studiów fizycznych w Niemczech Zachodnich, i perspektywy pracy dla fizyków. Drugi, napisany przez doc. T. Skalińskiego poświęcony jest opisowi studiów i kierunków badań fizycznych w Polsce.

Zadanie, jakie podjęli autorzy jest bardzo trudne. Fizyka dzisiejsza jest nauką tak rozbudowaną, że chcąc w ramach książki o niewielkiej objętości omówić najciekawsze problemy, napotyka się na duże trudności. Z konieczności trzeba albo o wielu z tych problemów wspomnieć bardzo pobieżnie, albo dokonać daleko idącej selekcji. Każde z tych rozwiązań ma swoje dobre i złe strony. Pierwsze może doprowadzić do niejasności i splotów, drugie — do mimowolnie tendencyjnego wyboru zagadnień i w związku z tym częściowo wypaczonego obrazu całości. Autorzy wybierają raczej tę pierwszą możliwość i starają się podać jak największą ilość materiału z różnych dziedzin. Chwilami wydaje się, że chcą zasygnalizować zbyt wiele, przez co wpadają niekiedy w niejasności. Jako przykład takiego niejasnego opisu mogą służyć: definicja materii (str. 19), rozważania na temat podziału fizyki w oparciu o cząstki elementarne (str. 18), lub dyskusja kierunkowości czasu na str. 65.

W kilku miejscach spotykamy zbyt uproszczoną interpretację, która może prowadzić do niejasności, np. rozważania dotyczące pola elektromagnetycznego i przeciwstawienie jego polu materii (str. 72).

Mimo tych zastrzeżeń książka jest interesującą pozycją. Zapoznaje czytelnika z ewolucją fizyki i bardzo ładnie przedstawia na czym polegały różnice między teoriami uznawanymi w różnych okresach czasu. Autorzy pokazują czytelnikowi w jaki sposób doświadczenie przyczyniło się do zmiany teorii i jakie są wzajemne powiązania między teorią i doświadczeniem. Przede wszystkim jednak książka uczy właściwego podejścia do wielu problemów fizyki. Autorzy, gdzie tylko mogą, starają się położyć nacisk na właściwe proporcje pewnych zjawisk. Jako przykład może tu służyć omówienie ruchu turbulentnego i laminalnego cieczy i gazów, zwrócenie uwagi na to, który z tych ruchów należy uważać za „naturalny”, a który za pewien graniczny przypadek z punktu widzenia teorii prawdopodobieństwa.

Autorzy podkreślają w wielu punktach względność i ograniczoność teorii, starają się poglądowo przedstawić związki zachodzące pomiędzy różnymi teoriami, np. pomiędzy fizyką klasyczną i fizyką kwantów. Należy tu wspomnieć o ciekawej i przemawiającej do czytelnika analogii ze str. 106. Autorzy porównują fizykę klasyczną do płaskiego planu małego miasteczka, a fizykę współczesną do planu sporządzonego przy uwzględnieniu kulistości ziemi.

Ogólnie można powiedzieć, że książkę Weizsackera i Juilfsa należy polecić każdemu, kto pragnąłby się zorientować bliżej w problematyce fizyki współczesnej.

Jerzy Szymański

SPIS TREŚCI

Henryk Niewodniczański — Andrzej Sołtan (1897—1959)	175
Kazimierz Maślankiewicz — Jan Samsonowicz (1888—1959)	181
Zdziaław P. Zagórski — Niektóre reakcje chemii radiacyjnej faz skondensowa- nych	185
D. A. Frank-Kamieniecki — Pochodzenie pierwiastków chemicznych	205
Saturnin Borowiec — Niektóre zagadnienia paleopedologii i pedogenezy w świe- tle nowszych danych	233
Czesław Koźmiński i Wojciech Żak — Opady gradowe i możliwości walki z nimi	241

KRONIKA NAUKOWA

Józef Hurwic — Zjazd chemików w NRF	247
Z działalności stałego Komitetu Pugwash	248
Z działalności Światowej Federacji Pracowników Naukowych	251

RECENZJE

Andrzej Deloff — Kwantowa teoria promieniowania, W. Heitler	253
Jerzy Szymański — Fizyka współczesna, C. F. v. Weizacker i J. Juilfs	254

**Warunki prenumeraty czasopisma pt.
KOSMOS Seria B — Kwartalnik**

Cena w prenumeracie zł 60,— rocznie, 30,— półrocznie

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw „Ruch“, Warszawa, ul. Srebrna 12, konto PKO Nr I-6-100.020.
2. Urzędy pocztowe.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę 40% drożej. Zamówienia dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wileza 46, konto PKO Nr I-6-100.024.

Bieżące numery do nabycia w księgarniach naukowych „Dom Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Cena zł 15.—