

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XXII

ZESZYT 6

1971

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ

czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI

czł. rzecz. PAN

Prof. dr ANDRZEJ TRAUTMAN

Sekretarz

Doc. dr HALINA CHECIŃSKA

Skarbnik

Doc. dr KAZIMIERZ ROŚIŃSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JULIAN AULEYTNER

Prof. dr KAROLINA LEIBLER

Prof. dr MACIEJ SUPFCZYŃSKI

Doc. dr JAN PETYKIEWICZ

Prof. dr JAN WEYSSENHOFF

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Doc. dr EMANUEL TREMBACZOWSKI (*Białystok*)

Doc. dr JERZY DERA (*Gdańsk*)

Prof. dr WŁODZIMIERZ MOŚCICKI (*Głiwice*)

Doc. dr ANDRZEJ PAWLIKOWSKI (*Katowice*)

Prof. dr JERZY RAYSKI (*Kraków*)

Doc. dr JERZY JATCZAK (*Koszalin*)

Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)

Doc. dr HENRYK MAŁECKI (*Łódź*)

Dr MIECZYŚLAW PIRÓG (*Opole*)

Doc. dr JERZY MAŁECKI (*Poznań*)

Doc. dr CZESŁAW JANKIEWICZ (*Rzeszów*)

Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)

Doc. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)

Doc. dr EDMUND IGRAS (*Warszawa*)

Doc. dr ZBIGNIEW SIDORSKI (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

WARSZAWA, ul. Hoża 69

P O L S K I E T O W A R Z Y S T W O F I Z Y C Z N E

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XXII, ZESZYT 6

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E
1971

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczęniowski, czł. koresp. PAN (Warszawa),
Członkowie — Władysław Kapuściński (Warszawa), Ludwik Natanson (Warszawa),
Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa), Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN (Warszawa),
Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Andrzej Kisiel (Kraków), Henryk Lizurej (Kraków),
Jerzy Pietruszka (Kraków)

Adres Redakcji: Kraków, Reymonta 4
tel. 363-80, wewn. 442

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2440 + 95 egz. Ark. wyd. 8,5. Ark. druk. 8²/₅
Papier ilustr. kl. III. 70 × 100, 90 g.
Oddano do składania we wrześniu 1971
Podpisano do druku w grudniu 1971
Druk ukończono w grudniu 1971
Zam. 698/71. M-19. Cena zł 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4

Gabriele Veneziano

Cząstki elementarne*

Elementary Particles

Dwa uzupełniające się wzajemnie podejścia do teorii oddziaływań silnych — multiperyferyczna metoda samouzgodnienia oraz rezonansowe modele dualne** — wydają się najbardziej obiecującymi drogami jej rozwoju. Pojawił się pogląd, że cząstki dotychczas uważane za „elementarne“ mogą być złożone, przy czym każda cząstka jest stanem związanym wszystkich cząstek.

Teoria oddziaływań silnych przez wiele lat była wyjątkowo trudna i bezowocna. Obecnie okazuje się, że teoretycy pracujący na tym polu odzyskali śmiałość i zapał pod wpływem pojawienia się kilku nowych pomysłów. Zarówno stosowane metody matematyczne jak i koncepcje fizyczne świadczą, że nowa ogólna tendencja w fizyce oddziaływań silnych zmierza do jakiejś decydującej zmiany w porównaniu do stanu poprzedniego. Czy teoria cząstek elementarnych przechodzi także rewolucyjną zmianę?

Połączenie mechaniki kwantowej ze szczególną teorią względności przez wiele lat było i jest do dziś jednym z wielkich zadań fizyki teoretycznej. Jeżeli program ten zakończy się sukcesem, doprowadzi on do znacznie lepszego zrozumienia właściwości elementów, które są obecnie uważane za podstawowe składniki materii i które w związku z tym są nazywane „cząstkami elementarnymi“. Efekt kwantowo-mechaniczny pojawiłby się przy probabilistycznej interpretacji stanu obserwowanego układu, teoria względności zaś pozwoliłaby nam uwzględnić poprawnie szybki względny ruch elementów oraz możliwość, że cząstki mogą być w każdej chwili kreowane z energii i anihilowane na energię. Tak więc każda relatywistyczna teoria kwantowa jest z konieczności zagadnieniem wielu ciał. W przypadku nierelatywistycznym (problem tzw. „rozpraszania potencjalnego“), gdzie liczba cząstek jest ściśle zachowana, takiej konieczności nie ma.

* Tłumaczenia artykułu *Elementary Particles*, „Physics Today“, September 1969, dokonano za zgodą Wydawcy i Autora.

** W literaturze modele te przeważnie noszą nazwę modelu Veneziano (*przyp. tłumacza*).

Oddziaływania silne i słabe

Z nie wyjaśnionych dotychczas powodów podstawowe oddziaływania między cząstkami elementarnymi dzielą się — w zależności od swojej siły — na kilka rodzajów. Wraz ze wzrostem siły (lub stałej sprzężenia) znajdujemy oddziaływania grawitacyjne, słabe, elektromagnetyczne i na koniec oddziaływania silne. Ostatnie na tej liście — oddziaływania silne — są odpowiedzialne za większość właściwości jąder atomowych i cząstek elementarnych. Ograniczymy się tu przede wszystkim do tych oddziaływań. Szerszy pogląd na teorię cząstek elementarnych daje artykuł Abrahama Paisa w czasopiśmie „Physics Today“ [1].

Okazuje się, że poprawne uwzględnienie silnych oddziaływań jest koniecznym pierwszym krokiem w kierunku całkowitego zrozumienia cząstek elementarnych. Mamy przy tym nadzieję, że pozostałe słabsze rodzaje oddziaływań mogą być uwzględnione w następnym etapie jako poprawki.

Niestety, zajmowanie się teorią oddziaływań silnych jest właśnie najtrudniejsze ze względu na niemożność ucieczki od wielociałowych komplikacji. W przypadkach, gdy siła oddziaływania jest „mała“, jak to jest w elektrodynamice i oddziaływaniach słabych, omija się tę trudność za pomocą rachunku zaburzeń. Kreacja większej liczby cząstek oznacza użycie wyższego rzędu w stałej sprzężenia (g) i jeżeli (w odpowiednich jednostkach) g jest dużo mniejsze od jedności, możemy uważać to zjawisko za zaniedbywalną poprawkę do rachunków najniższego rzędu lub też alternatywnie będziemy w stanie w przybliżeniu obliczyć najistotniejszą część jego wkładu.

Istnienie matematycznie poprawnego rachunku zaburzeń oraz znajomość podstawowego oddziaływania wyjaśniają znane dobrze sukcesy elektrodynamiki kwantowej (gdzie $g^2 \cong 1/137$).

Teoria oddziaływań słabych (np. rozpad β) nie zaszła tak daleko przede wszystkim z powodu naszej niewiedzy dotyczącej ścisłej postaci oddziaływania. Z drugiej strony możliwość zaniedbania wyższych rzędów (tu $g^2 \cong 10^{-18}$) pozwoliła nam ustalić znaczną ilość szczegółów dotyczących tych oddziaływań. Jednym z rezultatów było powiązanie niektórych oddziaływań słabych z oddziaływaniami elektromagnetycznymi poprzez obrót w przestrzeni spinu izotopowego. Nie tak dawno tak zwana „algebra prądów“ pozwoliła na znaczne zacieśnienie tego powiązania.

Symetrie i niezmienniczość

Żadna z tych metod nie może być użyta dla oddziaływań silnych właśnie z powodu ich siły (tu $g^2 \cong 1-10$).

Wyniki pochodzące z niezmienniczości teorii ze względu na pewne przekształcenia (tak zwane „symetrie“) są jedynymi, które mogą być wyprowadzone niezależnie od rozwinięcia perturbacyjnego w stałej sprzężenia g . Przykładem jest niezmienniczość relatywistyczna i translacyjna, które prowadzą do

zachowania pędu, energii i momentu pędu. Innym bardzo owocnym zastosowaniem tej metody, która posługuje się przede wszystkim teorią grup, jest niezmienniczość oddziaływań silnych względem obrotów w przestrzeni spinu izotopowego. Obroty te przekształcają proton w neutron lub też mezon π dodatnio naładowany w neutralny. W celu włączenia tak zwanych „cząstek dziwnych“ (np. mezony K , bariony Λ i Σ), schemat ten został rozszerzony, co doprowadziło do powstania pełnego sukcesów schematu naruszonej symetrii $SU(3)$ dla oddziaływań silnych.

Metody oparte na niezmienniczości teorii względem pewnych przekształceń nie mogą nam jednak powiedzieć zbyt dużo o szczegółach dynamiki oddziaływań silnych. Ponieważ z podanych już powodów okazuje się, że możliwość zastosowania w tych oddziaływaniach teorio-polowego rachunku zaburzeń nie rokuje dużych nadziei, kilku teoretyków spróbowało ominąć tę trudność przez zastosowanie innych metod. Teoretycy ci z góry narzucają zasadnicze właściwości, które powinna posiadać w rozsądnej relatywistycznej teorii kwantowej amplituda prawdopodobieństwa dla rozpraszania (nazywana tu macierzą S), a następnie wymagają spełnienia pewnych dodatkowych szczególnych właściwości charakteryzujących różnice, które powinny wykazywać oddziaływania silne przy porównywaniu ich z innymi rodzajami oddziaływań.

Nowe podejście

To podejście do badania cząstek elementarnych (teoria macierzy S) zostało po raz pierwszy zaproponowane przez Wernera Heisenberga [2]. Myślą przewodnią stanowiącą jego podstawę jest: powinniśmy zajmować się wyłącznie wielkościami, które mogą być bezpośrednio zmierzone; włączamy w to również wielkości opisujące nasz układ mikroskopowy. Takimi wielkościami są amplitudy prawdopodobieństwa dla rozpraszania. Nie tak dawno ta linia postępowania została ponownie rozważona i uwypuklona przez wielu teoretyków, a w szczególności przez Geoffreya F. Chew w tak zwanym programie „bootstrapu“¹ [3].

W dalszych rozważaniach pomocny okaże się krótki przegląd fundamentalnych ogólnych założeń współczesnej teorii macierzy S .

Unitarność jest stwierdzeniem zachowania prawdopodobieństwa. Unitarność okazuje się być warunkiem nieliniowym, gdyż prawdopodobieństwo jest kwadratem modułu amplitudy.

Analityczność jest matematycznym przedstawieniem przyczynowości. Jest ona głównie używana w postaci związków dyspersyjnych, które obowiązują

¹ W literaturze naukowej terminem „bootstrap“ powszechnie określa się pewien szczególny model opierający się na założeniu o samouzgadnianiu się właściwości (liczby kwantowe, masa, stała sprzężenia) stanów jednocząstkowych (hadronów), które występują w równaniach dynamicznych teorii oddziaływań silnych. W niniejszym tłumaczeniu termin „bootstrap“ jest często zastępowany terminem „metoda samouzgodnienia“ (przyp. tłum.).

w klasycznej teorii dyspersji światła jako wynik istnienia ścisłej relacji czasowej zachodzącej między przyczyną i skutkiem.

Krzyżowanie (crossing) jest czysto relatywistyczną właściwością wiążącą dwa różne procesy otrzymane jeden z drugiego przez wymianę biorących w nich udział cząstek: jednej początkowej i jednej końcowej. Na rysunku 1 pokazane są dwa procesy związane przez krzyżowanie.

Zanim przejdziemy do przedstawienia szczegółów ostatnio obserwowanego rozwoju teorii, musimy wprowadzić pojęcia „rezonansu“ oraz „bieguna Reggego“.

Rezonans

Pojęcie rezonansu jest pojęciem klasycznym. Sięgając do klasycznej teorii dyspersji stwierdzamy, że gdy układ rezonujący jest wzbudzany w okolicach pewnej częstości ω_r , to amplituda zespolona zachowuje się w pobliżu ω_r jak

$$A(\omega) = \text{const} \frac{1}{\omega_r - \omega - i\Gamma}, \quad (1)$$

gdzie Γ jest miarą tarcia (absorpcji) i wtedy $1/\Gamma$ jest proporcjonalne do czasu życia wywołanego drgania. Z wyrażenia (1) wynika, że Γ jest również szerokością rezonansu. Wyrażenie (1) jest pewnym analitycznym wzorem dla amplitudy A , która spełnia następujący związek dyspersyjny:

$$A(\omega) = \frac{1}{\pi} \int \frac{\text{Im} A(\omega')}{\omega' - \omega - i\varepsilon} d\omega'$$

$$\text{Im} A(\omega') = \frac{\text{const} \Gamma}{(\omega' - \omega_r)^2 + \Gamma^2}.$$

Wartość $\Gamma = 0$ odpowiada rezonansowi trwałemu z nieskończonym czasem życia; taki rezonans będziemy nazywać „wąskim“. Jest on opisany przez biegun amplitudy $A(\omega)$ położony na osi rzeczywistej w punkcie $\omega = \omega_r$. W powyższej granicy ($\Gamma \rightarrow 0$)

$$A(\omega) \cong \frac{1}{\omega_r - \omega - i\varepsilon} = P \frac{1}{\omega_r - \omega} + i\pi\delta(\omega_r - \omega).$$

To samo zjawisko występuje w fizyce oddziaływań silnych wtedy, gdy w okolicach pewnej energii (E_r) układu zderzających się cząstek ich stan może być wzbudzony i następnie rozpada się z czasem życia $1/\Gamma$. Opisany wyżej związek między szerokością i czasem życia jest tu konsekwencją zasady nieoznaczoności. Rezonans ma określony i skwantowany całkowity moment pędu — spin rezonansu — który w przypadku, gdy cząstki padające są bezspinowe, jest określony przez orbitalny moment pędu $\hbar l_0$. Innymi słowy rezonans o spinie l_0 jest opisywany przez biegun w amplitudzie parcjnalnej $A_{l_0}(E)$:

$$A_{l_0}(E) \cong \text{const} \frac{1}{E_r - E - i\Gamma} \quad \text{dla } E \cong E_r.$$

Bieguny Reggego

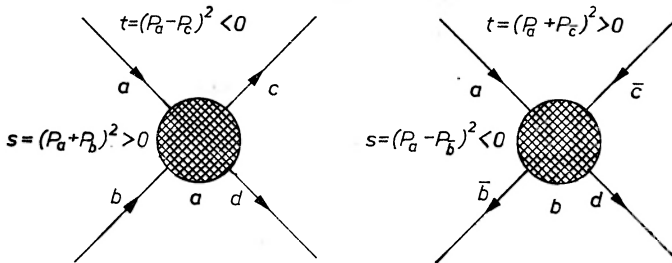
Tullio Regge wpadł na pomysł zbadania $A_l(E)$ jako funkcji $A(l, E)$ w płaszczyźnie zespolonego l . Badania przeprowadzone dla przypadku rozpraszania potencjalnego (równanie Schrödingera) ujawniły istnienie biegunów w płaszczyźnie zmiennej l (bieguny Reggego) dla $l_{\text{biegun}} = \alpha(E)$. Bieguny te poruszają się wraz ze zmianą energii (trajektoria Reggego) i w ten sposób otrzymujemy

$$A(l, E) \cong \frac{\beta(E)}{l - \alpha(E)} \quad \text{dla } l \cong \alpha(E), \quad (2)$$

gdzie $\beta(E)$ jest residuum bieguna (funkcja residualna Reggego). Z wyrażenia (2) przy l równym liczbie całkowitej l_0 i $\text{Re} \alpha(E_r) = l_0$ wyprowadzamy związek

$$\begin{aligned} A_{l_0}(E) &\cong \text{const} \frac{1}{l_0 - \alpha(E)} \cong \text{const} \frac{1}{l_0 - [l_0 + \alpha'(E - E_r) + i \text{Im} \alpha(E_r)]} \cong \\ &\cong \frac{\text{const}}{\alpha'(E_r - E - i\Gamma)}. \end{aligned} \quad (3)$$

Związek ten jest spełniony dla $E \cong E_r$, przy czym $\alpha' = d\text{Re} \alpha(E_r)/dE$ i $\Gamma = \text{Im} \alpha(E_r)/\alpha'$. I tak okazuje się, że biegun w zmiennej l (biegun Reggego) oraz biegun w zmiennej E opisują ten sam obiekt — rezonans. Podejście Reg-



Rys. 1. Krzyżowanie. Reakcje $a + b \rightarrow c + d$ (na rys. a) oraz $a + \bar{c} \rightarrow \bar{b} + d$ (na rys. b) są powiązane przez krzyżowanie. Są one opisywane przez tę samą amplitudę rozpraszania $A(s, t)$, lecz w różnych obszarach płaszczyzny s, t

gego dostarczyło jednak nowych ogniw wiążących rezonanse o różnym spinie, wyjaśniając je jako pojawienie się w teorii pojedynczej trajektorii Reggego przechodzącej przez kolejne wartości całkowite (rekurencje Reggego). Inną bardzo interesującą cechą biegunów Reggego jest, że rządzą one zachowaniem amplitud rozpraszania w wysokich energiach (zachowanie Reggego). W celu lepszego zaobserwowania tej własności wprowadzimy zmienne s i t tak, jak to zrobiono na rysunku 1. Zmienne te są związane z energią układu E i kątem rozpraszania Θ za pomocą prostych związków algebraicznych. Pojawienie się bieguna Reggego dla $l = \alpha(s)$ oznacza mniej więcej, że

$$A(s, t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) A_l(s) P_l(\cos \Theta_s) \cong P_{\alpha(s)}(\cos \Theta_s) \approx (\cos \Theta_s)^{\alpha(s)} \approx t^{\alpha(s)}$$

dla zadanego $a(s)$ oraz $\cos \Theta_s \rightarrow \infty$, gdzie Θ_s jest kątem rozpraszania w układzie środka masy kanału s (rys. 1a). W nierelatywistycznym rozpraszaniu potencjalnym ($|\cos \Theta_s| < 1$) obszar zadanego s i bardzo dużego $\cos \Theta_s \cong t$ nie jest obszarem fizycznym. Obszar ten może być jednak wykorzystany w przypadku relatywistycznym, kiedy w wyniku krzyżowania t okazuje się być kwadratem energii, a $s \cong \cos \Theta_t$ cosinusem kąta rozpraszania w procesie otrzymanym z procesu pierwotnego przy pomocy operacji krzyżowania (patrz rys. 1). Widzimy, że bieguny Reggego w kanale s (to jest w płaszczyźnie zespolonego momentu pędu procesu przedstawionego na rys. 1a) dają rezonanse, które dominują w rozpraszaniu niskoenergetycznym, podczas gdy bieguny Reggego w kanale t rządzą zachowaniem amplitudy dla dużych wartości s .

Dualność

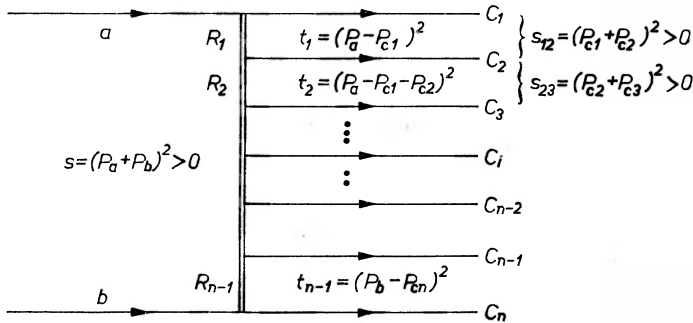
Jaki związek zachodzi między tymi dwiema właściwościami biegunów Reggego? Dopiero obecnie okazuje się, że brak odpowiedzi na to pytanie w istotny sposób wstrzymywał w latach sześćdziesiątych szybki rozwój teorii oddziaływań silnych. Rozwiązanie tego problemu nadeszło drogą pośrednią: wychodząc z badań nad algebrą prądów Murraya Gell-Manna (a więc nie z oddziaływań silnych) Sergio Fubini wraz ze swoimi współpracownikami odkryli tak zwane „związki superzbieżne“ dla procesów silnych. Kilka grup fizyków rozszerzyło te związki na przypadki bardziej ogólne. W 1967 roku sugerowane przez te związki rozwiązanie wyżej postawionego problemu było dla Richarda Dolena, Davida Horna i Christophera Schmida [4] stosunkowo prostą sprawą. Propozycja ich znana dzisiaj jako dualność Dolena—Horna—Schmida polegała na założeniu, że zachowanie amplitudy dla dużych wartości s rządzone przez bieguny Reggego z kanału t oraz rezonanse niskoenergetyczne rządzone również przez bieguny Reggego (ale z kanału s) stanowią dwa równoważne opisy tego samego zjawiska. Ekstrapolując przewidywania wysokoenergetyczne do energii niższych otrzymujemy pewien uśredniony opis zachodzących tam zjawisk rezonansowych.

W wyniku tego założenia przy żadnej wartości energii nie należy dodawać do siebie powyższych dwóch wkładów (podwójne liczenie). Streszczona wyżej koncepcja dualności była przełomowa dla obserwowanego ostatnio rozwoju oddziaływań silnych. W dwóch podejściach dynamicznych, które wydają się najbardziej obiecujące na tym polu — „multiperyferycznej metodzie samouzgodnienia“ (*multiperipheral bootstrap*) oraz „rezonansowych modelach dualnych“ — koncepcja ta odegrała rolę dynamicznego założenia charakteryzującego oddziaływanie silne.

Multiperyferyczna metoda samouzgodnienia

Multiperyferyczna metoda samouzgodnienia bierze swój początek od zastosowania teorii Reggego do procesów produkcji cząstek, czyli do takich procesów, w których dwie cząstki początkowe produkują dużą ilość cząstek końcowych.

Mamy nadzieję, że w tym przypadku dla dużych ustalonych wartości energii cząstkowych (*subenergies*) amplituda może być opisana przez wielokrotną wymianę biegunów Reggego w kanałach oznaczonych na rys. 2. Opierając się na właściwości bieguna Reggego, polegającej na szybkim zmniejszaniu się jego wkładu wraz ze wzrostem przekazu pędu t_i wnioskujemy, że dla dużych energii cząstkowych amplituda przybiera duże wartości tylko w tak zwanym kinematycznie dozwolonym obszarze „multiperyferycznym“. Jest to obszar, dla którego wszystkie t_i są małe. Teraz w konwencjonalny sposób wykorzystujemy warunek



Rys. 2. Proces produkcji $a + b \rightarrow c_1 + c_2 + \dots + c_{n-1} + c_n$ i jego kinematyka. s oznacza kwadrat całkowitej energii początkowej w układzie środka masy. s_i, t_n są kwadratami końcowych energii cząstkowych, t_i — kwadratami przekazów pędu, a R_i — cząstkami Reggego

unitarności. Definiując $\mathcal{S} \equiv 1 + iT$ otrzymujemy dla macierzy T następujący związek (wyprowadzony z $\mathcal{S}^+\mathcal{S} = 1$)

$$-i(T^+ - T) = T^+T. \quad (4)$$

Równanie (4) jest równaniem operatorowym i jego wartość oczekiwaną oblicza się pomiędzy stanami początkowym i końcowym. Wstawiając jak zwykle do prawej strony równania (4) zupełny układ stanów otrzymujemy

$$\begin{aligned} \langle \text{końcowy} | i(T - T^+) | \text{początkowy} \rangle = \\ = \Sigma \langle \text{końcowy} | T^+ | \text{pośredni} \rangle \langle \text{pośredni} | T | \text{początkowy} \rangle. \end{aligned} \quad (5)$$

Dla dużych wartości energii do sumy występującej w równaniu (5) daje wkład wielka różnorodność stanów pośrednich i znów pojawia się sygnalizowana wcześniej trudność ze stanami wielocząstkowymi, gdyż w teorii relatywistycznej ilość cząstek nie jest zachowana. Zanim została zaproponowana multiperyferyczna metoda samouzgodnienia, przypuszczano powszechnie, że można zaniedbać produkcję wielocząstkową i ograniczyć się do wkładu stanów pośrednich o najniższej masie. Otrzymane w ten sposób wyniki nie były jednak całkiem zadowalające. W multiperyferycznej metodzie samouzgodnienia potrafimy ominąć powyższą trudność, gdyż dysponujemy teraz modelem (model wielokrotnej wymiany biegunów Reggego), który umożliwi przeprowadzenie rachunków dla procesów produkcji stanów wielocząstkowych. Dualność odgrywa tu rolę kluczową, pozwalając na stosowanie wyrażenia typu Reggego nawet wtedy, gdy niektóre energie cząstkowe stanu pośredniego nie są bardzo duże.

Możemy być dlatego pewni, że średnio rzecz biorąc, nie wprowadzimy dużego błędu. Widzimy teraz, że w nowym podejściu rolę szczególnego dla oddziaływań silnych założenia odgrywa teoria Reggego wraz z dualnością, zastępując założenie dominacji stanów o niskiej masie w równaniu (5). I rzeczywiście, wyniki przeprowadzonych rachunków dowodzą, że dominacja ta była założeniem nieusprawiedliwionym.

Równanie (5) spełnia rolę równania samouzgodnionego, w którym jako informację wejściową (*input*) wykorzystuje się wielokrotną wymianę biegunów Reggego z zadanymi postaciami trajektorii $a(t)$ i funkcji residualnej $\beta(t)$, a następnie żąda się, żeby rezultat końcowy (*output*) był także wyrażeniem typu Reggego z tymi samymi funkcjami $a(t)$ i $\beta(t)$. Ten rodzaj metody samouzgodnienia został nazwany „bootstrapem”. Wydaje się, że dopiero teraz metoda ta, poprzez rozszerzone wykorzystanie dualnych biegunów Reggego, może doprowadzić do rozsądnej teorii oddziaływań silnych.

Przeprowadzone po raz pierwszy przez Chew i A. Pignottiego [5] badania w tym kierunku dały całkiem zachęcające wyniki, chociaż ich wyprowadzenie nie było zbyt czyste od strony formalnej. Nieco później Chew, Marvin Goldberger i Francis E. Low podali [6] bardziej eleganckie sformułowanie multiperyferycznej metody samouzgodnienia. Przedstawili warunek samouzgodnienia między wejściowymi i wyjściowymi parametrami Reggego w wygodnej postaci matematycznej — w formie równania całkowego.

Porównanie charakterystyk

Streszczając idee leżące u podstaw multiperyferycznej metody samouzgodnienia dla oddziaływań silnych możemy powiedzieć, że charakteryzuje się ona zastosowaniem do procesów produkcji teorii Reggego w jej rozszerzonej postaci wraz z multiperyferycznym charakterem rozpraszania wysokoenergetycznego (dominacja małych wartości przekazów pędu),

wykorzystaniem dualności Dolena—Horna—Schmida w celu rozsądnego rozszerzenia modelu wielokrotnej wymiany biegunów Reggego na niskie energie cząstkowe, gdzie produkcja rezonansów przypuszczalnie dominuje nad wymianą biegunów Reggego,

narzuceniem unitarności jako fundamentalnego warunku dynamicznego.

Ciekawe jest, że jednym z przewidywań podejścia multiperyferycznego jest pojawianie się stosunkowo niewielkich wartości szerokości rezonansów, co jest wynikiem ograniczeń narzucanych przez unitarność na amplitudy rozpraszania. Okazuje się, że jest to istotne dla rezonansowych modeli dualnych, które obecnie rozważamy.

Rezonansowe modele dualne charakteryzuje

całkowity opis procesów rozpraszania (włączając produkcję) wyłącznie poprzez wąskie rezonanse. Rezonanse te powinny występować w ilości nieskończonej, a ich momenty pędu winny być nieograniczone. W języku teorii Reggego

będą one sklasyfikowane za pomocą nieskończenie rosnących trajektorii $J = a(s) \rightarrow \infty$ dla $s \rightarrow \infty$,

wykorzystanie dualności Dolena—Horna—Schmida w celu posłużenia się modelem rezonansowym w obszarze wysokich energii, gdzie wymiana biegunów Reggego powinna dawać opis lepszy niż opis poprzez formowanie się rezonansów, narzucenie analityczności i krzyżowania jako fundamentalnych warunków dynamicznych.

Porównując powyższe trzy właściwości obu podejść spostrzegamy od razu, że uzupełniają się one wzajemnie. Jeśli chodzi o drugą własność to dualność Dolena—Horna—Schmida jest użyta w dwóch krańcowych przypadkach poprzez przedstawienie amplitud tylko za pomocą biegunów Reggego lub tylko za pomocą rezonansów. Pierwsze właściwości obu metod uzupełniają się również. Powiedzieliśmy już, że multiperyferyczna metoda samouzgodnienia wyjaśnia niewielkie szerokości rezonansów, która to cecha pojawia się w pierwszej właściwości rezonansowych modeli dualnych. I na odwrót konsekwencją rezonansowych modeli dualnych jest usprawiedliwienie założenia o multiperyferyczności dla procesów produkcji, które pojawia się w pierwszej właściwości multiperyferycznej metody samouzgodnienia. Nawet asymptotyczne zachowanie typu Reggego zostaje w sposób naturalny wyprowadzone z rezonansowych modeli dualnych.

W trzeciej na koniec właściwości obu metod ogólne zasady relatywistycznej teorii kwantowej zostają rozdzielone między multiperyferyczną metodę samouzgodnienia i rezonansowe modele dualne, przy czym trudniejszą część bierze na siebie metoda pierwsza (ze względu na nieliniowy charakter unitarności).

Wyniki rezonansowych modeli dualnych

Nie będę wnikać w szczegóły techniczne rezonansowych modeli dualnych, wymienię tylko główne wyniki tych modeli. I tak musimy mieć nieskończoną ilość liniowych i równoległych trajektorii Reggego, czego już spodziewaliśmy się; dla fizycznych wartości momentu pędu takie trajektorie produkują wielką różnorodność rezonansów (patrz rys. 3). Pomimo to zaskakujące jest, że za pomocą amplitudy rozpraszania zawierającej tylko bieguny proste jesteśmy w stanie spełnić warunki narzucone przez symetrię krzyżowania, zachowanie typu Reggego i dualność.

Rozwiązanie tego nie tylko istnieje, ale jest także bardzo proste. Amplituda rozpraszania dwóch identycznych cząstek bezspinowych wyraża się następującym wzorem [7]:

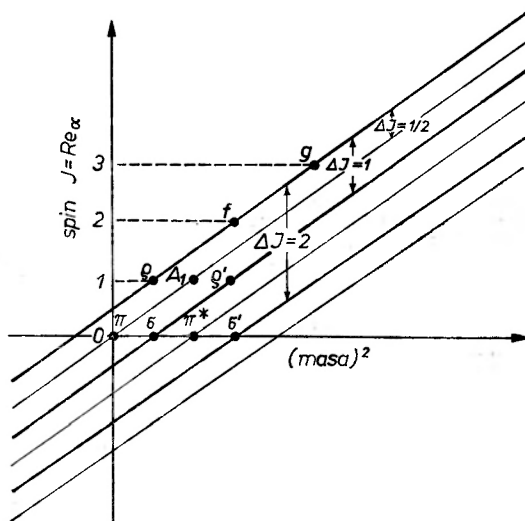
$$A(s, t) = B(-a_s, -a_t) = \int_0^1 x^{-a_s-1} (1-x)^{-a_t-1} dx, \quad (6)$$

gdzie $a_s = a + bs$ i $a_t = a + bt$ opisują trajektorie Reggego odpowiednio w kanałach s i t . $B(x, y)$ jest funkcją beta Eulera. Jest dobrze znane, że funkcja ta jest symetryczna w zmiennych x i y (krzyżowanie) i posiada proste bieguny dla

niedodatnich całkowitych wartości x i y (analityczność). Co więcej, jej granicą asymptotyczną (dla $x \rightarrow \infty$ przy ustalonym y) jest wyrażenie x^y (zachowanie typu Reggego). Możemy też napisać

$$B(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{x+m} C_m(y) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{y+m} C_m(x), \quad (7)$$

gdzie $C_m(t)$ jest wielomianem m -tego stopnia zmiennej t . Związek (7) oznacza, że amplituda może być przedstawiona jako suma albo biegunów w zmiennej s albo biegunów w zmiennej t (dualność Dolena—Horna—Schmida). Dodanie obu



Rys. 3. Rezonansowy model dualny, przewidywania dla widma najniższych mas mezonów nie-dziwnych. Grube i cienkie linie równoległe odległe od siebie o $\Delta J = 1/2$ odpowiadają cząstkom o przeciwnej normalności

tych wkładów daje podwójną wartość A (podwójne liczenie modelu interferencyjnego). Wzór (6) w sposób oczywisty spełnia wszystkie z wyjątkiem unitarności wymagania, które chcielibyśmy narzucić. Dla rezonansów o zerowej szerokości pogwałcenie unitarności jest koniecznością, ponieważ amplituda rozpraszania w pobliżu bieguna staje się dowolnie duża, dając w końcu prawdopodobieństwo większe od jedności.

Unitarność

Próby znalezienia poprawek do wzoru (6) wynikających z unitarności były i są czynione przez kilka grup fizyków. Wspomnę tu jedynie prace C. Lovelace'a [8], który pokazał, że rezonansowe modele dualne po właściwym wprowadzeniu

niezerowych szerokości rezonansów pozostają w bardzo dobrej zgodności z wieloma danymi doświadczalnymi i w wyniku tego są czymś więcej niż modelami czysto matematycznymi. Inną dobrą cechą wzoru (6) jest, że chociaż posiada on bieguny w zmiennych s i t , to nigdy nie daje bieguna „podwójnego” postaci

$$\frac{1}{s-s_0} \cdot \frac{1}{t-t_0}.$$

Wyrażenie takie jest w rzeczywistości zabronione. Matematycznym tego powodem jest, że bieguny w zmiennej s pojawiają się we wzorze (6) z całkowania w okolicy $x \cong 0$, a bieguny w zmiennej t — w okolicy $x \cong 1$ i nie dają się dlatego wzajemnie pogodzić.

Ten fakt może być uogólniony na przypadek procesów produkcji [9], gdzie dwie cząstki początkowe produkują powiedzmy N cząstek końcowych (gdzie N jest większe od dwóch). Doprowadziło to do uogólnienia wzoru (6) na procesy dowolne, przy czym nieoczekiwanie okazało się, że otrzymane wzory spełniają warunki używane jako założenia w multiperyferycznej metodzie samouzgodnienia (zachowanie typu wielokrotnej wymiany biegunów Reggego, multiperyferyczność).

Interpretacja probabilistyczna

Leżące u podstaw tych uogólnionych wzorów metody matematyczne są zarówno nowe, jak i eleganckie. Zawierają one układ równań nieliniowych wiążących podniesione do potęgi $-a_i-1$ zmienne x_i , które pojawiają się w uogólnieniu całki ze wzoru (6) (dla procesów produkcji mamy wiele zmiennych energetycznych typu s i t). Okazuje się, że równania te wiążą różne proste i złożone prawdopodobieństwa P_i poprzez warunek normowania $\sum P_i = 1$. Okazuje się też, że ich układ ma rozwiązanie dokładnie żadanego typu i z odpowiednią ilością parametrów swobodnych. Chciałbym tu podkreślić, że ta interpretacja probabilistyczna jest jeszcze daleka od pełnego wyjaśnienia.

Wydaje się jednak, że elementy statystyki pojawiają się w tych modelach również w innym kontekście. Można mianowicie postawić pytanie czy poziomy energetyczne rezonansowych modeli dualnych są zdegenerowane, czy też nie. Problem ten (którego rozwiązanie jest konieczne także dla unitaryzacji rezonansowych modeli dualnych) daje się rozwiązać. Nieoczekiwanie okazuje się [10], że ilość stanów zdegenerowanych znajdujących się na n -tym poziomie energetycznym rośnie w zasadzie tak, jak ilość podziałów $P(n)$ liczby n na nieujemne liczby całkowite, co dla dużych wartości n daje ilość stanów proporcjonalną do $\exp(\text{const} \cdot n^{1/2})$. Ponieważ energia (czy masa) n -tego poziomu jest proporcjonalna do $n^{1/2}$ (wynika to z postaci $a(s) = a + bs$), otrzymujemy wniosek, że ilość stanów o masie m rośnie jak $\exp(m/m_0)$, gdzie m_0 związane jest z nachyleniem (b) trajektorii i w rezonansowym modelu dualnym musi być stałą uniwersalną.

Złożone cząstki „elementarne“

Fizyczne wyjaśnienie powyższego faktu może mieć daleko idące konsekwencje. Posiadamy całkiem dobre dowody teoretyczne na to, że jest on związany z problemem istnienia cząstek zwanych „elementarnymi“, które są w istocie złożonymi, przy czym ilość ich składników jest bardzo duża. Czym są te składniki? Możliwą i zgodną z filozofią tak zwanego „bootstrapu“ (metody samouzgodnienia) odpowiedzią jest, że same cząstki „elementarne“ są swoimi składnikami. Innymi słowy jest możliwe, że mamy nieskończoną różnorodność cząstek oddziaływających ze sobą w obszarze o niewielkich rozmiarach (około 10^{-13} cm) w taki sposób, że tworzą one stany związane (lub rezonansowe) posiadające znów właściwości swoich składników.

W świecie bardzo wysokich energii (i bardzo małych odległości), gdzie za kreację i anihilację cząstek są odpowiedzialne relatywistyczne prawa ruchu i gdzie operacja liczenia składników może stracić wyraźny sens, powyższy obraz nie jest niefizyczny. Metody fizyki statystycznej mogłyby w tym przypadku okazać się najbardziej odpowiednie przy opisywaniu układów z tak dużą ilością stopni swobody.

Analogia z fizyką statystyczną staje się jeszcze bardziej uderzająca, jeśli porównać rezonansowy model dualny z wynikami otrzymanymi przez R. Hagedorna [11] przy badaniach zderzeń hadronów w bardzo wysokich energiach. Hagedorn posłużył się relatywistycznym modelem termodynamicznym i w rezultacie zastosowania termodynamicznego warunku „bootstrapu“ (samouzgodnienia) otrzymał widmo mas hadronów rosnące jak $\exp(m/kT_0)$ (k jest stałą Boltzmanna), gdzie T_0 jest uniwersalną temperaturą ($T_0 = 160 \text{ MeV} = 1,3 \times 10^{12} \text{ K}$) wyznaczoną w doświadczeniach przeprowadzonych w bardzo wysokich energiach.

Przedwczesne jest być może twierdzenie, że analogia ta jest czymś więcej niż analogią formalną. Faktem jest jednak, że wspólne w obu podejściach fizyczne założenie dotyczące samouzgodnionego opisu cząstek elementarnych jako własnych stanów związanych doprowadziło poprzez różne metody badań do bardzo podobnych wyników. Co więcej, w sposób naturalny została wprowadzona do teorii nowa stała uniwersalna (nachylenie trajektorii Reggego w jednym wypadku, maksymalna temperatura materii hadronowej w drugim), która może odegrać istotną rolę w przyszłym rozwoju naszych teorii cząstek elementarnych.

Tłumaczył Michał Świącki

Literatura

- [1] A. Pais, *Physics Today*, **21**, Nr 5, 24 (1968).
- [2] W. Heisenberg, *Z. Phys.*, **120**, 513 (1943).
- [3] G. F. Chew, *Science*, **161**, 762 (1968).

- [4] R. Dolen, D. Horn, C. Schmid, *Phys. Rev.*, **166**, 1768 (1968).
- [5] G. F. Chew, A. Pignotti, *Phys. Rev.*, **176**, 2112 (1968).
- [6] G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low, *Phys. Rev. Letters*, **22**, 208 (1969).
- [7] G. Veneziano, *Nuovo Cimento*, **57A**, 190 (1968).
- [8] C. Lovelace, *Phys. Letters*, **28B**, 265 (1968), oraz wykład na konferencji poświęconej oddziaływaniom $\pi\pi$ i $K\pi$ w Argonne, Maj 1969.
- [9] K. Bardakci, H. Ruegg, *Phys. Letters*, **28B**, 342 (1968); M. A. Virasoro, *Phys. Rev. Letters*, **22**, 37 (1969).
- [10] S. Fubini, G. Veneziano, *Nuovo Cimento*, **64A**, 811 (1969); K. Bardakci, S. Mandelstam, *Phys. Rev.*, **184**, 1640 (1969).
- [11] R. Hagedorn, *Nuovo Cimento*, **56A**, 1027 (1968).

Adam Sobieczewski

Zakład Teorii Jądra Atomowego
Instytutu Badań Jądrowych
Warszawa

Pierwiastki superciężkie *

Superheavy Elements

Abstract: The theoretical and experimental investigations on the problem of superheavy elements corresponding to the mass numbers $A \approx 300$ are reviewed. Prospects for existence of even heavier elements are discussed.

1. Wstęp

Najcięższymi pierwiastkami, jakie udało się dotychczas otrzymać doświadczalnie, są pierwiastki 104 i 105. Otrzymane one zostały w reakcjach z ciężkimi jonami. Ich czasy połowicznego zaniku są rzędu sekund: izotop $^{257}104$ ma czas $T_a = 4,5$ s, izotop $^{259}104$ — $T_a = 3$ s, a izotop $^{260}105$ czas $T_a = 1,6$ s. Wydajności reakcji, w których zostały otrzymane, są bardzo małe, typu „jednego atomu na godzinę“.

Przewidywania modelu kropłowego, który stosunkowo dobrze opisuje masy jąder, nie dają nadziei na możliwość otrzymania jąder znacznie cięższych od jąder pierwiastków wymienionych powyżej. Czasy połowicznego zaniku zarówno względem rozpadu alfa, jak i samorzutnego rozszczepienia, spadają bardzo szybko wg tego modelu ze wzrostem liczby atomowej Z , wskutek szybkiego wzrostu roli odpychania kulombowskiego.

Model kropłowy nie uwzględnia jednak efektów struktury powłokowej jąder, które mają podstawowe znaczenie dla większości własności jądrowych. Np. efekt powłokowy na masy jąder ciężkich może dochodzić do 10 MeV (podwójnie magiczne, mianowicie, jądro ołowiu ^{208}Pb jest o ok. 10 MeV silniej związane niż przewiduje to model kropłowy). Jest to niedużo w stosunku do całej masy przeciętnego jądra ciężkiego, która jest rzędu 220 GeV, ale bardzo

* Wykład wygłoszony na II Letniej Szkole Fizyki Jądrowej w Jeziorowskich, wrzesień 1969 r. Uaktualniony o wyniki prac, które pojawiły się do końca lutego 1971 r.

dużo w stosunku np. do wysokości bariery na samorzutne rozszczepienie, która dla przeciętnego rozszczepiającego się jądra (np. uranu) jest rzędu 5 MeV. Efekt powłokowy nie może być zatem pomijany przy rozpatrywaniu czasów życia jąder ciężkich.

Pierwsza systematyczna analiza efektu powłokowego na masę jądra przeprowadzona została w pracy Myersa i Świąteckiego [1]. Masa jądra (lub jego całkowita energia E) przedstawiona tam została jako suma masy opisywanej przez model kropłowy oraz poprawki powłokowej

$$E = E_{LD} + \Delta E_{SHELL}. \quad (1)$$

Poprawka powłokowa jest różnicą pomiędzy energią jądra o powłokowej strukturze poziomów energetycznych a jądra o ciągłym rozkładzie poziomów

$$\Delta E_{SHELL} = E \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \right) - E \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \right). \quad (2)$$

Założone zostało, że struktura powłokowa szybko zanika z deformacją jądra. Założenie to okazało się później przybliżeniem. Mniej fenomenologiczna analiza pokazała bowiem, że struktura ta, choć jest z reguły tłumiona z deformacją, to jednak nawet przy dużych deformacjach nie zanika zupełnie.

Wprowadzenie prostej, trójparametrowej poprawki powłokowej pozwoliło Myersowi i Świąteckiemu zmniejszyć rozbieżność pomiędzy masami doświadczalnymi, a przewidywanymi przez model kropłowy z ok. 10 MeV do ok. 2 MeV. Pozwoliło ono także stosunkowo dobrze odtworzyć momenty kwadrupolowe wszystkich znanych jąder. Sam model kropłowy bowiem nie odtwarza kształtu jąder zdeformowanych. Przewiduje on dla wszystkich jąder kształt kulisty.

Sz szczególnie interesujące były konsekwencje poprawki powłokowej dla problemu jąder superciężkich.

Przyjmijmy mianowicie, zgodnie z uproszczonymi regułami modelu powłokowego, że jądrem podwójnie magicznym, następnym po ^{208}Pb , jest jądro $^{312}126$. Okazuje się, że w modelu Myersa-Świąteckiego dostaje się wtedy na wysokość bariery na rozszczepienie tego jądra 9 MeV. W czystym modelu kropłowym zaś, bez poprawki powłokowej, jądro to nie ma żadnej bariery na rozszczepienie i nie może zatem istnieć (ulegałoby ono natychmiastowemu rozszczepieniu). Podobnie, efekt powłokowy zmniejsza o ok. 2,5 MeV energię rozpadu α jądra $^{312}126$ i bliskich mu, co powoduje zahamowanie tego rozpadu o kilka rzędów. W rezultacie można się spodziewać, dzięki efektowi powłokowemu, znacznego wydłużenia czasów życia dla całej „wysepki“ jąder położonych blisko jądra podwójnie magicznego.

W ostatnich kilku latach podjęte zostały intensywne badania teoretyczne nad odpowiedzią na pytanie: dla jakich jąder można oczekiwać tego wydłużenia czasów życia i jak duże będzie to wydłużenie? Wyniki tych badań wskazały na możliwość syntezy pierwiastków superciężkich w okolicy pierwiastka 114,

a nawet na pewne szanse znalezienia ich w naturze. W rezultacie tego podjęte zostały poszukiwania tych pierwiastków w próbkach ziemskich i księżycowych oraz w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym, a także próby syntezy ich w warunkach laboratoryjnych.

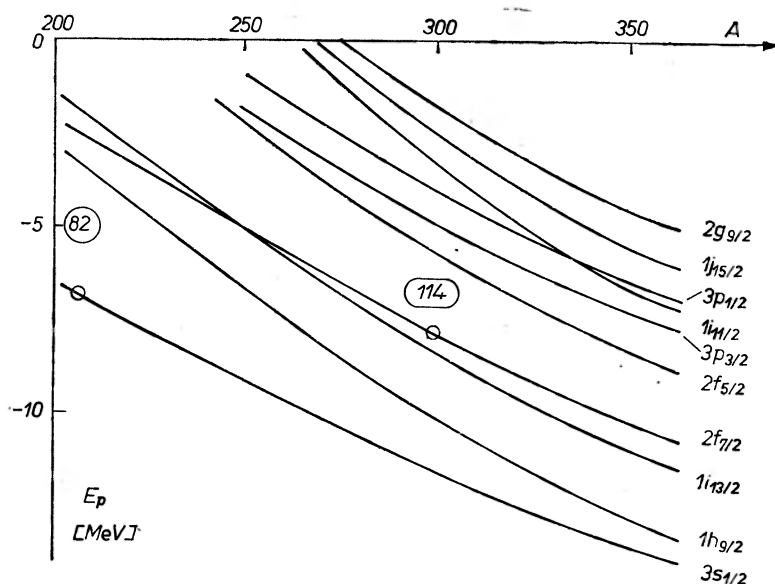
Celem niniejszego artykułu jest przegląd przede wszystkim badań teoretycznych, ale także i niektórych wyników doświadczalnych dotyczących pierwiastków superciężkich.

W paragrafie 2 omawiamy metody oszacowania czasów życia pierwiastków superciężkich, w 3 — własności chemiczne i fizyczne tych pierwiastków, w 4 — poszukiwanie ich w naturze, a w 5 — zagadnienie ich wytwarzania. W paragrafie 6 dyskutowany jest problem najcięższych pierwiastków, jakich istnienia i ewentualnie syntezy możemy oczekiwać.

2. Lokalizacja oraz oszacowanie czasów życia

2.1. Lokalizacja jąder superciężkich na mapie nuklidów

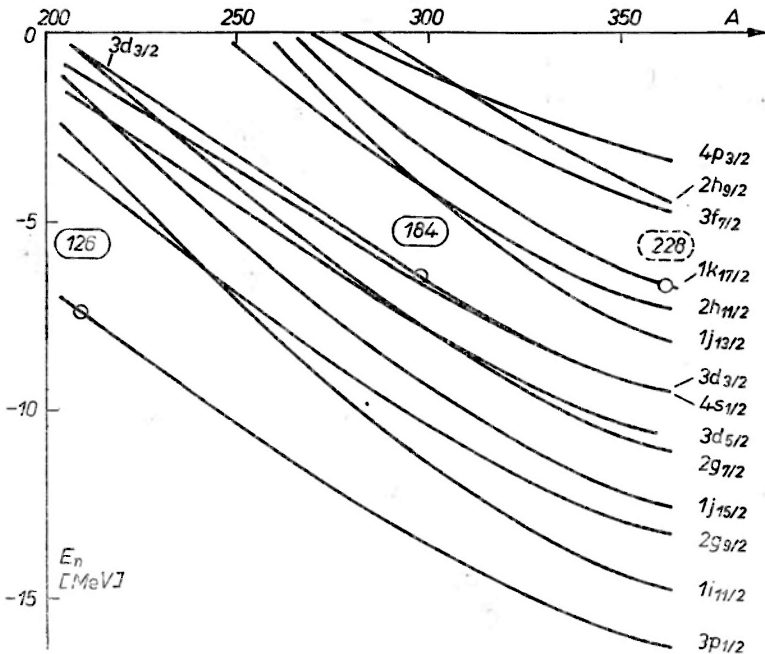
Przed przystąpieniem do jakichkolwiek oszacowań czasów połowicznego zaniku jąder superciężkich należało zbadać, czy możemy oczekiwać zamkniętych powłok przy liczbie protonów $Z > 82$ i neutronów $N > 126$. Najprostszą wersją rozwiązania tego problemu było wyznaczenie widma jednocząstkowego protonowego i neutronowego w możliwie realistycznym potencjale jądrowym w zależności od liczby masowej A i sprawdzenie, czy w widmach tych pojawiają się przerwy energetyczne przy $A > 208$. Naturalnie, ten realistyczny potencjał



Rys. 1. Energie poziomów protonowych w funkcji liczby masowej A

jądrowy powinien odtwarzać wszystkie znane doświadczalnie przerwy energetyczne przy $A \leq 208$.

Obliczenia takie zostały wykonane przy zastosowaniu zarówno potencjałów lokalnych [2-5], jak i nielokalnych [6, 7]. Przykład wyników otrzymanych za pomocą potencjału lokalnego w pracy [2] podany jest na rys. 1 dla protonów oraz na rys. 2 dla neutronów. Na rys. 1 widać (idąc po ekstrapolowanej fenomenologicznej ścieżce stabilności beta, zaznaczonej na rys. 1 i 2 kółkami na poziomach), że w widmie protonów po dużej przerwie energetycznej przy $Z = 82$ pojawia się znaczna przerwa przy $Z = 114$. Nie występuje natomiast żadna rzucająca się w oczy przerwa przy $Z = 126$. A więc dopiero wśród jąder superciężkich siły kulombowskie okazywałyby się dostatecznie mocne, by zaburzyć tak silny efekt, jakim jest zamknięta powłoka i dać liczbę magiczną dla protonów inną niż dla neutronów. Wszystkie liczby magiczne dla jąder znanych doświadczalnie są identyczne dla neutronów i protonów. Na rys. 2



Rys. 2. Energie poziomów neutronowych w funkcji liczby masowej A

widać, że liczbą magiczną dla neutronów, następną po $N = 126$, byłaby liczba $N = 184$. Obliczenia stosujące potencjał nielokalny [6, 7] dały na liczby magiczne takie same wyniki: $Z = 114$ i $N = 184$.

2.2. Metoda oszacowania czasów życia

Zajmiemy się przede wszystkim oszacowaniami czasów życia ze względu na samorzutne rozszczepienie T_{sf} i rozpad alfa T_{α} . Będziemy interesować się głównie jądrami parzysto-parzystymi w ich stanie podstawowym.

Czas T_{sf} wyznaczamy z formuły

$$T_{sf} = \frac{\ln 2}{n} \frac{1}{P}, \quad (3)$$

gdzie n jest liczbą uderzeń jądra o barierę potencjalną na jednostkę czasu, a P prawdopodobieństwem przeniknięcia tej bariery przy każdym uderzeniu. Za n przyjmuje się zwykle częstość drgań jądra prowadzących do jego rozszczepienia. W przypadku jednowymiarowym i przy zwykłej parametryzacji odkształceń jądra od postaci równowagi są to drgania typu beta.

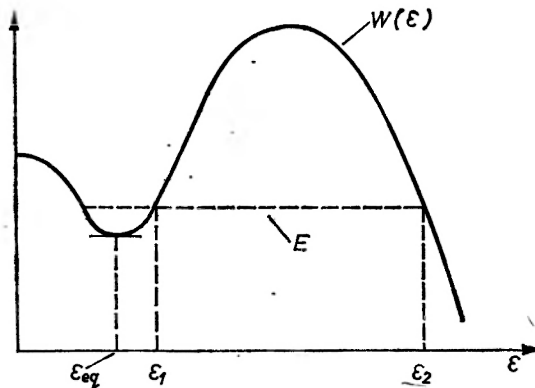
Prawdopodobieństwo przeniknięcia bariery jednowymiarowej w przybliżeniu WKB wynosi [8]

$$P = \left\{ 1 + \exp \left(2 \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} \sqrt{2 \frac{B(\epsilon)}{\hbar^2} [W(\epsilon) - E]} d\epsilon \right) \right\}^{-1} \equiv (1 + \exp K)^{-1}. \quad (4)$$

Dla $K \gg 1$

$$P \approx e^{-K}.$$

W równaniu (4) $B(\epsilon)$ jest parametrem masowym charakteryzującym bezwładność jądra względem jego deformacji. Tutaj deformacja ta opisana jest parametrem ϵ (por. [9, 3, 10]), opisującym stopień wydłużenia jądra. Wielkość $W(\epsilon)$ opisuje barierę na rozszczepienie, a E jest energią jądra w stanie, który rozważamy (por. rys. 3).



Rys. 3. Schematyczny przebieg bariery potencjalnej jądra na rozszczepienie. Dla jąder bliskich jądro podwójnie magicznemu mamy $\epsilon_{eq} = 0$

Parametr masowy B może być oszacowany fenomenologicznie, może też być obliczony mikroskopowo (tzn. w oparciu o model wewnętrznej struktury jądra). W tym ostatnim przypadku, przybliżenie adiabatyczne daje

$$\frac{1}{\hbar^2} B = \frac{2 \sum_3 (\frac{\partial Q}{\partial \epsilon})^2}{(2 \sum_1)^2}, \quad (5)$$

gdzie

$$\sum_k = \sum_{\mu, \nu} \frac{(q_{\mu\nu})^2 (u_\mu v_\nu + u_\nu v_\mu)^2}{(E_\mu + E_\nu)^k}$$

przy $k = 1$ lub 3 . Wielkości $q_{\mu\nu}$ są elementami macierzowymi operatora momentu kwadrupolowego pomiędzy stanami $|\mu\rangle$ i $|\nu\rangle$, u_μ i v_μ parametrami wariacyjnymi w funkcji Bardeena–Coopera–Schrieffera (BCS), opisującej korelacje „pairing“, E_μ energiami kwazicząstek, a Q masowym momentem kwadrupolowym jądra. Obliczenia parametru masowego B oparte o formułę (5) zostały szczegółowo opisane i przedyskutowane w pracy [11].

Oszacowania czasu rozpadu α opierają się z reguły na dwóch alternatywnych formułach fenomenologicznych: formułe Taagepera i Nurmii [12]

$$\log T_\alpha(\text{lata}) = 1,61 \left[\frac{Z-2}{\sqrt{Q_\alpha}} - (Z-2)^{2/3} \right] - 28,9 \quad (6)$$

i formułe Viola i Seaborga [13]

$$\log T_\alpha(\text{s}) = A_Z Q_\alpha^{-1/2} + B_Z \quad (7)$$

przy

$$A_Z = 2,11329Z - 48,9879$$

$$B_Z = -0,390040Z - 16,9543.$$

W obu formułach Z jest liczbą atomową jądra rozpadającego się, a Q_α energią rozpadu.

Widzimy, że do wyznaczenia T_α i T_{sf} potrzebna jest nam znajomość mas jąder w ich stanie równowagi (do T_α) oraz znajomość zależności masy od deformacji (do T_{sf}).

Wobec omówionego we wstępie podstawowego znaczenia poprawki powłokowej dla obliczeń czasu życia jąder ciężkich, w obliczeniach masy (lub energii całkowitej) stosować będziemy formułę (1), uwzględniającą tę poprawkę. Samą poprawkę staramy się wyznaczyć w sposób możliwie mikroskopowy. Najbardziej mikroskopową, spośród praktycznych metod opracowanych dotychczas, jest metoda zaproponowana przez Strutinskiego [14]. Polega ona na przedstawieniu poprawki powłokowej w postaci (2), z tym, że pierwszy wyraz po prawej stronie wzoru jest zwykłą sumą energii jednocząstkowych, a drugi jest sumą tych energii po ich rozmyciu. Rozmycia tego dokonuje się tak, by z widma dyskretnego, które występuje w pierwszym wyrazie, dostać widmo ciągłe. Oczekuje się, że różnica ta daje właśnie potrzebne efekty powłokowe.

Ponieważ widma jednocząstkowe znajdowane są oddzielnie dla protonów i neutronów, wkłady ich do poprawki także rozdzielają się

$$\Delta E_{\text{SHELL}}(Z, N, \text{def.}) = \Delta E_{\text{SHELL}}(Z, \text{def.}) + \Delta E_{\text{SHELL}}(N, \text{def.}). \quad (8)$$

Po uwzględnieniu oddziaływania „pairing“, kojarzącego nukleony w pary, każde z tych wyrażeń ma postać [15]

$$\Delta E_{\text{SHELL}}(X, \text{def.}) = \left\{ \sum_{\nu} e_{\nu} 2v_{\nu}^2 - \Delta^2/G - G \left(\sum_{\nu} v_{\nu}^4 - \sum_{\nu} 1 \right) \right\} - \{E(g) + \langle E_{\text{pair}} \rangle\}, \quad (9)$$

gdzie X oznacza bądź Z (protony), bądź N (neutrony). W równaniu (9) e_{ν} oznacza energię jednoząstkową, Δ przerwę energetyczną pochodzącą z oddziaływania „pairing“, a człon $G \sum_{\nu} 1$ jest odejmowaną diagonalną częścią tego oddziaływania, odpowiadającą ostrej powierzchni Fermiego. W przypadku gdy natężenie sił „pairing“ jest stałą, niezależną od deformacji, człon ten jest także stałą re-normalizującą pełną energię jądra.

Wielkość $E(g)$ jest sumą energii jednoząstkowych już rozmytych o rozkładzie gęstości $e(g)$. Ma więc postać

$$E(g) = \int_{-\infty}^{e_F} 2eg(e)de, \quad (10)$$

gdzie energia Fermiego e_F wyznaczana jest z warunku

$$X \equiv Z \text{ (lub } N) = \int_{-\infty}^{e_F} 2g(e)de. \quad (11)$$

Dwójka we wzorach (10) i (11) pochodzi z dwukrotnej degeneracji każdego rozmytego poziomu, przy dowolnej deformacji jądra.

Rozmywania poziomów dokonuje się zwykle za pomocą funkcji Gaussa, tak, że funkcja gęstości $g(e)$ ma postać

$$g(e) = \frac{1}{\gamma\sqrt{\pi}} \sum_{\nu} f_{\text{corr}}(u_{\nu}) e^{-u_{\nu}^2} \quad (12)$$

przy $u_{\nu} = (e - e_{\nu})/\gamma$, gdzie γ jest parametrem rozmycia. Funkcja korekcyjna $f_{\text{corr}}(u_{\nu})$ skonstruowana jest w taki sposób, by pozwalała wygładzić w rozkładzie poziomów fluktuacje o krótkim zasięgu l (rzędu odległości $\hbar\omega_0$ pomiędzy powłokami), ale jednocześnie zachować fluktuacje długiego zasięgu L (rzędu energii Fermiego e_F). W ten sposób parametr rozmycia γ powinien spełniać: $l < \gamma < L$. Sama funkcja f_{corr} , założona w postaci wielomianu, jest [16, 15]

$$f_{\text{corr}}(u_{\nu}) = 1 + \left(\frac{1}{2} - u_{\nu}^2\right) + \left(\frac{3}{8} - \frac{3}{2} u_{\nu}^2 + \frac{1}{2} u_{\nu}^4\right) + \left(\frac{5}{16} - \frac{15}{8} u_{\nu}^2 + \frac{5}{4} u_{\nu}^4 - \frac{1}{6} u_{\nu}^6\right) + \dots \quad (13)$$

Człon $\langle E_{\text{pair}} \rangle$ w równaniu (9) oznacza średnią wartość energii „pairing“ jądra przy deformacji równowagi.

Oprócz oszacowań czasów życia jąder superciężkich metodą tą wyliczono bariery na rozszczepienie jąder aktywnowców [15] oraz masy jąder w szerokim zakresie Z i N [17].

Same poziomy jednoząstkowe e , wyznaczane są przy zastosowaniu możliwie realistycznego potencjału jednoząstkowego. Najczęściej stosowany jest [18,

19, 15, 20] potencjał Nilssona [9, 3, 10] ze względu na stosunkową prostotę obliczeń. Pełny hamiltonian Nilssona, przy uwzględnieniu deformacji kwadropolowej ε i heksadekapolowej ε_4 , ma postać

$$H_{\text{Nilss}} = T + V, \quad (14)$$

gdzie energia kinetyczna jest

$$T = \frac{1}{2} \hbar \omega_0(\varepsilon, \varepsilon_4) \left[-\Delta_t + \frac{2}{3} \varepsilon \frac{1}{2} \left(2 \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right) \right],$$

a energia potencjalna

$$V = \frac{1}{2} \hbar \omega_0(\varepsilon, \varepsilon_4) \varrho^2 \left[1 - \frac{2}{3} \varepsilon P_2(\cos \Theta_t) + 2 \varepsilon_4 P_4(\cos \Theta_t) \right] - \\ - \kappa \hbar^0 \omega_0 [2I_t \cdot s + \mu (I^2 - \langle I^2 \rangle_N)].$$

Tutaj $\varrho^2 = \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2$, P_2 i P_4 oznaczają wielomiany Legendre'a odpowiednich stopni, a wskaźnik t przy jakiejś wielkości oznacza, że wielkość ta wyrażona jest w zmiennych ξ , η , ζ .

Dwa parametry potencjału κ i μ , różne dla protonów i dla neutronów, dobierane są zwykle tak, by odtwarzać doświadczalne poziomy jednocząstkowe. Następnie ekstrapolowane są one z obszarów doświadczalnych do obszaru jąder superciężkich.

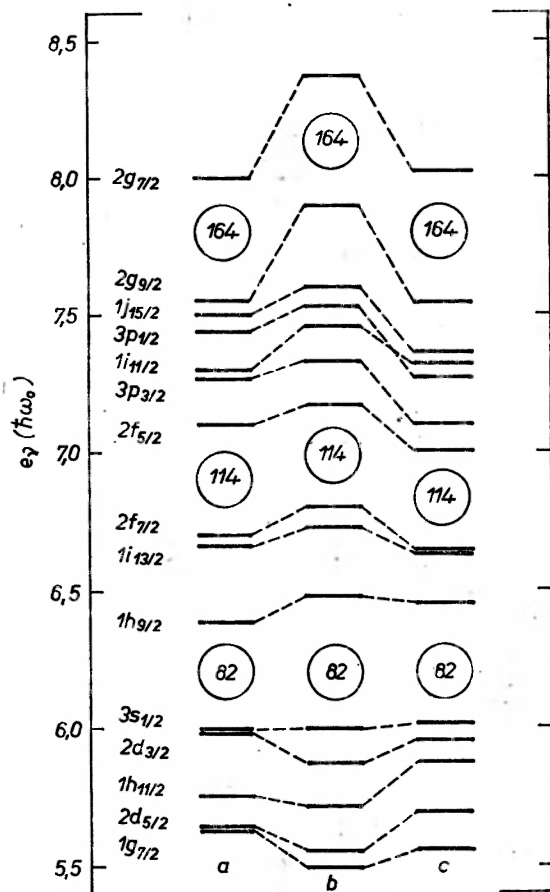
Prowadzone są także, choć rzadziej, obliczenia czasów życia jąder superciężkich z zastosowaniem zdeformowanego potencjału Woodsa-Saxona [21-23]. Wymagają one bardziej złożonych rachunków numerycznych. Są próby zastosowania jeszcze innych potencjałów [7], które nadają się specjalnie dobrze do opisu rozszczepienia przechodzącego przez fazy bardzo silnych deformacji jądra. Ulepszenie, które takie potencjały wnoszą, jest istotne jednak dla jąder o małej wartości parametru rozszczepialności („grube“ bariery), a więc dla jąder z początku obszaru aktynowców. Dla jąder superciężkich, które mają stosunkowo „cienkie“ bariery, ulepszenie to ma mniejsze znaczenie.

2.3. Wyniki obliczeń

Jak wspomnieliśmy w poprzednim paragrafie, większość obliczeń opiera się na poziomach jednocząstkowych otrzymanych w potencjale Nilssona. Punktem wyjścia jest dobór parametrów tego potencjału. Stosowano dotychczas dwa sposoby tego doboru: wspomniana wyżej ekstrapolacja tych parametrów z obszarów doświadczalnych oraz dopasowanie ich do poziomów jednocząstkowych wyliczonych dla obszaru jąder superciężkich w potencjale Woodsa-Saxona. Parametry potencjału Nilssona są dobrze znane w zasadzie tylko w dwu punktach. Jeden z nich odpowiada obszarowi ziem rzadkich, drugi obszarowi aktynowców. Okazuje się, że wartości parametrów w dwu tych punktach różnią się dość znacznie. Powoduje to kłopoty w doborze sposobu ekstrapolacji. Z reguły wybiera się ekstrapolację liniową względem liczby masowej A [18, 19, 15, 20].

Pozostaje jednak kwestia błędów, jakie może wnieść ta ekstrapolacja. Dyskusję tych błędów i ich wpływu na czasy życia jąder superciężkich przeprowadzono ostatnio w pracy [24].

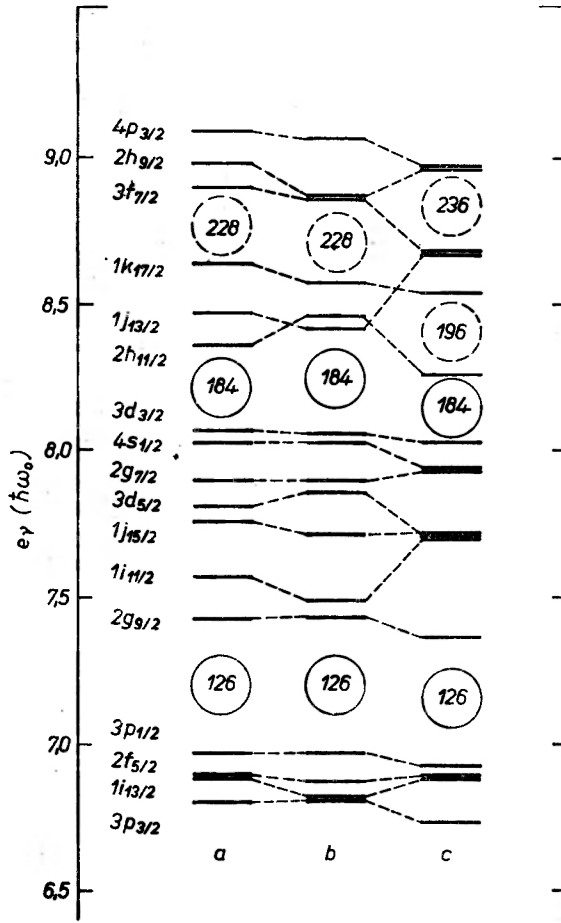
Idea dopasowywania parametrów potencjału Nilssona do poziomów potencjału Woodsa–Saxona [25] opiera się na fakcie, że parametry tego ostatniego znamy w większej liczbie punktów i ponadto, że większość tych parametrów słabo zależy od liczby masowej A . Nadaje się on wobec tego stosunkowo dobrze do ekstrapolacji w A .



Rys. 4. Trzy warianty układu protonowych poziomów jednocząstkowych [25]: (a) układ Nilssona z parametrami dopasowanymi do poziomów Woodsa–Saxona, (b) układ Woodsa–Saxona, (c) układ Nilssona z parametrami ekstrapolowanymi

Rys. 4 przedstawia trzy warianty poziomów protonowych dla jądra sferycznego. Jeden z nich (b) przedstawia układ poziomów Woodsa–Saxona, drugi (a) układ poziomów otrzymanych w potencjale Nilssona z parametrami dopasowanymi do poziomów Woodsa–Saxona i trzeci (c) układ poziomów Nilssona z parametrami ekstrapolowanymi. Widać, że w rejonie powłoki $Z = 114$,

którą wszystkie reprodukuje, są one wszystkie podobne. Większe różnice występują pomiędzy analogicznymi układami dla neutronów, przedstawionymi na rys. 5. Mianowicie, w układzie (c) pojawia się liczba magiczna $N = 196$, której nie obserwuje się w układzie (a) dopasowanym do (b). Konsekwencje tej liczby na miejsce występowania jąder superciężkich na mapie nuklidów i ich czasy życia przedyskutowane zostały w pracy [20].

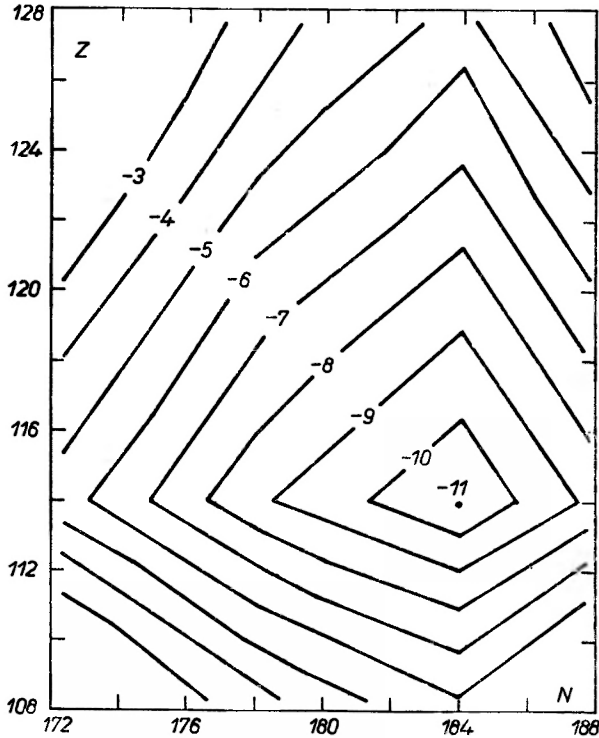


Rys. 5. To samo co na rys. 4 dla neutronów [25]

Omówimy tutaj wyniki ostatnio wykonanej pracy [25], opartej o układ (a) i porównamy je z wynikami wcześniejszych prac [18, 19, 15, 20] stosujących układ poziomów jednocząstkowych (c).

Rys. 6 przedstawia poprawkę powłokową ΔE_{SHELL} w funkcji liczby protonów Z i neutronów N . Widać, że największa (co do wartości bezwzględnej) poprawka (-11 MeV) pojawia się dla jądra podwójnie magicznego $^{208}_{114}$ i jest

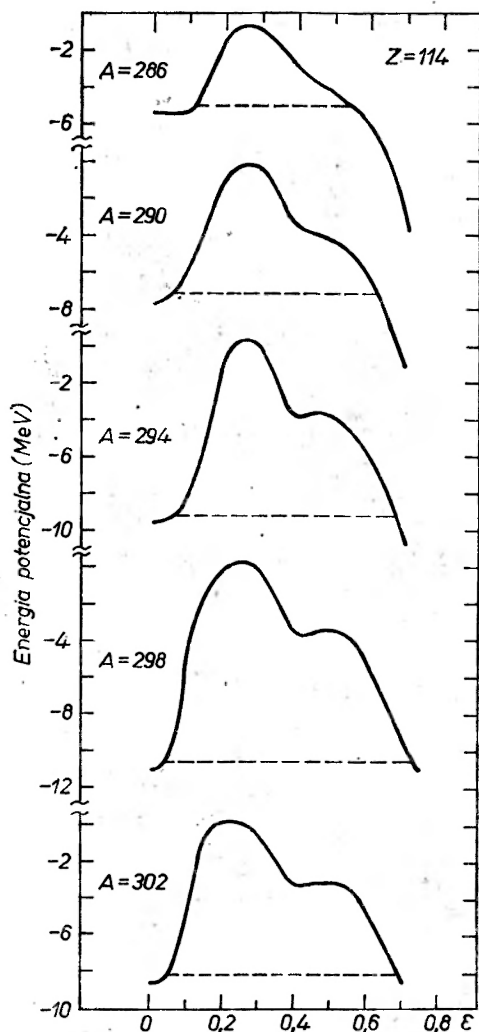
ona porównywalna z poprawką otrzymaną dla doświadczalnego jądra podwójnie magicznego ^{208}Pb (ok. -10 MeV). Wartość poprawki szybko spada przy oddalaniu się z liczbą N lub Z od wartości magicznych.



Rys. 6. Wykres poprawki powłokowej ΔE_{SHELL} (w MeV) w funkcji liczby protonów Z i neutronów N

Bariery potencjalne otrzymane dla kilku izotopów pierwiastka 114 pokazane są na rys. 7. Odpowiadają one najniższemu przebiegowi energii na powierzchni dwuwymiarowej $E(\varepsilon, \varepsilon_4)$, tzn. przebiegowi „dnem doliny“ na tej powierzchni, od deformacji zerowej, aż do dużych deformacji. Innymi słowy, dla każdej deformacji kwadrupolowej ε znajdująca jest deformacja heksadekapolowa ε_4 , przy której energia jest najniższa i ta energia przedstawiona jest na wykresie bariery. Widoczne jest, w konsystencji z rys. 6, że przy odchodzeniu z liczbą neutronów od zamkniętej powłoki bariera szybko maleje. Rys. 8 przedstawia bariery kilku izotonów o magicznej liczbie neutronów $N = 184$. Znowu bariera szybko maleje przy oddalaniu się z Z od liczby magicznej $Z = 114$. Szczególnie szybki spadek bariery przy wzroście Z spowodowany jest dodawaniem się do efektu malenia poprawki powłokowej efektu wzrostu odpychania kulombowskiego. Ten ostatni efekt, obok spadku wysokości bariery, powoduje także spadek jej grubości.

Zależność parametru masowego B , obliczonego wg formuły (5), od deformacji pokazana jest na rys. 9 dla kilku izotonów o $N = 184$. Widać, że wartość

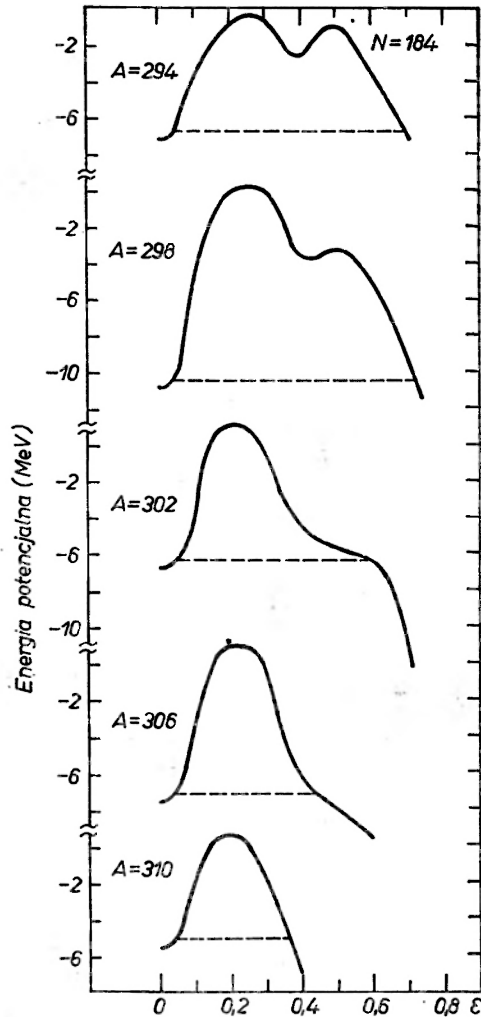


Rys. 7. Bariery potencjalne dla kilku izotopów pierwiastka 114

tego parametru fluktuuje z deformacją wokół pewnej średniej. Można więc w pierwszym przybliżeniu wyliczać czasy życia na samorzutne rozszczepienie T_{sf} z takimi średnimi, niezależnymi od deformacji, wartościami B . Mapa takich czasów życia T_{sf} wraz z mapą czasów życia T_a na rozpad α przedstawiona jest na rys. 10. Widoczne jest, że największy czas T_{sf} występuje dla jądra podwójnie magicznego $^{298}114$ i wynosi 10^{30} lat. Szybko on spada jednak z oddalaniem się od tego jądra. Czas T_a w pobliżu jądra $^{298}114$ wynosi ok. 1 roku i szybko rośnie przy obniżaniu Z . Największy całkowity czas połowicznego zaniku, ze względu na oba rozważane procesy, dostaje się przy $Z = 108-110$ i wynosi on ok. 10^{10} lat.

Przedstawialiśmy dotąd wyniki otrzymane w pracy [25]. Czasy życia otrzymane w pracach wcześniejszych [18, 19, 15] podane są na rys. 11. Widać, że

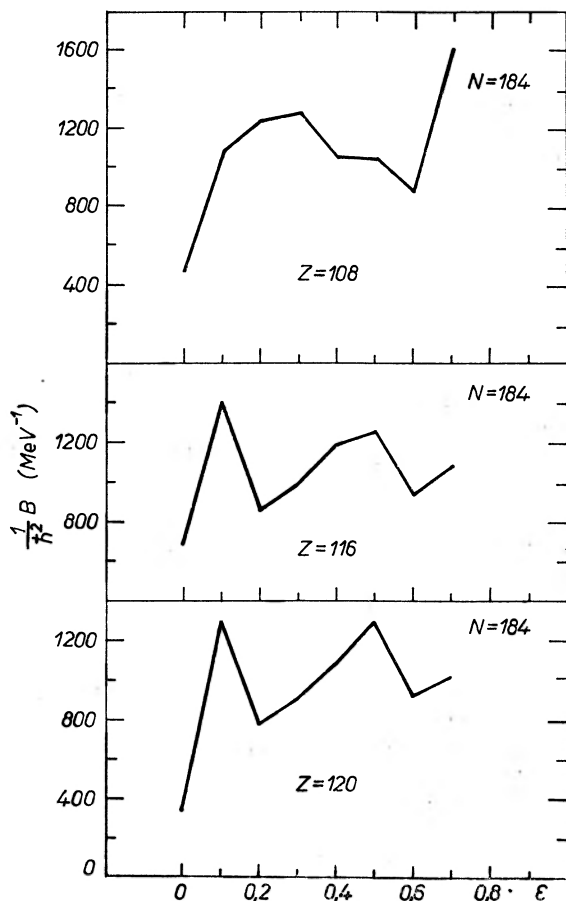
czasy T_a w obu przypadkach są bliskie sobie. Pochodzi to stąd, że T_a jest określony przede wszystkim przez masy otrzymane z modelu kropłowego, który w omawianej pracy [25] był wzięty dokładnie taki sam, jak w pracach wcześniejszych [18, 19, 15]. Mianowicie, we wszystkich tych pracach parametry modelu kropłowego zostały zaczerpnięte z pracy Myersa i Świąteckiego przed-



Rys. 8. Bariery potencjalne dla kilku izotonów o liczbie neutronów $N = 184$

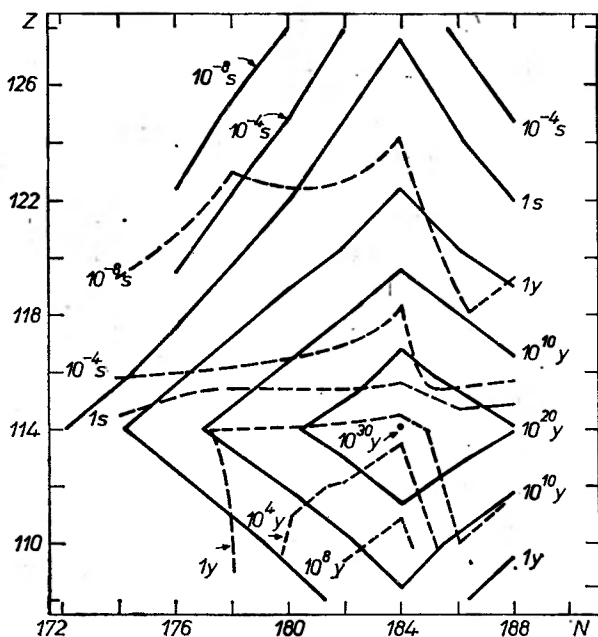
stawionej na Konferencji w Lysekil [26]. Poprawka powłokowa ma na T_a mniejszy wpływ niż na T_{sf} , który w obszarze jąder superciężkich, jak to było podkreślane we wstępie, określony jest przede wszystkim przez poprawkę powłokową. Porównanie rys. 10 i 11 pokazuje, że w pracy [25] otrzymuje się T_{sf} większe niż w pracach [18, 19, 15]. Dla jąder o $Z \approx 110$ różnica ta wynosi

ok. dwóch rzędów. Pochodzi ona głównie z większej przerwy energetycznej przy $N = 184$ w widmie stosowanym w pracy [25] (rys. 5a) niż w widmie stosowanym w pracach [18, 19, 15] (rys. 5c). Różnica tych widm, a mianowicie pojawianie się w widmie z rys. 5c powłoki przy $N = 196$, której nie ma w widmie z rys. 5a, powoduje także inny kształt linii $T_{sf} = \text{const.}$, a zatem inny kształt „wysepki“ jąder superciężkich, na rys. 10 i 11. Dotyczy to głównie obszaru $N > 184$.

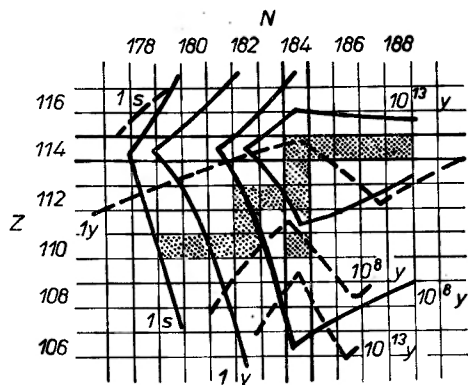


Rys. 9. Zależność parametru masowego od deformacji dla trzech izotonów o $N = 184$

Rozważając same wartości czasów życia T_a i T_{sf} powinniśmy pamiętać o czułości ich na zmianę parametrów, które musimy ekstrapolować z odległego obszaru doświadczalnego. Zestawienie rysunków 10 i 11 daje pewne pojęcie o czułości tych czasów na układ poziomów jednocząstkowych. Wprowadzcie czasy życia przedstawione na tych rysunkach nie różnią się bardzo (największe całkowite czasy życia otrzymane są w obu przypadkach przy $Z \approx 110$ i różnią się o ok. 2 rzędy), ale też i układy poziomów (warianty (a) i (c) na rys. 4 i 5)



Rys. 10. Mapa czasów połowicznego zaniku ze względu na rozszczepienie samorzutne T_{sf} (linie ciągłe) i rozpad alfa T_α (linie przerywane) otrzymanych w pracy [25]

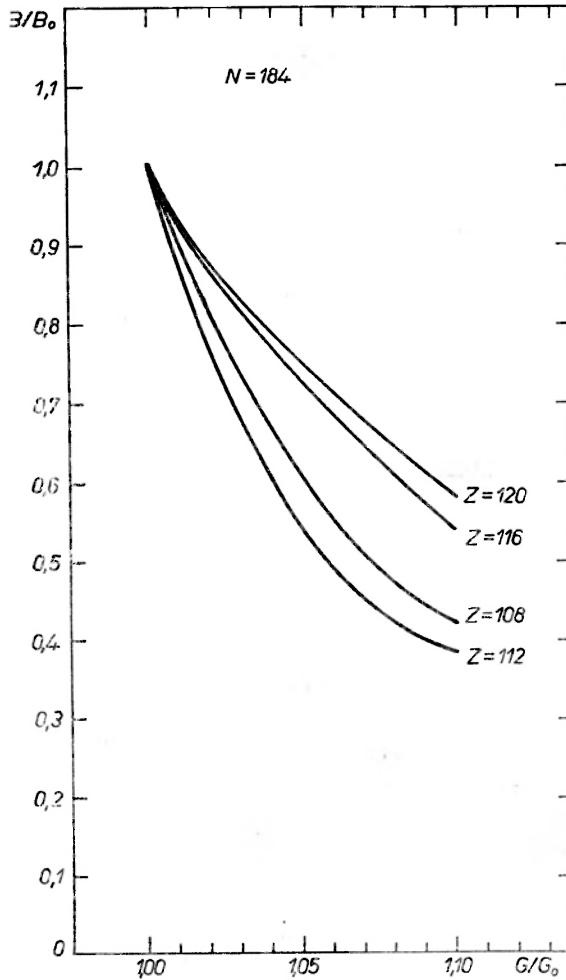


Rys. 11. Mapa czasów połowicznego zaniku T_{sf} (linie ciągłe) i T_α (linie przerywane) otrzymanych w pracach [18, 19]. Zakresowane kwadraty odpowiadają nuklidom stabilnym względem rozpadu beta

nie różnią się bardzo silnie. Można spodziewać się, że różne sposoby ekstrapolacji poziomów jednoząstkowych mogą doprowadzić do większych różnic w tych poziomach [24].

Godną uwagi jest także czułość czasów życia, a w szczególności T_{sf} na wartość stałej oddziaływania „pairing“ G . Wchodzi ona do T_{sf} zarówno poprzez barierę potencjalną, jak i parametr masowy B . Okazuje się jednak, że B zależy silniej od G niż bariera. Rys. 12 przedstawia zależność parametru B , obliczonego

wg formuły (5) w punkcie $\varepsilon = 0,2$, $\varepsilon_4 = 0,02$, który jest bliski punktowi siodłowemu jąder superciężkich, od G . Widać, że dla czterech izotonów o $N = 184$ wzrost G o 5% powoduje zmniejszenie B o (25-45)%, a więc średnio o ok. 35%.

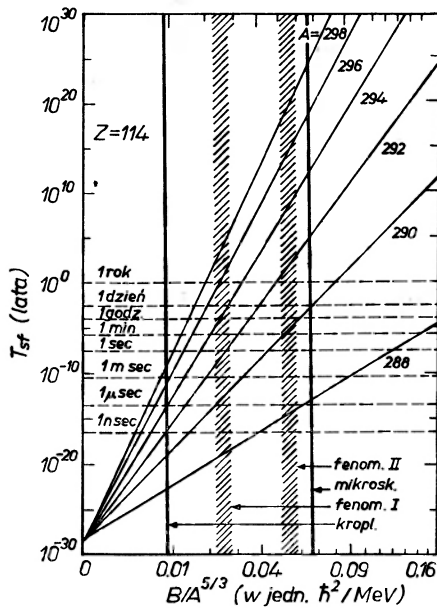


Rys. 12. Zależność parametru masowego B od natężenia sił „pairing“ G [25]

Effekt tej zmiany B na T_{sf} możemy prześledzić na rys. 13, który daje zależność T_{sf} od B i który zawiera tyle poglądowej informacji, że warto go tu krótko opisać.

Na rysunku tym każda prosta pochyła odpowiada zadanej barierze potencjalnej, prosta pionowa zaś zadanemu parametrowi B . Łatwo jest zatem odczytać, jak przy zadanym B zmienia się T_{sf} ze zmianą wielkości bariery oraz jak przy zadanej barierze zmienia się T_{sf} przy zmianie B . Dla parametru masowego podane są, dla dyskusji, cztery wartości: wartość kropłowa, fenomenologiczna I, fenomenologiczna II i mikroskopowa, otrzymana z równania (5). Wiadomo, że wartość kropłowa, odpowiadająca drganiom bezwirowym kropli

cieczy, jest znacznie za mała. Wynika to już z samych oszacowań przeprowadzonych (por. [11]) na podstawie danych spektroskopowych (energie stanów kolektywnych i prawdopodobieństwa przejść elektromagnetycznych pomiędzy nimi). Wartości fenomenologiczne I i II wyznaczone zostały z T_{sf} i wysokości barier potencjalnych pomierzonych dla jąder aktywności, przy założeniu różnych kształtów bariery (por. [18]). Wartość II otrzymana została przy założeniu bardziej realistycznego, uwzględniającego poprawkę powłokową, kształtu i dlatego powinna być uważana za bardziej realistyczną. Jest przyjemnym wynikiem, że wypada ona stosunkowo blisko wartości mikroskopowej, która także wydaje się wartością realistyczną.



Rys. 13. Zależność czasu połowicznego zaniku T_{sf} od parametru masowego B [18]

Możemy zobaczyć teraz o ile zmniejszy się czas T_{sf} np. dla jądra $^{294}114$ przy zmniejszeniu B o 35%, co odpowiada, jak pamiętamy, wzrostowi G o 5%. Czas ten, który przy wartości fenomenologicznej II parametru B wynosi ok. 10^8 lat, przy B zmniejszonym o 35% wyniesie (10-100) lat, a zatem o 6 do 7 rzędów mniej. Widać więc, że czułość jest bardzo duża i że oszacowanie wartości czasów życia, a w szczególności T_{sf} traktować należy jedynie jako orientacyjne.

3. Własności chemiczne i fizyczne

W celu przewidzenia własności chemicznych pierwiastków superciężkich wykonane zostały obszerne samozgodne rachunki, typu Hartree-Focka, dla powłok elektronowych (por. [27, 28]). Pozwoliły one umieścić pierwiastki

superciężkie w tablicy Mendelejewa w sposób przedstawiony na rys. 14. Widać, że pierwiastek 112 byłby chemicznie podobny do rtęci, 113 do talu, 114 do ołowiu itd. Rachunki te pozwoliły także przewidzieć wiele własności fizycznych tych pierwiastków. Niektóre z własności chemicznych i fizycznych przewi-

1 H																	2 He
3 Li	4 Be											5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne
11 Na	12 Mg											13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe
55 Cs	56 Ba	57-71 La	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn
87 Fr	88 Ra	89-103 Ac	104	105	106	107	108	109	110	111	112	113	114	115	116	117	118
119	120	121															

Lantanowce	La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
	57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71

Aktynowce	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr
	89	90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103

121	122	123	124	125	126	
-----	-----	-----	-----	-----	-----	--

Rys. 14. Układ okresowy pierwiastków rozszerzony na pierwiastki superciężkie

dzianych dla pierwiastka ^{208}Pb przedstawione są w załączonej tablicy i porównane z odpowiednimi własnościami ^{208}Pb . Tablica ta, cytowana za pracą [7], oparta jest na wynikach Kellera i współpracowników [29] oraz Manna.

Interesujące są własności jąder superciężkich związane z energetyką ich rozszczepienia. Własności te dostarczają bowiem metody poszukiwań pierwiastków superciężkich, a w przypadku odkrycia tych pierwiastków mogą zdecydować o ich zastosowaniach.

Własności chemiczne i fizyczne

Własność	^{208}Pb	$^{286}\text{114}$
Konfiguracja elektronowa stanu podstawowego	Rdzeń ksenonowy + $4f^{14}5d^{10}6s^26p^2$	Rdzeń radonowy + $5f^{14}6d^{10}7s^27p^2$
Stopień utlenienia	+2 (+4)	+2
Potencjał jonizacyjny (eV)	7,4	8,5
Energia linii $K_{\alpha 1}$, promieniowania X (keV)	75	174
Gęstość (g/cm^3)	11	14
Temp. topnienia ($^{\circ}\text{C}$)	327	67
Temp. wrzenia ($^{\circ}\text{C}$)	1620	147

Podstawową sprawą jest tu duża energia, jaka dzięki silnemu odpychaniu kulombowskiemu, powinna się wydzielić w jednym akcie rozszczepienia. Np. przy rozszczepieniu na dwa fragmenty jądra o $Z = 114$, energia ta powinna przekraczać 300 MeV, podczas gdy dla jąder uranu wynosi ona ok. 200 MeV. Powinno to spowodować wzrost zarówno energii kinetycznej fragmentów, jak i ich energii wzbudzenia, co z kolei powinno być przyczyną emisji większej liczby neutronów. Według oszacowań Nixa [30], średnia liczba neutronów emitowanych w jednym akcie rozszczepienia jądra $^{298}114$ powinna wynosić 10,5, podczas gdy dla ^{240}Pu jest ona 2,8.

4. Poszukiwanie pierwiastków superciężkich w naturze ¹

Wyniki poszukiwań pierwiastków superciężkich w próbkach ziemskich nie są na razie jednoznaczne. W większości prac wydają się one negatywne. Negatywny wynik dały poszukiwania pierwiastka 110 w rudach platyny metodą pomiaru energii kinetycznej produktów rozszczepienia [31], która, jak wspomniano w poprzednim paragrafie, powinna być znacznie większa dla jąder superciężkich niż dla znanych jąder ciężkich. Dokładniej mówiąc, badania te dały na górną granicę zawartości wagowej pierwiastka 110 w rudach platyny bardzo niską wartość $6 \cdot 10^{-12}$ g/g. Założony tu został taki sam przekrój czynny na rozszczepienie jąder $^{294}110$ neutronami termicznymi, którymi naświetlane były rudy platyny, jak dla jąder ^{235}U . Podobny wynik dały poszukiwania śladów rozszczepienia w bardzo starych minerałach (o wieku rzędu setek milionów, a nawet miliarda lat) zawierających złoto i ołów [32]. Polegały one na rejestracji odpowiednio długich śladów produktów rozszczepienia. Ślady te, wskutek większej energii kinetycznej produktów, powinny być dłuższe (o 25-40%) od śladów rozszczepienia znanych pierwiastków. Poszukiwania śladów rozszczepienia jąder superciężkich po uprzedniej ich separacji masowej z próbek minerałów złota, ołowiu i rtęci dały również wynik ujemny [33]. Negatywne także były wyniki dotychczasowych pomiarów dużej liczby jednocześnie neutronów w próbkach ołowiu [34, 35]. Jak wspomniano w poprzednim paragrafie, dla jąder pierwiastka 114 liczba neutronów emitowanych w jednym akcie rozszczepienia powinna wynosić ok. 10.

Warto tu podkreślić, że każda z wymienionych prac opierała się na określonych założeniach co do własności jąder pierwiastków superciężkich, które ustalane były na drodze ekstrapolacji. Np. na założeniu o energii kinetycznej produktów rozszczepienia, o przekroju czynnym na rozszczepienie pod wpływem neutronów termicznych, o liczbie neutronów emitowanych w jednym akcie rozszczepienia itp. Negatywny wynik pracy może zatem odnosić się bądź do istnienia pierwiastków superciężkich w badanych próbkach (a więc do odpowiednio długich czasów życia tych pierwiastków), bądź do założonych w tej

¹ Wdzięczny jestem Pani mgr E. Cieślak za dyskusje i uwagi dotyczące tego problemu.

pracy ich własności. Także w samej technice pomiarów zawarte były na ogół założenia ekstrapolacyjne.

W odróżnieniu od przedstawionych powyżej negatywnych rezultatów, w kilku pracach znaleziono aktywności, których nie dało się objaśnić starannie badaną domieszką znanych pierwiastków aktywnych. Są to prace badające ślady produktów rozszczepienia w związkach ołowiu za pomocą detektorów dielektrycznych [36, 37] oraz rejestrujące produkty rozszczepienia za pomocą specjalnych, dużych liczników proporcjonalnych, dostosowanych do rejestracji bardzo rzadkich aktów rozpadu [38].

Sygnalizowane są ostatnio wyniki poszukiwań pierwiastków superciężkich w próbkach księżycowych [39].

Hipoteza pierwiastków superciężkich okazała się przydatna w objaśnieniu pewnych anomalii w składzie chemicznym meteorytów. Domieszką tych rozszczepiających się pierwiastków objaśnia się mianowicie występowanie anomalnie dużych ilości ksenonu i kryptonu w niektórych rodzajach meteorytów [40].

Prowadzone w ostatnich latach prace nad składem chemicznym (widmem ładunkowym) pierwotnego promieniowania kosmicznego wskazują na obecność w tym promieniowaniu jąder bardzo ciężkich. Za pomocą detektorów śladowych o dużej powierzchni (kilku m²), umieszczonych na balonach wysłanych na duże wysokości, zostały zanotowane trzy przypadki jąder o $Z > 83$. W dwu przypadkach wartość Z oceniona została na 90 ± 4 [41], w jednym przypadku na 105 ± 3 [42].

5. Wytwarzanie pierwiastków superciężkich

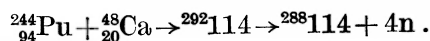
Mimo że przystąpiono do poszukiwań pierwiastków superciężkich w naturze, to zagadnienie czy mogły one tam powstać i w jaki sposób należy uważać wciąż za otwarte [43]. Dyskutuje się możliwość powstania ich w procesie szybkiego wychwytu neutronów (proces r) w wybuchach gwiazdnych (supernowe lub jądra galaktyk). Realizacji takiego procesu mogło jednak stanąć na przeszkodzie rozszczepienie jąder silnie neutrono-nadmiarowych, przez które proces ten musiałby przejść, by następnie drogą serii rozpadów beta doprowadzić do wysepki jąder superciężkich. W takim przypadku możliwości dostania się do tej wysepki należałoby szukać w występowaniu w wybuchach gwiazdnych reakcji z ciężkimi jądrami. Hipoteza takich reakcji, np. reakcji $^{208}\text{Pb} + ^{78}\text{Ni}$, wysunięta została przez Kowalskiego i Kuchowicza [44, 45]. Reakcje te, skojarzone z szybkim wychwytem neutronów mogłyby doprowadzić do jąder superciężkich z dobrym stosunkiem neutronów do protonów, tzn. położonych blisko środka wysepki stabilności.

Zastanówmy się teraz nad sposobami otrzymania pierwiastków superciężkich w warunkach ziemskich. Najbardziej obiecujące wydają się tu reakcje z ciężkimi jonami. Dużą niewiadomą, co do skuteczności tych reakcji, stanowi jednak następujący problem. W paragrafie 2 opisane były oceny czasów życia

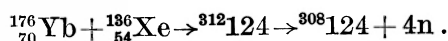
jąder superciężkich w stanie podstawowym i dla tego tylko stanu czasy życia wypadają stosunkowo duże. W reakcjach otrzymywać będziemy jednakże jądra w stanie wzbudzonym. Należy spodziewać się, że efekt powłokowy jest w stanie wzbudzonym słabszy, a zatem bariera na rozszczepienie niższa. Prawdopodobieństwo rozszczepienia wprost z tego stanu może być zatem duże w stosunku do prawdopodobieństwa przejścia do stanu podstawowego. Ponadto bariera na rozszczepienie jądra superciężkiego jest wąska w stosunku do barier znanych jąder aktynowców. Już stosunkowo nieduże deformacje, jakie występować będą przy syntezie jądra superciężkiego, mogą spowodować, że jądro to znajdzie się poza punktem siodłowym, a więc praktycznie bez szans przejścia do stanu równowagi [46].

Pamiętając o tych wątpliwościach, przedstawmy jednak kilka przykładów reakcji, które mogłyby doprowadzić do syntezy jąder superciężkich [47, 48, 7].

Jednym z nich jest bombardowanie ciężkich jąder stosunkowo lekkimi jonami, np.



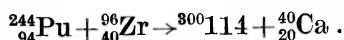
Drugim byłoby zderzenie jąder o stosunkowo bliskich sobie masach, a więc coś w rodzaju procesu odwrotnego do rozszczepienia, np.



Jądro ${}_{124}^{308}$ mogłoby zbliżyć się do obszaru największej stabilności drogą rozpadu α i ewentualnie β .

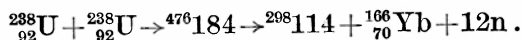
W obu przykładach założone zostało przechodzenie reakcji poprzez jądro złożone. Powstające jądra są neutrono-deficytowe. W przykładzie pierwszym można spodziewać się mniejszych deformacji jądra złożonego, ale za to większej energii jego wzbudzenia (jądra wchodzące w reakcję pierwszą są słabiej związane niż w reakcji drugiej) [7].

Innym przykładem byłaby reakcja przekazu wprost, np.



Widać, że w tym przypadku dostajemy się do samego środka wysepki stabilności.

Interesująca jest perspektywa bombardowania jąder ciężkich jądrami także ciężkimi, dyskutowana w pracy [49], np.



Jądro złożone rozszczepiałoby się tutaj, dając pewne szanse otrzymania jąder z samego środka wysepki stabilności. Jest tu jednak spora obawa, że produkty rozszczepienia, w momencie ich powstania, będą silnie zdeformowane i wobec tego będą się natychmiast same rozszczepiać. Ostatecznie więc bardziej obiecujący może się okazać, przy zderzaniu się ciężkich jąder, proces przekazu wprost.

Przy realizacji ostatniego typu reakcji dużym problemem technicznym jest uzyskanie wiązki ciężkich jąder o dostatecznie dużej energii (większej od wysokiej dla takich jąder bariery kulombowskiej) i natężeniu. Problem ten ominięto niejako w jednej z ostatnich prac [50]. „Wiązkę“ ciężkich jąder stanowiły jądra odrzutu powstające w naświetlaniu tarczy wysokoenergetycznymi protonami (24 GeV z akceleratora w CERN-ie) przy dostatecznie dużym przekazie pędu. W pracy tej przedstawiono pewne argumenty wskazujące na zidentyfikowanie w produktach reakcji pierwiastka 112.

6. Zagadnienie istnienia pierwiastków jeszcze cięższych, niż pierwiastki z otoczenia 114

Duże czasy życia rzędu 10^8 lat, otrzymane w rachunkach teoretycznych opisanych w paragrafie 2, dla jąder z otoczenia $^{298}114$, były zachętą do sprawdzenia czy możemy oczekiwać jeszcze cięższych jąder, które miałyby stosunkowo długie czasy połowicznego zaniku.

W pracach [3, 51] zauważono, że w widmie protonowym w sferycznym potencjale Nilssona z ekstrapolowanymi parametrami pojawia się dość silna zamknięta powłoka przy $Z = 164$. Także w widmie neutronowym pojawiają się wysoko położone powłoki [51]. W tym ostatnim jednak przypadku przerwy energetyczne są raczej małe i czułe na zmiany parametrów potencjału.

Przeprowadzone zostały oszacowania [51, 52] czasów życia jąder z otoczenia pierwiastka 164. W oszacowaniach [52] największe czasy, rzędu 10^{-2} s, wypadły dla jąder w okolicy nuklidu $^{464}164$.

Jak wspomniano w paragrafie 2, potencjał Woodsa–Saxona wydaje się lepszy do dalekich ekstrapolacji w liczbie masowej A od potencjału Nilssona. Pochodzi to ze stosunkowo słabej zależności jego parametrów od A . W pracy [53] wykorzystano ten potencjał do zbadania zagadnienia liczb magicznych dla bardzo ciężkich jąder.

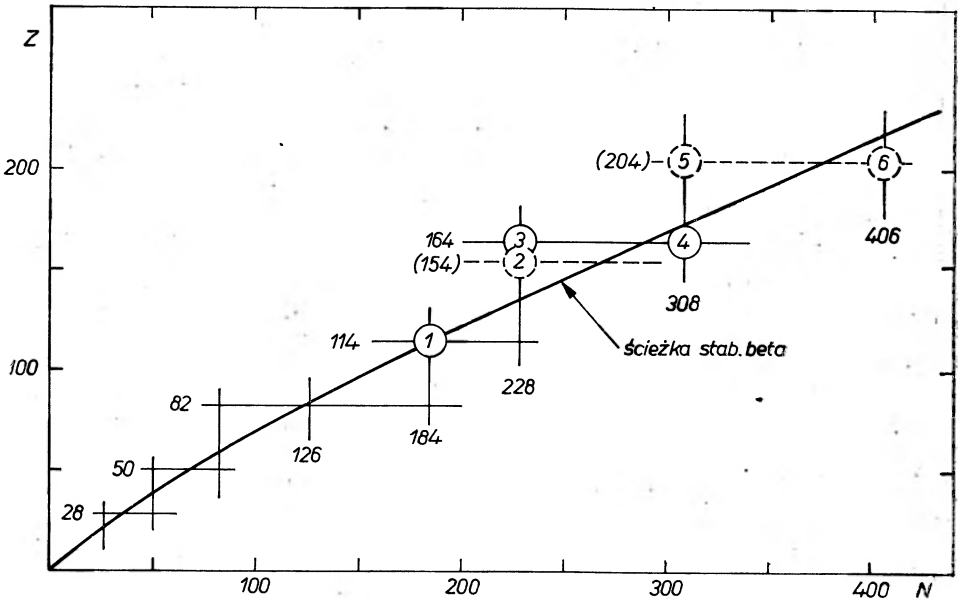
Rys. 15 przedstawia poziomy jednocząstkowe protonowe w funkcji liczby masowej A , otrzymane przy jednym z wariantów parametrów potencjału rozważonych w [53]. Widać, że po doświadczalnej powłoce przy $Z = 82$, odtworzonej przez rachunek, dostaje się dość znaczną powłokę przy $Z = 114$, a potem przy $Z = 164$, sugerowaną przez poprzednie obliczenia [3, 51]. Zaznacza się jednak dodatkowo podpowłoka przy $Z = 154$. Widoczna jest także zmniejszona gęstość poziomów przy $Z \approx 204$.

Rys. 16 przedstawia sytuację dla poziomów neutronowych. Tutaj po powłoce doświadczalnej przy $Z = 126$, odtworzonej przez rachunek, zaznacza się powłoka przy $N = 184$, otrzymana we wcześniejszych rachunkach, a dalej silne powłoki przy $N = 308$ i 406 . Widoczna jest także dość znaczna podpowłoka przy $N = 228$. Ani powłoki $N = 308$ i 406 , ani podpowłoka $N = 228$ nie zostały otrzymane w rachunkach z potencjałem Nilssona [51].

Jest rzeczą interesującą i dosyć nieoczekiwaną, że przy tak dużych gęstościach poziomów, jakie występują w otoczeniu poziomemu Fermiego jąder

o $A \approx 500-600$, są w stanie uformować się tak silne powłoki. Powłoki przy $N = 308$ i 406 mają bowiem szerokość ok. 2,5 MeV.

Położenie powłok na mapie nuklidów pokazane jest na rys. 17. Powłoki zaznaczone są liniami ciągłymi, podpowłoki przerywanymi. Grubą linią zaznaczona jest fenomenologiczna ścieżka stabilności beta, ekstrapolowana aż do $A \approx 650$. Widoczne jest, że pierwsze przewidywane podwójnie magiczne jądro superciężkie ① wypada prawie dokładnie na tej linii, pozostałe zaś są mniej lub bardziej od niej oddalone. Ponieważ jednak jest to linia ekstrapolowana, oddalenie od niej jąder ②-⑥ nie oznacza, że wszystkie one muszą być niestabilne względem rozpadu beta.



Rys. 17. Położenie przewidywanych bardzo ciężkich jąder podwójnie magicznych na mapie nuklidów

Jądro ⑥ posiada za dużo neutronów, by mogło być utworzone w zderzeniu dwu znanych dotychczas jąder. Mało realistyczna jest synteza jądra ⑤, ponieważ wymagałaby ona zderzenia dwu jąder tak mało trwałych, jak nobel. Poza tym jądro ⑤ miałyby prawdopodobnie bardzo krótkie czasy życia ze względu na rozpad α . Ponadto możliwe jest, że powłoki elektronowe odpowiadające obu jądrům ⑤ i ⑥ byłyby już nietrwale.

Trudno sobie wyobrazić proces, który w warunkach ziemskich prowadziłby do jądra ④, ze względu na jego duży nadmiar neutronów. Stosunkowo realistyczna jest jedynie produkcja jąder ② i ③.

Oceńmy orientacyjnie czas życia jądra ②, tzn. jądra $^{382}_{154}$. Używając fenomenologicznej poprawki powłokowej Myersa i Świąteckiego [1], dostajemy

dla tego jądra z formuły (6) $T_a \approx 10^{-11}$ s. Dla czasu życia ze względu na rozszczepienie samorzutne zaś dostajemy $T_{sf} \approx 10^9$ lat. Ta duża przewaga T_{sf} nad T_a sugeruje, że optymalny czas całkowity, dłuższy o kilka rzędów od 10^{-11} s, a więc czas wystarczający do detekcji jąder, dostalibyśmy dla jąder o $Z < 154$, lecz wciąż o liczbie magicznej neutronów $N = 228$. Mały czas T_a dla jądra ② spowodowany jest dużym nadmiarem protonów w stosunku do ekstrapolowanej linii stabilności beta. Np. dla jądra ④ oszacowanie analogiczne do poprzedniego daje $T_a \approx 10^2$ s, a jednocześnie $T_{sf} \approx 10^{20}$ lat.

Orientacyjne te oceny pokazują, że chociaż czasy życia jąder z otoczenia ② i ④ wypadają o wiele rzędów mniejsze od czasów jąder z otoczenia ①, to wciąż jednak dają one szanse detekcji tych jąder. Osobnych rozważań wymaga naturalnie problem ich produkcji.

Prawie wyłącznie zainteresowanie tak teorii, jak i eksperymentu skupia się na razie, jak zreferowaliśmy to w poprzednich paragrafach, na pierwiastkach z otoczenia ①, tzn. na pierwiastkach superciężkich o $A \approx 300$. Ewentualne ich odkrycie będzie pierwszym sprawdzianem dla wszystkich dokonanych w badaniach nad nimi ekstrapolacji.

Na zakończenie należy zwrócić uwagę, że ukazało się już kilka artykułów przeglądowych poświęconych pierwiastkom superciężkim [47, 27, 54, 7, 55]. Każdy z nich kładzie główny nacisk na inne aspekty tego szerokiego zagadnienia.

Literatura

- [1] W. D. Myers, W. J. Świątecki, Raport UCRL-11980 (1965); *Nuclear Phys.*, **81**, 1 (1966).
- [2] A. Sobiczewski, F. A. Gareev, B. N. Kalinkin, *Phys. Letters*, **22**, 500 (1966).
- [3] C. Gustafson, I. L. Lamm, B. Nilsson, S. G. Nilsson, *Ark. Fys.*, **36**, 613 (1967).
- [4] V. A. Chepurnov, *Yad. Fiz.*, **6**, 955 (1967).
- [5] E. Rost, *Phys. Letters*, **26B**, 184 (1968).
- [6] H. Meldner, *Ark. Fys.*, **36**, 593 (1967).
- [7] J. R. Nix, *Proc. of the Int. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability*, Leysin 1970 (CERN 70-30, Geneva 1970), str. 605.
- [8] N. Fröman, P. O. Fröman, *JWKB Approximation*, North-Holland Publ. Company, Amsterdam 1965, rozdz. 9.
- [9] S. G. Nilsson, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **29**, No. 16 (1955).
- [10] A. Sobiczewski, *Postępy Fizyki*, **20**, 649 (1969).
- [11] A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, S. G. Nilsson, J. R. Nix, C. F. Tsang, C. Gustafson, P. Möller, B. Nilsson, *Nuclear Phys.*, **A131**, 67 (1969).
- [12] R. Taagepera, M. Nurmi, *Ann. Acad. Sci. Fennicae, Ser. A. VI*, No. 78, 1 (1961).
- [13] V. E. Viola, Jr., G. T. Seaborg, *J. Inorg. Nuclear Chem.*, **28**, 741 (1966).
- [14] V. M. Strutinsky, *Nuclear Phys.*, **A95**, 420(1967); **A122**, 1 (1968).
- [15] S. G. Nilsson, C. F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, C. Gustafson, I. L. Lamm, P. Möller, B. Nilsson, *Nuclear Phys.*, **A131**, 1 (1969).
- [16] C. F. Tsang, *Ph. D. Thesis*, Raport UCRL-18899 (1969).

- [17] P. A. Seeger, R. C. Perisho, *Raport LA-3751*, Los Alamos 1967.
- [18] S. G. Nilsson, J. R. Nix, A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, C. Gustafson, P. Möller, *Nuclear Phys.*, **A115**, 545 (1968).
- [19] S. G. Nilsson, S. G. Thompson, C. F. Tsang, *Phys. Letters*, **28B**, 458 (1969).
- [20] C. F. Tsang, S. G. Nilsson, *Nuclear Phys.*, **A140**, 289 (1970).
- [21] V. M. Strutinsky, Yu. A. Muzychka, *Proc. Int. Conf. on Physics of Heavy Ions*, Dubna, *Raport-D7-3548* (1967), str. 51.
- [22] Yu. A. Muzychka, *Phys. Letters*, **28B**, 539 (1969).
- [23] Yu. A. Muzychka, *Yad. Fiz.*, **10**, 113 (1969).
- [24] C. Gustafson, *Proc. of the Int. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability*, Leysin 1970 (CERN 70-30, Geneva 1970), str. 654.
- [25] A. Łukasiak, A. Sobiczewski, W. Stępień-Rudzka, *Acta Phys. Polon.*, **B2**, 535 (1971).
- [26] W. D. Myers, W. J. Świątecki, *Ark. Fys.*, **36**, 343 (1967).
- [27] G. T. Seaborg, *Proc. of the Robert A. Welch Foundation Conf. XIII on the Transuranium Elements*, Houston 1969.
- [28] J. T. Waber, *Proc. of the Robert A. Welch Foundation Conf. XIII on the Transuranium Elements*, Houston 1969.
- [29] O. L. Keller, Jr., J. L. Burnett, T. A. Carlson, C. W. Nestor, Jr., *J. Phys. Chem.*, **74**, 1127 (1970).
- [30] J. R. Nix, *Phys. Letters*, **30B**, 1 (1969).
- [31] J. J. Wesolowski, W. J. R. Jewell, F. Guy, *Phys. Letters*, **28B**, 544 (1969).
- [32] P. B. Price, R. L. Fleischer, R. T. Woods, *Phys. Rev.*, **C1**, 1819 (1970).
- [33] M. Sowiński, C. Stéphan, T. Czyżewski, J. Tys, *Proc. of the Int. Conf. on Heavy Ion Physics*, Dubna 1971, w druku.
- [34] E. Cheifetz, E. R. Giusti, H. R. Bowman, R. C. Jared, J. B. Hunter, S. G. Thompson, *Proc. of the Int. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability*, Leysin 1970 (CERN 70-30, 1970), str. 709.
- [35] G. M. Ter-Akopian, M. P. Iwanow, A. G. Popieko, W. G. Subbotin, B. W. Fefilow, E. D. Worobjew, *Raport ZIBJ R13-5391*, Dubna 1970.
- [36] G. N. Flerow, W. P. Pieriełygin, *Raport ZIBJ D7-4205*, Dubna 1969.
- [37] E. Cieślak, *Raport ZIBJ R15-4738*, Dubna 1969.
- [38] G. N. Flerow, N. K. Skobielew, G. M. Ter-Akopian, W. G. Subbotin, B. A. Gwozdiew, M. P. Iwanow, *Raport ZIBJ D6-4554*, Dubna 1969.
- [39] N. Bhandari, S. G. Bhat, D. Lal, G. Rajagopalan, A. S. Tamhane, V. S. Venkataradan, *Preprint*, Tata Institute of Fundamental Research, Bombay 1971.
- [40] M. Dakowski, *Earth and Planetary Sci. Letters*, **6**, 152 (1969); E. Anders, D. Heymann, *Science*, **164**, 821 (1969).
- [41] P. H. Fowler, R. A. Adams, V. G. Cowen, J. M. Kidd, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A301** 39 (1967).
- [42] P. H. Fowler, V. M. Clapham, V. G. Cowen, J. M. Kidd, R. T. Moses, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A318**, 1 (1970).
- [43] G. A. Cowan, *Proc. of the Robert A. Welch Foundation Conf. XIII on the Transuranium Elements*, Houston 1969.
- [44] M. Kowalski, B. Kuchowicz, *Phys. Letters*, **30B**, 79 (1969).
- [45] B. Kuchowicz, *Nature*, **225**, 440 (1970).
- [46] W. J. Świątecki, *Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions*, Heidelberg 1969, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1970, str. 729.
- [47] G. T. Seaborg, *Ann. Rev. Nuclear Sci.*, **18**, 53 (1968).
- [48] M. Lefort, M. Riou, *Proc. of the Int. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability*, Leysin 1970 (CERN 70-30, Geneva 1970), str. 723.

- [49] G. N. Flerow, *Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Structure*, Tokyo 1967 (Suppl. to *J. Phys. Soc. Japan*, **24**, 237 (1968)).
- [50] A. Marinov, C. J. Batty, A. I. Kilvington, G. W. A. Newton, V. J. Robinson, J. D. Hemingway, *Preprint RPP/NS/1*, Rutherford Lab. (1971); *Nature* **229**, 464 (1971).
- [51] U. Mosel, W. Greiner, *Z. Phys.*, **222**, 261 (1969).
- [52] R. Bengtsson, *Proc. of the Int. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability*, Leysin 1970 (CERN 70-30, Geneva 1970), str. 646.
- [53] A. Sobieczewski, T. Krogulski, J. Blocki, Z. Szymański, *Nuclear Phys.*, **A168**, 519(1971).
- [54] S. G. Nilsson, *Proc. of the Robert A. Welch Foundation Conf. XIII on the Transuranium Elements*, Houston 1969.
- [55] T. Johansson, S. G. Nilsson, Z. Szymański, *Ann. Phys.* **5**, 377 (1970).

Bronisław Kuchowicz

Zespół Radiochemii i Chemii Radiacyjnej IPPCh
Wydział Chemii Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Problemy i osiągnięcia astrofizyki jądrowej. Część II*. Nukleosynteza pierwiastków chemicznych jako rezultat wytwarzania energii w gwiazdach

Problems and Achievements of Nuclear Astrophysics.

Part II. Nucleosynthesis of Chemical Elements as the Result of Energy Production in Stars

Abstract: The problem of stellar evolution is viewed on from the standpoint of energy sources and nucleosynthesis of chemical elements. The major nuclear burning stages in stellar evolution are considered: hydrogen burning (especially the $p-p$ cycle), helium burning and advanced burning stages, finally the question of nuclear statistical equilibrium in stellar matter and its relation to the e process. The following processes of nucleosynthesis are surveyed: the production of helium, carbon, oxygen, and other alpha-type nuclei, also the production of the nuclei from the iron peak in the e process.

In all the processes under consideration the production of new nuclear species may be regarded to be a by-product of energy generation.

V. Ewolucja gwiazd a jądrowe źródła energii

W części I naszego przeglądu przedstawiliśmy w zarysie próby wytłumaczenia powstania pierwiastków za pomocą jednego procesu, przebiegającego we wczesnej fazie ewolucji Wszechświata. Próby te zakończyły się wprawdzie fiaskiem, jeśli chodzi o objaśnienie obfitości pierwiastków cięższych we Wszechświecie, jednakże uwspółcześniony wariant teorii alfa-beta-gamma wydaje się w sposób dość sensowny tłumaczyć powstanie helu [44]. Już w 1964 roku bowiem Hoyle i Tayler [70] zwrócili uwagę na to, że dane o wieku Galaktyki i o wytwarzaniu energii w gwiazdach czynią niemożliwym przypisanie całej ilości helu w naszej Galaktyce wyłącznie reakcjom jądrowym w gwiazdach. Wymagałoby to np. przyjęcia, że średnia jasność naszej Galaktyki w ciągu ostatnich dziesięciu miliardów lat o cały rząd wielkości przewyższała jasność obecną. Tymczasem dla całej klasy normalnych modeli rozszerzającego się Wszechświata otrzymuje się przejście od 20 do 30 procent masy w hel (w zależności od parametrów tych modeli), co wydaje się dość dobrze zgadzać ze średnim kosmicznym rozpowszechnieniem helu. Jest więc wysoce prawdopodobne, że większość obserwowanego helu wytworzona została we wczesnym, eksplozywnym stadium rozwoju Wszech-

* W Części II kolejność numeracji rozdziałów, wzorów i rysunków jest kontynuacją Części I (*Postępy Fizyki*, **22**, 495 (1971)).

świata; zainteresowanych tym problemem odsyłam do przeglądu Taylera [71], jak równie do rozdziału 11.1. w tomie I książki [21], gdzie można znaleźć odnośniki do dalszych prac oryginalnych.

W obecnym stanie rzeczy, gdy mechanizm syntezy na skalę kosmiczną nie prowadzi do powstania nuklidów o liczbie masowej $A \geq 10$, a sugestie syntezy w skali galaktyki [72, 73], jakkolwiek niezwykle interesujące, mogą się wiązać bowiem z hipotezą Ambarcumiana [74] o materii przedgwiazdnej, nie prowadzą jeszcze do żadnych wyników ilościowych, zająć się musimy z konieczności syntezą pierwiastków w gwiazdach. Nie oznacza to wcale, że inne wspomniane przed chwilą mechanizmy syntezy uważamy za nieistotne. Wypada jednakże przede wszystkim przedstawić to, co w danej chwili wydaje się stosunkowo pewne i co jest przez większość pracujących w tej dziedzinie przyjęte. Można tylko zaznaczyć, że nawet w przypadku przeniesienia procesów nukleosyntezy z wnętrza gwiazd do innych obiektów (rozszerzający się Wszechświat, kwazary, galaktyki) można będzie wyciągać podobne wnioski, jeśli tylko procesy te będą przebiegać w podobnych warunkach fizycznych (gęstość, temperatura).

Należyte przedstawienie procesów nukleosyntezy pierwiastków chemicznych w gwiazdach wymagałoby równoległego wykładu z dziedziny powstawania i ewolucji gwiazd. Ze względu na objętość niniejszego przeglądu ograniczę się do szkicowego przedstawienia tych aspektów ewolucji, które są najbardziej istotne dla naszych celów. Tym, którzy pragną pogłębić swą wiedzę o ewolucji gwiazd, polecam w pierwszym rzędzie podręcznik Claytona [2], także krótki wykład Reevesa [6]; obszerny przegląd literatury do roku 1958 podają Burbidge'owie [75], podczas gdy Hayashi ze współpracownikami [76] przedstawia niezwykle dokładnie ewolucję gwiazd od fazy kontrakcji grawitacyjnej do stadium białego karła.

Jeśli z pewnej ilości materii międzygwiazdnej w wyniku niestabilności grawitacyjnej tworzy się lokalne zagęszczenie, wtedy siły grawitacyjne powodują dalszą kontrakcję owego obiektu, przy czym kontrakcja ta może zostać zahamowana albo w wyniku degeneracji materii we wnętrzu, albo też w rezultacie pojawienia się źródła energii (innej niż grawitacyjna). Z twierdzenia o wiriale wynika w sposób naturalny dla niezdegenerowanej materii gwiazdnej, że temperatura we wnętrzu wzrasta w miarę kontrakcji i cząstki plazmy uzyskują energię kinetyczną, wystarczającą do zapoczątkowania kolejnych reakcji jądrowych. W fazach tych odpływ energii z gwiazdy skompensowany jest przez wytwarzaną energię jądrową. Dopasowuje się do tego wartość temperatury, zależna od rodzaju paliwa jądrowego (rosnąca ze wzrostem liczby atomowej spalanego nuklidu). A oto jak może przebiegać ewolucja gwiazdy w zależności od jej masy, jeśli nie uwzględnimy innych niestabilności poza grawitacyjnymi:

I. Gdy masa kontrahującego gazu jest wystarczająco mała, wtedy osiągnięcie wysokiej gęstości centralnej, przy której materia będzie w stanie pełnej degeneracji, staje się możliwe jeszcze zanim zainicjują się reakcje jądrowe. Przy odpowiednio wysokiej degeneracji temperatura przestanie wzrastać i gwiazda będzie stygnąć. Właściwie nie ma tu reakcji jądrowych i skład chemiczny takiej gwiazdy — czarnego karła — w zasadzie nie różni się od składu chemicznego materii, z której powstała. Mogą to być gwiazdy o masie mniejszej niż $0,09 M_{\odot}$ (gdzie M_{\odot} oznacza masę Słońca).

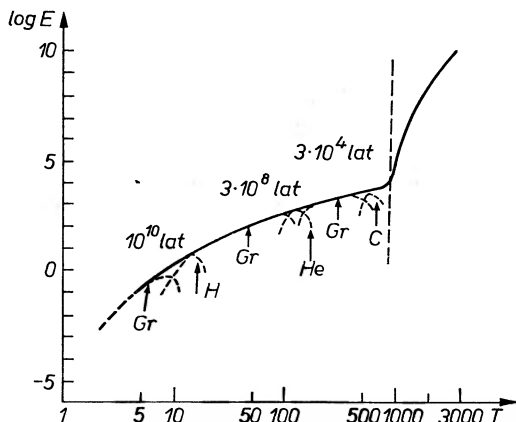
II. Przy większej masie kontrahującego gazu dojść może co najmniej raz do zapalenia paliwa jądrowego. Stopniowo jednak materia w obszarach centralnych staje się zdegenerowana; ściślej mówiąc, zdegenerowany staje się gaz elektronowy, którego ciśnienie przeciwdziała dalszej kontrakcji grawitacyjnej. Gwiazda zaczyna stygnąć jako biały karzeł (mogą jeszcze przebiegać z niewielkim natężeniem pewne reakcje termonuklearne, niewielka jednak jest ich rola dla nukleosyntezy). Zakończenie ewolucji gwiazdy jako białego karła jest możliwe wtedy, gdy masa jej nie przekracza wartości krytycznej Chandrasekhara [9], którą można w pierwszym przybliżeniu przyjąć jako równą $1,4 M_{\odot}$ (zależy ona bowiem od składu chemicznego gwiazdy).

III. Jeśli w trakcie ewolucji gwiazdy dojdzie kolejno do „wypalenia“ wodoru, następnie do „wypalenia“ helu itd. i podczas kolejnych faz kontrakcji grawitacyjnej podnosi się temperatura w centrum, wtedy i tak w pewnej chwili skończy się możliwość wytwarzania energii w jądrowych procesach syntezy. Wiąże się to z charakterystycznym przebiegiem zależności energii wiązania nukleonu w jądrze od liczby masowej jądra, wykazującej maksimum w pobliżu wartości $A = 56$. Procesy egzotermicznej przemiany jąder lekkich w cięższe kończą się więc na jądrach z grupy żelaza. Dalszy wzrost temperatury prowadzi do tzw. neutronizacji materii i w rezultacie może wytworzyć się gwiazda neutronowa jako końcowa, stabilna konfiguracja. Czynnikiem stabilizującym taki twór, w analogii do białego karła, jest ciśnienie zdegenerowanego gazu nukleonów, czy może ogólniej mówiąc, barionów (możliwa jest bowiem w centrum pewna domieszka hiperonów). Podobnie jak w przypadku białych karłów istnieje masa krytyczna dla gwiazd neutronowych. Studium właściwości gwiazd neutronowych wykracza już częściowo poza astrofizykę jądrową i należy do astrofizyki relatywistycznej (patrz części II i III monografii Zeldowicza i Nowikowa [77]). Odkryte niedawno pulsary uchodzą za gwiazdy neutronowe. Nie mogąc się zagłębiać dalej w tę tematykę odsyłamy zainteresowanych do dostępnych w języku polskim przeglądów na temat gwiazd neutronowych [78, 79] i pulsarów [80].

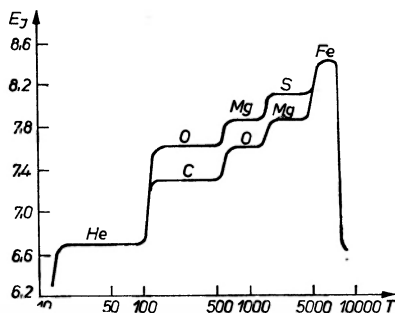
IV. Jeśli wyczerpaniu ulegną kolejne paliwa jądrowe, tak że nie ma w końcu takiej egzoenergetycznej reakcji jądrowej, która by zatrzymała dalszą kontrakcję grawitacyjną, a jednocześnie masa gwiazdy przekracza wartości krytyczne dla białych karłów czy też gwiazd neutronowych, wtedy kolaps grawitacyjny prowadzi w ostatecznym wyniku do powstania tzw. „czarnego dołu“ (patrz np. [81]).

V. Kolaps obiektu o dostatecznie dużej masie może, jak się wydaje, przebiegać tak szybko, że reakcje jądrowe nie będą w stanie odegrać jakiegokolwiek roli w kierunku spowolnienia tego procesu.

Jak z powyższego przeglądu wynika, jedynie obiekty typów II, III i IV odgrywają rolę w nukleosyntezie pierwiastków chemicznych. Istotną rolę w rozpowszechnieniu pierwiastków chemicznych spełnia przy tym jeden czynnik, o którym dotychczas nie wspominałem: wymiana materii pomiędzy gwiazdami a ośrodkiem międzygwiazdowym. W pewnych fazach ewolucji gwiazd przejawiają się różnego typu niestabilności, następuje mniej lub bardziej gwałtowne wy-



Rys. 4. Wytworzenie energii w gwiazdzie o masie $1 M_{\odot}$. Oś rzędnych: logarytm wydajności energetycznej jednostki objętości, oś odciętych: temperatura — w milionach stopni. Linie przerywane oznaczają wkłady pochodzące od poszczególnych źródeł energii: Gr (kontrakcji grawitacyjnej), H (spalania wodoru), He (spalania helu), C (spalania węgla), linia ciągła przedstawia sumaryczną wydajność energetyczną



Rys. 5. Ewolucja jądrowa gwiazdy. E_J — całkowita energia jądrowa, przypadająca na jeden nukleon (wyrażona w MeV), wydobyta z gwiazdy od chwili jej powstania. T — temperatura w milionach stopni. Podczas spalania jądrowego krzywa podnosi się niemal pionowo (procesy izotermiczne), w fazach kontrakcji grawitacyjnej skład chemiczny gwiazdy nie ulega zmianie (dla odcinków poziomych podano na rysunku dominujący w jądrze nuklid, którego „zapłon” nastąpi dopiero po fazie kontrakcji). Krzywe C-O-Mg i O-Mg-S reprezentują przypadki skrajne, w których jądro po spalaniu helu składa się wyłącznie z węgla bądź też z tlenu

rzucenie materii z gwiazdy w otaczającą przestrzeń. A przecież taka materia zawiera większą domieszkę pierwiastków cięższych od materii, z której wyrzucają ją gwiazda powstała. Ośrodek międzygwiazdny wzbogacony jest zatem w pierwiastki cięższe. Prowadzi to do tego, że gwiazdy kolejnych generacji zawierają już od samego początku coraz więcej pierwiastków ciężkich. Zmieni to oczywiście w pewnym stopniu ich ewolucję.

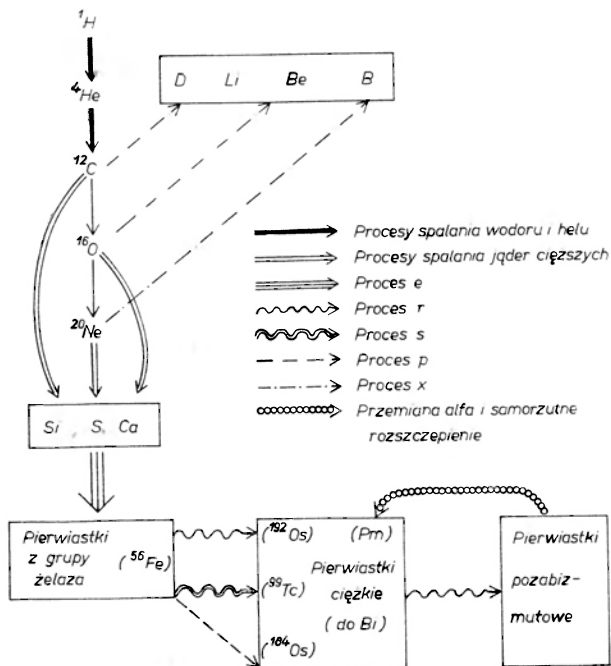
Rysunki obok, zaczerpnięte z książki Reevesa [6], obrazują energetyczną ewolucję gwiazdy o masie zbliżonej do Słońca. Na rys. 4 widać jak wzrostowi temperatury centralnej towarzyszy wzrost wydajności energetycznej (określonej jako energia wypromieniowana przez 1 g masy) jednostki objętości, i to mimo malejącej wydajności energetycznej kolejnych reakcji jądrowych, wiąże się to oczywiście ze wzrostem gęstości. Warto jednocześnie zwrócić uwagę na to, że

skala czasu dla spalania coraz to cięższych jąder jest coraz krótsza. Spalanie jednego rodzaju jądra odbywa się w sposób niemal dokładnie izotermiczny; można to dostrzec na obu rysunkach. Ograniczenie się na rys. 5 do przedstawienia jedynie całkowitej energii wydobytej z przemian jądrowych uzasadnić można niewielką rolą energii grawitacyjnej w porównaniu z tą ostatnią. I tak up. do chwili całkowitego wypalenia paliwa jądrowego energia wypromienowana przez gwiazdę a przypadająca na jeden nukleon jej materii wynosi ok. 8,8 MeV, z czego aż 8,4 MeV pochodzi z przemian jądrowych.

W rozważaniach nad ewolucją gwiazd pamiętać należy, że temperatura we wnętrzu gwiazdy z natury rzeczy nie może być jednakowa, tak więc proces ewolucji składu jądrowego (i chemicznego) materii najdalej jest posunięty w centrum. Skład chemiczny nie jest więc jednorodny, w pewnych warunkach mogą wystąpić efekty mieszania. Również materia wyrzucona podczas wybuchu nie ma jakiegoś jednolitego składu.

Na rysunku 4 pionowa linia przerywana oddziela obszar po lewej stronie (w którym energia emitowana jest w głównej mierze pod postacią fotonów) od końcowych stadiów ewolucji, w których najważniejszą rolę odgrywa emisja neutronów.

Uproszczony schemat powstawania pierwiastków chemicznych w reakcjach jądrowych w gwiazdach, stanowiący zaktualizowaną wersję schematu z monografii B²FH [57], przedstawiony jest na rys. 6. Nazwy poszczególnych procesów



Rys. 6. Uproszczony schemat powstawania pierwiastków chemicznych w gwiazdach: w pionie umieszczono procesy z grupy I, w poziomie — z grupy II, liniami ukośnymi zaznaczono procesy z grupy III. W kilku prostokątach umieszczono typowe produkty procesów, spotykane w przyrodzie

Reakcje spalania wodoru

Cykl	Gałąź	Reakcja	Uwagi
p-p	Główna	$^1\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{H} + e^+ + \nu_e$ (1)	konkuruje reakcja: $^1\text{H} + ^1\text{H} + e^- \rightarrow ^2\text{H} + \nu_e$ (1a)
		$^2\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + \gamma$ (2)	
		$^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + 2^1\text{H}$ (3)	
	Boczna I	Najpierw (1) i (2), potem: $^3\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be} + \gamma$ (4)	
		$^7\text{Be} + e^- \rightarrow ^7\text{Li} + \nu_e$ (5)	
$^7\text{Li} + ^1\text{H} \rightarrow 2^4\text{He}$ (6)			
Boczna II	Najpierw (1), (2) i (4), potem: $^7\text{Be} + ^1\text{H} \rightarrow ^8\text{B} + \gamma$ (7)	lub $^8\text{B} + e^- \rightarrow ^8\text{Be} + \nu_e$ (8a)	
	$^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$ (8)		
	$^8\text{Be} \rightarrow 2^4\text{He}$ (9)		
(Boczna III, prawdopodobnie nie istnieje)	Najpierw (1) i (2), potem: $^3\text{He} + ^1\text{H} \rightarrow ^4\text{Li} + \gamma$ (10)		
	$^4\text{Li} \rightarrow ^4\text{He} + e^+ + \nu_e$ (11)		
CNO	Główna	$^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$ (12)	lub $^{13}\text{N} + e^- \rightarrow ^{13}\text{C} + \nu_e$ (13a)
		$^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$ (13)	
		$^{13}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + \gamma$ (14)	
		$^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$ (15)	lub $^{15}\text{O} + e^- \rightarrow ^{15}\text{N} + \nu_e$ (16a)
		$^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$ (16)	
		$^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^4\text{He}$ (17)	
	Boczna I	$^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$ (18)	lub $^{17}\text{F} + e^- \rightarrow ^{17}\text{O} + \nu_e$ (20a)
		$^{16}\text{O} + ^1\text{H} \rightarrow ^{17}\text{F} + \gamma$ (19)	
		$^{17}\text{F} \rightarrow ^{17}\text{O} + e^+ + \nu_e$ (20)	
		$^{17}\text{O} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + ^4\text{He}$ (21) teraz powrót do gałęzi głównej (reakcja (15))	
Boczna II	$^{17}\text{O} + ^1\text{H} \rightarrow ^{18}\text{F} + \gamma$ (22)	lub $^{18}\text{F} + e^- \rightarrow ^{18}\text{O} + \nu_e$ (23a)	
	$^{18}\text{F} \rightarrow ^{18}\text{O} + e^+ + \nu_e$ (23)		
	$^{18}\text{O} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{N} + ^4\text{He}$ (24)		
	teraz powrót do gałęzi głównej (reakcja (17))		
Ne-Na-Mg	$^{20}\text{Ne} + ^1\text{H} \rightarrow ^{21}\text{Na} + \gamma$ (25)		
	$^{21}\text{Na} \rightarrow ^{21}\text{Ne} + e^+ + \nu_e$ (26)		
	$^{21}\text{Ne} + ^1\text{H} \rightarrow ^{22}\text{Na} + \gamma$ (27)		
	$^{22}\text{Na} + ^1\text{H} \rightarrow ^{23}\text{Mg} + \gamma$ (28)		
	$^{23}\text{Mg} \rightarrow ^{23}\text{Na} + e^+ + \nu_e$ (29)		
	$^{23}\text{Na} + ^1\text{H} \rightarrow ^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$ (30)		

jądrowych, stosowane dziś powszechnie w astrofizyce jądrowej, pochodzą przeważnie z owej pracy B²FH. Procesy te można podzielić z grubsza na trzy odrębne grupy:

I. reakcje egzoenergetyczne we wnętrzach gwiazd: spalanie wodoru, helu, węgla i tlenu, proces α i proces e ;

II. reakcje wychwytu neutronów: procesy s i r ;

III. procesy wyjaśniające rozpowszechnienie dwóch szczególnych grup nuklidów: deuteru, litu, berylu i boru (tzw. proces x), oraz jąder pominiętych (proces p).

W dalszych rozdziałach zajmiemy się wszystkimi tymi procesami po kolei.

VI. Spalanie wodoru

Z reakcjami spalania wodoru zapoznaje się dziś każdy fizyk w kursie fizyki jądrowej. Są to najważniejsze reakcje termonuklearne, a to chociażby z tego względu, że większą część swego życia gwiazda przebywa w fazie spalania wodoru. Z punktu widzenia wydajności energetycznej na jednostkę masy proces ten jest najwydajniejszym procesem jądrowym. Wszystkie inne reakcje egzoenergetyczne nie dorównują mu w charakterze źródła energii. Proces ten rozpoczyna się w środku zagęszczającej się plazmy gazowej, z chwilą osiągnięcia wystarczającej gęstości (ok. 100 g/cm^3) i temperatury (ok. 10^7 K). Gdybyśmy zapomnieli na chwilę o kosmicznej syntezie helu i wyobrazili sobie, że mamy do czynienia z zagęszczającą się masą czystego wodoru, wtedy spalanie się tego wodoru przebiegałoby według gałęzi głównej cyklu p - p . Przy pewnej domieszce helu ^4He (spełniającego rolę jak gdyby katalizatora) mogłyby przebiegać obie tzw. boczne gałęzie cyklu p - p . Względna częstość występowania poszczególnych gałęzi zależy od warunków fizycznych we wnętrzu gwiazdy. Gdy gaz międzygwiazdny, z którego tworzą się gwiazdy dalszych generacji, zanieczyszczony jest od początku pierwiastkami cięższymi, możliwe stają się cykle katalityczne spalania wodoru: cykl węglowo-azotowy, zwany cyklem Bethego-Weizsäckera, oraz mający mniejsze znaczenie cykl neonowo-sodowo-magnezowy. Zasadnicze reakcje wszystkich cykli spalania wodoru wraz z ich rozgałęzieniami zestawiliśmy w tablicy II. Efekt końcowy reakcji spalania wodoru, niezależnie od cyklu i jego gałęzi, da się przedstawić schematycznie:



Energia całkowita, wydzielona na każdej drodze, jest jednakowa i wynosi $26,730 \text{ MeV}$ ($6,682 \text{ MeV}$ na nukleon). W rozmaity sposób rozkłada się ona tylko pomiędzy fotony i neutrino. Promieniowanie elektromagnetyczne z obszarów, w których odbywa się spalanie wodoru, musi przedzierać się ku powierzchni gwiazdy zmieniając po drodze swój rozkład widmowy. Neutrino, dla których średnia droga swobodna w materii o gęstości 1 g/cm^3 jest rzędu 10^{16} km , uchodzą z wnętrza gwiazdy praktycznie wszystkie i to jeszcze bez zmiany widma. Fakt ten umożliwia, poprzez obserwację promieniowania neutrinowego gwiazdy,

zdobywanie informacji bezpośrednich o wnętrzach gwiazd. Spektroskopia neutrinowa gwiazd staje się jednocześnie astronomią obserwacyjną ich wnętrza. Słabość oddziaływania neutrina z materią pozwala na wykorzystanie neutrina jako potężnej sondy wnętrza gwiazdnych. Ówczesny wiek temu Pontecorvo jako pierwszy zasugerował radiochemiczne metody detekcji neutrin [82], w chwili obecnej działa już wiele urządzeń do detekcji neutrin kosmicznych, zwanych teleskopami neutrinowymi (choć nie ze zwykłymi teleskopami nie mają wspólnego). Dla scharakteryzowania tempa rozwoju astrofizyki neutrinowej wystarczy podać, że opublikowany niedawno przegląd z dziedziny astronomii neutrinowej Słońca [83] zawiera aż 155 pozycji literaturowych. Do problematyki tej jeszcze wrócimy pod koniec niniejszego rozdziału; na razie niezbędna wydaje się przynajmniej krótka dygresja o szybkości reakcji termonuklearnych.

VI. A. Szybkości reakcji termonuklearnych

Z uwagi na charakter i objętość niniejszego przeglądu nie możemy wprowadzać interesujących nas wzorów; zainteresowani znajdą szczegółowe wprowadzenie np. w rozdziale 4 książki Clayтона [2]. Ograniczmy się do rozważenia reakcji:



w której cząstki a i X niekoniecznie muszą być różne. Liczba reakcji (32), zachodzących w jednostce objętości na jednostkę czasu, dana jest wyrażeniem:

$$r_{aX} = \frac{N_a N_x}{1 + \delta_{a,X}} \langle \sigma v \rangle, \quad (33)$$

w którym $\delta_{a,X}$ oznacza deltę Kroneckera, a N_i oznacza całkowite stężenie cząstek i -tego rodzaju w jednostce objętości. Wielkość $\langle \sigma v \rangle$ jest to wreszcie uśrednione prawdopodobieństwo reakcji (32), liczone na jedną parę cząstek reagujących. Uśrednienie odbywa się po widmie względnych szybkości v , które jest unormowane do jedności, a więc

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^{\infty} v \sigma(v) \Phi(v) dv, \quad (34)$$

gdzie $\int \Phi(v) dv = 1$. Co można powiedzieć o funkcji rozkładu $\Phi(v)$? We wnętrzach gwiazd (z wyjątkiem, ewentualnie, gwiazd neutronowych, o których tu mówić nie będziemy) jądra występują w stanie niezdegenerowanego gazu Maxwella-Boltzmannna. Łatwo można wykazać, że i rozkład względnych szybkości $v = |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|$ jest rozkładem maxwellowskim:

$$\Phi(v) = \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{\mu v^2}{2kT} \right) \cdot 4\pi v^2. \quad (35)$$

Tutaj μ oznacza masę zredukowaną ($\mu = M_a M_x / (M_a + M_x)$), T — temperaturę. Obliczanie szybkości reakcji termonuklearnych we wnętrzach gwiazd sprowadza się do wyliczania całki (34) dla rozkładu (35) i różnych przebiegów zależności przekroju czynnego σ od energii (a więc i od prędkości v). Zasadniczą rolę odgrywa przy tym dokładna ocena wartości σ przy różnych energiach; nie zawsze można korzystać z wyników doświadczeń, gdyż ogromna większość reakcji z cząstkami naładowanymi w gwiazdach przebiega znacznie poniżej bariery kulom-

bowskiej, kiedy trudno jest uzyskać bezpośrednie dane eksperymentalne. I tak np. średnia energia kinetyczna cząstek reagujących z sobą we wnętrzu Słońca jest rzędu 1 keV. Niech kto spróbuje wyznaczyć przekrój czynny dla reakcji pomiędzy cząstkami naładowanymi przy tej energii! Jedynie w kilku laboratoriach jądrowych udało się przy pomiarze przekrojów czynnych zejść do energii rzędu kilkunastu keV. Istotną rolę ma więc tu do odegrania ekstrapolacja.

Zobaczmy, jak wygląda sytuacja w przypadku, gdy nie ma rezonansów w przekroju czynnym. Można wtedy przekrój czynny przedstawić w następującej postaci:

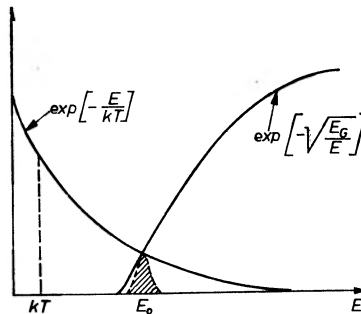
$$\sigma(E) = \left(\frac{S(E)}{E}\right) \exp\left(-\frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}\right) = \frac{S(E)}{E} \exp\left(-\frac{\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{2\mu}{E}}\right), \quad (36)$$

gdzie faktoryzacja przyczynia się do wydobycia na jaw charakterystycznej zależności od energii, tak że pozostaje jedynie tzw. funkcja S , zwana niekiedy czynnikiem astrofizycznym, którą w wielu wypadkach można uznać za powoli zmienną funkcję energii.

Jeśli teraz podstawimy wyrażenia (35) i (36) do całki w (34), wtedy łatwo zauważyć, że przy stałym czynniku astrofizycznym S_0 pozostaje nam do obliczenia całka

$$\int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{E}{kT} - \sqrt{\frac{E_G}{E}}\right] dE. \quad (37)$$

Pod znakiem całki mamy tu iloczyn dwóch funkcji o dość charakterystycznym przebiegu, uwarunkowanym przez mechanizm fizyczny efektu tunelowego w warunkach maxwellowskiego rozkładu prędkości cząstek. Przenikanie przez barierę kulombowską wprowadza czynnik $\exp[-\sqrt{E_G/E}]$, znikający przy niskich energiach. Ogromna większość reakcji przebiega nato-



Rys. 7. Schematyczny przebieg zależności od energii dla dwóch czynników decydujących o szybkości reakcji termojądrowej. Obszar zakreskowany odpowiada iloczynowi obu tych czynników, reprezentuje więc funkcję pod znakiem całki we wzorze (37)

miast w wysokoenergetycznym ogonie rozkładu maxwellowskiego $\exp[-E/kT]$, w którym znajduje się niewielka część cząstek. Iloczyn obu wspomnianych czynników osiąga wartość maksymalną przy pewnej energii (oznaczonej na rys. 7 literą E_0), która zazwyczaj przewyższa znacznie średnią energię kinetyczną kT . Mamy

$$E_0 = (\frac{1}{2}kT\sqrt{E_G})^{2/3}, \quad \text{gdzie } E_G = 2\mu(\pi Z_1 Z_2 e^2/\hbar)^2. \quad (38)$$

Maksimum funkcji podcałkowej w całce (37), przedstawione na rys. 7, nosi nazwę pikę Gamowa. Wyrażenie (37) daje się łatwo sprowadzić do całki prawdopodobieństwa Gaussa; jest ono równe

$$e^{-3E_0/kT} \int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{(E-E_0)^2}{\Delta^2}\right] dE, \quad (39)$$

gdzie stała rozkładu $A = \frac{2}{\sqrt{3}} (E_0 kT)^{1/2}$. W dolnej granicy całki (39) wolno zastąpić zero przez $-\infty$.

Postępowanie powyższe łatwo uogólnia się na przypadek zależności funkcji S od energii, jeśli np. wystarczają trzy pierwsze wyrazy szeregu Maclaurina:

$$S(E) = S(0) + S'(0)E + \frac{1}{2}S''(0)E^2. \quad (40)$$

Współczynniki $S(0)$, $S'(0)$ i $S''(0)$, otrzymane z ekstrapolacji danych laboratoryjnych do energii zerowej, zestawione zostały ostatnio dla najważniejszych reakcji termonuklearnych przez Fowlera i współpracowników [84]. Precyzyjne wyznaczanie tych i innych parametrów jądrowych o znaczeniu astrofizycznym stanowi od wielu lat cel zakrojonych na szeroką skalę badań, prowadzonych przez grupę Fowlera.

Dotychczas zajmowaliśmy się jedynie reakcjami przebiegającymi z dala od rezonansu. W pobliżu rezonansu można wyrazić przekrój czynny za pomocą wzoru Breit-Wignera:

$$\sigma_{B.W.} = \frac{\pi \lambda^2 w \Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_r)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (41)$$

w którym Γ_a jest szerokością cząstkową utworzenia jądra złożonego w reakcji (32), Γ_b — analogiczną wielkością opisującą rozpad tego jądra prowadzący do wytworzenia cząstki b , wreszcie $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \dots$, w jest czynnikiem statystycznym, a $\lambda = \frac{h}{mv}$. Jeśli w przekroju czynnym występuje tylko jeden rezonans

i to dosyć wąski¹, wtedy główny przyczynek do całki (34) pochodzi od energii w pobliżu E_r i otrzymujemy w przybliżeniu:

$$\langle \sigma v \rangle = w \lambda_T^3 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma \hbar} \exp\left(-\frac{E_r}{kT}\right), \quad \text{gdzie } \lambda_T = \frac{h}{\sqrt{2\pi\mu kT}}. \quad (42)$$

Reakcje rezonansowe zyskują na znaczeniu w miarę przechodzenia do coraz to cięższych jąder; coraz więcej rezonansów wnosi wkład do przekroju czynnego. W tym przypadku uśrednioną wartość otrzymujemy z zsumowania wyrażeń typu (42).

Istotną poprawkę do szybkości reakcji termonuklearnych w gwiazdach wnosi obecność gęstego gazu elektronowego. Jeśli nawet atomy są całkowicie zjonizowane, to i tak obecność owego gazu elektronowego obniża w pewnym stopniu wzajemne odpychanie kulombowskie jąder. Przekroczenie bariery kulombowskiej jest więc łatwiejsze i przekrój czynny dla reakcji (32) we wnętrzu gwiazdy staje się większy od przekroju czynnego dla tejże reakcji przy takiej samej energii, jedynie przy założeniu oddziaływania kulombowskiego pomiędzy jądrami o ładunkach $Z_1 e$ i $Z_2 e$. Modyfikacje szybkości reakcji termonuklearnych, spowodowane ekranowaniem ładunków jąder przez gaz elektronowy, przeanalizował szczegółowo Salpeter [85].

¹ W większości interesujących nas reakcji mamy $\Gamma \gtrsim 1$ eV i założenie powyższe jest spełnione; patrz też str. 352 u Claytona [2].

VI. B. Równania kinetyczne dla stężeń poszczególnych nuklidów w cyklu p - p

Reakcje występujące w cyklu p - p należą do najlepiej przebadanych reakcji jądrowych. Wyznaczono dla nich z możliwie dużą dokładnością funkcje S , jeśli to tylko było możliwe. Dla większości reakcji jądrowych wartości $S(E)$ mieszczą się między 1 a 10^4 keV·barn. Najmniejszą wartość, równą $3,36 \cdot 10^{-22}$ keV·barn, przybiera czynnik astrofizyczny dla reakcji (1). Tak mała wartość funkcji S , odpowiadająca przekrojowi czynnemu rzędu 10^{-47} cm², spowodowana jest tym, że reakcja ta opisana jest przez oddziaływanie słabe. Reakcja ta, jako najpowolniejsza w całym cyklu p - p , określa tempo produkcji energii. Reakcji tej nie zaobserwowano jeszcze w warunkach laboratoryjnych i długo jeszcze chyba nie uda się jej zaobserwować (z uwagi na znikomy przekrój czynny). Czynnik astrofizyczny dla tej reakcji uzyskano na drodze rachunkowej, opierając się na dobrze ugruntowanej teorii przemiany beta, oraz korzystając ze znanych przesunięć fazowych w rozpraszaniu p - p i z funkcji falowej deuteronu.

Deuter, powoli wytwarzany w reakcji (1), praktycznie natychmiast ulega wypaleniu w reakcji (2). Kinetyka reakcji jądrowych, należących do trzech pierwszych gałęzi cyklu p - p , wyraża się następującym układem równań różniczkowych dla zmiany stężeń poszczególnych nuklidów w czasie:

$$\frac{d(\text{H})}{dt} = -\lambda_1(\text{H})^2 - \lambda_2(\text{H})(\text{D}) + \lambda_3(^3\text{He})^2 - \lambda_6(\text{H})(^7\text{Li}) - \lambda_7(\text{H})(^7\text{Be}) \quad (43)$$

$$\frac{d(\text{D})}{dt} = \frac{1}{2}\lambda_1(\text{H})^2 - \lambda_2(\text{H})(\text{D}), \quad (44)$$

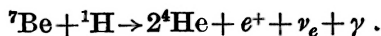
$$\frac{d(^3\text{He})}{dt} = \lambda_2(\text{H})(\text{D}) - \lambda_3(^3\text{He})^2 - \lambda_4(^3\text{He})(^4\text{He}), \quad (45)$$

$$\frac{d(^4\text{He})}{dt} = \frac{1}{2}\lambda_3(^3\text{He})^2 - \lambda_4(^3\text{He})(^4\text{He}) + 2\lambda_6(\text{H})(^7\text{Li}) - 2\lambda_7(\text{H})(^7\text{Be}), \quad (46)$$

$$\frac{d(^7\text{Be})}{dt} = \lambda_4(^3\text{He})(^4\text{He}) - \lambda_5 n_e(^7\text{Be}) - \lambda_7(\text{H})(^7\text{Be}), \quad (47)$$

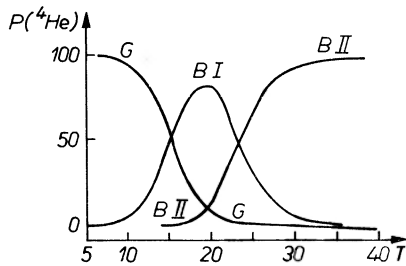
$$\frac{d(^7\text{Li})}{dt} = \lambda_5 n_e(^7\text{Be}) - \lambda_6(\text{H})(^7\text{Li}). \quad (48)$$

Symbole w okrągłych nawiasach oznaczają tu stężenia określonych nuklidów, n_e — stężenie elektronów, wielkości λ_i wreszcie — są to uśrednione prawdopodobieństwa $\langle\sigma v\rangle$ dla i -tej reakcji z tablicy II. Zbyteczne wydało się uwzględnienie stężenia ^8B , jeśli nuklid ten ma półokres 774 ms; tym bardziej nie trzeba brać pod uwagę stężenia ^8Be ; dlatego też trzy kolejne reakcje (7) ... (9) można dla naszych celów sprowadzić do jednej:



Przedstawiony wyżej układ równań nieliniowych rozwiązywano numerycznie dla różnych modeli gwiazdnych, uzyskując związki pomiędzy stężeniami

różnych nuklidów w zależności od temperatury i składu początkowego. Na rys. 8 podajemy dla przykładu za pracą [86], jaki ułamek całkowitej ilości wytwarzanego ${}^4\text{He}$ powstaje w jakiej gałęzi cyklu p - p przy różnych temperaturach w centrum. Obliczenia wykonano przyjmując zawartość wagową wodoru (X) jako równą zawartości wagowej helu (Y), wyniki można jednak przenieść i na przypadek innych wartości stosunku $X : Y$. Przy najniższych temperaturach (oczywiście powyżej temperatury zapłonu wodoru) istotny jest przebieg cyklu p - p wzdłuż głównej gałęzi, ze wzrostem temperatury włączają się kolejno obie gałęzie boczne. A oto kilka danych orientacyjnych dla Słońca. Przyjmuje się dziś, że w tego rodzaju gwiazdach wkład cyklu CNO do produkcji energii jest rzędu co najwyżej paru procent. W cyklu zaś p - p podstawową rolę przy wytwarzaniu energii odgrywa gałąź główna, o względnej częstości wystę-



Rys. 8. Wytwarzanie ${}^4\text{He}$ w warunkach stacjonarnych przy założeniu $X = Y$. $P({}^4\text{He})$ — ułamek wytwarzanego helu (w %), powstający w gałęzi głównej (G) bądź jednej z gałęzi bocznych (BI i BII) cyklu p - p . T — temperatura w milionach stopni

powania ok. 91%, następnie gałąź boczna I (względna częstość ok. 9%). Temperatura centralna jest zbyt niska, by większą rolę mogła odgrywać gałąź boczna II (względna częstość do 0,01%). Choć energia wydzielona podczas przemiany wodoru w hel na jakiegokolwiek drodze jest ta sama, rozkłada się ona rozmaicie pomiędzy neutrino i promieniowanie elektromagnetyczne. I tak neutrino unoszą 2% wyzwolonej energii w przypadku gałęzi głównej, 4% — dla gałęzi bocznej I i 28% — dla gałęzi bocznej II. Fakt ten sprawia, że gałąź boczna II cyklu p - p , bez znaczenia dla gospodarki energetycznej Słońca, odgrywa pierwszoplanową rolę w astronomii neutrinowej [83].

W tablicy II znajduje się jeszcze jedna, czysto hipotetyczna gałąź cyklu p - p . Wiąże się ona z możliwością pojawienia się jądra ${}^4\text{Li}$. Gdyby masa tego jądra nie przewyższała sumy mas ${}^3\text{He}$ i ${}^1\text{H}$, oraz gdyby istniało ono w stanie związanym choćby przez jakiś znikomy ułamek sekundy, wtedy trzecia gałąź boczna cyklu p - p odgrywałaby poważną rolę w gospodarce energetycznej Słońca, przyspieszając jego ewolucję [86, 87]. Reakcji (10) nie udało się jednak przeprowadzić w warunkach laboratoryjnych. Wydaje się, że dopiero kolejne obniżenie przez Davisa [88] górnej granicy dla średniej liczby wychwytywów wysokoenergetycznych neutrin słonecznych przez jądra ${}^{37}\text{Cl}$ w jego radiochemicznym „teleskopie neutrinowym“ wyeliminowało praktycznie „litową“ gałąź cyklu p - p dla Słońca. Czy gałąź ta może jeszcze posiadać znaczenie dla cyklu p - p w innych gwiazdach

nie jest wprawdzie ostatecznie rozstrzygnięte, na ogół jednak nie bierze się jej już dzisiaj pod uwagę.

Większą część swego życia spędzają gwiazdy w fazie spalania wodoru. Zarówno z tego powodu, jak i z uwagi na swą wydajność energetyczną proces spalania wodoru należy do najważniejszych procesów jądrowych w przyrodzie. Spalaniem wodoru zajmowano się w setkach prac teoretycznych, i jeszcze wiele pozostało do zrobienia. Wszystkie reakcje z tablicy II zostały zrealizowane w skali laboratoryjnej i przebadane przez fizyków².

W tym miejscu wypada jeszcze dodać, że w spalaniu wodoru odgrywają także rolę dwa cykle katalityczne, podane w tablicy II. Szczególnie ważny jest cykl węglowo-azotowy, który dominuje w gwiazdach o dużej jasności, masie i temperaturze, znajdujących się więc po lewej górnej stronie ciągu głównego. Cykl ten jest możliwy oczywiście tylko w materii, zawierającej już pewną liczbę jąder węgla i/albo azotu i/albo tlenu. Niezależnie od tego, jaka była początkowo proporcja wzajemna tych jąder, w rezultacie spalania wodoru w cyklu CNO ustala się następujący stosunek obfitości nuklidów-katalizatorów z tego cyklu:

$$({}^{14}\text{N}) : ({}^{12}\text{C}) : ({}^{13}\text{C}) = 95 : 4 : 1 . \quad (49)$$

Nie będziemy już wypisywać układu równań kinetycznych dla cyklu CNO, zbliżonego swym charakterem do układu dla cyklu *p-p*.

Cykl neonowo-sodowo-magnezowy ma pewne cechy wspólne z cyklem CNO, odgrywa jednak niewspółmiernie mniejszą rolę; możliwy jest on w dalszej fazie spalania wodoru, gdy temperatura gwiazdy uległa podniesieniu. Wspominamy o nim głównie z uwagi na znaczenie tworzonego w nim ²⁴Ne dla produkcji neutronów w gwieździe.

Na zakończenie tego nieco może przydługiego rozdziału³ trzeba podkreślić, że wszystkie reakcje spalania wodoru prowadzą w gruncie rzeczy do jednego tylko produktu końcowego: helu ⁴He. Wszystkie inne jądra, występujące po drodze (z wyjątkiem jąder-katalizatorów), mają tak małe stężenie w przypadku stacjonarnego spalania, że praktycznie nie wnosi ono żadnego wkładu do ich rozpowszechnienia.

VII. Reakcje jądrowe po wypaleniu wodoru

VII. A. Spalanie helu

Badania nad rozpowszechnieniem pierwiastków chemicznych wskazywały od dawna na niezwykle dużą obfitość jąder ¹²C i ¹⁶O, które okazywały się najbardziej rozpowszechnionymi nuklidami po wodorze ¹H i helu ⁴He. Czyżby można jądra te uważać za produkty spalania helu, do czego musiałoby w końcu

² Wyjątek stanowi tu reakcja (1), ale o związanych z nią trudnościach wspominaliśmy na stronach poprzednich.

³ Ale i tak $t_H : t_i \ll T_H : T_i$, gdzie t_H — czas zużyty na przeczytanie rozdziału o spalaniu wodoru, t_i — czas zużyty na przeczytanie rozdziałów o spalaniu innych jąder, T_H — skala czasu dla spalania wodoru w gwieździe, T_i — skala czasu dla spalania pozostałych jąder.

dojść po wypaleniu wodoru we wnętrzu gwiazdy? Wiadomo, że we wnętrzu gwiazdy ciągu głównego wodór stopniowo wypala się, wzrasta ilość helu, w końcu powstaje jądro helowe, w którym reakcje jądrowe ustają. Wodór uległ bowiem wyczerpaniu, a temperatura i gęstość są zbyt niskie, by mógł nastąpić zapłon helu. W rezultacie jednak kurczenia grawitacyjnego rdzeń gwiazdy osiąga gęstość do 10^5 g/cm^3 i temperatura dochodzi do 10^8 stopni. W takich warunkach możliwe jest już przenikanie przez barierę kulombowską wokół jąder helu. Wydawałoby się, że powinna przebiegać teraz reakcja:



Niestety, powstający izotop berylu jest nadzwyczaj nietrwały, ulega niemal natychmiast rozpadowi na dwie cząstki alfa, z półokresem rzędu $3 \cdot 10^{-16}$ s. Wiadomo już było o tym pod koniec lat czterdziestych, ta „feralna ósemka“ stanowiła przeszkodę nie do przebycia dla syntezy w teorii Alpera-Bethego-Gamowa, o czym już wspominałem w rozdziale III. To, co było nie do przebycia w przypadku syntezy kosmicznej pierwiastków, okazało się jednak nie tak groźne dla syntezy pierwiastków w gwiazdach.

Prosty mechanizm przejścia przez „feralną“ ósemkę zaproponowali na początku lat pięćdziesiątych Salpeter [89] i Öpik [90], którzy zwrócili uwagę na możliwość powstania jądra ${}^{12}\text{C}$ w reakcji pomiędzy trzema jądrami ${}^4\text{He}$. Jednoczesne zderzenie trzech jąder helu jest czymś niebywale rzadkim, można je sobie jednak wyobrazić jako proces dwuetapowy: najpierw zachodzi proces (50), przy czym powstające jądro ${}^8\text{Be}$ jest wprawdzie nietrwałe, ale przy wspomnianej już gęstości i temperaturze odbywa się tyle zderzeń pomiędzy cząstkami alfa, że jądra ${}^8\text{Be}$ stale ulegają odtworzeniu i dochodzi w końcu do ustalenia pewnej równowagi pomiędzy helem i berylem. Energia spoczynkowa jądra ${}^8\text{Be}$ w stanie podstawowym przewyższa przy tym o zaledwie 92 keV sumę energii spoczynkowych dwóch cząstek alfa; wskazuje to na rezonansowy charakter reakcji (50), którą można opisać przy użyciu wzoru (42). Stężenie jąder berylu w równowadze z helem wyraża się wtedy wzorem:

$$N({}^8\text{Be}) = [N({}^4\text{He})]^2 w f \lambda_T^3 \exp \left[- \frac{E_r}{kT} \right], \quad (51)$$

z którego wynika, że np. dla $T = 10^8 \text{ K}$ i $\rho = 10^5 \text{ g/cm}^3$ jedno jądro ${}^8\text{Be}$ przypada na miliard jąder ${}^4\text{He}$. Oznaczenia we wzorze powyższym są te same co w rozdziale VI. A, wielkość f oznacza poprawkę związaną z ekranowaniem przez elektrony.

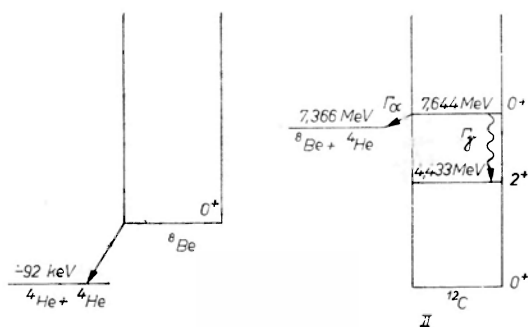
Drugi etap procesu Salpetera — to wychwyt radiacyjny dalszej cząstki alfa przez beryl:



Mimo niewielkiego stężenia jąder berylu (w porównaniu z helem), ilość ich wystarcza do podtrzymywania reakcji. Cały proces dwuetapowy (50) i (52) można zapisać skrótowo:



co uzasadnia jego nazwę: proces 3α . W tym miejscu warto zwrócić uwagę na to, jak pod wpływem inspiracji ze strony astrofizyki znaleziono nowy poziom wzbudzony jądra. Hoyle [91] zwrócił uwagę na to, że mimo charakteru rezonansowego reakcji (50) proces 3α przebiegałby zbyt wolno, gdyby dla reakcji (52) nie występował rezonans w tym przedziale energii, w którym zachodzą efektywne oddziaływania w rdzeniu helowym gwiazd. Zarówno ${}^8\text{Be}$, jak i ${}^4\text{He}$ występują w stanie 0^+ , wobec czego poziom rezonansowy 0^+ jądra ${}^{12}\text{C}$ (najprościej bowiem przyjąć rezonans dla fali s) powinien występować przy energii całkowitej tego jądra niewiele różniącej się od sumy energii spoczynkowych ${}^8\text{Be}$ i ${}^4\text{He}$. Przewidziana przez Hoyle'a energia wzbudzenia (7,68 MeV) niewiele różniła się od wartości wyznaczonej w prowadzonych z jego inspiracji doświadczeniach jądrowych [92, 93]. Poziomy jąder, związanych z procesem 3α , przedstawione są na rys. 9. Po prawej stronie suma mas ${}^8\text{Be}$ i ${}^4\text{He}$ podana jest w skali energetycznej-



Rys. 9. Poziomy jąder, związane z procesem 3α : I — powstawanie ${}^8\text{Be}$, II — powstawanie ${}^{12}\text{C}$

nej, w której energię poziomu podstawowego ${}^{12}\text{C}$ przyjęto równą zeru. Widać, że poziom wzbudzony 0^+ jądra ${}^{12}\text{C}$ leży o $E_r = 278$ keV powyżej wspomnianej sumy mas, więc reakcja (52) jest rezonansowa. Jądro ${}^{12}\text{C}$ może z poziomu 7,644 MeV ulegać zarówno rozpadowi na trzy cząstki α , co uwzględniono w zapisie reakcji (53), zaznaczając po lewej stronie jej odwracalny charakter, jak też doznawać przejścia elektromagnetycznego do niższego poziomu wzbudzonego.

Podczas spalania helu w procesie 3α rośnie nieco temperatura rdzenia helowego; wraz z powstawaniem ${}^{12}\text{C}$ coraz większą rolę odgrywają wychwyty radiacyjne cząstek alfa:



Powstające w reakcjach tych jądra są to tzw. jądra „alfowe“, odznaczające się większym rozpowszechnieniem w przyrodzie niż jądra z nimi sąsiadujące. Ostatnia z tych reakcji nie odgrywa większej roli przy spalaniu helu w gwiazdach

o niewielkiej masie, kiedy nadzwyczajna trwałość jądrowa ^{16}O sprawia, że reakcja (55) przebiega bardzo wolno i powstają tylko nieznaczne ilości neonu. Wprawdzie neon łatwiej ulega wypaleniu niż tlen, jednakże niewielkie ilości powstającego w reakcji (55) neonu sprawiają, że przy analizie stadium spalania helu wystarczy ograniczyć się do reakcji (53)—(55), które można opisać następującym układem równań różniczkowych, analogicznym do układu w rozdziale VI. B:

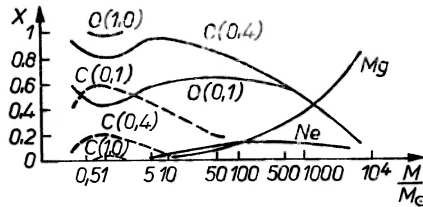
$$\frac{d(^4\text{He})}{dt} = -3\lambda_{53}(^4\text{He})^3 - \lambda_{54}(^4\text{He})(^{12}\text{C}) - \lambda_{55}(^4\text{He})(^{16}\text{O}), \quad (57)$$

$$\frac{d(^{12}\text{C})}{dt} = \lambda_{53}(^4\text{He})^3 - \lambda_{54}(^4\text{He})(^{12}\text{C}), \quad (58)$$

$$\frac{d(^{16}\text{O})}{dt} = \lambda_{54}(^4\text{He})(^{12}\text{C}) - \lambda_{55}(^4\text{He})(^{16}\text{O}), \quad (59)$$

$$\frac{d(^{20}\text{Ne})}{dt} = \lambda_{55}(^4\text{He})(^{16}\text{O}). \quad (60)$$

Graficzne rozwiązanie tego układu (wraz z dodatkowym równaniem dla magnezu i dodatkowym wyrazem w równaniu (60)) przedstawia rozpowszechnienie



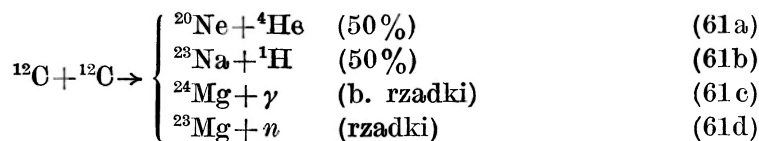
Rys. 10. Rozpowszechnienie produktów pod koniec spalania helu w gwiazdach o różnej masie [94]. Krzywe oznaczone literami C, O, Ne i Mg dotyczą obfitości nuklidów ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne i ^{24}Mg . Obfitości ^{12}C i ^{16}O obliczono przy trzech różnych wartościach parametru θ_a^2 dla reakcji (54): 0,1, 0,4 i 1,0

nienie produktów spalania helu w zależności od masy gwiazdy [94]. Dla węgla i tlenu mamy aż po trzy krzywe, dla trzech wartości zredukowanej szerokości poziomu 7,12 MeV jądra ^{16}O . Na podstawie oszacowania tego parametru przez Stephensona [95], który otrzymał $\theta_a^2 = 0,08$, można przyjąć, że krzywe C(0,1) i O(0,1) będą najbardziej zbliżone do stanu rzeczywistego. Z rysunku widać, że jądra ^{12}C i ^{16}O są w przybliżeniu jednakowo rozpowszechnione w gwiazdach o masach od 0,5 do ok. 50 mas słonecznych — z chwilą, gdy kończy się spalanie helu. Obfitości neonu i magnezu nie zależą w praktyce od wyboru wartości θ_a^2 . ^{20}Ne i Mg^{24} mogą powstać w większych ilościach jedynie w gwiazdach o masie $M > 50 M_\odot$. Gwiazdy tak masywne występują stosunkowo rzadko i nie mogą odgrywać większej roli w nukleosyntezie pierwiastków. Rozpowszechnienie neonu i magnezu wiąże się więc zazwyczaj z procesami spalania węgla i tlenu, nie zaś ze spalaniem helu.

VII. B. Spalanie węgla i tlenu

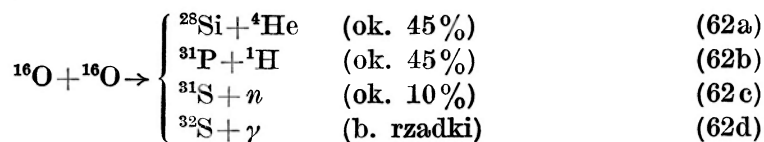
Autorzy pracy B²FH [57] zasugerowali możliwość istnienia tzw. procesu alfa, w którym łańcuch kolejnych wychwytów radiacyjnych cząstek alfa miałyby się rozciągać daleko poza tlen i neon, dochodząc aż do wapnia i tytanu. W procesie tym miałyby powstawać jądra „alfowe“ ²⁸Si, ³²S, ³⁶Ar, ⁴⁰Ca, a także ⁴⁴Ca i ⁴⁸Ti. Dokładniejsza analiza procesów nukleosyntezy w gwiazdach nie potwierdziła tych przewidywań. Okazało się, że daleko ważniejsze będą procesy spalania węgla i tlenu, następnie krzemu i cięższych jąder.

Gdy po kolejnej kontrakcji grawitacyjnej jądra gwiazdy, w którym „paliwo“ helowe uległo już wyczerpaniu, temperatura podniesie się powyżej 600 milionów stopni, wtedy zaczyna się spalanie węgla:



W nawiasach podaliśmy orientacyjną częstość występowania poszczególnych procesów w warunkach gwiazdnych. Egzoenergetyczna produkcja lekkich cząstek naładowanych stanowi specyfikę tych procesów (a także dalszego spalania tlenu, neonu itp.). Przypuszcza się, że cząstki alfa i protony, o energii rzędu paru MeV, będą teraz w stanie wywoływać inne reakcje, co oczywiście komplikuje sytuację. Na ogół wychwytywać je będą istniejące już jądra o małej liczbie atomowej. Reakcje ²⁰Ne(α , γ)²⁴Mg i ²³Na(p , α)²⁰Ne będą przebiegać ze znaczną wydajnością. Proces (61d), aczkolwiek rzadki, stanowić będzie wreszcie źródło neutronów, odgrywających rolę w syntezie pierwiastków ciężkich (o czym będzie jeszcze mowa w dalszej części artykułu).

Przy wyższych jeszcze wartościach temperatury centralnej zaczyna się spalanie następnych jąder. Ograniczmy się tylko do podania ważniejszych reakcji spalania tlenu:



Można by jeszcze wypisać reakcje spalania neonu, magnezu itp., reakcje między dwoma różnymi jądrami, np. ¹²C + ¹⁶O, ale nie ma sensu wypisywanie długiej listy reakcji. Zwróćmy uwagę na ukierunkowanie nukleosyntezy. Powstają coraz to cięższe jądra, przy czym ze wzrostem temperatury zaczynają się spalać te jądra, które w poprzednim stadium stanowiły produkt końcowy spalania. Jednocześnie coraz to większą rolę odgrywają kwanty gamma z reakcji takich jak np. (61c) czy (62d). Energia tych kwantów jest zwykle taka, że są one w stanie wybić z innych jąder nukleony czy też grupy nukleonów (cząstki α). Te ostatnie znów oddziałują z innymi jądrami i nieustannie wzrasta mnogość różnorodnych reakcji jądrowych, przede wszystkim typu (α , γ), (γ , α), (p , γ)

i (γ, p) . W tych warunkach, gdy temperatura we wnętrzu przekracza parę miliardów stopni, a różnorodne reakcje jądrowe osiągają znaczną szybkość, dochodzi w końcu do ustalenia równowagi między nimi. Od spalania węgla, poprzez spalanie tlenu i krzemu, następuje stopniowe przejście do procesu e , o którym mowa będzie w następnym podrozdziale.

Istotną rolę dla rozpowszechnienia pierwiastków chemicznych, wytworzonych w procesach jądrowych we wnętrzach gwiazd, odgrywać mogą eksplozje, dzięki którym pierwiastki te wydostaną się w przestrzeń kosmiczną. Zdaniem Arnetta [96] można przypisać sporą liczbę wybuchów gwiazd supernowych gwałtownemu zapaleniu się węgla przy gęstości centralnej rzędu $2 \cdot 10^9$ g/cm³. Dzieje się to w gwiazdach o masach pomiędzy $4 M_{\odot}$ i $9 M_{\odot}$, zawierających w swym wnętrzu silnie zwyrodniały gaz elektronowy. W eksplozji dochodzi do rozrzucaenia w przestrzeń całej materii, z której składa się gwiazda. Również produkty częściowego spalania węgla ulegną rozproszeniu. Udało się Arnettowi wykazać [97], że istnieje dobra zgodność między względnym rozpowszechnieniem tych produktów (C, O, Ne, Na, Mg) w wyrzuconej podczas eksplozji materii a ich obfitością w układzie słonecznym. W pewnych warunkach eksplozja może nastąpić dopiero w fazie spalania krzemu. Jak się wydaje, istnieje niezła zgodność pomiędzy względnymi zawartościami produktów tego spalania (większa część nuklidów w obszarze od krzemu do wapnia) w wyrzuconej materii a ich obfitościami w przyrodzie.

VII. C. Proces e

Na krzywej rozpowszechnienia nuklidów występuje charakterystyczne maksimum dla jąder z grupy żelaza. Już w pracy B²FH [57] wytłumaczono pochodzenie tego maksimum odwołując się do procesów przebiegających w stanie równowagi termodynamicznej, znanych skądinąd [29]—[35]. Gdyby maksimum to było maksimum bezwzględnym, wtedy, być może, dałoby się wyjaśnić poprzez syntezę kosmiczną pierwiastków w warunkach równowagi. Uznanie faktu, że jest to tylko maksimum lokalne⁴, pozwoliło na powiązanie tego maksimum z krótkotrwałą fazą ewolucji gwiazd, kiedy to w warunkach wysokiej temperatury i gęstości przebiega znaczna liczba reakcji jądrowych, a spora część materii przekształca się w jądra o maksymalnej energii wiązania.

Z chwilą, gdy we wnętrzu gwiazdy zaczyna się spalanie krzemu, w temperaturze powyżej $3 \cdot 10^9$ stopni, zachodzi coraz więcej i coraz bardziej różnorodnych procesów jądrowych, z udziałem coraz to cięższych jąder. Dzięki tym reakcjom możliwa staje się przemiana jądra A_Z w jądro A'_Z , nawet wtedy, gdy liczby atomowe Z i Z' są duże. Oznacza to, że w przemianach tych mogą występować nawet znaczne bariery kulombowskie, które tracą jednak na znaczeniu. Zaczyna się ustalać równowaga statystyczna między reakcjami biegnącymi w różnych kierunkach, i decydującą rolę zaczyna odgrywać trwałość jąder. Roz-

⁴ W odróżnieniu od absolutnego charakteru maksimum energii wiązania dla jąder z grupy żelaza.

powszechnienie jąder w warunkach równowagi termodynamicznej określone jest przede wszystkim energią wiązania, przypadającą na jeden nukleon. Skład gęstej, zjonizowanej plazmy w warunkach równowagi nie zależy wcale od jej składu początkowego. Jest on wyłącznie funkcją trzech czynników: temperatury T , stężenia N_p swobodnych protonów i stężenia N_n swobodnych neutronów. Stężenie nuklidu o liczbie atomowej Z i liczbie masowej A dane jest w takich warunkach wyrażeniem [57]:

$$N(A, Z) = \omega(A, Z) \left(\frac{AMkT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{MkT} \right)^{3A/2} \times \frac{(N_N)^{A-Z} (N_p)^Z}{2^A} \exp[Q(A, Z)/kT], \quad (63)$$

w którym $Q(A, Z)$ stanowi energię wiązania jądra (A, Z) :

$$Q(A, Z) = [(A-Z)M_n + ZM_p - M(A, Z)] \cdot c^2. \quad (64)$$

Statystyczny czynnik wagowy ω określony jest następująco:

$$\omega(A, Z) = \sum_r (2I_r + 1) \exp \left[-\frac{E_r}{kT} \right]. \quad (65)$$

E_r jest to energia stanu wzbudzonego, liczona od stanu podstawowego, I_r — spin tego stanu. Sumowanie w (65) rozciąga się na wszystkie poziomy wzbudzone jądra (A, Z) .

Zamiast wspomnianych tu parametrów T , N_p i N_n można też użyć T , stosunek N_p/N_n i gęstość ρ , która wiąże się ze stężeniami w sposób następujący:

$$\rho = \sum_{A, Z} M(A, Z) N(A, Z). \quad (66)$$

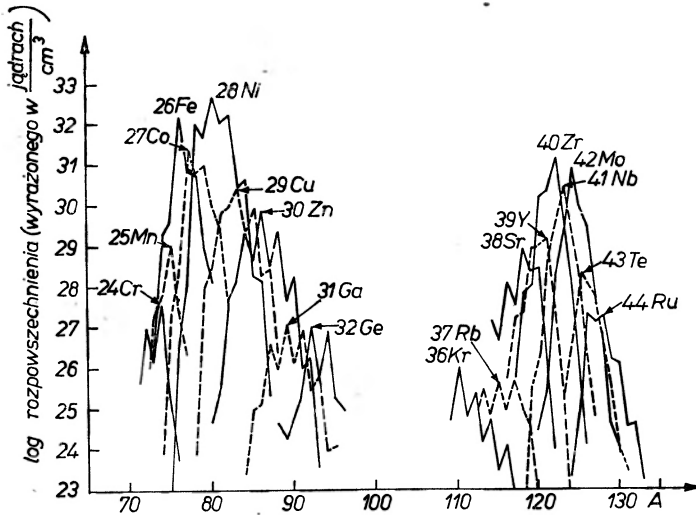
Można też wreszcie wybrać w charakterze parametrów [98] temperaturę T , gęstość ρ i energię Fermiego E_F elektronów, znajdujących się przecież także w stanie równowagi z materią nukleonową. Ze względu na warunek (66) tylko dwa spośród trzech podanych wyżej parametrów są niezależne.

Przy obliczaniu stężeń w warunkach równowagi ze wzoru (63) konieczna jest znajomość mas różnych nuklidów (w tym również i takich, które w warunkach laboratoryjnych są wysoce nietrwałe). Gdy brak danych eksperymentalnych, można się posłużyć rozmaitymi wzorami półempirycznymi [99, 100].

Na uwagę zasługuje jeden szczególny aspekt zagadnienia maksymalnej trwałości jąder w określonych warunkach. W warunkach ziemskich największą energią wiązania na nukleon charakteryzują się jądra o liczbach masowych w pobliżu $A = 60$. Nie musi to jednak w sposób automatyczny powodować największego rozpowszechnienia tych właśnie jąder w materii, znajdującej się w warunkach równowagi termodynamicznej. Trzeba się liczyć jeszcze z obecnością swobodnych neutronów, rosnącą ze wzrostem gęstości i temperatury, lub, co na jedno wychodzi, z coraz silniej się zaznaczającym wpływem zdegenerowanego gazu elektronowego. Nic więc dziwnego, że w pewnych szczególnych warunkach dojść może do przesunięcia równowagi w kierunku jąder o większej liczbie masowej, niż by to mogło się wydawać z rzutu oka na krzywą energii wiązania. Tę nieco

dziwną sytuację ilustruje wynik zaczerpnięty z pracy Tsuruty i Camerona [98]: rozpowszechnienie jąder w warunkach równowagi w temperaturze $T = 5 \cdot 10^9 \text{ K}$, dla energii Fermiego elektronów $E_F = 20 \text{ MeV}$. Najbardziej rozpowszechnione okazuje się w tych warunkach podwójnie magiczne jądro ^{78}Ni , zupełnie nieznanie eksperymentatorom, a stanowiące znaczny ułamek materii wyrzucanej podczas wybuchu supernowej [101]. Jądro to może mieć pewne znaczenie dla syntezy pierwiastków superciężkich [102], o czym jeszcze będzie mowa.

Zespół procesów przebiegających w warunkach równowagi nosi krótką nazwę procesu e (od angielskiego, a zarazem i łacińskiego wyrazu *equilibrium* = równo-



Rys. 11. Wynik obliczeń z pracy [98]: obfitości nuklidów w warunkach równowagi dla $T = 5 \cdot 10^9 \text{ K}$ i $E = 20 \text{ MeV}$

waga). O procesach wymienionych w poprzednim podrozdziale, jak również i o procesie e sądzi się, że mogą stanowić one końcową fazę aktywnego okresu ewolucji gwiazdy, i to fazę dość szybko przebiegającą. Skala czasu dla procesu e może być najkrótsza ze skal czasu dla różnych procesów nukleosyntezy i da się porównać tylko ze skalą czasu dla procesu r (zresztą niejednokrotnie oba te procesy umiejscawia się w tych samych obiektach — gwiazdach supernowych). Proces e trwać może minuty czy nawet tylko sekundy, po czym następuje wybuch i co najmniej część zsyntetyzowanej materii ulega rozproszeniu w przestrzeń międzygwiazdową, wzbogacając ją w jądra pierwiastków z otoczenia żelaza.

Podczas procesu e tworzyć się mogą niejednokrotnie jądra dość odległe od ścieżki stabilności. W wyniku kolejnych przemian beta przechodzą one w jądra trwale w danych warunkach. Równowaga termodynamiczna jest tylko ze względu na reakcje jądrowe (zarówno z udziałem nukleonów i ich grup, jak też i fotonów), trudno natomiast rozciągnąć pojęcie równowagi i na procesy beta. Neutrino i antyneutrino z przemian beta, które w warunkach prawdziwej

równowagi powinny wywoływać procesy odwrotne, oddziałują niezwykle słabo z materią i praktycznie natychmiast uciekają z gwiazdy. W obliczeniach przemian beta zachodzących w materii w stanie równowagi termodynamicznej uwzględnić należy zarówno długie na ogół półokresy przemian (długie oczywiście w porównaniu z czasem charakterystycznym dla reakcji jądrowych), jak też i wpływ gazu elektronowo-pozytonowego (zwiększona częstość wychwytywów elektronu a nawet i pozytonu), przemiany beta ze stanów silnie wzbudzonych itp. O wszystkim tym możemy zaledwie wspomnieć, odsyłając zainteresowanego czytelnika do prac oryginalnych [103, 104, 105].

Już dość dawno przeprowadzono obliczenia nukleosyntezy w procesie e w celu uzyskania wyjaśnienia, czy materia, z której składają się ciała układu słonecznego, przeszła przez proces e , i w jakich warunkach fizycznych. Wyniki pracy B³FH [57] wskazują na dość dobrą zgodność pomiędzy wynikami rachunków dla procesu e , przebiegającego przy $T = 3,8 \cdot 10^9$ K, $\rho = 3 \cdot 10^6$ g/cm³ i $N_p/N_n \simeq 500$, a aktualnymi obfitościami pierwiastków z otoczenia piku żelazowego w układzie słonecznym.

Na tym kończymy omówienie tych procesów jądrowych w gwiazdach, w których wytwarzana jest energia, a jednocześnie w charakterze produktu ubocznego wytwarzane są coraz to cięższe pierwiastki chemiczne. Zaczęliśmy od wodoru i doszliśmy do pierwiastków z grupy żelaza. Przedstawiona tu w grubym zarysie teoria jest niewątpliwie daleka jeszcze od doskonałości, tym niemniej zdaje ona sprawę z faktów obserwacyjnych i jest w stanie wytłumaczyć pochodzenie jednej trzeciej pierwiastków z układu okresowego. A co z cięższymi pierwiastkami? — zapyta się niewątpliwie w tym miejscu czytelnik. Mechanizmy jądrowe powstawania tych pierwiastków są na tyle odmienne od przedstawionych tu reakcji, że omówienie ich wypada nam odłożyć do następnego artykułu.

Literatura

Pozycje [1]—[69] znajdują się w zestawieniu literatury do części poprzedniej (*Postępy Fizyki*, 22, 495 (1971)). Pozycjom cytowanym po raz pierwszy w niniejszej części artykułu nadajemy dalsze numery.

[70] F. Hoyle, R. J. Tayler, *Nature*, 203, 1108 (1964).

[71] R. J. Tayler, *Quart. J. Roy. Astron. Soc.*, 8, 313 (1967)

[72] A. Unsöld, *Verhandlungen der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft* 1968, str. 35.

[73] A. Unsöld, *Science*, 163, 1015 (1969).

[74] W. A. Ambarcumian, w *The Structure and Evolution of the Universe, Proceedings of the 11th Solway Conference*, Brussels 1958 (R. Stoops, red., Bruksela 1958), str. 241; patrz także: W. A. Ambarcumian, *Problemy ewolucji wszechświata*, Izd. Akad. Nauk Armiańskiej SSR, Erewań 1968, str. 85, 195 i 200.

[75] G. R. Burbidge, E. M. Burbidge, w *Handbuch der Physik*, tom 51, str. 134 (Springer Verlag, 1958); także tłumaczenie ros. w *Proischożdienije i ewolucija zwiezd*, Izd. Inostr. Liter., Moskwa 1962.

[76] C. Hayashi, R. Hoshi, D. Sugimoto, *Progress Theor. Phys. (Kyoto), Suppl.*, 22 (1962).

- [77] Ja. B. Zeldowicz, I. D. Nowikow, *Relatiwistskaja astrofizika*, Izd. Nauka, Moskwa 1967.
- [78] B. Kuchowicz, *Postępy Astronomii*, **11**, 203 (1963).
- [79] M. Abramowicz, *Postępy Astronomii*, **18**, 279 (1970).
- [80] S. Grzędzielski, *Postępy Astronomii*, **17**, 179 (1969).
- [81] R. Ruffini, J. A. Wheeler, *Physics Today*, **24**, 30 (1971).
- [82] B. Pontecorvo, *Raport kanadyjski PD-205* (1946).
- [83] B. Kuchowicz, *Postępy Astronomii*, **18**, 149 i 263 (1970); **19**, 109 (1971).
- [84] W. A. Fowler, G. R. Caughlan, B. A. Zimmerman, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **5**, 525 (1967).
- [85] E. E. Salpeter, *Australian J. Phys.*, **7**, 373 (1954).
- [86] P. D. Parker, J. N. Bahcall, W. A. Fowler, *Astrophys. J.*, **139**, 602 (1964).
- [87] G. E. Koczwarow, *Doklady Akad. Nauk SSSR*, **156**, 781 (1964); *Izw. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.*, **28**, 1721 (1964).
- [88] R. Davis, Jr., D. S. Harmer, K. C. Hoffman, *Phys. Rev. Letters*, **20**, 1205 (1968); R. Davis, Jr., *Trudy Międzunar. Seminara po Fizykie Nejrino i Nejrinnnoj Astrofizykie*, Moskwa, 9—12 sent. 1968 (AN SSSR, Fiz. Inst. im. Lebediewa, Moskwa 1969), str. 99.
- [89] E. E. Salpeter, *Astrophys. J.*, **115**, 326 (1952); *Ann. Rev. Nuclear Sci.*, **2**, 41 (1953).
- [90] E. J. Öpik, *Proc. Roy. Irish Acad.*, **A54**, 49 (1951); *Mém. Soc. Roy. Sci. Liège*, **14**, 187 (1954).
- [91] F. Hoyle, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **1**, 121 (1954).
- [92] C. W. Cook, W. A. Fowler, C. C. Lauritsen, T. Lauritsen, *Phys. Rev.*, **107**, 508 (1957).
- [93] P. A. Seeger, R. W. Kavanagh, *Astrophys. J.*, **137**, 704 (1963).
- [94] W. Deinzer, E. E. Salpeter, *Astrophys. J.*, **142**, 813 (1965).
- [95] G. J. Stephenson, Jr., *Astrophys. J.*, **143**, 91 (1966).
- [96] W. D. Arnett, *Astrophys. Space Sci.*, **5**, 180 (1969).
- [97] W. D. Arnett, *Astrophys. J.*, **157**, 1369 (1969); W. D. Arnett i J. W. Truran, *Astrophys. J.*, **157**, 339 (1969).
- [98] S. Tsuruta, A. G. W. Cameron, *Canad. J. Phys.*, **43**, 2056 (1965).
- [99] A. G. W. Cameron, *Canad. J. Phys.*, **35**, 1021 (1957).
- [100] A. G. W. Cameron, R. M. Elkin, *Canad. J. Phys.*, **43**, 1288 (1965).
- [101] J. W. Truran, W. D. Arnett, S. Tsuruta, A. G. W. Cameron, *Astrophys. Space Sci.*, **1**, 129 (1968).
- [102] M. Kowalski, B. Kuchowicz, *Phys. Letters*, **30B**, 79 (1969).
- [103] J. W. Truran, A. G. W. Cameron, A. Gilbert, *Canad. J. Phys.*, **44**, 563 (1966).
- [104] F. E. Clifford, R. J. Tayler, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, **69**, 21 (1965).
- [105] W. A. Fowler, w *I. A. U. Symposium No. 26, Abundance Determinations in Stellar Spectra*, Utrecht 1964 (H. Hubenet, red., Academic Press, London—New York 1966), str. 335.

Jerzy Moroń

Institut Fizyki Uniwersytetu Śląskiego
Katowice

Zjawiska opóźnienia magnetycznego w metalach i stopach

Magnetic After-Effects in Metals and Alloys

Abstract: A brief review has been given of theories and basic experimental facts concerning magnetic after — effects in metals and alloys. The effects are related to three elementary processes, occurring in the lattices of the samples:

1. directional ordering of point defects,
2. magnetic diffusion perpendicularly to the Bloch walls,
3. thermally activated migration of dislocations, interacting magnetostrictively with the domain structure. Theory and experimental results, obtained for permeability disaccommodation, has been discussed.

1. Wstęp

W ostatnich latach wzrosło znacznie zainteresowanie fizyków metali zjawiskami opóźnienia magnetycznego w metalach i stopach ferromagnetycznych. Zjawiska te, zwane również lepkością magnetyczną, badano dotychczas głównie z punktu widzenia ich wpływu na własności magnetyczne tych materiałów. Ponieważ lepkość magnetyczna wiąże się z migracją atomów domieszek lub defektów sieci krystalicznej, zawartych w badanych próbkach, pozwala ona również wyciągnąć liczne wnioski dotyczące realnej struktury metali i stopów.

W związku z powyższym metody opóźnień magnetycznych stanowią bardzo ważne uzupełnienie metod opóźnień mechanicznych, powszechnie stosowanych w nowoczesnych laboratoriach fizyki metali¹. Od tych ostatnich są jednak znacznie czulsze i dokładniejsze, natomiast stosować je można oczywiście jedynie w przypadku ferromagnetyków.

Zjawiska opóźnienia magnetycznego w metalach omówiono w licznych artykułach przeglądowych (np. [5—9]). Ostatnio pojawiła się pierwsza mono-

¹ Zjawiska opóźnienia mechanicznego omówiono w licznych artykułach przeglądowych (np. [1, 2]) oraz w wielu monografiach (np. [3, 4]).

grafia poświęcona temu zagadnieniu [10]. Również nowoczesne monografie i podręczniki zajmujące się magnetycznymi własnościami materii zawierają rozdziały dotyczące lepkości magnetycznej (np. [11, 12]). Dotychczas jednak na ogół tylko niewielką wagę przywiązywano do wyników ważnych z punktu widzenia fizyki metali, a zajmowano się głównie stroną czysto magnetyczną naszego zagadnienia. W artykule tym zebrano i omówiono pokrótce wszystkie te wyniki teoretyczne i doświadczalne, które obecnie można już uważać za podstawę metody badania realnej struktury metali, opartej o zjawiska opóźnienia magnetycznego. W jednym z najbliższych numerów „Postępów Fizyki“ ukaże się artykuł drugi, który będzie już dotyczył problemów fizyki metali, rozwiązywanych tą metodą.

Na zakończenie tych kilku uwag wstępnych warto dodać, że lepkość magnetyczna występuje również w ferrimagnetykach o strukturze spinelu oraz w innych tlenkowych materiałach ferrimagnetycznych. Zagadnieniu temu poświęcono wielką liczbę prac, a omówiono je w kilku artykułach przeglądowych (np. [13]).

2. Zależność zjawisk opóźnienia magnetycznego od temperatury

Opóźnienia magnetyczne, którym poświęcono ten artykuł, odznaczają się tym, iż opis zjawisk przez nie wywołanych wymaga wprowadzenia pewnej stałej θ o wymiarze czasu, której widmo może mieć charakter liniowy lub ciągły. Stała ta zależy bardzo silnie od temperatury, przy czym zależność tę opisuje prawo Arrheniusa

$$\theta = \theta_0 \exp\left(\frac{Q}{RT}\right). \quad (1)$$

We wzorze tym Q nazywamy energią aktywacji, θ_0 — czynnikiem przed-eksponencjalnym, R natomiast jest stałą gazową, T temperaturą w skali bezwzględnej. Stała θ jest często nazywana czasem relaksacji, na skutek czego interesujące nas zjawiska nazywa się czasami zjawiskami relaksacyjnymi.

Stosowalność prawa Arrheniusa powoduje, iż poszczególne efekty opóźnienia magnetycznego, które zostaną opisane poniżej, ze względów czysto eksperymentalnych występują w stosunkowo wąskich pasmach temperatury. Dowodzi ona również, że omawiana lepkość, jak to już wspomniano na początku, wiąże się z migracją pewnych mikroskopowych centrów obcych, podobnie jak to ma miejsce w procesach dyfuzyjnych. Centra te będziemy dalej nazywali centrami relaksacji lub relaksatorami. Próbkę ferromagnetyków metalicznych, nie zawierające tego rodzaju centrów relaksacji, nie wykazują zjawisk opóźnienia, dyskutowanych w tym artykule.

W ferromagnetykach, obok opóźnień stosujących się do prawa Arrheniusa, występują opóźnienia bardzo słabo zależne od temperatury, z których najważniejszym jest tzw. lepkość fluktuacyjna. Polega ona na pojawieniu się opóźnionych czasowo skoków Barkhausena, spowodowanych lokalną fluktuacją

kierunku wektora magnetyzacji. Zjawisko to występuje we wszystkich ferro- i ferrimagnetykach przy dowolnej temperaturze.

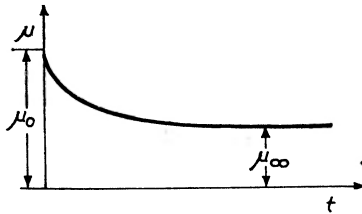
W dalszym ciągu tego omówienia przez opóźnienia magnetyczne będziemy rozumieli opóźnienia związane z migracją relaksatorów.

3. Efekty wywołane przez lepkość magnetyczną

W chwili obecnej znamy szereg efektów magnetycznych, które wywołują lepkość magnetyczną. Do najważniejszych z nich należą: 1) dezakomodacja przenikalności magnetycznej, 2) zjawisko opóźniania się namagnesowania względnie indukcji przy skokowych zmianach stałego pola magnesującego, 3) pojawianie się dodatkowych strat przy pomiarach mostkowych, 4) efekt Pawleka, 5) efekt perminwarowy, zmienny z czasem.

3.1. Zjawisko dezakomodacji przenikalności magnetycznej

Dezakomodacja jest najważniejszym i najczęściej wykorzystywanym w fizyce metali efektem lepkości magnetycznej. Polega ona na zmniejszaniu się z czasem przenikalności próbki, rozmagnesowanej uprzednio prądem zmiennym o male-



Rys. 1. Krzywa dezakomodacji przenikalności; μ_0 — przenikalność w chwili $t = 0$, μ_∞ — przenikalność dla $t \rightarrow \infty$

jącej do zera amplitudzie. Na rys. 1 przedstawiono typową krzywą dezakomodacji. Przenikalność maleje monotonicznie od wartości największej μ_0 , odpowiadającej chwili ukończenia rozmagnesowania ($t = 0$) ale, praktycznie biorąc, niemierzalnej, do wartości najmniejszej μ_∞ , odpowiadającej teoretycznie $t \rightarrow \infty$. W praktyce μ_∞ ustala się po pewnym skończonym czasie, rzędu pięć razy większym od czasu relaksacji θ (widać to łatwo na podstawie wzoru (15)).

Stan, w którym próbka osiąga μ_∞ , nazywamy stanem ustabilizowanym.

Jeżeli to tylko jest możliwe, w badaniach poświęconych dezakomodacji korzysta się z próbek toroidalnych. Próbki, otwarte magnetycznie, zamyka się natomiast jarzmem.

3.1.1. Metody wyznaczania krzywych dezakomodacji

Dezakomodację przenikalności magnetycznej można badać balistycznie, przy pomocy mostka prądu zmiennego oraz metodą transformatorową.

W przypadku pierwszym, po czasie t od rozpoczęcia dezakomodacji włącza się słabe pole stałe H i z wychyleńia plamki galvanometru oblicza się przeni-

kalność różnicową $\mu = B/H$. Wyniki otrzymane dla różnych czasów t pozwalają wykreślić krzywą $\mu(t)$. Metodą tą bada się dezakomodację dla pól od 5 mOe do 100 mOe.

W pomiarach mostkowych korzysta się najczęściej z trzech rodzajów mostków prądu zmiennego: 1) Maxwella (układ z rys. 6.10 w [14]), 2) Maxwella-Wiena (układ z rys. 6.26 w [14]), 3), Wildego [15, 16, 17]. Mostki te pozwalają na wyznaczenie indukcyjności próbki, z której można następnie obliczyć jej przenikalność. W przypadku bardzo słabych pól magnesujących przenikalność ta ma charakter przenikalności odwracalnej. Korzysta się z prądu magnesującego o częstotliwości od kilkuset do kilku tysięcy herców i o natężeniu od ułamka miliersteda wzwyż.

Szpecially dobrze do pomiarów dezakomodacji nadaje się mostek Maxwella wyposażony w indukcyjności wzorcowe w postaci wariometrów. Umożliwiają one ciągłe równoważenie mostka bez zmian oporności indukcyjności wzorcowej; niewielkie zmiany czasowe całkowitego oporu strat próbki, związane ze spadkiem przenikalności, łatwo skompensować, a czasami można je nawet zaniedbać. Jako indukcyjności najlepiej stosować wariometry wzorcowe firmy Sullivan (Anglia).

Mostki Maxwella-Wiena i Wildego są bardziej kłopotliwe w użyciu ze względu na to, iż zwykle muszą być wyposażone w kondensatory dekadowe, nie zapewniające ciągłej zmiany pojemności. Przy słabych dezakomodacjach, pozwalających na zastosowanie kondensatorów obrotowych, są one jednak znacznie bardziej dogodne od mostka Maxwella, ponieważ, praktycznie biorąc, nie reagują na rozproszone, zmienne pola magnetyczne. Jako pojemności wzorcowe można stosować bardzo dokładne kondensatory dekadowe i obrotowe firmy Max Ulrich (NRD).

Omawiane urządzenia muszą być wyposażone w selektywne wskaźniki zera, ponieważ nawet w przypadku sinusoidalnego prądu zasilającego badana próbka ferromagnetyczna, stanowiąc element nieliniowy, generuje wyższe harmoniczne, które, jak to poniżej wyjaśniono, mogą bardzo znacznie zniekształcić przebieg krzywej $\mu(t)$. Należy również zapewnić możliwość pomiaru i regulacji prądu magnesującego, gdyż z reguły badania prowadzi się przy stałym polu magnesującym. Problem ten nie sprawia żadnych trudności w przypadku mostka Maxwella. W mostkach pozostałych rozwiązuje się go zwykle przez pomiar napięcia na odpowiednim oporze omowym układu. W mostku Maxwella-Wiena można np. połączyć wysokiej klasy miliwoltomierz lampowy, o dużym oporze wejściowym, równolegle do oporu stałego, połączonego szeregowo z próbką. Układy pomiarowe z mostkiem Maxwella i z mostkiem Maxwella-Wiena opisano szczerogółowo w pracy [18], układ z mostkiem Wildego — w pracy [19].

Nowoczesne mostki prądu zmiennego są bardzo czułymi układami pomiarowymi. Urządzenia te pozwalają na pomiar przenikalności przy polach magnesujących rzędu ułamka miliersteda, a rejestrowane najmniejsze zmiany μ są rzędu 0,01%.

W metodzie trzeciej mierzy się przy pomocy np. woltomierza lampowego

napięcie na wtórnym uzwojeniu transformatora, którego uzwojenie pierwotne jest zasilane sinusoidalnym prądem zmiennym o stałej amplitudzie. Rdzeniem transformatora jest badana próbka, którą rozmagnesowuje się w chwili $t = 0$. Z wielkości napięcia można oczywiście obliczyć przenikalność badanego materiału. Podobnie jak poprzednio, wskaźnik napięcia powinien być selektywny.

W ostatnich latach opracowano szereg urządzeń z automatyczną rejestracją krzywych $\mu(t)$ [20, 21].

3.1.2. Problem rozmagnesowania próbki

W pomiarach dezakomodacji bardzo ważną rolę odgrywa rozmagnesowanie próbki. Powszechnie uważa się, że proces ten przebiega właściwie, jeżeli, z jednej strony daje powtarzalne krzywe $\mu(t)$, z drugiej zaś różnica $\mu_0 - \mu_\infty$ jest możliwie największa.

Opracowano szereg urządzeń przydatnych do tego celu [22—24]. Zwykle korzysta się z pola o częstotliwości 50 Hz. W przypadku materiałów magnetycznie bardzo miękkich rozpoczyna się rozmagnesowanie od amplitudy rzędu kilku erstedów i trwa ono parę sekund. W pracy [25] zbadano wpływ szeregu czynników, określających ten proces, na przebieg $\mu(t)$. Okazało się np., że za $t = 0$ powinno się uważać chwilę, gdy malejąca amplituda osiąga wartości rzędu podwójnej wartości pola przyłożonego później do próbki.

3.1.3. Dezakomodacja przenikalności po nagłych zmianach natężenia pola stałego

Czasami bada się zmiany przenikalności z czasem po nagłym włączeniu lub wyłączeniu pola stałego, magnesującego próbkę. I tak np. Street i Woolley poddawali w chwili $t = 0$ próbkę alnico cyklicznemu magnesowaniu, odpowiadającemu wysterowanej pętli histerezy, kończącemu się w punkcie natężenia pola koercji, a następnie w chwili t wyznaczali balistycznie przenikalność różnicową [26]. Podobne badania przeprowadzono również dla karbonylkowego żelaza w punkcie pozostałości magnetycznej [27]. Ponieważ w obydwóch przypadkach zachodził efekt opóźnienia się indukcji lub namagnesowania względem pola (p. rozdz. 3.2), przenikalność różnicowa malała z czasem.

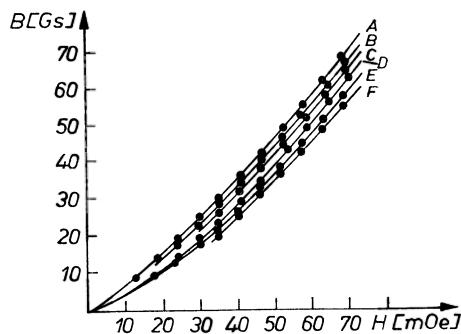
O ile zjawisko dezakomodacji przenikalności po rozmagnesowaniu próbki polem zmiennym o malejącej do zera amplitudzie pojawia się jedynie w przypadku lepkości związanej z migracją relaksatorów, opisane powyżej zmiany czasowe mogą wystąpić również wtedy, gdy badany materiał wykazuje jedynie opóźnienia fluktuacyjne. Sytuacja taka istnieje właśnie w alnico.

3.1.4. Uwagi o zjawisku dezakomodacji przenikalności magnetycznej

Korzystając z krzywych dezakomodacji przenikalności, zdjętych balistycznie dla różnych pól magnesujących, można wykreślić tzw. krzywe izochroniczne $B(H, t)$. Każda z krzywych $B(H)$ na rys. 2 odpowiada pewnemu czasowi t , liczonemu od ukończenia rozmagnesowania. Poziomą odległość pomiędzy krzywą $B(H, 0)$, otrzymaną przez ekstrapolację krzywych dezakomodacji do $t = 0$, a krzywą $B(H, t)$ — odpowiadającą chwili t — nazywamy polem lepkości h_t . Jest to pole, o które należy powiększyć pole przyłożone po czasie t ,

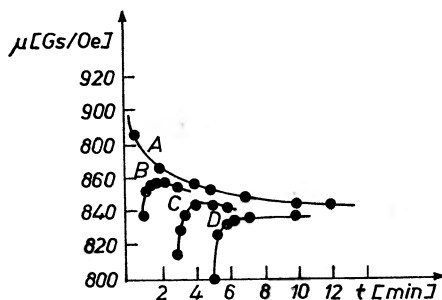
by otrzymać tę samą indukcję, co dla $t = 0$. Pole h_∞ , odpowiadające $t \rightarrow \infty$, nazywamy całkowitym polem lepkości. Pojęcie pola lepkości wprowadził po raz pierwszy Néel w dwóch pracach teoretycznych, posiadających podstawowe znaczenie dla teorii opóźnień magnetycznych [29, 30].

Wyznaczenie rodziny izochron $B(H, t)$ wymaga bardzo wiele pracy. Stąd dzisiaj w fizyce rzadko stosuje się pomiary tego rodzaju. Jeżeli natomiast opiera



Rys. 2. Rodzina izochron $B(H, t)$, otrzymana balistycznie dla próbki α Fe-Si (4%) przy $+0,5^\circ$ C. Krzywa A odpowiada $t = 0$, B — $t = 1$ min, C — $t = 15$ min, D — $t = 240$ min, E — $t = 2640$ min, F — $t \rightarrow \infty$. Według [28]

się badania o pojęcie pola lepkości, korzysta się zwykle z efektu perminwarowego, zmiennego z czasem (p. rozdz. 3.4); wartości h , otrzymane przy pomocy tego zjawiska, są wprawdzie mniej dokładne, ale czas pracy jest za to znacznie krótszy.



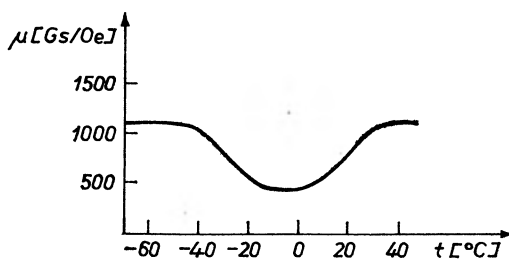
Rys. 3. Efekt Webba-Forda w stali krzemowej. Krzywa A odpowiada $t = 0$, B — $t = 1$ min, C — $t = 3$ min, D — $t = 5$ min. Według [32]

W pomiarach, przy których magnesujemy próbkę prądem zmiennym (metoda mostkowa lub metoda transformatorowa), występuje dla większych natężeń pól tzw. efekt Webba-Forda [31]. W przypadku słabych pól magnetycznych (dla α Fe-C rzędu 1 mOe) krzywa zdjęta w polu zmiennym ma ten sam przebieg, co krzywa otrzymana balistycznie (p. też rozdz. 5.1.1). Zupełnie inaczej zachowuje się natomiast przenikalność dla pól rzędu 10—100 mOe. Jeżeli będziemy magnesowali próbkę w sposób ciągły, to otrzymamy krzywą, która ma wspólny początek z krzywą balistyczną, a poza tym przebiega od niej znacznie wyżej krzywa (A — rys. 3). Jeżeli zaś po rozmagnesowaniu poczekamy przez t_1 minut,

to przenikalność zamiast maleć monotonicznie z czasem najpierw rośnie i dopiero po przejściu przez pewne maksimum zaczyna spadać. Brissonneau sugerował [33], a w pracy [32] pokazano, że w tym przypadku właściwą krzywą dezakomodacji, równoważną krzywej zdjętej balistycznie, jest krzywa łącząca początki krzywych, otrzymanych dla poszczególnych czasów t_1 .

Powyższe uwagi wskazują, że przy większych polach magnesujących metody prądu zmiennego nie zmniejszają wcale czasu pomiarów. Po każdym rozmagnesowaniu, podobnie jak w przypadku pomiarów balistycznych, można wyznaczyć przenikalność tylko dla jednego czasu t .

Korzystając z krzywych dezakomodacji, zdjętych dla różnych temperatur T , można na różne sposoby przedstawić zależność dezakomodacji od temperatury. I tak Snoek wykreślał krzywe zależności od temperatury przenikalności wy-



Rys. 4. Wykres zależności od temperatury przenikalności, wyznaczonej balistycznie w chwili $t = 3$ min. Żelazo karbonylkowe zawierające węgiel w postaci roztworu stałego. Według [34]

znaczonej po pewnym ustalonym czasie od ukończenia rozmagnesowania, np. dla $t = 3$ min [34]. W przedziale temperatur, w którym występuje dezakomodacja, krzywa posiada wyraźne wgłębienie (rys. 4).

W pracach starszych często wykreślano zależność $\frac{\mu_0 - \mu_\infty}{\mu_0} = f(T)$, a raczej $\frac{\mu(t_1) - \mu(t_2)}{\mu(t_1)} = f(T)$, gdzie $t_2 > t_1$ (np. $t_1 = 0,5$ min., $t_2 = 15$ min). Snoek sugerował, by przenikalność zastępować odwrotnością przenikalności, a raczej odwrotnością podatności $1/\chi$. Stąd do dziś wielu autorów przedstawia swoje rezultaty w postaci krzywych

$$\frac{1}{\chi(t_2)} - \frac{1}{\chi(t_1)} = f(T) \cdot \frac{1}{\chi(t_1)} \quad (2)$$

W nielicznych pracach, w których korzystano z pojęcia pola lepkości, wykreślano $h(t_2) - h(t_1)$ w zależności od temperatury.

Rozważania teoretyczne, przedstawione w rozdz. 5.1.1, potwierdzają w pełni słuszność sugestii Snoeka. Wskazują one również, że dezakomodacja powinna

być mierzona przy bardzo słabych polach, a uzyskane wyniki należy przedstawić w postaci

$$\frac{\frac{1}{\chi_{\infty}} - \frac{1}{\chi_0}}{\frac{1}{\chi_0}} = f(T). \quad (3)$$

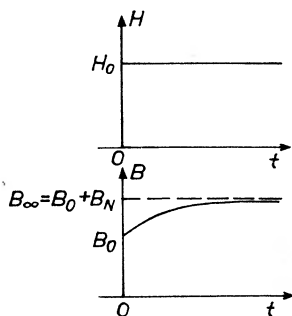
Wielkość ta, jak wynika z teorii opóźnień w przypadku jednej ścianki Blocha, jest bowiem wprost proporcjonalna do stężenia centrów relaksacji (p. wzór (16)). Niestety, jak już wspomniano, wyznaczenie podatności odpowiadającej chwili $t = 0$ jest rzeczą bardzo trudną, a czasami nawet wręcz niemożliwą.

W praktyce obserwuje się dezakomodacje o różnym natężeniu, od ułamka procentu do kilkudziesięciu procent, licząc według wzoru (2). Dokładne i czułe mostki prądu zmiennego pozwalają wyznaczyć i analizować nawet te najslabsze efekty, rzędu 0,5%.

Warto w końcu dodać, że badano również dezakomodację wyższych harmonicznych przenikalności [35]. Nawet dla $t_1 = 0$ krzywe $\mu(t)$ nie mają w tym przypadku przebiegu monotonicznego. Zjawisko to jest mało przejrzyste teoretycznie i nie jest wykorzystywane w fizyce metali.

3.2. Opóźnienie indukcji magnetycznej przy skokowych zmianach stałego pola

Omawiane w tym rozdziale zjawisko Snoek nazwał efektem ΔH . Na rys. 5 przedstawiono schematycznie zależność H i B od czasu w przypadku włączenia stałego pola pomiarowego do ustabilizowanej próbki. Widać, że część indukcji —



Rys. 5. Wykresy zależności natężenia pola i indukcji magnetycznej od czasu w przypadku włączania pola

$B_N = B_{\infty} - B_0$ — opóźnia się, a ostateczna jej wartość B_{∞} , odpowiadająca włączonemu polu, ustala się dopiero po pewnym czasie. Podobne zjawisko zachodzi przy wyłączeniu pola: próbka potrzebuje pewnego czasu, by osiągnąć ostateczną wartość indukcji remanencji.

Zjawisko ΔH występuje również w przypadku lepkości fluktuacyjnej. Bada się je głównie przy pomocy magnetometrów, których wskazania muszą nadążać

za chwilową wartością zmieniającego się z czasem pola rozproszonego próbki. Obok magnetometrów klasycznych stosuje się ostatnio także urządzenia zapatrzone w sondę Förstera [36].

W przypadku gdy czas ustalania się B_∞ jest bardzo krótki, korzysta się z galvanometru balistycznego, który włącza się po czasie t od chwili zmiany pola stałego. Wychylenie tego przyrządu jest wtedy proporcjonalne do reszty zmieniającej się części indukcji.

Ze względu na to, iż efekt ΔH jest wywoływany tak przez migrację relaksatorów, jak i przez mechanizm fluktuacyjny, interpretacja otrzymanych krzywych $B(t)$ może sprawić pewne trudności.

3.3. Dodatkowe straty przy magnesowaniu prądem zmiennym

Obok strat na histerezę i na prądy wirowe, występują w ferromagnetykach przy częstotliwościach akustycznych pewne dodatkowe straty, odkryte po raz pierwszy przez Jordana [37]. Straty od histerezy oddziela się zwykle przez ekstrapolację do pola zero tangensa kąta strat całkowitych; w słabych polach, zwykle stosowanych w pomiarach, najczęściej wystarczy stosować ekstrapolację liniową. Straty od prądów wirowych można natomiast łatwo obliczyć z przybliżonego wzoru, dobrze się stosującego w przedziale częstotliwości akustycznych [38]. Zagadnienie to omówiono szczegółowo w [18].

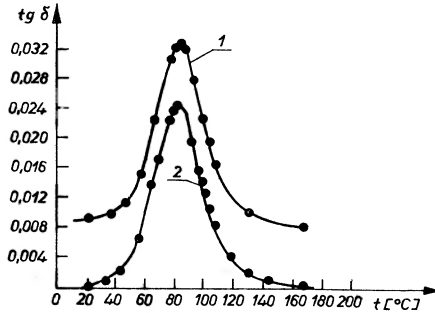
Pozostała reszta, zwana stratami dodatkowymi zawiera jakby dwie składowe: 1) straty bardzo silnie zależne od częstotliwości i od temperatury, zwane czasami stratami Richtera, 2) straty zależne bardzo słabo od tych parametrów. Składowa pierwsza pochodzi od opóźnień migracyjnych i może osiągnąć bardzo wielkie wartości: w przypadku próbki z żelaza, zawierającej 0,007% węgla w roztworze stałym, obserwowano maksimum strat relaksacyjnych rzędu 0,3 [39]. Straty drugiego rodzaju są natomiast bardzo słabe ($\text{tg } \delta$ rzędu 0,001—0,01), a przypisuje się je lepkości fluktuacyjnej [40], chociaż, teoretycznie biorąc, dla $H = 0$ tangens strat, związanych z tym zjawiskiem, powinien być równy zero [11].

Do pomiaru strat w słabych polach magnetycznych stosuje się najczęściej mostek Wildego oraz mostek Maxwella-Wiena. W drugim przypadku, od obliczonego oporu strat całkowitych odejmuje się opór omowy uzwojenia próbki, wyznaczony przy pomocy mostka prądu stałego.

Straty magnetyczne przy częstotliwościach akustycznych można badać dwoma metodami: 1) przy ustalonej częstotliwości w zależności od temperatury, 2) przy ustalonej temperaturze w zależności od częstotliwości pola magnesującego. W przypadku metali, ze względu na występowanie znacznych strat związanych ze zjawiskiem prądów wirowych, stosuje się obecnie zwykle pierwszą metodę. Na rys. 6 przedstawiono 2 krzywe zależności strat od temperatury dla częstotliwości $f = 165,1$ Hz, otrzymane dla próbki z bardzo czystego żelaza, zawierającego azot w postaci roztworu stałego [41]. Krzywą 1 wyznaczono na drodze liniowej ekstrapolacji strat do pola $H = 0$. Punkty na krzywej 2 przedstawiają straty relaksacyjne; uzyskano je po odjęciu pewnego tła strat, słabo

zależnego od temperatury, oraz strat na prądy wirowe, które obliczono dla każdej temperatury ze wspomnianego powyżej wzoru.

W latach pięćdziesiątych bardzo wiele prac poświęcono pomiarowi całkowitych strat magnetycznych przy ustalonej temperaturze, w zależności od natężenia i częstotliwości pola magnesującego. Wyniki tych badań przedstawiano

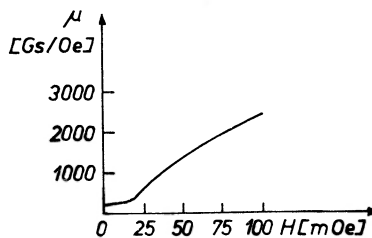


Rys. 6. Wykres zależności strat magnetycznych od temperatury dla próbki bardzo czystego żelaza; 1 — krzywa ($\text{tg } \delta_{H=0}$), 2 — krzywa teoretyczna azotowej relaksacji Snoeka, • — punkty doświadczalne otrzymane po odjęciu tła oraz strat na prądy wirowe. Według [41]

zwykle w postaci krzywych pozycyjnych, na wykresach, których oś pozioma była osią przenikalności oporowej, natomiast oś pionowa przenikalności indukcyjnej [10]. Badania tego rodzaju nie mogą być wykorzystane w fizyce metali.

3.4. Inne efekty opóźnienia magnetycznego

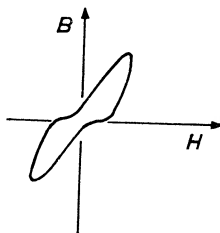
W próbkach, w których występuje migracyjna lepkość magnetyczna, obserwuje się dwa dalsze zjawiska opóźnienia: tzw. zjawisko Pawleka oraz związany z nim efekt perminwarowy zmienny z czasem. Efekty te występują najwyraźniej w próbkach ustabilizowanych.



Rys. 7. Wykres zależności przenikalności ustabilizowanej od natężenia pola magnesującego. Próbka stali krzemowej (Si 3%), nasycona węglem. Według [42]

Pierwsze z powyższych zjawisk odkrył Pawlek [42]. Na rys. 7 przedstawiono krzywą zależności μ od H , otrzymaną dla ustabilizowanej próbki stali krzemowej, nasyconej węglem. Widać, że w obszarze słabych pól przenikalność jest, praktycznie biorąc, stała. Długość części poziomej rozpatrywanej zależności rośnie z zawartością dodatku, a dla większych pól magnesujących krzywa przybiera kształt zwykłej krzywej $\mu(H)$. Néel opracował teorię efektu Pawleka [29].

Mała zależność przenikalności w słabych i średnich polach od H powoduje iż pętla histerezy, zdjęta statycznie lub dynamicznie, jest bardzo wyraźnie przewężona w jej części środkowej. Zjawisko to zaobserwował po raz pierwszy Elmen w stopach Fe-Ni-Co, zwanych perminwarami [43]. Feldkeller stwierdził, że efekt ten pojawia się również w próbce ze stali krzemowej, częściowo ustabilizowanej [44]. Przy magnesowaniu polem zmiennym, o częstotliwości akustycznej i o amplitudzie rzędu kilkudziesięciu milierstedów, powstaje przewężona



Rys. 8. Przewężona pętla histerezy. Próbką żelaza armco, nasycona węglem. Pole zmienne o natężeniu 112 mOe i o częstotliwości 28 Hz. Temperatura pomiaru — $21,3^{\circ}\text{C}$, czas $t = 30$ min. Według [45]

pętla, przy czym jej przewężenie zanika z biegiem czasu (rys. 8). Brissonneau pokazał, że efekt ten jest związany z lepkością migracyjną i pozwala wyznaczyć pole lepkości [35, 45].

4. Krótki rys historyczny rozwoju badań nad zjawiskami opóźnienia magnetycznego do roku 1950

Zjawiska opóźnienia magnetycznego obserwowano już z końcem XIX wieku. Początkowo nie odróżniano opóźnień związanych z migracją relaksatorów od zjawisk spowodowanych przez lepkość fluktuacyjną. Nie zdawano sobie również sprawy z tego, iż poszczególne efekty, omówione w rozdz. 3, pochodzą od tego samego mechanizmu elementarnego. Często także mieszano nawet interesujące nas zjawiska z nieodwracalnymi zmianami własności magnetycznych, spowodowanymi strukturalnym starzeniem się badanych próbek.

Istotny postęp zaznaczył się dopiero z końcem lat trzydziestych i z początkiem lat czterdziestych. Jednak pierwsze podstawowe prace teoretyczne, które do dziś nie utraciły swojej aktualności, ukazały się dopiero w latach 1951—1952.

4.1. Badania Richtera

Pierwsze poważne badania eksperymentalne i próby teoretycznego ujęcia ich wyników pochodzą od Richtera [46, 47]. Badał on magnetometrycznie i balistycznie efekt ΔH w punkcie pozostałości magnetycznej niewysterowanej krzywej histerezy w przypadku próbek karboonykowego żelaza, a więc materiału

zawierającego niewątpliwie węgiel. Krzywe $B_n(t) = B(t) - B_r$, otrzymane dla przedziału temperatur od -12°C do $+100^\circ\text{C}$, opisał on przy pomocy makroskopowej teorii fenomenologicznej, analogicznej do dobrze już wówczas znanych teorii opóźnień mechanicznych i dielektrycznych, podstawiając w miejsce odkształcenia (indukcji elektrycznej) indukcję magnetyczną, a w miejsce naprężenia (natężenia pola elektrycznego) natężenie pola magnetycznego. Przy opisie tym wykorzystał Richter widmo czasów relaksacji, o tak zwanym rozkładzie logarytmicznym, które omówiono w rozdz. 7.1. Otrzymał on: na energię aktywacji $Q = 20200$ cal/mol, a na czynnik przedeksponencjalny $\theta_0 = = 5,07 \cdot 10^{-15}$ sek., w dobrej zgodności z nowoczesnymi rezultatami.

Makroskopową teorię Richtera przedstawiono w nowoczesnej postaci w monografii [6]. W przypadku, gdy zjawisko ΔH da się opisać przy pomocy jednej stałej czasowej możemy przyjąć, że

$$\frac{d(B - B_0)}{dt} = -\frac{1}{\theta} (B - B_\infty). \quad (4)$$

Ponieważ $B_\infty = B_0 + B_N$ (patrz np. przypadek włączenia pola na rys. 5), więc

$$\frac{d(B - B_0)}{dt} = \frac{1}{\theta} \cdot [B_N(\tau) - (B - B_0)], \quad (5)$$

θ jest oczywiście (fenomenologicznym) czasem relaksacji tego zjawiska.

Ogólne rozwiązanie równania (5) ma postać

$$B - B_0 = \int_0^t B_N(\tau) \cdot \exp\left(-\frac{t-\tau}{\theta}\right) \frac{d\tau}{\theta} + C \cdot \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right). \quad (6)$$

W przypadku włączenia pola $B_N = \text{const}$, a stała całkowania C jest równa zero (dla $t = 0$, $B = B_0$). Stąd

$$B = B_0 + B_N \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right)\right]. \quad (7)$$

Korzystając z przenikalności nierelaksacyjnej $\mu_a = \frac{B_0}{H}$ oraz z przenikalności relaksacyjnej $\mu_n = \frac{B_N}{H}$, wzór (7) możemy przedstawić w postaci

$$B = \left\{ \mu_a + \mu_n \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right)\right] \right\} \cdot H. \quad (8)$$

W przypadku gdy próbka jest magnesowana sinusoidalnym polem o częstotliwości kołowej ω , z (6) otrzymujemy następujące wyrażenie na tangens kąta strat związanych z opóźnieniem

$$\text{tg } \delta_r = \frac{\mu_n \cdot \omega \cdot \theta}{\mu_n + \mu_a(1 + \omega^2 \theta^2)}. \quad (9)$$

Dla opóźnień o słabych natężeniach ($\mu_n \ll \mu_a$), możemy opuścić μ_n w mianowniku i wtedy (9) przybiera postać prawa Debye'a, które stosuje się bardzo dobrze w licznych zjawiskach tarcia wewnętrznego [1—4].

O ile, jak to już wspomniano, wyniki doświadczalne uzyskane przez Richtera dla efektu ΔH dały się opisać dopiero przy pomocy wzoru wyprowadzonego dla ciągłego widma czasów relaksacji, o tyle rezultaty pomiarów tangensa w słabych polach dobrze zgadzają się z prawem Debye'a. Zagadnieniem tym zajmujemy się jeszcze w rozdz. 5.1.3 i 7.

Wspólnie ze Schulzem Richter pokazał również, iż krzywe $\text{tg} \delta = f(T)$, zdjęte dla badanych próbek przy pomocy mostka częstotliwości akustycznych, posiadają ostre maksimum (jak na rys. 5), które przesuwają się ku wyższym temperaturom ze zmianą częstotliwości prądu magnesującego i któremu, praktycznie biorąc, odpowiadają te same wartości Q , θ_0 , co w przypadku efektu ΔH [46, 48].

Richter zajmował się także opóźnieniami mechanicznymi w karbonylkowym żelazie [47]. W tym celu obserwował on opóźniającą się część kąta skreślenia próbki po usunięciu pary sił skręcających. Na energię aktywacji tego procesu otrzymał on 19400 cal/mol. W związku z tym Richter wysunął hipotezę, że jedne i drugie opóźnienia są spowodowane przez ten proces elementarny w sieci krystalicznej próbek.

Uzyskanie tak ważnych rezultatów spowodowało, iż migracyjne opóźnienia magnetyczne nazywa się często opóźnieniami Richtera.

4.2. Porządkowanie się kierunkowe atomów roztworu międzywęzłowego w sieci o strukturze A_2

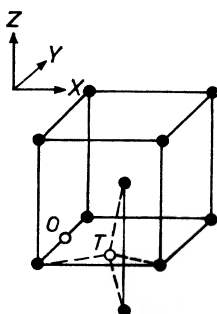
Badania Richtera, poświęcone opóźnieniom w karbonylkowym żelazie, kontynuował Snoek. Pokazał on najpierw, iż ten sam proces elementarny, odpowiedzialny w jakimś przedziale temperatur za dezakomodację przenikalności, wywołuje w pewnym przedziale temperatur wyższych efekt ΔH [34]. Z kolei udowodnił on, iż opóźnienia w karbonylkowym żelazie, obserwowane przez Richtera i przez niego, wiążą się z obecnością węgla lub azotu w stanie roztworu stałego [49]. Stwierdził bowiem, iż po usunięciu tych domieszek z próbki, na drodze obróbki cieplnej w strumieniu wodoru, zanikało wgłębienie na krzywej z rys. 4; pojawiało się zaś znowu po wprowadzeniu węgla lub azotu.

Snoek poddał również próbkę w postaci blaszki drganiom mechanicznym i uzyskał krzywe tarcia wewnętrznego w zależności od temperatury, zupełnie podobne do krzywych $\text{tg} \delta_r = f(T)$, otrzymanych poprzednio przez Schulzego (p. rys. 6). Analiza, uzyskanych rezultatów pokazała, iż obydwa badane przez niego zjawiska — dezakomodacja przenikalności i tarcie wewnętrzne — dają bardzo zbliżone wartości na parametry prawa Arrheniusa procesu elementarnego odpowiedzialnego za nie.

Snoek stworzył model procesu elementarnego, związanego z opóźnieniami mechanicznymi i magnetycznymi w żelazie, zawierającym węgiel lub azot w postaci roztworu stałego. Wiadomo, iż pierwiastki te rozpuszczają się w αFe w niewielkich ilościach, tworząc tzw. roztwory międzywęzłowe [50]. W sieci rozpuszczalnika atomy N i C zajmują luki oktaedryczne (O), o współrzędnych

typu $(\frac{1}{2}, 0, 0)$ lub $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0)$, (rys. 9). Luka taka, stanowiąc środek krawędzi kubicznej komórki elementarnej sieci A2, jest otoczona sześcioma atomami żelaza, tworzącymi nieregularny ośmiościan. Dwa atomy Fe, najbliżsi sąsiedzi atomu międzywęzłowego, są oddaleni o $a/2$ od jego środka, cztery dalsze — o $a\sqrt{2}/2$, gdzie a jest stałą sieci. Luki O są znacznie mniejsze od średnicy atomów C i N w żelazie. Na skutek tego po obsadzeniu tymi atomami ulegają rozszerzeniu wzdłuż krawędzi łączących najbliższych sąsiadów, a w sieci pojawiają się odkształcenia lokalne o symetrii tetragonalnej.

Atomy roztworu międzywęzłowego nie pozostają w spoczynku w określonych położeniach międzywęzłowych, a przeskakują do jednego z czterech położeń



Rys. 9. Komórka elementarna sieci regularnej* przestrzennie centrowanej; punkty małe oznaczają węzły sieci; O — luka oktaedryczna, T — luka tetraedryczna

sąsiednich, oddalonych o $a/2$. Średni czas pobytu $\theta_{\text{pob.}}$ w określonej luce, związany, jak pokazał Polder [51], z czasem relaksacji zależnością $\theta_{\text{pob.}} = \frac{3}{2} \theta$, wynosi dla C przy np. 0°C około 18 sekund.

W kryształcie mamy jakby trzy rodzaje luk oktaedrycznych. Wprowadzając układ współrzędnych o osiach równoległych do krawędzi komórki elementarnej (rys. 9), możemy je oznaczyć przez x, y, z . W próbce nieodkształconej położenia te są zupełnie równoważne i jednakowo gęsto obsadzone przez nieliczne atomy węgla lub azotu. Jeżeli natomiast wyciągniemy kryształ w kierunku np. osi z , spowodujemy, iż na drodze przeskoków elementarnych atomów domieszki wytworzy się z biegiem czasu nowy rozkład równowagi, charakteryzujący się tym, iż położenia z są gęściej obsadzone². Przechodzenie do nowego stanu równowagi prowadzi właśnie do pojawienia się zjawisk opóźnienia mechanicznego.

Według Snoeka, opóźnienia magnetyczne są ściśle związane ze zjawiskiem magnetostrykcji. Wiadomo dobrze, że żelazo ma dodatni współczynnik magnetostrykcji liniowej. Na skutek tego krawędź, wzdłuż której leży wektor namagnesowania, jest nieznacznie wydłużona w stosunku do krawędzi prostopadłych do \vec{I}_s . To oczywiście powoduje, iż w stanie stabilnym krawędź ta jest gęściej

² Warto dodać, że w rzeczywistości różnice w gęstości obsadzenia poszczególnych rodzajów luk są bardzo małe i nie przekraczają 1% całkowitej ilości atomów domieszki.

obsadzona od pozostałych. Zmiana położenia namagnesowania powoduje re-dystrybucję rozkładu atomów międzywęzłowych, podczas której pojawiają się zjawiska opóźnienia magnetycznego.

Ponieważ w omawianym modelu gęstość luk obsadzonych jest większa w pewnym określonym kierunku krystalograficznym niż w kierunkach do niego prostopadłych, mówimy o tzw. porządkowaniu się kierunkowym atomów roz-tworu międzywęzłowego.

Zjawiska opóźnienia, mechaniczne i magnetyczne, związane z porządko-waniem się kierunkowym roztworów międzywęzłowych metali o strukturze regularnej przestrzennie centrowanej, nazywamy obecnie relaksacją Snoeka.

W ostatnich 30 latach odkryto na drodze mechanicznej względnie magne-tycznej bardzo wiele relaksacji związanych z porządkowaniem się kierunkowym różnych centrów relaksacji³. Centra te, o wielkości komórki elementarnej, odkształcają lokalnie sieć, zmniejszając przy tym jej symetrię. Mogąc przez to oddziaływać z przyłożonymi naprężeniami względnie z namagnesowaniem, ulegają one porządkowaniu kierunkowemu i wywołują zjawiska opóźnienia. Ogólną teorię tego rodzaju opóźnień, przystosowaną do zjawisk mechanicznych i dielektrycznych, przedstawiono w [52—54]; dalszy natomiast rozwój teorii opóźnień magnetycznych, spowodowanych przez ten mechanizm, zostanie pokrótce omówiony w tym artykule.

5. Teoria Néela

W ciągu kilku lat po ogłoszeniu prac Snoeka stało się jasnym, iż propono-wany przez niego mikroskopowy model magnetostrykcyjny, dla którego zresztą nie opracowano formalnej teorii matematycznej, wiążącej go ze strukturą domenową ferromagnetyka, może jedynie wyjaśnić pochodzenie bardzo małego ułamka obserwowanych w rzeczywistości nateżeń zjawisk opóźnienia magne-tycznego. Między innymi pokazał to Néel [29], który w związku z tym przyjął, iż oddziaływanie krawędzi, której luka oktaedryczna jest obsadzona przez atom obcy, nie ma charakteru magnetostrykejo-mechanicznego, a jest natury magne-tycznej. Założył on czysto formalnie, iż luka taka podwyższa energię swobodną kryształu o $w \cos^2 \varphi$, gdzie φ jest kątem między jej krawędzią a kierunkiem \vec{I}_s . Stała w o wymiarze energii, zwana stałą Néela, ma według niego charakter zbliżony do energii magnetokrystalicznej, odpowiedzialnej za zjawisko anizo-tropii magnetycznej; szacunkowo wynosi ona 10^{-15} — 10^{-16} erga na jedną ob-sadzoną krawędź.

Néel stworzył szczegółową teorię matematyczną opóźnień magnetycznych w $\alpha\text{Fe-C[N]}$ w przypadku pojedynczej ścianki Blocha 90° i 180° . Teoria ta ma charakter mikroskopowej teorii fenomenologicznej, uwzględniającej krystalo-graficzną i domenową strukturę ferromagnetyka. W ramach tej teorii Néel

³ Liczne przykłady relaksacji związanych z porządkowaniem się kierunkowym relaksatorów zostaną omówione w artykule następnym.

wprowadził szereg nowych pojęć, takich jak pole lepkości, energia stabilizacji itp., które na trwałe weszły do współczesnej nauki o magnetycznych własnościach materii. Teoria ta wyjaśniła również szereg ciekawych efektów, jak np. omówione poprzednio efekty Webba-Forda i Pawleka, i stanowi dzisiaj podstawę większości prac poświęconych interesującym nas relaksacjom magnetycznym.

5.1. Ogólne podstawy teorii Néela

Podobnie jak w przypadku teorii Richtera, zajmiemy się najpierw teorią Néela w przypadku jednego czasu relaksacji θ . W tym celu założymy, że struktura domenowa próbki może być zastąpiona pojedynczą ścianką Blocha, która podczas magnesowania doznaje jedynie małych przesunięć w porównaniu z jej grubością.

Według Néela w każdej chwili równoważą się wzajemnie trzy ciśnienia przyłożone do ścianki:

1. $\vec{H} \cdot (\vec{I}_1 - \vec{I}_2)$ — od pola przyłożonego
2. $P(u, t)$ — od zjawisk opóźnienia
3. $R(u)$ — od zaburzeń sieci; ciśnienie to odgrywa rolę zwykłego

ciśnienia zwrotnego, działającego również w przypadku braku lepkości. A więc

$$R(u) + \vec{H} \cdot (\vec{I}_1 - \vec{I}_2) + P(u, t) = 0, \quad (10)$$

\vec{I}_1, \vec{I}_2 to namagnesowanie z jednej i drugiej strony ścianki, u natomiast jest współrzędną określającą jej położenie. Równanie (10) nazywa się równaniem lepkości.

Jeżeli w chwili $t = 0$ ukończymy rozmagnesowanie próbki, to dla małych przesunięć ścianki 180° o powierzchni płaskiej, równoległej do płaszczyzny sieciowej (100) i pola \vec{H} równoległego do wektora namagnesowania, równanie (10) przyjmuje postać

$$-u(t) + \frac{2H(t)I_s}{a} + \eta \cdot \int_0^t [u(\tau) - u(t)] \exp\left(-\frac{t-\tau}{\theta}\right) \frac{d\tau}{\theta} = 0. \quad (11)$$

We wzorze tym

$$\eta = \frac{pW_0}{ad}, \quad (12)$$

przy czym p jest liczbą zależną, ogólnie biorąc, od rodzaju i położenia ścianki (dla 180° (100) — $p = \frac{4}{3}$), d — grubością ścianki, a — współczynnikiem proporcjonalności w wyrażeniu na ciśnienie zwrotne — $R(u) = -au$.

Wielkość W_0 jest dana wzorem

$$W_0 = \frac{cw^2}{3kT}, \quad (13)$$

gdzie c jest stężeniem atomów międzywęzłowych, T — temperaturą w skali bezwzględnej, k — stałą Boltzmanna. Matematycznie biorąc, (11) jest równaniem całkowym Volterry drugiego rodzaju.

Poniżej zajmiemy się pokrótce teorią dwóch najważniejszych efektów opóźnienia: dezakomodacją przenikalności magnetycznej oraz zależnością tangensa kąta strat od temperatury.

5.1.1. Teoria zjawiska dezakomodacji przenikalności

Pierwszą ścisłą teorię zjawiska dezakomodacji podał Néel [30]. Teoria ta dotyczy jednak tylko pomiaru balistycznego tego zjawiska. Przedstawiamy ją poniżej, w trochę odmienną postaci matematycznej. W przypadku zmiennych pól magnesujących autor ten opracował jedynie teorię uproszczoną, w której, między innymi, zaniedbał ciśnienie zwrotne. Korzystając z metody przybliżonego rozwiązywania równania (10), podanej przez Néela dla pola zmiennego, Krupička wyprowadził wzór na zależność podatności od czasu dla ciągłego widma stałych czasowych o rozkładzie logarytmicznym (p. rozdz. 7 [55]). Wzór ten jest równoważny wzorowi balistycznemu (15).

Dla pomiarów balistycznych (11) staje się równaniem zwykłym. Jeżeli założymy dodatkowo, że czas potrzebny na wychylenie plamki jest krótki w porównaniu z t , to, ponieważ $u(\tau) = 0$, mamy

$$u(t) = \frac{2HI_s}{\alpha} \cdot \frac{1}{1 + \eta \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right) \right]} \quad (14)$$

Stąd otrzymamy dla odwrotności podatności

$$\frac{1}{\chi} = \frac{1}{\chi_\infty} - \frac{\eta}{\chi_0} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right), \quad (15)$$

gdzie, jak poprzednio, χ_0 odpowiada $t = 0$, a $\chi_\infty - t \rightarrow \infty$.

Z (15) widać, że

$$\eta = \frac{\frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi_0}}{\frac{1}{\chi_0}} \quad (16)$$

odgrywa rolę natężenia dezakomodacji. Zgodnie z (12) i (13) wielkość ta jest proporcjonalna do stężenia relaksatorów odpowiedzialnych za to zjawisko.

Poza stałą Boltzmanna i stałą Néela, we wzorze na η występuje szereg wielkości strukturalnych (p , a , d), bardzo słabo zależnych od temperatury. Można więc przyjąć

$$\eta = \frac{c}{T}. \quad (17)$$

Wzór (15) otrzymuje się również dla innych rodzajów ścianek oraz dla dowolnie położonego pola magnetycznego.

W przypadku zmiennego pola magnesującego $H = H_m \sin \omega t$ ścisłe rozwiązanie równania lepkości otrzymał po raz pierwszy Góral [56]. W [18, 57] po-

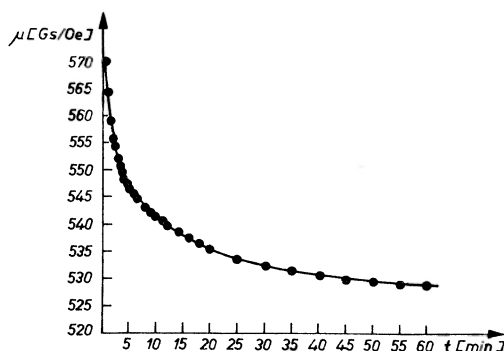
kazano, że dla dezakomodacji w $\alpha\text{Fe-C}[\text{N}]$ z bardzo dobrym przybliżeniem można otrzymać z niego

$$u(t) = \frac{2H_m I_s}{\alpha} \cdot \frac{\sin \omega t}{1 + \eta \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right) \right]} \quad (18)$$

Wyrażenie to jest oczywiście równoważne wzorowi balistycznemu (14). Widać więc, że także przy słabych zmiennych polach magnesujących można korzystać z (15).

5.1.2. Analiza krzywych dezakomodacji w przypadku liniowego widma czasów relaksacji

W oparciu o wzór (15) opracowano dwie metody analizy krzywych dezakomodacji w przypadku liniowego widma czasów relaksacji. Pierwsza z nich korzysta z pomiarów izotermicznych, druga natomiast z pomiarów izochro-



Rys. 10. Zależność przenikalności od czasu po rozmagnesowaniu dla próbki bardzo czystego żelaza; pole magnesujące — 0,98 mOe, temperatura pomiaru — 29,2°C. Według [57]

nicznych. Stosuje się przy tym trochę odmienną postać (15). Dla n niezależnych od siebie relaksacji możemy przyjąć

$$\frac{1}{\chi} = \frac{1}{\chi_0} + \sum_{i/1}^n \frac{1}{\chi_{1i}} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\theta_i}\right) \right]. \quad (19)$$

Widać, że obecnie $\frac{1}{\chi_\infty} = \sum_{i/1}^n \frac{1}{\chi_{1i}}$, a η_i i θ_i to natężenie i czas relaksacji i -tego procesu.

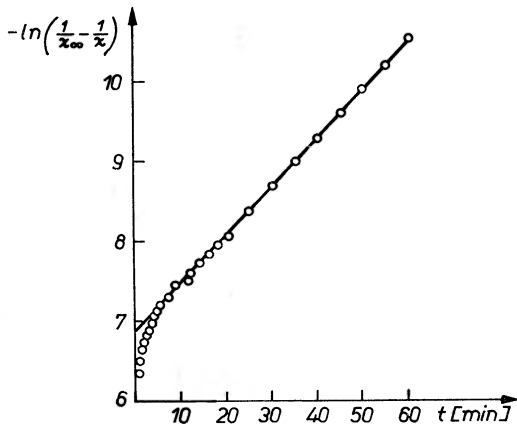
Metodę analizy krzywych izotermicznych podano w [58]. Korzystając z niej, otrzymano dla próbki αFe , zawierającej azot w postaci roztworu stałego, pięć relaksacji: jedną relaksację związaną z obecnością śladów węgla i aż trzy relaksacje pochodzące od azotu. Ostatnio zastosowano metodę krzywych izotermicznych, do próbek $\alpha\text{Fe-N-C}$ [18, 57]. Krzywe doświadczalne dały się rozłożyć na dwie relaksacje: węglową i azotową relaksację Snoeka.

Na rys. 10 przedstawiono krzywą otrzymaną dla próbki bardzo czystego żelaza przy 29,2°C. Pole magnesujące wynosiło 0,98 mOe. Korzystając z ekstrapolacji graficznej uzyskano $\mu_\infty = 528,6$ Gs/Oe.

Ze wzoru (19) widać, że dla $\theta_1 \ll \theta_2$ i czasów pomiaru, dla których, praktycznie biorąc, proces pierwszy upłynął całkowicie,

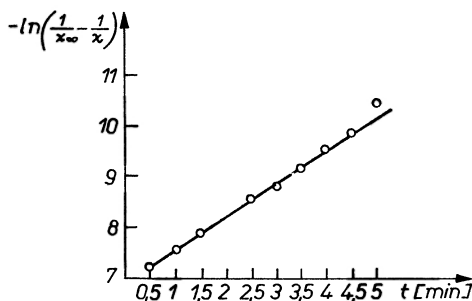
$$-\ln\left(\frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi}\right) = \frac{t}{\theta_2} - \ln\frac{1}{\chi_{12}}. \quad (20)$$

Z rys. 11 widać, że zgodnie z (20) otrzymano linię prostą dla czasów dłuższych od 8 minut. Parametry tej prostej pozwoliły na odjęcie od krzywej doświad-



Rys. 11. Wykres zależności $-\ln\left(\frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi}\right)$ od czasu otrzymany na podstawie danych przedstawionych graficznie na rys. 10. Według [57]

czalnej dezakomodacji związanej z procesem drugim. Rys. 12 przedstawia wykres $-\ln\left(\frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi}\right)$ od t dla procesu pierwszego: znowu, zgodnie z (20), uzyskano linię prostą.



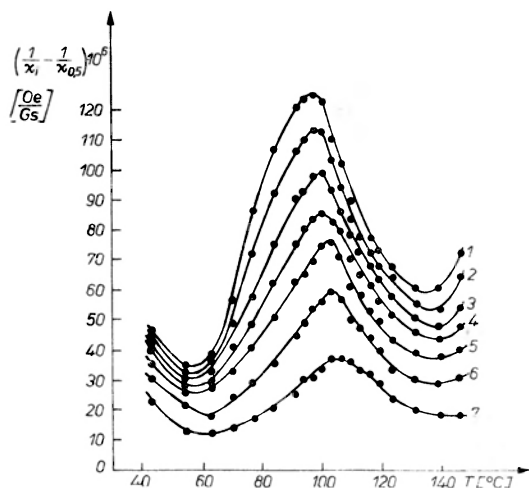
Rys. 12. Ta sama zależność jak na rys. 11, ale po odjęciu procesu o większym czasie relaksacji. Według [57]

W metodzie krzywych izochronicznych wyznacza się zależność $\left(\frac{1}{\chi_2} - \frac{1}{\chi_1}\right)$ od temperatury [10]. Podatności χ_1 i χ_2 , podobnie jak poprzednio, odpowiadają

czasom t_1 i t_2 liczonym od ukończenia rozmagnesowania. Dla jednego procesu relaksacyjnego otrzymuje się z (19)

$$\frac{1}{\chi_2} - \frac{1}{\chi_1} = \left(\frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi_0} \right) \cdot \left[\exp\left(-\frac{t_1}{\theta}\right) - \exp\left(-\frac{t_2}{\theta}\right) \right]. \quad (21)$$

Na rys. 13 przedstawiono rodzinę krzywych $\left(\frac{1}{\chi_2} - \frac{1}{\chi_1}\right)$, otrzymanych w pobliżu 100°C dla próbki $\alpha\text{Fe-C}$ zawierającej 0,1% Al [59]. Krzywe te posiadają



Rys. 13. Krzywe izochroniczne, otrzymane dla próbki $\alpha\text{Fe-Al}/0,1\%/C$; $t_1 = 0,5$ min, krzywa 1 — $t_2 = 5$ min, 2 — 4 min, 3 — 3 min, 4 — 2,5 min, 5 — 2 min, 6 — 1,5 min, 7 — 1 min. Według [59]

bardzo wyraźne maksima, dla których otrzymuje się z (21) następujący prosty warunek

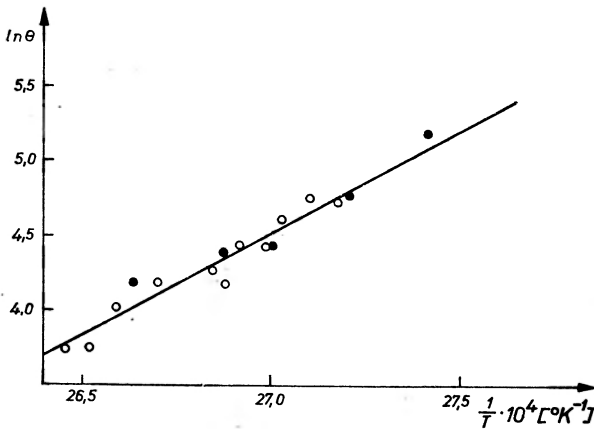
$$\theta = \frac{t_2 - t_1}{\ln\left(\frac{t_2}{t_1}\right)}. \quad (22)$$

Przy wyprowadzaniu tego wzoru zakłada się, że w porównaniu z czasem relaksacji θ wielkość $\left(\frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi_0}\right)$ jest, praktycznie biorąc, niezależna od temperatury. Temperatury maksimów krzywych izochronicznych odczytuje się po odjęciu tła.

Obydwie metody pozwalają na wyznaczenie czasów relaksacji θ przy różnych temperaturach T . Na rys. 14 przedstawiono wykres zależności $\ln \theta$ od $1/T$, otrzymany z pomiarów izotermicznych i z pomiarów izochronicznych dla dwóch próbek $\alpha\text{Fe-Al}$ (0,1%) — C [59]. Widać, że zgodnie z prawem Arrheniusa

(wzór (1)), punkty doświadczalne układają się wzdłuż linii prostej. Na parametry tego prawa uzyskano

$$Q = (1,17 \pm 0,07) eV, \quad \theta_0 = 5 \cdot 10^{-16} - 5 \cdot 10^{-14} \text{ sek}$$



Rys. 14. Wykres zależności $\ln \theta$ od $1/T$; próbki $\alpha\text{Fe-Al}/0,1\%/-\text{C}$; \circ — punkty z pomiarów izochronicznych, \bullet — punkty z pomiarów izotermicznych. Według [59]

5.1.3. Teoria krzywej $\text{tg} \delta_r = f(T)$

Pomiary magnetycznych krzywych $\text{tg} \delta_r = f(T)$ odgrywają znacznie mniejszą rolę w fizyce metali niż pomiary dezakomodacji. Ponieważ jednak w sposób bardzo wyraźny potwierdzają fakt, że w słabych polach zjawiska opóźnienia magnetycznego można opisać przy pomocy liniowego widma czasów relaksacji, warto im poświęcić parę słów.

Teorią relaksacyjnych strat magnetycznych zajmowali się w ubiegłych latach Richter [46], Snoek [34] oraz Néel [30]. Ścisłą teorię tego zjawiska w przypadku jednej stałej czasowej, opartą o teorię Néela, opracowali ostatnio Krupička i Roskovec [60]. Wychodząc z równania (11), otrzymali oni dla rozwiązania stacjonarnego

$$\text{tg} \delta_r = \frac{4\pi\chi_{\omega \rightarrow 0} \cdot \omega \cdot \theta \cdot \eta}{4\pi\chi_{\omega \rightarrow 0} + 1[4\pi\chi_{\omega \rightarrow 0} \cdot (1 + \eta) + (1 + \eta)^2] \cdot \omega^2 \theta^2}. \quad (23)$$

We wzorze tym δ_r jest kątem przesunięcia fazowego między indukcją magnetyczną a polem, natomiast $\chi_{\omega \rightarrow 0}$ oznacza podatność początkową dla $\omega \rightarrow 0$.

W pracy [41] zastosowano powyższy wzór do krzywych $\text{tg} \delta_r = f(T)$. Pokazano, że w $\alpha\text{Fe-C}[\text{N}]$, dla którego $4\pi\chi_{\omega \rightarrow 0} \gg 1$, w przypadku krzywych o $(\text{tg} \delta_r)_{\max} \leq 0,2$ wzór (23) jest równoważny, praktycznie biorąc, tzw. poprawionemu prawu Debye'a, stosowanemu czasami w pomiarach tarcia wewnętrznego. Prawo to uwzględnia nieznaczny spadek natężenia relaksacji z temperaturą

$$\text{tg} \delta_r = \frac{K}{T} \cdot \frac{\omega \theta}{1 + \omega^2 \theta^2}, \quad (24)$$

gdzie K jest stałą. Temperatura T_p , przy której występuje maksimum krzywej (24), spełnia warunek

$$\omega^2 \theta^2 = \frac{Q + RT_p}{Q - RT_p}. \quad (25)$$

Na rys. 6, 2 jest krzywą teoretyczną, obliczoną dla azotowej relaksacji Snoeka. W rachunkach przyjęto $T_p = 81,7^\circ\text{C}$, $Q = 0,798$ eV. Widać, że punkty doświadczalne bardzo dobrze zgadzają się z przebiegiem krzywej teoretycznej, obliczonej dla jednego czasu relaksacji. Niewielkie odchylenia od strony temperatur wyższych pochodzą przypuszczalnie od obecności śladów węgla.

6. Dalszy rozwój badań nad opóźnieniami magnetycznymi, związanymi z porządkowaniem się kierunkowym defektów punktowych

W latach następnych tylko w jednej pracy podjęto próbę teoretycznego wyjaśnienia pochodzenia energii w Néela. Według Levy'ego równa się ona przyrostowi członu drugiego rzędu energii oddziaływania elektrostatycznego (kulombowskiego i wymiennego) pomiędzy atomem dodatku i atomami żelaza, spowodowanemu przejściem tego atomu z krawędzi równoległej na krawędź prostopadłą do magnetyzacji [61]. Wszystkie inne badania zajmują się dalszym rozwojem fenomenologicznej atomowo-domenowej teorii opóźnień.

I tak de Vries stworzył teorię atomową, uwzględniającą równocześnie oddziaływanie Snoeka i oddziaływanie Néela [62]. W ślad za Polderem [51] zastosował on znaną zasadę minimum energii, a wyniki, wspólnie ze współpracownikami, wykorzystał do powiązania zjawisk opóźnienia z jednoosiową anizotropią indukowaną⁴ i ze zjawiskiem opóźnienia magnetostrykcji [63]. Rezultaty tych badań pozwoliły obliczyć stałą Néela dla węgla i azotu w żelazie, otrzymano

$$8,4 \cdot 10^{-16} \text{ erg/atom dla C}$$

$$5,7 \cdot 10^{-16} \text{ erg/atom dla N.}$$

Wielkości te wyznaczono również z pomiaru pola lepkości. Uzyskano $w = 6,4 \cdot 10^{-16}$ erg/atom dla węgla [64], oraz $w = 9,0 \cdot 10^{-16}$ erg/atom dla azotu [65].

W pracy [63] ustalono także, iż dla obu pierwiastków stała Néela jest większa od zera. Świadczy to o tym, że krawędzie tworzące większe kąty z magnetyzacją są gęściej obsadzone atomami międzywęzłowymi od krawędzi tworzących z nią kąty mniejsze.

Dotychczas zajmowaliśmy się jedynie opóźnieniami związanymi z relaksacją Snoeka. Pochodzi ona od porządkowania się kierunkowego atomów roztworu

⁴ W polu stałym, o natężeniu nasycającym magnetycznie próbkę, przy temperaturze, przy której relaksatory porządkują się kierunkowo, pojawia się makroskopowe uporządkowanie jednoosiowe. Po zamrożeniu do niższej temperatury próbka wykazuje anizotropię jednoosiową. Zjawisko to nazywa się obróbką termomagnetyczną.

międzywęzłowego, lokalnie deformujących sieć $A2$ tetragonalnie; właśnie w tym przypadku energia oddziaływania Néela równa się $w \cos^2 \varphi$. Jak już wspomniano, wiele rodzajów defektów punktowych, wprowadzających w różnych sieciach krystalicznych również odkształcenia o innych symetriach, posiada także tę własność. Kronmüller przeprowadził bardzo dokładne badania teoretyczne na temat oddziaływania tych defektów z magnetyzacją i związanych z tym zjawiskami opóźnień [10]. Podał on wzory, przy pomocy których można obliczyć obydwie energie oddziaływania, magnetostrykcyjną i magnetokrystaliczną, dla wszystkich ważnych przypadków w żelazie, niklu i kobalcie.

W oparciu o pojęcia Néela, Kronmüller opracował również ogólną teorię dezakomodacji i pola lepkości dla jednej ścianki Blocha, uwzględniając także możliwość zmiany konfiguracji krystalograficznej relaksatora. Autor ten rozważał również teoretycznie zjawiska lepkości magnetycznej pochodzące od obrotu wektora magnetyzacji.

Termodynamiczną teorię opóźnień migracyjnych opracował Rosenbaum [66].

7. Uwagi o charakterze widma czasów relaksacji

Wiadomo dobrze, że opóźnienia mechaniczne, związane z porządkowaniem się kierunkowym relaksatorów punktowych, można opisać przy pomocy liniowego widma czasów relaksacji. Jeżeli natomiast badane zjawisko jest spowodowane migracją bardziej złożonych defektów sieci, trzeba wprowadzić widmo ciągle stałych czasowych. I tak widmo ciągle stosuje się np. do relaksacji Köstera w αFe , pochodzącej od dyslokacji oddziaływających z atmosferami atomów międzywęzłowych [3].

Zupełnie inną sytuację napotykamy natomiast w badaniach magnetycznych. Rozważania teoretyczne, poświęcone wpływowi realnej struktury domenowej próbki, złożonej z wielu ścianek Blocha, na omawiane zjawiska, wskazują, iż nawet w przypadku relaksacji związanych z relaksatorami punktowymi powinniśmy wprowadzić widmo ciągle czasów relaksacji [10, 18, 39]. Potrzebie takiej przeczą jednak liczne rezultaty uzyskane przy bardzo słabych polach magnesujących. Prócz wyników, omówionych w rozdz. 5.1.2 i 5.1.3, warto tu przytoczyć jeszcze przykładowo następujące rezultaty: 1) bardzo dobrą zgodność punktów doświadczalnych z teoretyczną krzywą Debye'a otrzymano również w [39] dla Fe-C, w [41] dla Fe-N-C; 2) także w przypadku dezakomodacji związanej z relaksacją Snoeka w $\alpha\text{Fe-Al}$ (0,1—0,9%) -C [67] oraz dezakomodacji powyżej 50°C w $\alpha\text{Fe-Al}$ (0,1%) -C [59] krzywe izotermiczne pochodziły od kilku procesów elementarnych o pojedynczych, znacznie różniących się między sobą, stałych czasowych; 3) coraz częściej korzysta się z krzywych izochronicznych, analizując je przy pomocy wzorów (21) i (22) zakładających, iż badana dezakomodacja pochodzi od relaksacji o jednej stałej czasowej (np. [10, 68]).

Wydaje się, że widmo ciągle czasów relaksacji jest na pewno potrzebne w następujących trzech przypadkach: 1) Pole pomiarowe jest stosunkowo silne,

co miało np. miejsce w pracach [35, 46], 2) Próbka nie jest chemicznie dostatecznie czysta; wtedy np. w przypadku relaksacji Snoeka w αFe następuje wyraźne poszerzenie krzywych $\text{tg } \delta_r = f(T)$ i $\left(\frac{1}{\chi_2} - \frac{1}{\chi_1}\right) = f(T)$, związane z przeskokami atomów międzywęzłowych, sąsiadujących z atomami rozpuszczonymi substytucyjnie; 3) Stosuje się niewłaściwy wzór: np. dezakomodację próbowano też opisać wzorem $\mu - \mu_\infty = (\mu_0 - \mu_\infty) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right)$ i wtedy trzeba było wprowadzić widmo ciągle stałych czasowych.

Ogólnie biorąc, zagadnienie uwzględnienia odpowiedniego widma w analizie krzywych eksperymentalnych wymaga rozważenia następujących dwóch problemów: 1) widmo przeskoków elementarnych może być liniowe (porządkowanie się kierunkowe relaksatorów punktowych) lub ciągle (np. oddziaływanie ścianki Blocha z odcinkami dyslokacji w relaksacji Köstera), 2) może zajść potrzeba uwzględnienia wpływu realnej struktury domenowej próbki.

W literaturze najczęściej jednak nie wyróżnia się tych problemów, a widmo ciągle wprowadza się czysto fenomenologicznie, tak by dopasować wzory teoretyczne, uzyskane dla jednego czasu relaksacji, do wyników eksperymentalnych. Podejście to wywodzi się z prac Richtera, który w swojej teorii makroskopowej, za przykładem teorii opóźnień mechanicznych i teorii opóźnień dielektrycznych, wprowadził widmo ciągle o tzw. rozkładzie logarytmicznym [46, 47].

7.1. Widmo ciągle o rozkładzie logarytmicznym

Załóżmy, że próbka składa się z wielkiej liczby małych obszarów, z których każdemu możemy przypisać pewną stałą czasową θ . Przez $P(\theta)d\theta$ oznaczymy prawdopodobieństwo, że θ jest zawarte w przedziale $[\theta, \theta + d\theta]$. Zachodzi oczywiście

$$\int_0^{\infty} P(\theta) d\theta = 1. \quad (26)$$

Ponieważ indukcja próbki może być uważana za sumę indukcji tych obszarów, wzór (6) przyjmie postać

$$B - B_0 = \int_0^{\infty} \int_0^t B_N(\tau) \cdot \frac{P(\theta)}{\theta} \cdot \exp\left(-\frac{t-\tau}{\theta}\right) d\theta d\tau + C \cdot \int_0^{\infty} P(\theta) \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right) d\theta. \quad (27)$$

Zamiast funkcji rozkładu $P(\theta)$ wprowadza się często funkcję $p(\theta)$, zdefiniowaną następująco

$$p(\theta) = \frac{P(\theta)}{\theta}, \quad (28)$$

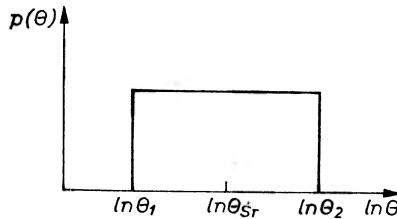
stąd

$$P(\theta) d\theta = p(\theta) d \ln \theta. \quad (29)$$

Dla rozkładu logarytmicznego

$$\left. \begin{aligned} p(\theta) &= \frac{1}{\ln \frac{\theta_2}{\theta_1}} & \text{a} & & P(\theta) &= \frac{1}{\theta \ln \frac{\theta_2}{\theta_1}} & \text{dla} & & \theta_1 \leq \theta \leq \theta_2 \\ p(\theta) &= 0 & \text{oraz} & & P(\theta) &= 0 & \text{dla} & & \theta < \theta_1 \\ & & & & & & & & \theta > \theta_2 \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

Na rys. 15 przedstawiono wykres zależności $p(\theta)$ od $\ln \theta$ dla tego rozkładu.



Rys. 15. Funkcja rozkładu logarytmicznego stałych czasowych w zależności od $\ln \theta$

W efekcie ΔH dla przypadku włączenia pola rozkład logarytmiczny daje

$$B - B_0 = B_N \cdot G(t), \quad (31)$$

gdzie

$$G(t) = 1 + \frac{1}{\ln \frac{\theta_2}{\theta_1}} \cdot \left[Ei\left(-\frac{t}{\theta_2}\right) - Ei\left(-\frac{t}{\theta_1}\right) \right]. \quad (32)$$

Funkcje $-Ei(-x)$ są zdefiniowane w następujący sposób:

$$-Ei(-x) = \int_0^{\infty} \frac{\exp(-q)}{q} dq. \quad (33)$$

W pracy [35] zastosowano omawianą funkcję dystrybucji do pola lepkości, wyznaczonego z pomiarów dezakomodacji, a związanego z węglową relaksacją Snoeka w αFe . Według teorii Néela dla jednej ścianki Blocha

$$h(t) = h_{\infty} \cdot G(t). \quad (34)$$

Niestety, uzyskane stąd parametry prawa Arrheniusa znacznie różnią się od wielkości otrzymanych metodą tarcia wewnętrznego.

7.2. Inne sposoby uwzględniania widma ciągłego

W zasadzie dotychczas tylko w dwóch ośrodkach zajmowano się poważnie interesującym nas zagadnieniem w oparciu o dwa problemy wyróżnione powyżej. I tak, w monografii [10] założono, że przeskoki elementarne relaksatorów powodujących zjawisko dezakomodacji przenikalności wiążą się z pojedynczym czasem relaksacji θ , a wpływ realnej struktury domenowej uwzględniono przez wprowadzenie funkcji rozkładu współczynnika ciśnienia zwrotnego.

Niech $W(a)$ oznacza prawdopodobieństwo, iż stała a jest zawarta w przedziale $[a, a+da]$. Warunek normalizacyjny ma postać

$$\int_0^{\infty} W(a) da = n_B, \quad (35)$$

gdzie n_B jest ilością ścianek Blocha w próbce. Prawdopodobieństwo $W(a)$ jest iloczynem dwóch prawdopodobieństw:

$$W(a) = \text{const} \cdot K(a) \cdot B(a), \quad (36)$$

gdzie $K(a)$ oznacza prawdopodobieństwo pojawienia się stałej a w rozkładzie potencjału ścianki Blocha, a $B(a)$ prawdopodobieństwo, iż dół potencjału o stałej a jest obsadzony ścianką. Dla $K(a)$ przyjęto rozkład normalny

$$K(a) \sim \exp\left(-\frac{a^2}{\bar{a}^2}\right). \quad (37)$$

Dla $B(a)$ założono natomiast, że

$$B(a) \sim a, \quad (38)$$

co oznacza, że po rozmagnesowaniu ścianki obsadzają częściej bardziej głębokie doły potencjału: z (35)—(38) otrzymuje się funkcję rozkładu

$$W(a) = \frac{2n_B}{\bar{a}^2} \cdot a \exp\left(-\frac{a^2}{\bar{a}^2}\right). \quad (39)$$

Korzystając z (39) Kronmüller obliczył podatność magnetyczną w zależności od czasu w przypadku jednego rodzaju ścianek Blocha i ciśnienia lepkości znacznie mniejszego od średniego ciśnienia zwrotnego ($P(u, \infty) \ll \bar{a}u$).

Otrzymał on

$$\chi(t) = \chi_0 \cdot \left\{ 1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot r_N \left[\frac{C}{2} + \ln r_N + r_N \exp(-r_N^2) \right] \right\}, \quad (40)$$

gdzie

$$r_N = \text{const} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right) \right], \quad (41)$$

a C jest stałą Eulera ($C = 0,5772\dots$); natomiast const we wzorze (41) jest proporcjonalne do czynnika

$$\bar{\eta} = \frac{p \cdot W_0}{\bar{a}d}. \quad (42)$$

Autor porównał (40) ze wzorem

$$\chi(t) = \chi_0 \cdot [1 - r_N(t)], \quad (43)$$

który przyjął dla dezakomodacji w przypadku jednej stałej czasowej. Dla krótkich czasów otrzymał on znaczne różnice. Należy jednak przypomnieć (p. rozdz. 5.1.1), że (43) nie nadaje się do opisu tego zjawiska.

Niech $W(a)$ oznacza prawdopodobieństwo, iż stała a jest zawarta w przedziale $[a, a + da]$. Warunek normalizacyjny ma postać

$$\int_0^{\infty} W(a) da = n_B, \quad (35)$$

gdzie n_B jest ilością ścianek Blocha w próbce. Prawdopodobieństwo $W(a)$ jest iloczynem dwóch prawdopodobieństw:

$$W(a) = \text{const} \cdot K(a) \cdot B(a), \quad (36)$$

gdzie $K(a)$ oznacza prawdopodobieństwo pojawienia się stałej a w rozkładzie potencjału ścianki Blocha, a $B(a)$ prawdopodobieństwo, iż dół potencjału o stałej a jest obsadzony ścianką. Dla $K(a)$ przyjęto rozkład normalny

$$K(a) \sim \exp\left(-\frac{a^2}{\bar{a}^2}\right). \quad (37)$$

Dla $B(a)$ założono natomiast, że

$$B(a) \sim a, \quad (38)$$

co oznacza, że po rozmagnesowaniu ścianki obsadzają częściej bardziej głębokie doły potencjału: z (35)–(38) otrzymuje się funkcję rozkładu

$$W(a) = \frac{2n_B}{\bar{a}^2} \cdot a \exp\left(-\frac{a^2}{\bar{a}^2}\right). \quad (39)$$

Korzystając z (39) Kronmüller obliczył podatność magnetyczną w zależności od czasu w przypadku jednego rodzaju ścianek Blocha i ciśnienia lepkości znacznie mniejszego od średniego ciśnienia zwrotnego ($P(u, \infty) \ll \bar{a}u$).

Otrzymał on

$$\chi(t) = \chi_0 \cdot \left\{ 1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot r_N \left[\frac{C}{2} + \ln r_N + r_N \exp(-r_N^2) \right] \right\}, \quad (40)$$

gdzie

$$r_N = \text{const} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right) \right], \quad (41)$$

a C jest stałą Eulera ($C = 0,5772\dots$); natomiast const we wzorze (41) jest proporcjonalne do czynnika

$$\bar{\eta} = \frac{p \cdot W_0}{\bar{a}d}. \quad (42)$$

Autor porównał (40) ze wzorem

$$\chi(t) = \chi_0 \cdot [1 - r_N(t)], \quad (43)$$

który przyjął dla dezakomodacji w przypadku jednej stałej czasowej. Dla krótkich czasów otrzymał on znaczne różnice. Należy jednak przypomnieć (p. rozdz. 5.1.1), że (43) nie nadaje się do opisu tego zjawiska.

Zastosowanie wzoru (40) do dezakomodacji w niklu napromieniowanym elektronami, występującej w pobliżu temperatury otoczenia, dało czasy relaksacji różniące się tylko o 4% od wartości obliczonych ze wzoru (19), uwzględniającego tylko jedną stałą czasową.

Metodą podwójnego widma ciągłego czasów relaksacji zajmowała się dotychczas jedynie Kratochvílová [69—71]. W miejsce stałej ciśnienia zwrotnego wprowadziła ona pewne krytyczne pole h takie, że dla pola przyłożonego $H \geq h$ ścianka opuszcza nieodwracalnie pierwotny dół potencjału. Efekt ΔH , nazywany przez autorkę dezakomodacją indukcji, pozwala na wyznaczenie funkcji tzw. integralnego rozkładu pól h wszystkich ścianek Blocha próbki [69]. Podaje on względną liczbę ścianek, opuszczających nieodwracalnie pierwotne położenia, w zależności od H .

Korzystając z néelowskiego pojęcia pola lepkości, Kratochvílová opracowała metodę obliczania krzywych $(B-B_0)$ w zależności od t . Zastosowała ją do efektu ΔH w próbkach stechiometrycznego ferrytu manganowo-miedziowego, zakładając przy tym dodatkowo, iż proces elementarny wymaga wprowadzenia ciągłego widma czasów relaksacji o rozkładzie logarytmicznym. Porównanie krzywych teoretycznych z eksperymentalnymi pozwoliło obliczyć średni czas relaksacji $\theta_{sr} = \sqrt{\theta_1 \cdot \theta_2}$ oraz szerokość widma stałych czasowych $k^2 = \frac{\theta_2}{\theta_1}$.

7.3. Uproszczona metoda wyznaczania parametrów Q , θ_0 z pomiaru zjawisk opóźnienia o dowolnym widmie

Analiza eksperymentalnych krzywych opóźnienia, oparta na metodach opisanych w 7.1 i 7.2, jest bardzo żmudna i uciążliwa, a często nie prowadzi do zadowalających wyników. Na skutek tego w wielu pracach zastosowano sposób opisany w [39, 58], pozwalający wyznaczyć parametry prawa Arrheniusa z pomiarów dezakomodacji, w przypadku którego charakter widma czasów relaksacji nie odgrywa żadnej roli.

Najłatwiej metodę tę można objaśnić w przypadku dezakomodacji podatności o jednej stałej czasowej. Ze wzorów (1) i (19) widać, że dla jednego czasu relaksacji mamy dla odwrotności podatności

$$\frac{\frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi}}{\frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi_0}} = \exp\left(-\frac{t \cdot e^{-Q/RT}}{\theta_0}\right). \quad (44)$$

Wzór ten wskazuje, że dezakomodacja względna jest pewną funkcją argumentu $t \cdot \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right)$

$$\frac{\frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi}}{\frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi_0}} = g\left[t \cdot \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right)\right]. \quad (45)$$

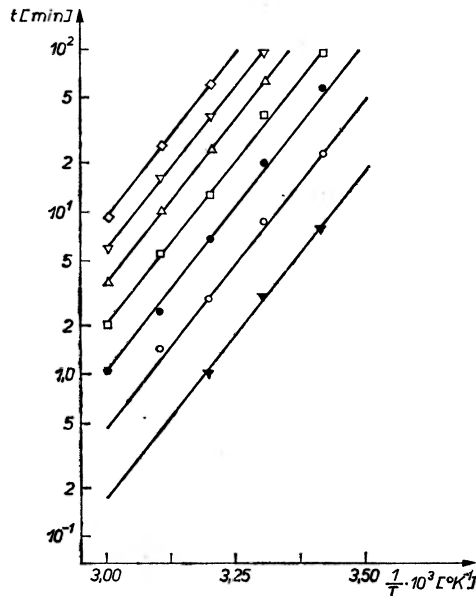
Jeżeli więc na krzywych, zdjętych przy różnych temperaturach, odszukamy chwile t odpowiadające tej samej wartości g ($0 \leq g \leq 1$), to zachodzi

$$t \cdot \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) = \text{const}, \quad (46)$$

a po zlogarytmowaniu

$$\ln t = \frac{Q}{R} \cdot \frac{1}{T} + \text{const}. \quad (47)$$

Relacja (47) pozwala obliczyć Q . Korzystając następnie z (44), można wyznaczyć również czynnik przedeksponencjalny θ_0 .



Rys. 16. Wykresy zależności $\ln t$ od $1/T$ dla różnych wartości $(1-g)$. Według [72]

Omawianą metodę można zastosować również do pola lepkości $h(t)$ oraz do efektu ΔH . W ostatnim przypadku po lewej stronie (44) wprowadza się $\frac{B-B_\infty}{B_0-B_\infty}$.

Ponieważ $h(0) = 0$, w przypadku pomiarów pola lepkości wzór (44) przybiera postać

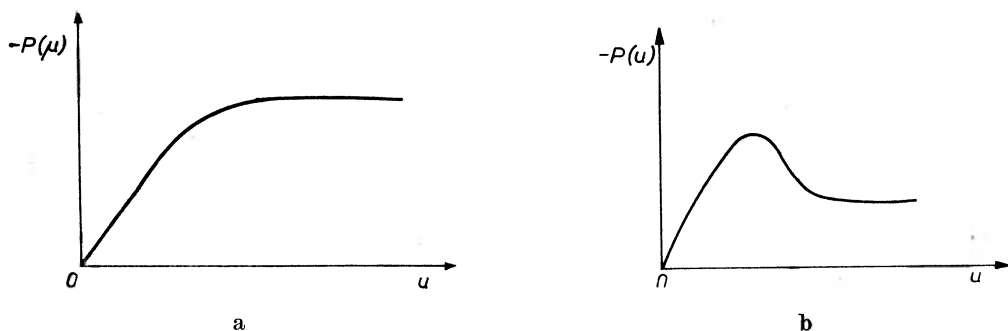
$$\frac{h(t)}{h_\infty} = 1 - g \left[t \cdot \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \right]. \quad (48)$$

Na rys. 16 przedstawiono rezultaty otrzymane przez Ferro i wsp. dla próbek bardzo czystego żelaza napromieniowanej neutronami [72]. Pole lepkości wyznaczono przy pomocy efektu perminwarowego. Widać, że zgodnie z (47), wykresy $\ln t$ od $1/T$, otrzymane dla poszczególnych wartości $(1-g)$, są liniami prostymi. W szerokim zakresie tych wartości linie te są do siebie równoległe i dają $Q = (0,85 \pm 0,05)$ eV, $\theta_0 = 10^{-11} - 10^{-12}$ sek.

Jedyną trudnością referowanego sposobu wyznaczania parametrów prawa Arrheniusa jest to, iż w przypadku np. dezakomodacji wymaga on znajomości podatności w chwili $t = 0$. Praktycznie biorąc, wielkość tę otrzymuje się na drodze mało dokładnej ekstrapolacji graficznej. Należy również stwierdzić, iż w przypadku zjawisk opóźnienia pochodzących od kilku procesów relaksacyjnych otrzymane Q , θ_0 , są wielkościami średnimi. Na skutek tego dla liniowego widma czasów relaksacji lepiej stosować metody, opisane w rozdz. 5.1.2: χ_0 nie jest wtedy potrzebne, a krzywe izotermiczne pozwalają otrzymać parametry poszczególnych procesów relaksacyjnych.

8. Metoda wyznaczania konfiguracji krystalograficznej relaksatorów podlegających porządkowaniu się kierunkowemu

Już w swoich pracach podstawowych z roku 1951 i 1952 Néel pokazał, iż w szerokim przedziale przesunięć u teoretyczne ciśnienia lepkości w zależności od położenia ścianki mają zupełnie różne kształty w przypadku dwóch rodzajów

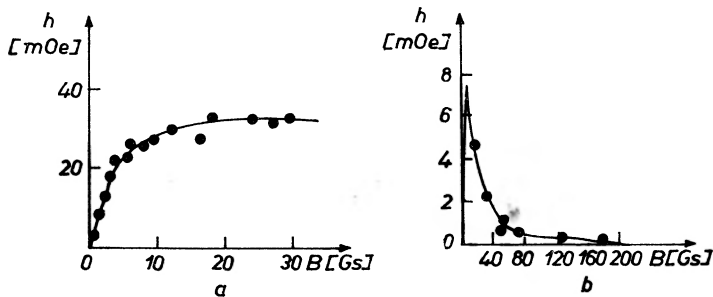


Rys. 17. Zależność ciśnienia lepkości od wychylenia ścianki z położenia równowagi dla atomów międzywęzłowych w położeniu oktaedrycznym w αFe ; a — ścianka (001) — 90° , b — ścianka (001) — 180°

ścianek Blocha, występujących w żelazie alfa: 90° i 180° [29, 30]. Na rys. 17 przedstawiono schematycznie $-P(u)$ dla ścianki (001)- 90° (rys. 17a) i dla ścianki (001)- 180° (rys. 17b). W przypadku pierwszym dla u większych od grubości ścianki ciśnienie nie zależy od wychylenia, w przypadku drugim zaś, po przejściu przez ostre maksimum, maleje szybko do zera.

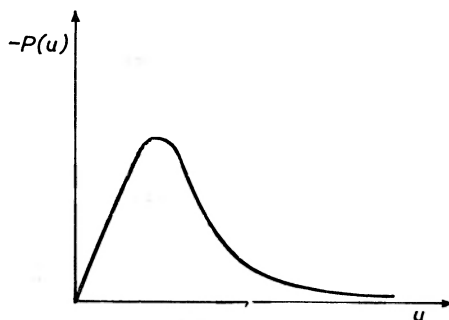
Wyniki teoretyczne Néela, potwierdzono doświadczalnie, korzystając z pomiarów pola lepkości [73]. Z teorii jednej ścianki Blocha wynika, że ciśnienie $P(u, t)$ jest proporcjonalne do pola $h(t)$. Autorowie wyznaczyli więc balistycznie izochrony $t = 20$ sek. i $t = 1$ godz. dla kilku monokrystalicznych próbek Fe-Si (3,25%) - C przy 250°K . Odpowiednio dobierając próbkę i sposób rozmagnesowania, doprowadzili do tego, że, praktycznie biorąc, tylko jeden rodzaj ścianek

brał udział w magnetyzacji. Na rys. 18 przedstawiono krzywe zależności pola lepkości od indukcji magnetycznej B (B jest proporcjonalne do u) w przypadku ruchu ścianek 90° (rys. 18a) i ruchu ścianek 180° (rys. 18b). Widać, że krzywe doświadczalne, jakościowo biorąc, mają kształty zbliżone do krzywych Néela. Ostatnio rezultat ten potwierdzono dla monokryształów Fe-N [65].



Rys. 18. Zależność pola lepkości h (1 godz.) — h (20 sek.) od indukcji magnetycznej próbki dla monokryształów α Fe-Si-C; a — tylko ruch ścianek 90° , b — tylko ruch ścianek 180° . Według [73]

W późniejszych latach zwrócono uwagę na to, że funkcja $P(u)$ zależy nie tylko od rodzaju ścianki, ale także od symetrii defektu [74]. Stąd pomiary pola lepkości, wykonane w szerokim przedziale indukcji dla jednego rodzaju ścianek Blocha próbki monokrystalicznej, mogą pomóc w określeniu konfiguracji



Rys. 19. Zależność ciśnienia lepkości od wychylenia z położenia równowagi dla ścianki (001) — 90° i defektu o symetrii rombowej w Fe. Według [10]

strukturalnej relaksatorów, podlegających porządkowaniu się kierunkowemu.

W omawianych badaniach ścianki 180° nie odgrywają jednak żadnej roli. Przy przesunięciu bowiem ścianki tego rodzaju wektor magnetyzacji obraca się o 180° , a wiadomo przecież, że energie sprzężenia Néela i Snoeka są niezależne od takich obrotów (np. dla defektu tetragonalnego w $A2$ energia Néela równa się $w \cos^2 \varphi$). Na skutek tego przy dużych przesunięciach ciśnienie lepkości ścianki 180° nie zależy od symetrii relaksatorów.

W monografii [10] zajęto się szczegółowo powyższym zagadnieniem w przypadku relaksatorów o symetrii trygonalnej, tetragonalnej i rombowej oraz ścianek Blocha 90° w α Fe i 71° oraz 109° w Ni. I tak na rys. 19 podano dla

przykładu funkcję $-P(u)$ dla relaksatora o symetrii rombowej i ścianki 90° w żelazie. Podobny kształt ma zależność ciśnienia lepkości od wychylenia w przypadku defektu o tej samej symetrii i ścianki 109° w niklu.

9. Zjawiska opóźnienia związane z dyfuzją magnetyczną

Dotychczas zajmowaliśmy się zjawiskami opóźnienia, pochodzącymi od porządkowania się kierunkowego relaksatorów punktowych. W ostatnich latach zwracano kilkakrotnie uwagę na to, iż atomy domieszek i defekty punktowe mogą powodować lepkość również na drodze zupełnie innego mechanizmu: przez dyfuzję do wnętrza ścianki Blocha lub ze ścianki Blocha na zewnątrz.

Omawiany mechanizm relaksacji ma charakter tzw. dyfuzji magnetycznej. Wiąże się on z istnieniem gradientu pewnej energii magnetycznej. Jeżeli dyfundujące centra mają symetrię niższą od otoczenia, to mogą również brać udział w porządkowaniu się kierunkowym. Jeżeli natomiast nie zmniejszają symetrii sieci, zachodzi jedynie dyfuzja magnetyczna. Opóźnienia spowodowane przez nią nazywa się obecnie dyfuzyjnymi opóźnieniami magnetycznymi.

Pierwszą teorię lepkości dyfuzyjnej stworzył Dietze [75]; chodziło mu o wyjaśnienie mechanizmu zjawiska opóźnienia, odkrytego i zbadanego przez Fahlenbracha i jego współpracowników [76—80]⁵. Pasma dezakomodacji tego zjawiska występuje w czystym żelazie i w jego stopach o strukturze A2, zawierających krzem, glin lub nikiel, w przedziale temperatur od 350 do 700°C . Według Dietzego wiąże się ono z obecnością pojedynczych wakansji sieci krystalicznej, o tej samej symetrii co otoczenie, ale zmieniających lokalnie wartość stałej anizotropii magnetokrystalicznej K_1 .

Załóżmy dla przykładu, że wakansja powoduje, iż K_1 maleje. Jeżeli więc w pewnym miejscu w kryształ, na skutek odchylenia od kierunku łatwego, energia magnetokrystaliczna jest większa od wartości najmniejszej, wakansja musi w to miejsce dyfundować, by zmniejszyć energię układu. Procesowi gromadzenia się defektów przeciwstawia się ruch cieplny sieci i z biegiem czasu wytwarza się pewien stan równowagi dynamicznej.

W ściance Blocha spiny są odchylone od kierunków łatwych. Na skutek tego wakansje dyfundują do nich, stabilizując przez to ich położenia. Rozmagnesowanie próbki powoduje, iż ścianki przyjmują nowe położenia. Równowaga zostaje zaburzona i rozpoczyna się proces dyfuzji, podczas którego przenikalność próbki maleje, a to znaczy, iż obserwujemy zjawisko dezakomodacji.

Dla energii związanej z obecnością wakansji Dietze przyjął wyrażenie identyczne ze wzorem na energię magnetokrystaliczną sieci kubicznych

$$E_v = -E_1(a_1^2 a_2^2 + a_2^2 a_3^2 + a_3^2 a_1^2), \quad (49)$$

⁵ Dalszy rozwój badań, poświęconych pasmu dezakomodacji Fahlenbracha, zostanie omówiony w artykule następnym.

gdzie $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ to cosinusy kierunkowe wektora \vec{I}_s względem osi równoległych do kierunków $\langle 100 \rangle$ (rys. 9). Autor wykorzystał również zmodyfikowane równanie różniczkowe dyfuzji, uwzględniające dyfuzję magnetyczną

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \cdot \left[\frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \frac{1}{kT} \frac{\partial}{\partial z} \left(n \frac{\partial E_v}{\partial z} \right) \right], \quad (50)$$

w którym z jest kierunkiem prostopadłym do ścianki Blocha, D — współczynnikiem dyfuzji, a n ilością wakansji w jednostce objętości; (k jest stałą Boltzmann). Korzystając z tego równania oraz ze wzorów na zależność energii defektu od odległości od ścianki, Dietze otrzymał bardzo złożone wzory na dezakomodację przenikalności.

Przy pomocy powyższej teorii zanalizowano wyniki otrzymane dla jednej polikrystalicznej próbki blachy transformatorowej [75]. Punkty doświadczalne udało się dosyć dobrze dopasować do krzywej teoretycznej, a na energię tworzenia się wakansji otrzymano 0,91 eV. Należy jednak podkreślić, iż ostatnio Kuke i wsp. wysunęli dobrze ugruntowaną hipotezę, iż pasmo dezakomodacji Fahlenbracha wiąże się z dyslokacjami oddziaływającymi ze ściankami Blocha [81].

Pojedyncza wakansja nie porządkuje się kierunkowo, nie daje więc zjawisk opóźnienia związanych z tym mechanizmem relaksacyjnym. De Vries rozważał opóźnienia dyfuzyjne w αFe , w których centrami dyfundującymi są atomy roztworu międzywęzłowego, C lub N [62]. Z teorii tego autora, o której wspomniano w rozdz. 6, wynika, iż na skutek oddziaływania magnetoelastycznego Snoeka istnieje ścisły związek między stężeniem atomów międzywęzłowych a dylatacjami magnetostrykcyjnymi. W ściance Blocha dylatacja zależy od współrzędnej prostopadłej do ścianki, w związku z czym, w nowym jej położeniu zachodzi dyfuzja atomów dodatku w tym kierunku.

Według Dietzego, jeżeli dla pewnego centrum może zachodzić porządkowanie się kierunkowe i dyfuzja magnetyczna, czas relaksacji θ_D , związany z tym drugim zjawiskiem, jest dany wzorem [75]

$$\theta_D = \left(\frac{d}{a} \right)^2 \cdot \theta, \quad (51)$$

gdzie, jak poprzednio, θ jest czasem relaksacji mechanizmu pierwszego, d — grubością ścianki, a — stałą sieci. Dla żelaza otrzymuje się $\theta_D = (10^5 \div 10^6) \cdot \theta$. W przypadku przeskoków pojedynczych atomów węgla w żelazie dezakomodacja od porządkowania się kierunkowego pojawia się w pobliżu -25°C . Natomiast dezakomodacja spowodowana dyfuzją magnetyczną powinna wystąpić przy około $+100^\circ\text{C}$ i powinna być związana z tą samą energią aktywacji oraz z 10^5 — 10^6 razy większym czynnikiem przedeksponencjalnym, niż w przypadku relaksacji Snoeka. Dotychczas nie zaobserwowano tego rodzaju zjawiska.

W roku 1962 Klein opublikował teorię, w której uwzględnił równocześnie porządkowanie się kierunkowe oraz dyfuzję magnetyczną [82]. W rachunkach swoich wprowadził on jedynie oddziaływanie magnetokrystaliczne typu Néela-

Dietzego, a wyniki zastosował do małych atomów międzywęzłowych oraz do wakansji o konfiguracji rozszczepionej w żelazie.

Omawiane badania teoretyczne rozszerzył znacznie Kronmüller, który opracował ogólną teorię obu mechanizmów relaksacyjnych, biorąc również pod uwagę oddziaływanie Snoeka-de Vriesa [10]. Autor ten uważa, iż dwa pasma dezakomodacji w monokryształach niklu napromieniowanych neutronami, obserwowane przy -25°C i przy $+80^{\circ}\text{C}$, pochodzą od porządkowania się kierunkowego i od dyfuzji magnetycznej podwójnych wakansji.

Na zakończenie warto dodać, iż w kilku pracach eksperymentalnych zajmowano się opóźnieniami magnetycznymi, które według autorów są spowodowane magnetostrykcyjnym oddziaływaniem ścianek Blocha z dyslokacjami [83, 84, 81]. Opóźnienia te mają charakter dyfuzyjny, a są spowodowane aktywowanym termicznie ruchem odcinków dyslokacji. Teorię tego zjawiska przedstawiono w [10]. W pracy [85] obserwowano dezakomodację w αFe związaną z istnieniem granic ziarna.

10. Uwagi końcowe

Zjawiska opóźnienia magnetycznego, omówione w tym artykule, mogą być wywołane przez następujące procesy elementarne, zachodzące w sieci ferromagnetyka: 1) porządkowanie się kierunkowe relaksatorów punktowych, o symetrii mniejszej od symetrii otoczenia, 2) dyfuzję magnetyczną centrów punktowych w kierunkach prostopadłych do ścianek Blocha, 3) aktywowany termicznie ruch dyslokacji oddziałujących magnetostrykcyjnie ze ściankami Blocha.

Najlepiej zbadano dotychczas teoretycznie i doświadczalnie mechanizm pierwszy. W przypadku słabych pól magnesujących, dla ferromagnetyków metalicznych otrzymuje się zupełnie zadowalające rezultaty na podstawie teorii jednej ścianki Blocha, opartej o dwie podstawowe prace Néela [29, 30]. Mechanizmowi drugiemu poświęcono kilka bardzo rozwiniętych opracowań teoretycznych. Wydaje się jednak, iż materiał doświadczalny, obecnie dostępny, jest ciągle jeszcze niewystarczający i właściwie nie mamy jeszcze ciągle pewności, czy zjawisko to istnieje. Wreszcie, nieliczne tylko prace poświęcono dyfuzji magnetycznej, związanej z dyslokacjami.

Jeśli chodzi o opóźnienia pochodzące od porządkowania się kierunkowego relaksatorów, efekty magnetyczne mają około 100 razy większe natężenie od analogicznych zjawisk mechanicznych. I tak np. w αFe , zawierającym 0,007% węgla w postaci roztworu stałego, maksimum strat magnetycznych, związanych z relaksacją Snoeka, wynosi około 0,3 [39], podczas gdy maksimum tarcia wewnętrznego sięga zaledwie 0,003 [3]. Dodać również trzeba, iż pomiary magnetyczne są znacznie bardziej powtarzalne i dokładne od analogicznych pomiarów mechanicznych.

Z efektów opóźnienia magnetycznego najczęściej bada się zjawisko dezakomodacji przenikalności. Nie ma ono odpowiednika mechanicznego. Przy

pomocy mostków prądu zmiennego można bardzo dokładnie wyznaczyć krzywe izotermiczne i izochroniczne dezakomodacji. W przypadku liniowego widma czasów relaksacji analiza tych krzywych jest stosunkowo prosta i daje bardzo rzetelne wyniki.

Literatura

- [1] W. Chomka, *Postępy Fizyki*, **18**, 561 (1967).
- [2] J. Pietrzyk, S. Gorczyca, *Hutnik*, **5**, 225 (1969).
- [3] M. A. Kriształ, Ju. W. Piguzow, S. A. Gołowin, *Wnuttienneje trienije w metallah i splawach*, Moskwa 1964.
- [4] W. A. Postnikow, *Wnuttienneje trienije w metallah*, Moskwa 1969.
- [5] R. Feldtkeller, G. Sorger, *AEÜ*, **7**, 79 (1953).
- [6] G. W. Rathenau, *Magnetic Properties of Metals and Alloys*, Cleveland (Ohio) 1959.
- [7] A. Seeger, H. Kronmüller, H. Rieger, *Z. Angew. Phys.*, **18**, 377 (1965).
- [8] E. Adler, C. Radeloff, *Z. Angew. Phys.*, **20**, 346 (1966).
- [9] P. Brissonneau, *Mém. Scient. Rev. Métallurgie*, **66**, 459 (1969).
- [10] H. Kronmüller, *Nachwirkung in Ferromagnetika*, Berlin 1968.
- [11] E. Kneller, *Ferromagnetismus*, Berlin 1962.
- [12] L. Kozłowski, *Wstęp do fizyki ciała stałego. Cz. II. Fizyczne podstawy magnetyzmu*, Katowice 1968.
- [13] S. Krupička, K. Závěta, *J. Appl. Phys.*, **39**, 930 (1968).
- [14] K. B. Karandiejew, *Pomiary elektryczne metodami mostkowymi i kompensacyjnymi*, Warszawa 1969.
- [15] H. Wilde, G. Bosse, *Frequenz*, **2**, 214 (1948).
- [16] H. Wilde, *Frequenz*, **3**, 303 (1949).
- [17] H. Wilde, *AEÜ*, **6**, 354 (1952).
- [18] J. W. Moron, *Zjawisko dyfuzyjnego opóźnienia magnetycznego w żelazie alfa zawierającym węgiel i azot w postaci roztworu stałego*, Katowice 1969.
- [19] J. Kinel, *Zeszyty Naukowe WSP w Katowicach, Sekcja Fizyki*, Nr 5, 79 (1966).
- [20] P. Moser, *Dysertacja*, Grenoble 1965.
- [21] M. Wuttig, H. K. Birnbaum, *J. Phys. Chem. Solids*, **27**, 225 (1966).
- [22] U. Enz, *Physica*, **24**, 609 (1958).
- [23] L. Brugel, B. Morel, G. Rimet, *J. Phys. Radium*, **24**, Suppl. No 3, 35A (1963).
- [24] J. Kinel, *Acta Phys. Polon.*, **29**, 549 (1966).
- [25] J. Chaja, J. Kinel, J. W. Moron, oddano do druku.
- [26] R. Street, J. C. Woolley, *Proc. Phys. Soc.*, **B63**, 509 (1949).
- [27] T. A. Dunton, *Soft Magnetic Materials for Telecommunications*, London 1953.
- [28] J. Moron, *Zeszyty Naukowe WSP w Katowicach, Sekcja Fizyki*, Nr 2, 47 (1960).
- [29] L. Néel, *J. Phys. Radium*, **12**, 339 (1951).
- [30] L. Néel, *J. Phys. Radium*, **13**, 249 (1952).
- [31] C. E. Webb, L. H. Ford, *J. Inst. Electr. Eng.*, **75**, 787 (1934).
- [32] M. Mirkowski, J. Moron, *Zeszyty Naukowe WSP w Katowicach, Sekcja Fizyki*, Nr 3, 39 (1962).
- [33] P. Brissonneau, *J. Phys. Radium*, **19**, 490 (1958).
- [34] J. L. Snoek, *Physica*, **5**, 663 (1938).
- [35] P. Brissonneau, *J. Phys. Chem. Solids*, **7**, 22 (1958).
- [36] J. Mizia, K. Krop, H. Figiel, *Acta Phys. Polon.*, **35**, 173 (1969).
- [37] H. Jordan, *Elektr. Nachr. Techn.*, **1**, 7 (1924).
- [38] R. Becker, W. Döring, *Ferromagnetismus*, 1939.
- [39] A. J. Bosman, *Dysertacja*, Amsterdam 1960.

- [40] D. Stoll, *Dysertacja*, Stuttgart 1964.
- [41] J. W. Moroń, J. Rasek, *Acta Phys. Polon.*, **33**, 899 (1968).
- [42] F. Pawlek, *Archiv Eisenhüttenw.*, **16**, 363 (1943).
- [43] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, Toronto—New York—London 1951.
- [44] R. Feldtkeller, *Z. Angew. Phys.*, **4**, 281 (1952).
- [45] P. Brissonneau, *J. Appl. Phys.*, **29**, 249 (1958).
- [46] G. Richter, *Ann. Phys. (Germany)*, **29**, 605 (1937).
- [47] G. Richter, *Ann. Phys. (Germany)*, **32**, 683 (1938).
- [48] H. Schulze, *Probleme der technischen Magnetisierungskurve*, Berlin 1938.
- [49] J. L. Snoek, *Physica*, **6**, 161 (1939).
- [50] J. Moroń, *Prace Komisji Nauk Technicznych, Metalurgia*, PAN, Oddział w Krakowie, 47 (1967).
- [51] H. Polder, *Philips Res. Rep.*, **1**, 5 (1945).
- [52] A. S. Nowick, W. R. Heller, *Advances in Phys.*, **12**, 251 (1963).
- [53] A. S. Nowick, W. R. Heller, *Advances in Phys.*, **14**, 101 (1965).
- [54] A. S. Nowick, W. R. Heller, *Advances in Phys.*, **16**, 1 (1967).
- [55] S. Krupička, *Czech. J. Phys.*, **10B**, 40 (1960).
- [56] A. Góral, *Bull. Acad. Polon. Sci., Sér. Sci. Techn.*, **13**, 91 (1965).
- [57] L. Kozłowski, J. W. Moroń, *Bull. Acad. Polon. Sci., Sér. Sci. Math., Astr. Phys.*, **17**, 89 (1969).
- [58] A. J. Bosman, P. E. Brommer, H. J. van Daal, G. W. Rathenau, *Physica*, **23**, 989 (1957).
- [59] J. W. Moroń, H. Wencek, B. Zielińska, *Phys. Status Solidi*, (a), **6**, K 113 (1971).
- [60] S. Krupička, V. Roskovec, *Czech. J. Phys.*, **16B**, 99 (1966).
- [61] P. M. Levy, *J. Phys. Chem. Solids*, **26**, 415 (1965).
- [62] G. de Vries, *Physica*, **25**, 1211 (1959).
- [63] G. de Vries, D. W. van Geest, R. Gersdorf, G. W. Rathenau, *Physica*, **25**, 1131 (1959).
- [64] A. Ferro, P. Mazzetti, G. Montalenti, *Nuovo Cimento*, **23**, 280 (1962).
- [65] Y. Tahara, T. Sugeno, *Phys. Status Solidi*, (b) **43**, 43 (1971).
- [66] L. B. Rosenbaum, *Fiz. Twierd. Tela*, **8**, 2197 (1967).
- [67] J. Rasek, w przygotowaniu do druku.
- [68] H. J. Blythe, H. Kronmüller, *Phys. Status Solidi*, (a), **4**, 603 (1971).
- [69] E. Kratochvílová, *Czech. J. Phys. B*, **15**, 718 (1965).
- [70] E. Kratochvílová, *Czech. J. Phys. B*, **15**, 901 (1965).
- [71] E. Kratochvílová, *Czech. J. Phys. B*, **15**, 912 (1965).
- [72] A. Ferro, G. Montalenti, G. P. Soardo, *International Conference on Effects of Irradiation in Solids*, Cairo, 3—12 September 1966.
- [73] J. Bindels, J. Bijvoet, G. W. Rathenau, *Physica*, **26**, 163 (1960).
- [74] S. Taniguchi, *Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku Univ.*, **A8**, 173 (1956).
- [75] H. D. Dietze, *Techn. Mitt. Krupp.*, **17**, 67 (1959).
- [76] H. Fahlenbrach, *Ann. Phys. (Germany)*, **2**, 355 (1948).
- [77] H. Fahlenbrach, E. Houdremont, *Archiv Eisenhüttenw.*, **25**, 377 (1954).
- [78] H. Fahlenbrach, G. Sommerkorn, *Techn. Mitt. Krupp.*, **15**, 161 (1957).
- [79] H. Fahlenbrach, G. Sommerkorn, *Solid State Physics in Electronics and Telecommunications*, London—New York 1960.
- [80] G. Hellbardt, *Techn. Mitt. Krupp.*, **18**, 25 (1960).
- [81] A. Kuke, H. Kronmüller, H. Schultz, *Phys. Status Solidi*, **36**, K161 (1969).
- [82] M. V. Klein, *Phys. Status Solidi*, **2**, 881 (1962).
- [83] G. Biorci, A. Ferro, G. Montalenti, *J. Appl. Phys.*, **30**, 1732 (1959).
- [84] G. Biorci, A. Ferro, G. Montalenti, *Phys. Rev.*, **119**, 653 (1960).
- [85] G. Biorci, A. Ferro, G. Montalenti, *Solid State Physics in Electronics and Telecommunications*, London—New York 1960.

Maria Suszyńska

Instytut Niskich Temperatur
i Badań Strukturalnych PAN
Wrocław

Wpływ realnej struktury na umocnienie kryształów halogenków metali alkalicznych

Influence of Real Structure upon Hardening of Alkali Halide Crystals

Abstract: Short characteristics of structural defects in particular in ionic crystals are given. The influence of these defects on mechanical properties of alkali halides (AH) is presented. Based on actual theories the admixture hardening within the range of solid solutions in $AH: Me^{2+}$ system is discussed. The possibility of applying various methods in examination of dislocation mobility both in doped and irradiated crystals is shown.

1. Wstęp

Najnowsze osiągnięcia techniki wskazują na rosnące nieustannie zainteresowanie nieorganicznymi materiałami niemetalicznymi. Przykładowo można wymienić materiały ceramiczne, ognioodporne, termoizolacyjne itp. Wiele spośród nich ma strukturę krystaliczną i wiązanie chemiczne o charakterze jonowym. Istnieje więc konieczność systematycznego badania właściwości niemetalu w ogóle, a kryształów jonowych jako pewnego rodzaju substancji modelowych w szczególności.

Współczesna fizyka czy fizyko-chemia ciała stałego nie może jednak posługiwać się wyłącznie klasyczną teorią doskonałej sieci krystalicznej lub mechaniką kwantową okresowych pól potencjałów. Uzyskane na tej drodze wyniki są bowiem niejednokrotnie sprzeczne z wynikami doświadczalnymi. Wynika to z faktu, że wiele właściwości ciał stałych zależy od zaburzeń struktury idealnej, są to tzw. właściwości strukturalnie wrażliwe.

W ostatnich dwudziestu latach obserwuje się intensywny rozwój nowego działu fizyki ciała stałego, poświęconego zagadnieniom zaburzeń w sieci krystalicznej. Naczelnym zadaniem tej dziedziny stało się wyjaśnianie wpływu mikrostruktury ciał stałych na ich właściwości oraz opracowanie teoretycznych metod

przejścia od mikroskopowej teorii sieci do teorii opisującej makroskopowe zachowanie się ciał krystalicznych. Aktualna teoria sieci nie uwzględnia jednak oddziaływań wszystkich zaburzeń strukturalnych. Istnieją jedynie teorie częściowe, umożliwiające wyjaśnienie wpływu pewnych specyficznych zaburzeń na niektóre właściwości ciał stałych. Przykładem takiej teorii jest teoria dyslokacji, która ujmuje zagadnienia plastyczności, wzrostu kryształów, poligonizacji i in.

1.1. Charakterystyka kryształów halogenków metali alkalicznych

W rozwoju teorii dyslokacji istotną rolę odegrały badania właściwości kryształów metali alkalicznych. Było to możliwe dzięki temu, że ich struktura krystalograficzna i elektronowa jest stosunkowo prosta, a charakterystyczna dla tych kryształów przepuszczalność światła umożliwia stosowanie prostych metod optycznych do identyfikacji zaburzeń strukturalnych odpowiedzialnych za selektywną absorpcję światła. Poza tym, opracowano metody otrzymywania tych kryształów w formie dużych monokrystalicznych bloków o wysokim stopniu czystości.

Wyniki badań, uzyskane dla kryształów jonowych, są cenne nie tylko ze względu na ich poznawczy wkład do fizyki ciała stałego, lecz również dlatego, że umożliwiają one wyjaśnienie podobnych zagadnień dla innych substancji krystalicznych np. metali.

1.2. Klasyfikacja zaburzeń strukturalnych

Przyjmując rozmiar jako kryterium klasyfikacji, można wyróżnić dwa podstawowe typy zaburzeń: a) punktowe, gdy odchylenie od okresowego rozmieszczenia elementów budowy sieci zlokalizowane jest w pobliżu pojedynczego elementu; przykładem są atomy i jony międzywęzłowe, luki anionowe i kationowe oraz jony i atomy domieszek; b) sieciowe, wywołujące nieciągłości sieci reprezentującej daną strukturę krystaliczną; mogą to być zaburzenia liniowe (dyslokacje krawędziowe i śrubowe) oraz zaburzenia płaskie, rozciągające się w pewnym obszarze sieci (granice ziaren).

W realnym kryształ, w wyniku wzajemnych oddziaływań zaburzeń, sytuacja jest bardziej skomplikowana niż można by sądzić na podstawie przedstawionej klasyfikacji. Oddziaływania te mogą prowadzić do łączenia się luk w pary, do asocjacji luk z dyslokacjami krawędziowymi, do wydzielania się domieszek na dyslokacjach itp.

2. Właściwości mechaniczne i ich związek z zaburzeniami struktury

Jednym z ważniejszych typów zaburzeń realnej struktury kryształów są zaburzenia liniowe, czyli dyslokacje. Ich ruch oraz oddziaływania z innymi zaburzeniami warunkują właściwości plastyczne materiałów.

Kryształy jonowe zajmują szczególne miejsce w badaniach plastyczności, ponieważ pierwsze badania tego typu przeprowadzono dla kryształów chlorku sodowego [1]. Stwierdzono, że odkształcenie plastyczne tych kryształów zachodzi w wyniku poślizgu w płaszczyznach $\{110\}$ i w kierunku $\langle 110 \rangle$. Późniejsze badania pozwoliły poznać właściwości mechaniczne kryształów jonowych bardziej szczegółowo aniżeli innych materiałów. Fakt ten może wydawać się zaskakujący, ponieważ (chociażby ze względów praktycznych) właściwości mechaniczne metali badano bardziej intensywnie niż właściwości kryształów jonowych. Przewaga kryształów jonowych wiąże się z możliwością bardziej wszechstronnego, aniżeli w przypadku metali, badania właściwości tych materiałów.

2.1. Metody obserwacji dyslokacji

Możliwość dokładnych badań właściwości kryształów jonowych wynika m. in. z faktu, że dla kryształów tych opracowano szereg prostych metod umożliwiających bezpośrednią obserwację dyslokacji. Na szczególną uwagę zasługują następujące metody:

a) metoda chemicznego trawienia, która ujawnia wyjścia dyslokacji na badaną powierzchnię w postaci tzw. jamek trawienia [2]; obszerny przegląd metod trawienia dla kryształów niemetalicznych przedstawił Johnston [3],

b) metoda dekorowania wewnętrznego jonami domieszek, które wydzielają się głównie wzdłuż linii dyslokacji [4, str. 3]; obserwacje przestrzennego rozkładu dyslokacji można prowadzić pod zwykłym mikroskopem lub mikroskopem do podczerwieni,

c) metoda powierzchniowego dekorowania złotem [5]; w odpowiednio dobranych warunkach naparowywania złoto wydziela się w formie drobnych cząstek w miejscach wyjść dyslokacji,

d) metody dyfrakcji promieni rentgenowskich; wykorzystuje się tu odmienne niż przez sieć doskonałą rozpraszanie promieni rentgenowskich przez zaburzony wokół linii dyslokacji obszar sieci krystalicznej [6; 7, str. 73].

Żadna z wymienionych metod nie ma jednak charakteru uniwersalnego i wykorzystanie danej metody zależy od konkretnego zadania badawczego.

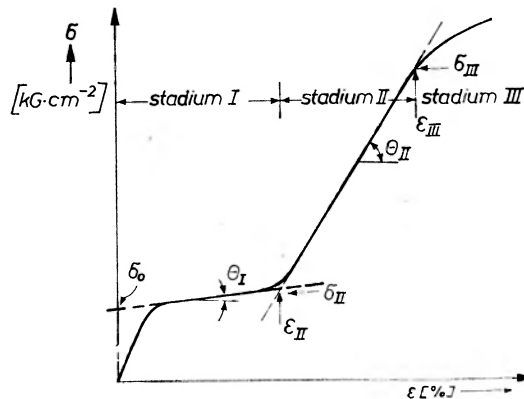
2.2. Odkształcenie plastyczne

Odkształcenie plastyczne krystalicznych ciał stałych zachodzi w wyniku ruchu dyslokacji w określonych układach poślizgu uwarunkowanych typem struktury krystalicznej. Układ poślizgu charakteryzują płaszczyzna i kierunek poślizgu. Dla określonego typu struktury krystalicznej są to (w temperaturze pokojowej) z reguły płaszczyzna i kierunek najgęstszego upakowania sieci.

W kryształach jonowych o strukturze chlorku sodowego powszechnie przyjętym układem poślizgu jest układ $\{110\} \langle 110 \rangle$, jakkolwiek geometrycznie bardziej uprzywilejowany jest układ $\{100\} \langle 110 \rangle$, [8]. W temperaturach bliskich temperatury pokojowej układ $\{100\} \langle 110 \rangle$ nie jest obserwowany z uwagi na występowanie w czasie ruchu dyslokacji pewnych zakłóceń elektrostatycznych.

Sporo informacji o ruchu dyslokacji, ich oddziaływaniach między sobą i z innymi zaburzeniami strukturalnymi można uzyskać w oparciu o pomiary naprężenia potrzebnego do zapoczątkowania procesu płynięcia plastycznego. Wartość tego naprężenia wyznacza się z krzywej odkształcenia, która np. dla procesu jednoosiowego ściskania wyraża zależność zmiany długości krawędzi kryształu, równoległej do kierunku ściskania (miara stopnia odkształcenia), od przyłożonego obciążenia. Na rys. 1 przedstawiono typową krzywą odkształcenia we współrzędnych odkształcenie — obciążenie dla kryształów jonowych o strukturze NaCl.

Dyslokacja zaczyna przemieszczać się w kryształach w wyniku poślizgu wówczas, gdy składowe naprężenie ścinające, równoległe do kierunku poślizgu



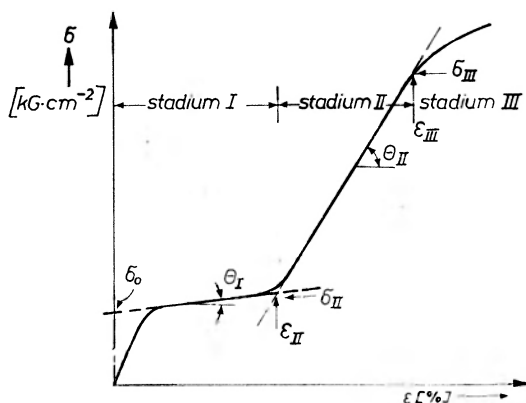
Rys. 1. Typowa krzywa odkształcenia dla kryształów halogenków metali alkalicznych; σ_0 , σ_I , σ_{II} , σ_{III} — naprężenia odpowiadające początkowi I, II i III stadium odkształcenia; ε_{II} , ε_{III} — stopień odkształcenia na początku II i III stadium; θ_I , θ_{II} — współczynniki umocnienia w I i II stadium odkształcenia; $\theta = \frac{\Delta\sigma}{\Delta\varepsilon}$

i leżące w płaszczyźnie poślizgu, osiąga pewną wartość krytyczną. Wartości naprężeń ścinających i odkształcenia przy ścinaniu (dla danej orientacji kryształu względem osi ściskania) można wyznaczyć z wartości wielkości mierzonych, tj. długości krawędzi ściskanego kryształu oraz przykładanego obciążenia [9]. Dla układu poślizgu $\{110\} \langle 110 \rangle$ w kryształach halogenków metali alkalicznych obliczenie to upraszcza się do zależności: $\sigma_s = \sigma_c/2$ i $\varepsilon_s = 2\varepsilon_c = 2\Delta l/l_0$, gdzie wskaźniki „c” i „s” odnoszą się odpowiednio do ściskania i ścinania, σ oznacza obciążenie w kG/cm^2 , ε — odkształcenie w %, $\Delta l = l_0 - l$ — zmiana długości krawędzi kryształu w mm, l_0 i l — długości krawędzi kryształów przed i po odkształceniu w mm.

Ponieważ w czasie ruchu dyslokacje napotykają w swych płaszczyznach poślizgu różnego rodzaju przeszkody, pokonanie których jest warunkiem ich dalszego ruchu, przyjęło się określać krytyczne składowe naprężenie ścinające jako naprężenie będące miarą oporu wewnętrznego sieci krystalicznej [10, str. 116].

Sporo informacji o ruchu dyslokacji, ich oddziaływaniach między sobą i z innymi zaburzeniami strukturalnymi można uzyskać w oparciu o pomiary naprężenia potrzebnego do zapoczątkowania procesu płynięcia plastycznego. Wartość tego naprężenia wyznacza się z krzywej odkształcenia, która np. dla procesu jednoosiowego ściskania wyraża zależność zmiany długości krawędzi kryształu, równoległej do kierunku ściskania (miara stopnia odkształcenia), od przyłożonego obciążenia. Na rys. 1 przedstawiono typową krzywą odkształcenia we współrzędnych odkształcenie — obciążenie dla kryształów jonowych o strukturze NaCl.

Dyslokacja zaczyna przemieszczać się w kryształach w wyniku poślizgu wówczas, gdy składowe naprężenie ścinające, równoległe do kierunku poślizgu



Rys. 1. Typowa krzywa odkształcenia dla kryształów halogenków metali alkalicznych; σ_0 , σ_{II} , σ_{III} — naprężenia odpowiadające początkowi I, II i III stadium odkształcenia; ε_{II} , ε_{III} — stopień odkształcenia na początku II i III stadium; θ_I , θ_{II} — współczynniki umocnienia w I i II stadium odkształcenia; $\theta = \frac{\Delta\sigma}{\Delta\varepsilon}$

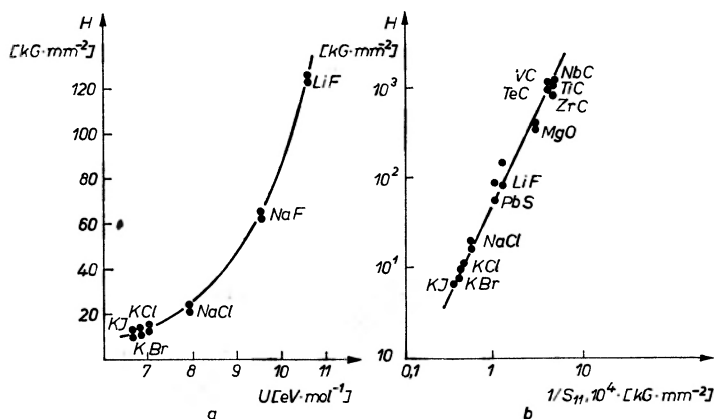
i leżące w płaszczyźnie poślizgu, osiąga pewną wartość krytyczną. Wartości naprężeń ścinających i odkształcenia przy ścinaniu (dla danej orientacji kryształu względem osi ściskania) można wyznaczyć z wartości wielkości mierzonych, tj. długości krawędzi ściskanego kryształu oraz przykładanego obciążenia [9]. Dla układu poślizgu $\{110\} \langle 110 \rangle$ w kryształach halogenków metali alkalicznych obliczenie to upraszcza się do zależności: $\sigma_s = \sigma_c/2$ i $\varepsilon_s = 2\varepsilon_c = 2\Delta l/l_0$, gdzie wskaźniki „c” i „s” odnoszą się odpowiednio do ściskania i ścinania, σ oznacza obciążenie w kg/cm^2 , ε — odkształcenie w %, $\Delta l = l_0 - l$ — zmiana długości krawędzi kryształu w mm, l_0 i l — długości krawędzi kryształów przed i po odkształceniu w mm.

Ponieważ w czasie ruchu dyslokacje napotykają w swych płaszczyznach poślizgu różnego rodzaju przeszkody, pokonanie których jest warunkiem ich dalszego ruchu, przyjęło się określać krytyczne składowe naprężenie ścinające jako naprężenie będące miarą oporu wewnętrznego sieci krystalicznej [10, str. 116].

2.3. Mikrotwardość

Twardość kryształów, wyznaczana różnymi metodami makro- i mikroskopowymi, podobnie jak inne strukturalnie wrażliwe właściwości mechaniczne, zależy od takich czynników jak: typ struktury krystalicznej i wiązania chemicznego, energia sieci oraz rodzaj i gęstość zaburzeń charakteryzujących stopień niedoskonałości sieci. Na rys. 2 (a i b) przedstawiono przykładowo zależność mikrotwardości od energii sieci oraz modułu ścinania sprężystego [11].

Najczęściej stosowana metoda wyznaczenia mikrotwardości polega na odkształcaniu materiału za pomocą obciążonej diamentowej piramidki o kącie



Rys. 2 a) Zależność mikrotwardości od energii sieci, b) związek między mikrotwardością a modułem elastyczności dla kryształów o strukturze NaCl [11]

wierzchołkowym $\alpha = 136^\circ$. Wartość mikrotwardości wyznacza się z wzoru: $H = P/F = (2P \cdot \sin \alpha/2)/d^2 = 1854 \cdot P/d^2$, [kg/mm²], gdzie P oznacza obciążenie piramidki w G , F — powierzchnia śladu piramidki w μ^2 , d — długość przekątnej śladu w μ .

Prostota i szybkość pomiaru, nie niszczący charakter odkształcenia oraz związek z wewnętrznymi właściwościami materiału uczyniły pomiar mikrotwardości dość rozpowszechnioną metodą badania mechanicznych charakterystyk ciał stałych. Poza tym, metoda ta umożliwia szybką i dostatecznie dokładną kontrolę jakości materiałów.

2.4. Rozetki trawienia

Dalsze informacje, dotyczące procesu odkształcenia plastycznego, umocnienia kryształu oraz stopnia niedoskonałości jego sieci, można uzyskać na podstawie wyników obserwacji rozmieszczenia dyslokacji wokół śladu po punktowym odkształceniu powierzchni kryształu [14]. Efekt tak realizowanego odkształcenia można obserwować pod mikroskopem polaryzacyjnym w postaci pasm dwójłomności albo tzw. rozetki trawienia ujawnionej metodą chemicznego trawienia. Stwierdzono, że zarówno pasma dwójłomności, jak również jamki

trawienia rozmieszczone są w formie symetrycznych wzorów, które w czystych kryształach halogenków metali alkalicznych pokrywają się ze sobą.

Pojawienie się na powierzchni kryształu rozetki, złożonej z prostych i przekątnych rzędów jamek trawienia, zazwyczaj tłumaczy się w oparciu o wymuszone przemieszczanie się dyslokacji w dopuszczalnych układach poślizgu. Obserwowana różnica długości przekątnych $\langle 110 \rangle$ i prostych $\langle 100 \rangle$ ramion rozetki wiąże się z różną szybkością ruchu dyslokacji krawędziowych i śrubowych¹ [10]. Zatem długość ramion rozetki charakteryzuje odległość przebyta przez dyslokacje w płaszczyźnie poślizgu i tym samym określa wielkość oporu sieci dla ruchu dyslokacji.

3. Efekt umocnienia domieszkowego

Obce atomy lub jony w sieci krystalicznej stanowią jeden z ważniejszych typów zaburzeń, które w wyniku wzajemnego oddziaływania z dyslokacjami powodują zmianę szeregu właściwości kryształów, w tym również ich właściwości plastycznych. Oddziaływanie to prowadzi bezpośrednio do zmiany ruchliwości dyslokacji w wyniku ich statycznego zamocowania oraz wzrostu dynamicznego oporu sieci. Zewnętrznym przejawem obecności domieszek jest tzw. umocnienie (*hardening*) kryształów. Oznacza to, że osiągnięcie określonego stopnia odkształcenia kryształu domieszkowanego wymaga zastosowania większego, niż w przypadku kryształu czystego, naprężenia zewnętrznego.

Stopień umocnienia domieszkowego zależy nie tylko od stężenia domieszki, lecz również od jej rozmieszczenia w sieci krystalicznej, stopnia zdyspergowania oraz sposobu, w jaki dyslokacja uwalnia się od oddziaływania z tą przeszkodą.

Od strony teoretycznej zagadnienie sprowadza się do określenia charakteru oddziaływania między przeszkodą a dyslokacją. W pracach nawiązujących do tej problematyki można wyróżnić zasadniczo 3 różne ujęcia:

a) w układzie przeszkoda-dyslokacja domieszka jest nieruchoma, a dyslokacja posiada zdolność poruszania się [12],

b) domieszki mogą poruszać się w sieci krystalicznej i dyfundują do linii dyslokacji rozważanych jako nieruchome [13],

c) zarówno dyslokacje, jak i domieszki posiadają zdolność ruchu; ze względów energetycznych domieszki rozmieszczają się wokół linii dyslokacji krawędziowych tworząc wokół nich chmurę ładunku o znaku przeciwnym [14].

3.1. Umocnienie domieszkowe w kryształach halogenków metali alkalicznych

Wpływ domieszek na właściwości mechaniczne kryształów halogenków metali alkalicznych został po raz pierwszy zbadany przez Blanka i in. [15]. Dalsze badania wykazały, że efekt umocnienia jest znacznie większy w przypadku

¹ Ramiona przekątne są zawsze dłuższe niż proste, ponieważ szybkość ruchu dyslokacji krawędziowych, którym odpowiadają rzędy jamek rozmieszczone wzdłuż kierunków $\langle 110 \rangle$, jest większa niż dyslokacji śrubowych.

Na energię tego oddziaływania składają się zasadniczo 2 czynniki:

- a) oddziaływania elastyczne:
 - a₁) związane z różnicą wielkości promieni jonowych,
 - a₂) związane z różnicą stałych sprężystości;
- b) oddziaływania elektrostatyczne:
 - b₁) związane z obecnością nieskompensowanych ładunków przy jonach Me^{2+} ,
 - b₂) związane z obecnymi w kryształach naładowanymi dyslokacjami krawędziowymi.

W wielu przypadkach nie można również zaniedbać efektu wynikającego z okresowego charakteru sieci, czyli efektu tzw. sił Peierlsa-Nabarro.

W wyniku elektrostatycznego oddziaływania między jonem domieszki a posiadającą ładunek ujemny luką kationową powstają z tych zaburzeń dipole $Me^{2+} [+]$. Dipole te, ze względu na swą niską symetrię, stanowią źródło silnych lokalnych naprężeń tetragonalnych, utrudniających ruch dyslokacji. Uważa się, że oddziaływania dipoli z dyslokacjami warunkują wartość krytycznego składowego naprężenia ścinającego domieszkowanych kryształów halogenków metali alkalicznych [17 ÷ 21].

Dipole te mogą łączyć się w agregaty, których stabilność zależy od stężenia domieszki, wielkości samego agregatu i temperatury. Po przekroczeniu pewnego krytycznego rozmiaru agregatów następuje wydzielanie się domieszki w postaci drugiej fazy [17]. Efekt umocnienia precypitacyjnego nie został do tej pory dokładnie zbadany i stąd brak ogólnej koncepcji wyjaśniającej jego mechanizm.

3.3. Aktualne teorie umocnienia domieszkowego kryształów halogenków metali alkalicznych w zakresie roztworów stałych

Podstawę aktualnych teorii umocnienia substytucyjnego (tj. w zakresie stężeń domieszki odpowiadających tworzeniu roztworów stałych) stanowi koncepcja Fleischera [22]. Autor wyróżnia w tym zakresie stężeń domieszki 2 zasadnicze typy zaburzeń umacniających:

a) zaburzenia będące źródłem symetrycznych pól naprężeń w sieci; w oparciu o liniową teorię elastyczności można wykazać, że zaburzenia te nie oddziałują z dyslokacjami śrubowymi [23], i warunkują tzw. umocnienie stopniowe (*gradual hardening*),

b) zaburzenia o symetrii niższej od symetrii kryształu macierzystego, stanowiące źródło tetragonalnego odkształcenia sieci; zaburzenia te, których przykładem są dipole $Me^{2+} [+]$, oddziałują z dyslokacjami krawędziowymi oraz śrubowymi i warunkują tzw. umocnienie szybkie (*rapid hardening*).

Koncepcja Fleischera dotyczy efektu od zaburzeń niskosymetrycznych. Obliczenie naprężenia ruchu dyslokacji w funkcji odległości zaburzenie-dyslokacja autor przeprowadza przyjmując następujące założenia upraszczające:

- a) siła oddziaływania w układzie zaburzenie-dyslokacja szybko maleje z odległością,
- b) stężenie zaburzeń w sieci jest dostatecznie małe.

W takich warunkach jedynie zaburzenia w bezpośrednim sąsiedztwie dyslokacji stanowią źródło sił oddziaływania, które dla tego położenia osiągają wartość maksymalną i maleją proporcjonalnie do odwrotności kwadratu odległości.

W oparciu o metodę obliczania maksymalnej siły oddziaływania, zaproponowanej przez Cochardta i in. [24], zależność typowego umocnienia (t) od stężenia zaburzeń umacniających (c) można przedstawić wzorem:

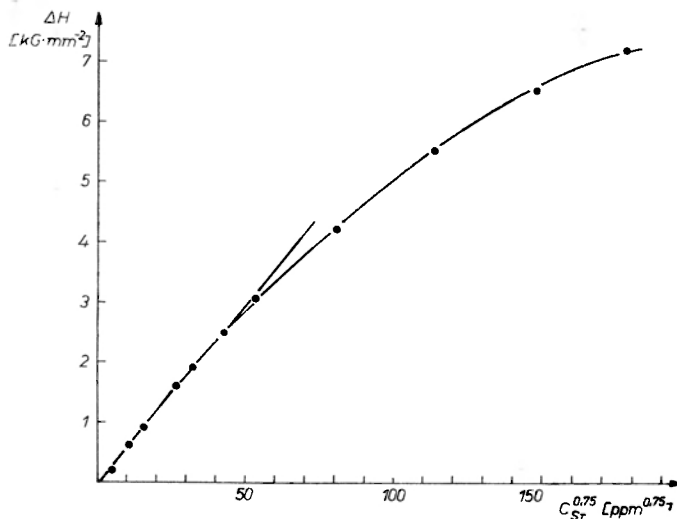
$$t = F/b \cdot l = G \cdot C^{1/2}/10,$$

gdzie G oznacza moduł ścinania sprężystego, F — siłę oddziaływania w układzie zaburzenie-dyslokacja, b — wektor poślizgu dyslokacji, l — odległość zaburzenie-dyslokacja w płaszczyźnie poślizgu. Koncepcję swą sprawdził Fleischer dla układu $\text{LiF} + \text{Mg}^{2+}$ [18] oraz dla kryształów LiF napromienionych promieniowaniem γ [25].

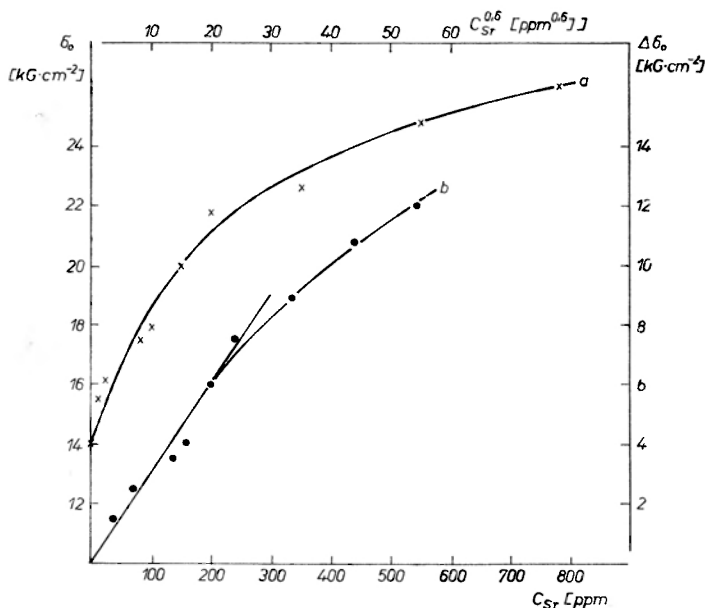
Oddziaływanie między poruszającymi się dyslokacjami i dipolami $\text{Me}^{2+} [\oplus]$ stanowi również podstawę koncepcji przedstawionej przez Pratta i in. [20]. Autorzy nie rozpatrują, tak jak Fleischer, dipolu $\text{Me}^{2+} [\oplus]$ jako zaburzenia sztywnego, dla którego tylko 4 z 6 możliwych konfiguracji przestrzennych wykazują silne oddziaływania z dyslokacjami. Oddziaływanie takie ma charakter bliskiego zasięgu i warunkuje temperaturowo zależny związek $\sigma_0 \sim C^{1/2}$; σ_0 oznacza naprężenie płynięcia, C — stężenie domieszki. Według Pratta, zależność ta może być ściśle spełniona jedynie dla temperatur bliskich temperatury zera bezwzględного. Natomiast w temperaturze pokojowej i wyżej dipol wykazuje pewną zdolność do zmiany orientacji w polu naprężeń dyslokacji. Oddziaływanie takiego elastycznego dipolu z dyslokacją ma charakter dalekiego zasięgu, które warunkuje prawie niezależny od temperatury związek: $\sigma_0 \sim C$. Zgodność swej koncepcji z wynikami doświadczalnymi wykazał Pratt dla szeregu układów; np. $\text{NaCl} + \text{Ca}^{2+}$ (Sr^{2+} , Mn^{2+}) [21].

Dalsze rozszerzenie tych teorii stanowi koncepcja Franka [26]. Dokładna analiza wyników pomiarów strat dielektrycznych, przeprowadzonych w temperaturze pokojowej dla układów: $\text{LiF} + \text{Mg}^{2+}$, $\text{NaCl} + \text{Ca}^{2+}$ (Mn^{2+}) i $\text{KCl} + \text{Ba}^{2+}$ (Sr^{2+}) [17], pozwoliła autorowi stwierdzić, że w kryształach tych pojawiają się zaburzenia punktowe bogatsze w jony Me^{2+} (w porównaniu do prostych dipoli). Są to niewielkie agregaty, które obok pojedynczych dipoli decydują o wartości krytycznego składowego naprężenia ścinającego i warunkują zależność: $\sigma_0 \sim C^{2/3}$ [17, 27].

Inne modele mechanizmów umocnienia są mniej realne. Uwzględniają one bądź to jedynie oddziaływania zaburzeń będących źródłem symetrycznych pól naprężeń [14], bądź też tzw. siły Peierlsa-Nabarro, zaniedbując wpływ domieszek [12]. Należy jednak zaznaczyć, że również koncepcja Fleischera-Franka nie uwzględnia roli pewnych czynników, które mogą przyczyniać się do umocnienia. Wydaje się, że np. w kryształach zawierających znaczną liczbę dyslokacji wzrostowych (*grown-in*) nie można zaniedbać efektu wynikającego z oddziaływań dyslokacji między sobą.

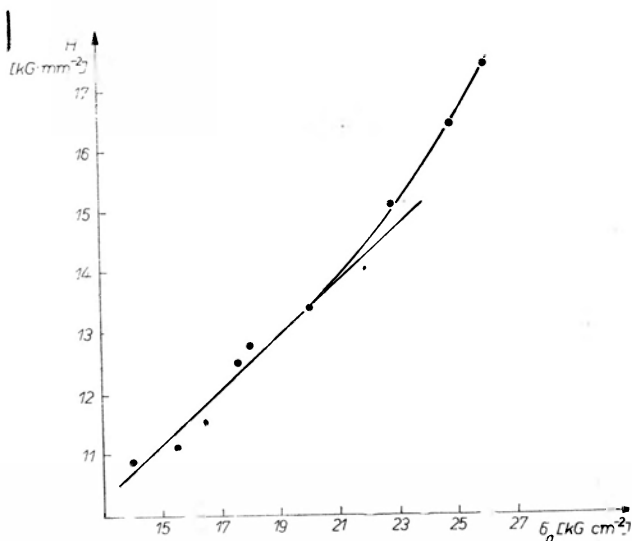


Rys. 5. Zmiana mikrotwardości (ΔH) kryształów KCl domieszkowanych jonami Sr^{2+} względem kryształów KCl nominalnie czystych; w zakresie do ~ 200 ppm zależność jest opisana równaniem: $\Delta H = K \cdot C_{Sr}^{0.75}$



Rys. 6. Wpływ stężenia strontu na wartość krytycznego składowego naprężenia ścinającego kryształów KCl; a) σ_0 vs $C_{Sr}^{0.6}$, b) $\Delta\sigma_0 \sim C_{Sr}^{0.6}$ wg równania: $\Delta\sigma_0 = K \cdot C_{Sr}^{0.6}$ spełnionego w zakresie do ~ 200 ppm Sr^{2+} ; $\Delta\sigma_0 = (\sigma_0)_{KCl+Sr} - (\sigma_0)_{KCl}$ czysty

Z pomiarów przewodnictwa elektrycznego [28] wynika, że do ~ 80 ppm stront znajduje się w sieci w formie prostych dipoli $\text{Sr}^{2+}[\text{+}]$, a w zakresie do około 200 ppm dipole te tworzą niewielkie agregaty złożone przypuszczalnie z 3 dipoli. Uzyskane wyniki są więc w dobrej zgodności z koncepcją Franka [26]. Niskie wartości parametru umocnienia pozwalają przypuszczać, że na efekt umocnienia domieszkowego w zbadanym układzie nakładają się inne, nie uwzględnione przez teorię, czynniki. Ponieważ gęstość dyslokacji w tych kryształach była znacznie wyższa (rzędu $10^6/\text{cm}^2$) niż w tzw. kryształach miękkich (rzędu $10^4/\text{cm}^2$), wydaje się, że istotną rolę odgrywają tu oddziaływania samych dyslokacji.



Rys. 7. Związek między wartościami mikrotwardości i naprężenia płynięcia dla kryształów $\text{KCl} + \text{Sr}^{2+}$; liniowy odcinek zależności (do ~ 180 ppm) jest opisany równaniem: $H = H_0 + K \cdot \sigma_0$, gdzie H_0 i $K = \text{const}$

Uzyskana, w granicach błędów oznaczeń wartości naprężenia płynięcia, prosta proporcjonalność między wartościami mikrotwardości i krytycznego składowego naprężenia ścinającego (por. rys. 7) pozwala określić mikrotwardość jako wielkość proporcjonalną do oporu sieci stawianego poruszającym się dyslokacjom. Za słusznością tego wniosku przemawia również zadowalająca zgodność między stężeniową zależnością umocnienia uzyskaną na podstawie zmian mikrotwardości (proporcjonalność do $C_{\text{Sr}}^{0,75}$) i zmian długości ramion rozetek trawienia (proporcjonalność do $C_{\text{Sr}}^{0,8}$) oraz stwierdzona przez innych autorów zależność mikrotwardości od typu struktury i energii sieci [11].

Na podstawie przedstawionych wyników stwierdzono, że poziom naprężeń wewnętrznych można scharakteryzować za pomocą zmian mikrotwardości tak samo, jak za pomocą zmian wartości naprężenia płynięcia.

4. Efekt promieniowania jonizującego

Wpływ promieniowania jonizującego na ciała stałe wiąże się z szeregiem złożonych procesów radiacyjnych, wśród których można wyróżnić:

a) procesy pierwotne; w kryształach jonowych są to przede wszystkim procesy jonizacji,

b) procesy wtórne, które prowadzą do utworzenia w sieci nowych zaburzeń strukturalnych, tzw. centrów barwnych, oraz do zmiany stężenia i rozkładu zaburzeń obecnych w kryształach przed napromieniowaniem.

Charakter efektu radiacyjnego zależy od szeregu czynników takich jak: temperatura napromieniania, widmo energetyczne i natężenie promieniowania, sposób przygotowania próbki, stopień czystości i doskonałości kryształu. Dlatego też ocena efektów radiacyjnych winna opierać się na możliwie wszechstronnej znajomości realnej struktury badanego materiału oraz na wynikach badań różnych strukturalnie wrażliwych właściwości.

Radiacyjne zmiany właściwości mechanicznych kryształów halogenków metali alkalicznych badano w większości przypadków na podstawie zależności wartości naprężenia płynięcia od dozy promieniowania [np. 29 ÷ 32]. Jako zasadniczą przyczynę zmian uważa się oddziaływanie dyslokacji z wytworzonymi zaburzeniami radiacyjnymi. Wpływ promieniowania jonizującego na właściwości mechaniczne można zatem śledzić na podstawie wszystkich wielkości związanych z ruchliwością dyslokacji.

4.1. Wpływ promieniowania jonizującego na mikrotwardość czystych i domieszkowanych kryształów halogenków metali alkalicznych

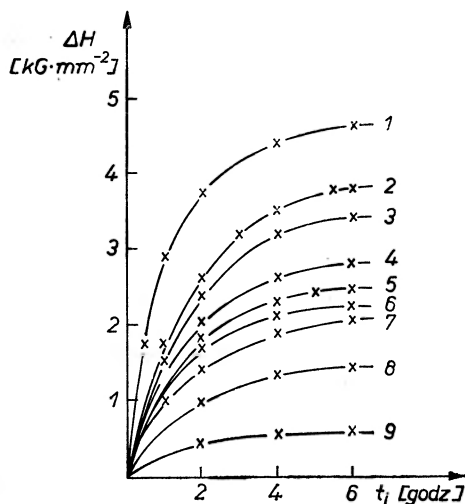
Wyniki badań radiacyjnych zmian mikrotwardości halogenków metali alkalicznych wydają się potwierdzać fakt, że zarówno wielkość efektu radiacyjnego, jak również jego charakter jakościowy, zależą od szeregu czynników nie zawsze ściśle kontrolowanych przez eksperymentatora. W rezultacie, uzyskane wyniki są bardzo różnorodne, a często wręcz sprzeczne. Obserwowano np. zarówno spadek [33, str. 402], jak również wzrost mikrotwardości [34] napromienionych kryształów. Analizując warunki doświadczeń stwierdzono, że we wszystkich przypadkach, kiedy obserwowano wzrost mikrotwardości, kryształy napromieniano niefiltrowanym promieniowaniem rentgenowskim. Pozorne rozbieżności wyników wiążą się ze stosowaniem promieniowania o różnym składzie spektralnym i różnej intensywności. Słuszność tego wniosku wykazano w szeregu prac wykonanych w INTiBS [35 ÷ 37]. Na podstawie uzyskanych wyników dla różnie napromienionych kryształów KCl i KBr (różnego pochodzenia) stwierdzono, że:

a) promieniowanie rentgenowskie z wysokim udziałem miękkiej składowej (silnie absorbowanej przez kryształ) powoduje wzrost mikrotwardości kryszta-

łów, przy czym przyrost mikrotwardości jest tym większy im niższa wartość mikrotwardości materiału nienapromienionego,

b) efekt promieniowania γ lub filtrowanego promieniowania rentgenowskiego ma charakter bardziej złożony; początkowo ma miejsce spadek mikrotwardości, a następnie wzrost do wartości granicznej, przy czym efekt jest wyraźniejszy dla promieniowania rentgenowskiego, a dla tego samego promieniowania — dla kryształów o wyższym stężeniu luk pierwotnych.

Wyniki badań zmian gęstości dyslokacji oraz widm absorpcyjnych w zakresie nadfioletu dla różnie napromienionych kryształów KCl i KBr [35, 37, 38] wskazują na istnienie wtórnych efektów promieniowania podobnych do efektów



Rys. 8. Wpływ mieszanego promieniowania rentgenowskiego (X—Cu — 30 kV-9 mA — kryształy umieszczane bezpośrednio przy okienku lampy) na mikrotwardość kryształów KCl: 1 — KCl nominalnie czysty, 2÷9 — KCl+Sr²⁺ (odpowiednio: 9, 25, 40, 80, 100, 200, 350 i 550 ppm); $\Delta H = H(t_i) - H(0)$, gdzie $H(t_i)$ — mikrotwardość kryształu napromienionego, $H(0)$ — dla kryształu nienapromienionego

zwykłego odkształcenia plastycznego. Ten tzw. mechaniczny efekt promieniowania jonizującego pozwala wyjaśnić różne zachowanie się danego materiału pod wpływem różnego promieniowania.

Na rys. 8 przedstawiono wpływ niefiltrowanego promieniowania rentgenowskiego na mikrotwardość kryształów KCl domieszkowanych jonami strontu. Stwierdzono, że radiacyjny przyrost mikrotwardości maleje ze wzrostem stężenia strontu ($\Delta H \sim C_{\text{Sr}}^{-0,25}$) i zanika w kryształach zawierających 780 i 1000 ppm Sr²⁺. Wynik ten jest zgodny z mechanicznym efektem promieniowania jonizującego. A mianowicie, w kryształach silnie domieszkowanych dyslokacje są zamocowane i wprowadzone przez promieniowanie naprężenia są niewystarczające do wywołania ich ruchu.

4.2. Wpływ promieniowania jonizującego na wartość naprężenia pływnięcia

Kuzniecowa i in. [39], a następnie Podaszewskij [40], badając wpływ promieniowania rentgenowskiego na granicę plastyczności kryształów NaCl, stwierdzili po raz pierwszy radiacyjny efekt umocnienia. Dalsze badania wykazały, że efekt umocnienia ma miejsce w kryształach napromienionych dozą warunkującą tzw. drugie stadium barwienia⁵, [np. 41].

Efekt umocnienia wiąże się z obecnością pewnych zaburzeń, których stężenie jest proporcjonalne do dozy promieniowania. Często przyjmuje się, że stężenie tych zaburzeń jest proporcjonalne do stężenia centrów F wytworzonych w II stadium barwienia, a teoretyczna zależność między umocnieniem a stężeniem centrów F winna mieć formę: $\Delta\sigma_0 \sim C_F^{0,5}$; C_F oznacza stężenie centrów F wyrażone w ppm.

O ile doświadczalnie zawsze stwierdza się istnienie zależności: $\Delta\sigma_0 \sim t_i^{0,5}$, gdzie t_i oznacza czas napromieniania (proporcjonalny do dozy), to zależność umocnienia od stężenia centrów F przybiera najrozmaitsze postaci [31, 32, 42]. Przyczynę rozbieżności wyników, jak to wykazał Lerma i in. [43], może stanowić stosowanie przez różnych autorów promieniowania o różnej mocy dawki. Na podstawie wyników własnych wydaje się, że istotną rolę w procesie umocnienia nie odgrywają zaburzenia punktowe, lecz procesy radiacyjnego generowania i zamocowania dyslokacji. Na udział procesów dyslokacyjnych wskazują chociażby wyniki przedstawione w p. 4.1. Jak już wspomniano, w kryształach zawierających 780 i 1000 ppm Sr^{2+} nie stwierdzono efektu umocnienia radiacyjnego, mimo że stężenie centrów barwnych było w tych kryształach porównywalne ze stężeniem uzyskanym w kryształach o niższej zawartości strontu.

5. Wpływ termicznej historii kryształów na ich właściwości mechaniczne

Strukturalnie wrażliwe właściwości ciał stałych są w znacznym stopniu uwarunkowane tzw. termiczną historią kryształów, tzn. procesem obróbki termicznej stosowanym przed lub w czasie badania próbki. Decydujące znaczenie ma temperatura i czas wygrzewania oraz szybkość schładzania do temperatury pomiaru. Czynniki te decydują o gęstości, stopniu rozproszenia oraz lokalizacji zaburzeń zawartych w materiale wyjściowym oraz zaburzeń wprowadzonych na drodze termicznej. Szczegółowe badania kinetyki procesów wygrzewania i schładzania umożliwiają zatem określenie stanu zaburzeń w badanym materiale.

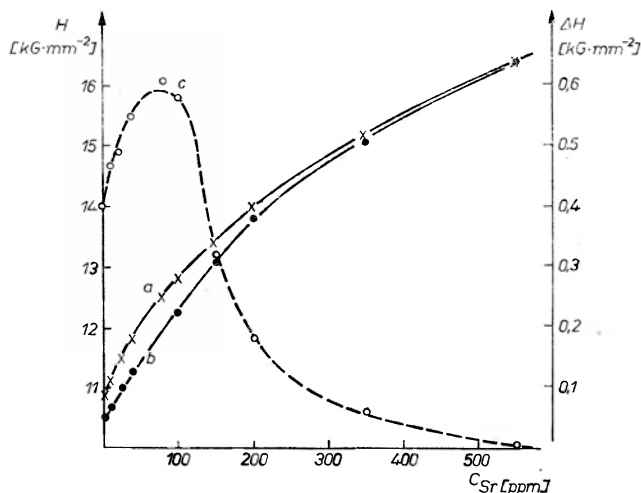
Wygrzewanie kryształów w dostatecznie wysokiej temperaturze prowadzi do rozproszenia zaburzeń zamocowujących dyslokacje. Zależność między temperaturą wygrzewania a stężeniem zaburzeń zamocowujących ujmuje wzór: $T = U/K \cdot \ln 1/C_0$ [44, str. 125], gdzie T oznacza temperaturę wygrzewania

⁵ Formowanie centrów barwnych zachodzi na osnowie radiacyjnie generowanych luk anionowych i kationowych.

w $^{\circ}\text{K}$, U — energię wiązania zaburzenia z dyslokacją, C_0 — średnie stężenie zaburzeń zamocowujących, K — stałą Boltzmana.

Wolne schładzanie wygrzanego kryształu sprzyja dyfuzji zaburzeń do różnych, energetycznie uprzywilejowanych, miejsc w sieci. Odmiennie przedstawia się sytuacja, gdy wygrzany kryształ schłodzić gwałtownie do niższej temperatury, np. do temperatury pokojowej. Takie hartowanie zamraża stan charakterystyczny dla temperatury wygrzewania i zapewnia bardziej równomierny rozkład zaburzeń w sieci.

Ze względu na niską wartość przewodnictwa cieplnego kryształów halogenków metali alkalicznych hartowanie prowadzi do wystąpienia w kryształach



Rys. 9. Termicznie wywołane zmiękczenie kryształów KCl domieszkowanych strontem; a) $H(O)$ vs C_{Sr} dla kryształów niehartowanych, b) $H(T)$ vs C_{Sr} dla kryształów hartowanych, c) ΔH vs C_{Sr} ; $\Delta H = H(O) - H(T)$; $T = 650^{\circ}\text{C}$

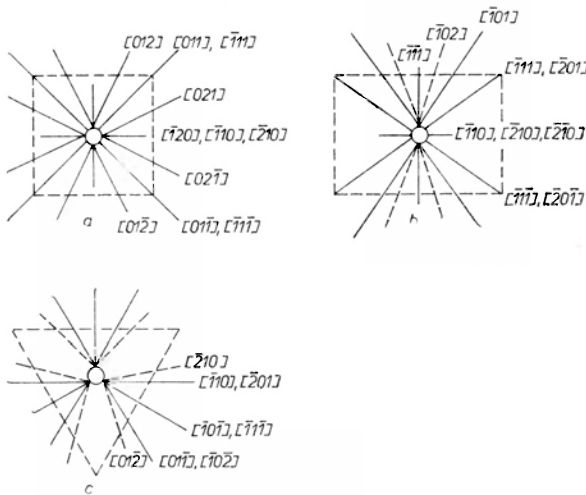
naprężeń, stanowiących źródło nowych zaburzeń. Dlatego, podczas badania wpływu obróbki termicznej, należy tak dobrać warunki doświadczalne, by zabezpieczyć możliwie niski udział procesów czysto mechanicznych.

Najczęściej obserwowanym efektem hartowania kryształów halogenków metali alkalicznych domieszkowanych jonami Me^{2+} w zakresie stężeń odpowiadających tworzeniu roztworów stałych jest spadek wartości naprężenia płynięcia [45, 46]. Efekt ten zanika po pewnym czasie przechowywania kryształów w temperaturze pokojowej. W czasie starzenia zachodzi bowiem ponowne zamocowanie dyslokacji.

Na rys. 9 (krzywa b) przedstawiono efekt hartowania dla kryształów $\text{KCl} + \text{Sr}^{2+}$ na przykładzie zmian mikrotwardości. W wyniku hartowania obniżeniu ulega również mikrotwardość kryształu nominalnie czystego, co wiąże się z obecnymi w tych kryształach zanieczyszczeniami typu Me^{2+} w ilości około 4 ppm. W wyniku starzenia, po około 700 godzinach, mikrotwardość kryształów osiągała wartości charakterystyczne dla kryształów nie poddanych obróbce termicznej (por. krzywa a na rys. 9).

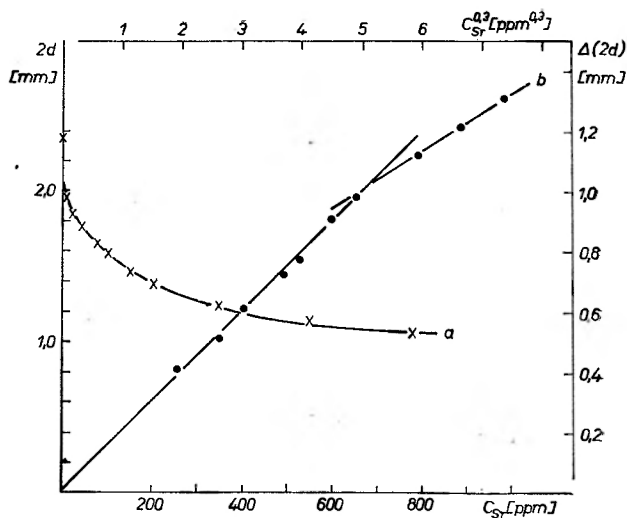
6. Dekorowanie pasm naprężeń centrami F'

Na podstawie obserwacji własnych [47] oraz danych literaturowych [48] stwierdzono, że w odkształconych kryształach, po ich napromienieniu twardym promieniowaniem jonizującym i wybieleniu optycznym, pozostają często makroskopowe, nieregularnie rozmieszczone smugi barwne. Szczególnie interesujące wyniki można uzyskać w kryształach odkształconych punktowo, np. w wyniku kontaktu powierzchni kryształu z metalowym ostrzem [49, 50]. Wokół śladu nakłucia, po napromienieniu i wybieleniu, pozostaje symetryczny wzór barwny, którego kształt w czystych kryształach pokrywa się z rozkładem pasm dwójłomności oraz z rozetką trawienia. Pomiary spektrofotometryczne wykazały, że obserwowane smugi stanowią skupiska stabilnych centrów barwnych, przy czym w widmie absorpcyjnym nie stwierdzono obecności pasm koloidalnych.

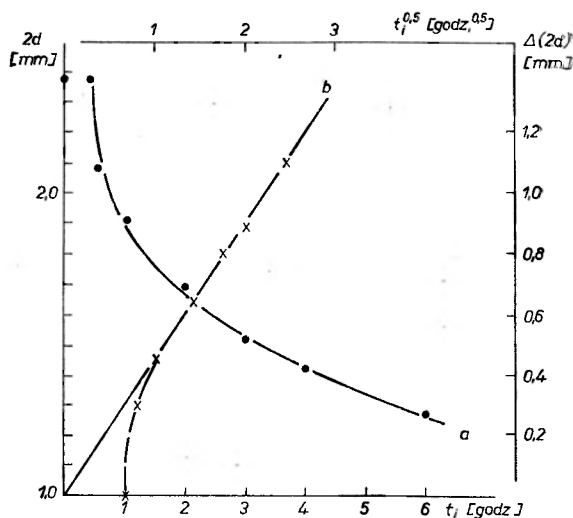


Rys. 10. Projekcja kierunków krystalograficznych, wzdłuż których rozmieszczone są pasma barwne w nominalnie czystych kryształach KCl dekorowanych centrami F' , na płaszczyzny: a) (100), b) (110), c) (111)

Są to w głównej mierze stabilne centra F' , powstające na osnowie luk anionowych w śladach przecięć poruszających się dyslokacji. Długość smug barwnych charakteryzuje zatem drogę swobodną przebytą przez dyslokację, a pomiar długości smug można wykorzystać do badania efektów umocnienia (radiacyjnego czy domieszkowego). W zależności od rodzaju zastosowanego do dekorowania promieniowania uzyskuje się wzór barwny rozmieszczony wokół śladu nakłucia jedynie w przypowierzchniowej warstwie kryształu lub zawierający, oprócz pasm powierzchniowych, pasma wnikające do wnętrza kryształu. Dokładna analiza kierunków krystalograficznych, wzdłuż których rozmieszczone są barwne smugi, wykazała, że niezależnie od rodzaju deformowanej powierzchni są to kierunki z grupy $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ i $\langle 120 \rangle$ (por. rys. 10). Interesującym faktem jest, że o ile pochodzenie naprężeń leżących wzdłuż kierunków $\langle 110 \rangle$ i $\langle 111 \rangle$



Rys. 11. Wpływ stężenia strontu na długość pasm naprężeń w kryształach KCl; a) $2d$ vs C_{Sr} ,
 b) $\Delta(2d) \sim C_{Sr}^{0,8}$; $\Delta(2d) = (2d)_{KCl \text{ czysty}} - (2d)_{KCl+Sr}$



Rys. 12. Wpływ uprzedniego napromieniania promieniowaniem γ na długość pasm naprężeń w nominalnie czystych kryształach KCl; a) $2d$ vs t_i , b) $\Delta(2d) \sim t_i^{0,5}$ dla dawek $> 10^6$ rada, co odpowiada II stadium barwienia; $\Delta(2d) = 2d(0) - 2d(t_i)$

można wyjaśnić w oparciu o powszechnie przyjęty układ poślizgu $\{110\} \langle 110 \rangle$, to pochodzenie naprężeń $\langle 120 \rangle$ można wyjaśnić przyjmując, że aktywnym układem poślizgu jest jeden z układów $\{112\} \langle 110 \rangle$ lub $\{122\} \langle 110 \rangle$, [47].

Na rys. 11 i 12 przedstawiono wyniki, jakie uzyskano stosując metodę dekorowania do badania umocnienia w kryształach KCl domieszkowanych strontem lub napromienionych przed odkształceniem [51]. Stwierdzono, że:

a) ze wzrostem stężenia strontu maleje długość smug barwnych, przy czym uzyskana empiryczna zależność umocnienia od stężenia strontu zmienia swój charakter przy około 200 ppm; metoda dekorowania ujawnia więc zmianę efektywności jonów Sr^{2+} , jako czynnika umacniającego, przy tym samym stężeniu co inne metody badania umocnienia,

b) napromienienie i wybielenie kryształów, poprzedzające odkształcenie i dekorowanie nominalnie czystych kryształów, prowadzi do kurczenia się wzoru barwnego; zależność umocnienia od stężenia centrów F nie spełnia teoretycznie przewidzianego związku $t \sim C_F^{0,5}$, gdzie t oznacza umocnienie, C_F — stężenie centrów F .

Zachowanie się wzoru barwnego jest formalnie podobne do zmian obserwowanych dla rozetki trawienia, przy czym metoda dekorowania ma tę przewagę nad metodą wykorzystującą rozetkę trawienia, że może być stosowana do badania kryształów zawierających znaczną liczbę dyslokacji wzrostowych, które tworzą gęste tło na trawionej powierzchni.

7. Podsumowanie

Szereg właściwości mechanicznych kryształów halogenków metali alkalicznych zależy od zdolności poruszania się oraz generowania dyslokacji. Ruchliwość dyslokacji jest uwarunkowana ich oddziaływaniem z siecią krystaliczną. W kryształach jonowych decydujące znaczenie mają oddziaływania elastyczne i elektrostatyczne, przy czym w wielu przypadkach można się ograniczyć do rozważenia oddziaływań natury elastycznej. Składają się na nie tzw. siły Peierlsa-Nabarro, oddziaływania samych dyslokacji oraz oddziaływania dyslokacji z innymi zaburzeniami strukturalnymi. Ocena tych oddziaływań wymaga m. in. znajomości stężenia, lokalizacji oraz stopnia asocjacji zaburzeń sieciowych.

Na przykładzie układu $\text{KCl} + \text{Sr}^{2+}$ wykazano, że w badaniach efektu umocnienia można wykorzystać różne metody pomiarowe związane z ruchliwością dyslokacji. Poza tym wykazano, że umocnienie kryształów halogenków metali alkalicznych jest zależne od gęstości dyslokacji, przy czym efektu tego nie ujmują żadne znane teorie umocnienia.

Literatura

- [1] E. Reusch, *Pogg. Ann.*, **132**, 441 (1867).
- [2] R. Gevers, S. Amelineckx, W. Dekeyser, *Naturwiss.*, **39**, 448 (1952).
- [3] W. G. Johnston, *Progress in Ceramic Science*, Pergamon Press, New York, **2**, 1962.
- [4] S. Amelineckx, *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*, New York 1957.
- [5] H. Bethge, V. Schmidt, *Z. Naturforsch.*, **14a**, 307 (1959).
- [6] H. Lambot, L. Vassamillet, J. Dejace, *Acta Met.*, **1**, 711 (1953).
- [7] J. Auleytner, *Rentgenowskie metody badania mozaiki i dyslokacji w kryształach*, PWN, Warszawa 1964.

- [8] J. J. Gilman, *Acta Met.*, **7**, 608 (1959).
- [9] E. Schmid, W. Boas, *Kristallplastizität*, Springer Verlag, Berlin 1935.
- [10] J. J. Gilman, W. G. Johnston, *Dislocation and Mechanical Properties of Crystals*, New York 1957.
- [11] R. Bennehardt, *Z. Metallk.*, **33**, 135 (1941).
- [12] N. F. Mott, F. R. N. Nabarro, *Proc. Phys. Soc.*, **A52**, 86 (1940).
- [13] J. S. Koehler, *Phys. Rev.*, **60**, 379 (1941).
- [14] A. H. Cottrell, B. A. Bilby, *Proc. Phys. Soc.*, **A62**, 49 (1949).
- [15] F. B. Blank, A. Smekal, *Naturwiss.*, **18**, 306 (1930).
- [16] I. Haven, *Rec. Trav. Chim.*, **69**, 1359, 1471, 1505 (1950).
- [17] J. S. Dryden, S. Morimoto, J. S. Cook, *Phil. Mag.*, **12**, 379 (1965).
- [18] W. G. Johnston, *J. Appl. Phys.*, **33**, 2050 (1962).
- [19] R. L. Fleischer, *J. Appl. Phys.*, **33**, 3504 (1962).
- [20] P. L. Pratt, R. Chang, C. W. A. Newey, *Appl. Phys. Letters*, **3**, 83 (1963).
- [21] P. L. Pratt, R. P. Harrison, C. W. A. Newey, *Disc. Farad. Soc.*, **38**, 211 (1964).
- [22] R. L. Fleischer, *Acta Met.*, **10**, 835 (1962).
- [23] R. L. Fleischer, *Acta Met.*, **9**, 996 (1961).
- [24] A. W. Cochardt, G. Schoeck, H. Wiedersich, *Acta Met.*, **3**, 533 (1955).
- [25] W. G. Johnston, J. S. Nadeau, R. L. Fleischer, *J. Phys. Soc. Jap.*, **18**, 7 (1963).
- [26] W. Frank, *Phys. Stat. Sol.*, **29**, 767 (1968).
- [27] J. S. Cook, J. S. Dryden, *Proc. Phys. Soc.*, **80**, 479 (1962).
- [28] M. Suszyńska, J. Poźniak, *Phys. Status Solidi*, (a) **6**, 79 (1971).
- [29] A. D. Whapham, M. J. Makin, *Phil. Mag.*, **5**, 237 (1960).
- [30] J. S. Nadeau, W. G. Johnston, *J. Appl. Phys.*, **32**, 2563 (1961).
- [31] J. S. Nadeau, *J. Appl. Phys.*, **33**, 3480 (1962).
- [32] W. A. Sibley, E. Sonder, *J. Appl. Phys.*, **34**, 2366 (1963).
- [33] P. L. Pratt, *Rep. Conf. on Defects in Cryst. Solids*, *Phys. Soc. London* 1955.
- [34] D. R. Westervelt, *Acta Met.*, **1**, 755 (1953).
- [35] J. Z. Damm, M. Suszyńska, *J. Physique*, Coll. **C4**, 168 (1967).
- [36] J. Z. Damm, M. Suszyńska, *Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Sci. Chim.*, **15**, 313 (1967).
- [37] J. Kowalczyk, M. Suszyńska, *Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Sci. Chim.*, **17**, 101 (1969).
- [38] J. Z. Damm, M. Suszyńska, *Realstruktur und Eigenschaften von Reinstoffen*, Akademie Verlag, Berlin, III, 565 (1967).
- [39] W. D. Kuzniecowa, W. A. Semencew, *Zh. Exper. Teor. Fiz.*, **2**, 199 (1932).
- [40] M. H. Podaszewskij, *Dokl. AN SSSR*, **3**, 71 (1935).
- [41] W. A. Sibley, J. R. Russel, *J. Appl. Phys.*, **36**, 810 (1965).
- [42] F. Agullo-Lopez, P. W. Levy, *Proc. Brit. Ceram. Soc.*, **1**, 183 (1964).
- [43] J. S. Lerma, F. Agullo-Lopez, *Acta Met.*, **17**, 1459 (1969).
- [44] A. H. Cottrell, *Dislocations and Plastic Flow in Crystals*, Clarendon Press, Oxford 1953.
- [45] D. J. Matkin, J. E. Caffyn, *Trans. Brit. Ceram. Soc.*, **62**, 77 (1963).
- [46] S. W. Lubenec, W. N. Stepanow, *Fiz. Tverdogo Tela*, **10**, 22 (1968).
- [47] J. Z. Damm, M. Suszyńska, *Phys. Status Solidi*, **32**, 799 (1969).
- [48] R. W. Davidge, P. L. Pratt, *Phys. Status Solidi*, **3**, 665 (1963).
- [49] E. Aerts, S. Amelinckx, W. Dekeyser, *Acta Met.*, **7**, 29 (1959).
- [50] A. Smakula, M. W. Klein, *Phys. Rev.*, **84**, 1043 (1961).
- [51] M. Suszyńska, *Phys. Status Solidi (a)*, **2**, 635 (1970).

Jess J. Josephs: **Fizyka dźwięku muzycznego**. Tłumaczyli z angielskiego Andrzej Rakowski i Ryszard Stemplowski, PWN, Warszawa 1970, s. 202.

Książka składa się z następujących rozdziałów: 1. Dźwięk jako zjawisko drgania, 2. Ucho i słyszenie, 3. Wysokość dźwięku, 4. Barwa dźwięku i dźwięk syntetyczny, 5. Skale muzyczne, systemy dźwiękowe i temperacja (opr. A. Rakowski), 6. Instrumenty strunowe, 7. Instrumenty aerofoniczne, 8. Instrumenty perkusyjne, 9. Nagrywanie i odtwarzanie dźwięku, 10. Akustyka pomieszczeń.

Omówiono w niej najważniejsze zagadnienia dotyczące drgań i fal (na przykładzie fal głosowych), niezbędne do zrozumienia powstawania, propagacji i percepcji głosu. Zapoznano czytelnika ze skalami i systemami dźwiękowymi, z metodami nagrywania i odtwarzania dźwięków oraz najważniejszymi właściwościami akustycznymi pomieszczeń. Każdy rozdział zapatrzone w krótką bibliografię (uzupełnioną przez tłumaczy pozycjami dostępnymi polskiemu czytelnikowi). Książka posiada skorowidz, brak natomiast erraty.

Dziełko (popularnonaukowe) napisane jest nierówno. Z dobrymi np. rozdziałami 6—8 wyraźnie kontrastuje rozdział 1 zawierający wiele nieścisłości a nawet błędów. I tak np. przy omawianiu drgań harmonicznycych pojawia się niespodziewanie pojęcie fali, długości fali λ (s. 21) zaznaczonej także na rysunku 1.6, który według zamieszczonego pod nim podpisu przedstawia „Wykres ruchu harmonicznego prostego“ (na osi odciętych odłożono czas t). Czyżby autor chciał mierzyć długość fali w jednostkach czasu? Mieszanie pojęć zapisu drgań z pojęciem fali pojawia się i w dalszej części tego rozdziału (np. s. 23 i 24). Na rysunku 1.12 a $\theta \neq 0^\circ$, lecz około kilkunastu stopni, natomiast na rysunku 1.12b $\theta = 180^\circ$, a nie 0° . Przy okazji warto zwrócić uwagę, iż bardziej poprawne byłoby oznaczenie $f_2 = 2f_1$, $f_3 = 3f_1$ a nie odwrotnie (podpis pod rysunkiem 1.12). Rysunek 1.4 jest błędny, gdyż nie uwzględnia faktu, że w układzie drgającym z tłumieniem maksimum wychylenia przypada przy częstotliwości niższej od częstotliwości drgań własnych układu, o czym wspomina zresztą autor na stronie 19. Przy kącie fazowym równym 90° (s. 21, w. 4 i 5 od góry) cień pręta nie porusza się ku górze do najwyższego położenia, gdyż je już osiągnął. Uważny czytelnik spostrzeże, że urządzenie do składania drgań zachodzących wzdłuż jednej prostej (rys. 1.8) nie jest najlepsze. Otrzymany przy jego pomocy zapis będzie zawsze zniekształcony. Podobna uwaga odnosi się do urządzenia dającego pionowe drgania na rysunku 1.14. Struna fortepianu wykonuje drgania tłumione nie tylko w zależności od zastosowania pedału, co może czytelnikowi sugerować ostatnie zdanie na stronie 16. Warto także zwrócić czytelnikowi uwagę, iż zdanie „W przypadku bardzo silnego tłumienia..., ciężarek wychylony z położenia równowagi powróci wolno do tego położenia nie wykonując drgań“ (s. 16) jest prawdziwe tylko przy tym sposobie pobudzenia ciężarka do drgań. Przy innych warunkach początkowych ciężarek może raz przejść przez położenie równowagi.

Tekst i rysunek 1.5 (pozycja 1) na stronie 20 pozwalają stwierdzić, że „amplituda ruchu“ (tj. wychylenia, HP) jest równa odległości pomiędzy prętem i osią obrotu talerza, a nie tylko do niej proporcjonalna. Wartości liczbowe prędkości dwu iden tycznych (podkreślenie, HP) fal rozchodzących się w kierunkach przeciwnych w tym samym ośrodku są sobie równe i nie ma potrzeby specjalnego podkreślenia tego (s. 37, w. 11 od góry).

Przesadna ścisłość też nie jest wskazana.

Umieszczona na stronie 12 $\int_0^{\infty} F dx$ (jedyna w całej książce) znalazła się chyba przez omyłkę; niefizykowi i tak niewiele wyjaśni, u fizyka zaś jej znajomość można założyć.

Do wymienionych wyżej niektórych zastrzeżeń natury merytorycznej dodać jeszcze należy niefortunne zwroty językowe, jak np.: „Na dalszej odległości mogą one (*ozn. fale HP*) być znów zgodne w fazie i sumować swe amplitudy“ (s. 34), „...również i dźwięk pozwala nam zaobserwować zjawisko Dopplera“ (s. 34), „Suchy lód paruje i nadyma plastik do kształtu podwójnej soczewki wypukłej“ (*podkreślenie HP*, chodzi tu o soczewkę dwuwypukłą, s. 32, w. 11 — 12 od góry). Miejscami odnosi się wrażenie, że książka przedstawia przykład bardzo liczej popularyzacji: „U niektórych zwierząt małżowina ma szczególnie duże rozmiary i przez to zdolna jest zbierać więcej dźwięku“ (s. 42, w. 11 — 10 od dołu).

Pojawiają się także w książce błędy drukarskie np. „ $f = -\frac{1}{T}$ “ (s. 22, w. 2 od dołu), rysunki 1.2 i 1.3 są przestawione, w rozdziale 8 nie ma widma żadnego źródła dźwięku wbrew zapewnieniom na stronie 93 (w. 5 od góry).

Można by dyskutować nad innymi brakami książki, jak np. bardzo pobieżnym omówieniem twierdzenia Fouriera, nieuwzględnieniem nowszej literatury dotyczącej wpływu początkowych stałych fazowych na brzmienie dźwięku itp.

Książka o tej tematyce była potrzebna polskiemu czytelnikowi. Szkoda tylko, że tłumacze nie zatroszczyli się o przeróbkę innych jej partii, skoro zdecydowali się na przededagowanie rozdziału 5.

Henryk Piersa

A. H. Morrish: *Fizyczne podstawy magnetyzmu*. Tłumaczyli z wydania angielskiego z 1965 r.: L. Dobrzyński (rozdz. 3—7) i J. Józwiak (rozdz. 1—2, 8—10), PWN, Warszawa 1970, stron 599, cena zł 120.

Ostatnie lata przyniosły wiele specjalistycznych opracowań i monografii z dziedziny magnetyzmu. Jednakże brakowało opracowań ogólnych, które zwięźle przedstawiałyby całość zagadnień magnetyzmu z uwzględnieniem wielkich osiągnięć w tej dziedzinie w ostatnim ćwierćwieczu. Niniejsza książka stanowi właśnie takie opracowanie ogólnie głównych zagadnień współczesnego magnetyzmu. Książka przeznaczona jest dla szerokiego kręgu czytelników pragnących zapoznać się z całością zagadnień magnetyzmu, a szczególnie dla fizyków chemików, i inżynierów.

Książka składa się z dziesięciu rozdziałów. W pierwszych dwóch rozdziałach autor przedstawia teorię pola magnetycznego oraz diamagnetyzmu i paramagnetyzmu, podając równocześnie wyniki doświadczalne potwierdzające teorię. W rozdziale trzecim rozważane są zagadnienia ciepła właściwego i relaksacji spinowo-sieciowej w substancjach paramagnetycznych oraz podstawowe problemy elektronowego rezonansu paramagnetycznego. Rozdział czwarty poświęcony jest głównym zagadnieniom magnetycznego rezonansu jądrowego. W dalszych rozdziałach autor omawia magnetyczne własności gazu elektronowego, podstawowe problemy ferromagnetyzmu, antyferromagnetyzmu i ferrimagnetyzmu. Ostatni rozdział poświęcony jest rezonansom w silnie sprzężonych układach dipolowych. Autor omawia tu bardzo pobieżnie m. in. zjawisko rezonansu ferromagnetycznego i antyferromagnetycznego oraz efekt Mössbauera.

Obszerna problematyka zagadnień magnetyzmu przedstawiona jest w książce bardzo zwięźle; niektóre zagadnienia ze względu na ogromną tematykę są przedstawione w wielkim skrócie, jednakże w tych przypadkach czytelnik dysponuje obszerną bibliografią zawartą w książce. Autor przedstawia zjawiska magnetyczne zarówno z punktu widzenia doświadczalnego, jak i teoretycznego, omawia zarówno fizyczne podstawy tych zjawisk, jak i dotyczące ich teorie mikroskopowe i makroskopowe. W przeważającej części książki autor stosuje gaussowski układ jednostek CGS, w pewnych jednak przypadkach np. przy rozważaniu prądu w solenoidzie stosowane są jednostki układu SI. Byłoby rzeczą bardzo wskazaną w następnym wydaniu książki podać wszystkie wzory, w stosowanym obecnie powszechnie, międzynarodowym układzie jednostek SI.

Do wymienionych wyżej niektórych zastrzeżeń natury merytorycznej dodać jeszcze należy niefortunne zwroty językowe, jak np.: „Na dalszej odległości mogą one (*ten. fale HP*) być znów zgodne w fazie i sumować swe amplitudy“ (s. 34), „...również i dźwięk pozwala nam zaobserwować zjawisko Dopplera“ (s. 34), „Suchy lód paruje i nadyma plastik do kształtu podwójnej soczewki wypukłej“ (*podkreślenie HP*, chodzi tu o soczewkę dwuwypukłą, s. 32, w. 11 — 12 od góry). Miejscami odnosi się wrażenie, że książka przedstawia przykład bardzo lichej popularyzacji: „U niektórych zwierząt małżowina ma szczególnie duże rozmiary i przez to zdolna jest zbierać więcej dźwięku“ (s. 42, w. 11 — 10 od dołu).

Pojawiają się także w książce błędy drukarskie np. „ $f = -\frac{1}{T}$ “ (s. 22, w. 2 od dołu), rysunki 1.2 i 1.3 są przestawione, w rozdziale 8 nie ma widma żadnego źródła dźwięku wbrew zapewnieniom na stronie 93 (w. 5 od góry).

Można by dyskutować nad innymi brakami książki, jak np. bardzo pobieżnym omówieniem twierdzenia Fouriera, nieuwzględnieniem nowszej literatury dotyczącej wpływu początkowych stałych fazowych na brzmienie dźwięku itp.

Książka o tej tematyce była potrzebna polskiemu czytelnikowi. Szkoda tylko, że tłumacze nie zatroszczyli się o przeróbkę innych jej partii, skoro zdecydowali się na przededagowanie rozdziału 5.

Henryk Pięsa

A. H. Morrish: *Fizyczne podstawy magnetyzmu*. Tłumaczyli z wydania angielskiego z 1965 r.: L. Dobrzyński (rozdz. 3—7) i J. Józwiak (rozdz. 1—2, 8—10), PWN, Warszawa 1970, stron 599, cena zł 120.

Ostatnie lata przyniosły wiele specjalistycznych opracowań i monografii z dziedziny magnetyzmu. Jednakże brakowało opracowań ogólnych, które zwięźle przedstawiałyby całość zagadnień magnetyzmu z uwzględnieniem wielkich osiągnięć w tej dziedzinie w ostatnim ćwierćwieczu. Niniejsza książka stanowi właśnie takie opracowanie ogólnie głównych zagadnień współczesnego magnetyzmu. Książka przeznaczona jest dla szerokiego kręgu czytelników pragnących zapoznać się z całością zagadnień magnetyzmu, a szczególnie dla fizyków chemików, i inżynierów.

Książka składa się z dziesięciu rozdziałów. W pierwszych dwóch rozdziałach autor przedstawia teorię pola magnetycznego oraz diamagnetyzmu i paramagnetyzmu, podając równocześnie wyniki doświadczalne potwierdzające teorię. W rozdziale trzecim rozważane są zagadnienia ciepła właściwego i relaksacji spinowo-sieciowej w substancjach paramagnetycznych oraz podstawowe problemy elektronowego rezonansu paramagnetycznego. Rozdział czwarty poświęcony jest głównym zagadnieniom magnetycznego rezonansu jądrowego. W dalszych rozdziałach autor omawia magnetyczne własności gazu elektronowego, podstawowe problemy ferromagnetyzmu, antyferromagnetyzmu i ferrimagnetyzmu. Ostatni rozdział poświęcony jest rezonansom w silnie sprzężonych układach dipolowych. Autor omawia tu bardzo pobieżnie m. in. zjawisko rezonansu ferromagnetycznego i antyferromagnetycznego oraz efekt Mössbauera.

Obszerna problematyka zagadnień magnetyzmu przedstawiona jest w książce bardzo zwięźle; niektóre zagadnienia ze względu na ogromną tematykę są przedstawione w wielkim skrócie, jednakże w tych przypadkach czytelnik dysponuje obszerną bibliografią zawartą w książce. Autor przedstawia zjawiska magnetyczne zarówno z punktu widzenia doświadczalnego, jak i teoretycznego, omawia zarówno fizyczne podstawy tych zjawisk, jak i dotyczące ich teorie mikroskopowe i makroskopowe. W przeważającej części książki autor stosuje gaussowski układ jednostek CGS, w pewnych jednak przypadkach np. przy rozważaniu prądu w solenoidzie stosowane są jednostki układu SI. Byłoby rzeczą bardzo wskazaną w następnym wydaniu książki podać wszystkie wzory, w stosowanym obecnie powszechnie, międzynarodowym układzie jednostek SI.

W książce można znaleźć kilka błędnych wzorów i niewłaściwych terminów. Do tych pierwszych należy wzór (4—4.5) wraz z relacją poprzedzającą; wzór ten został poprawiony w pracy Kubo i Tomity, cytowanej zresztą przez autora na stronie 160. Do niewłaściwych terminów należy zaliczyć „efekty chwilowe“ (str. 166) — termin nie odpowiadający angielskiemu „transient effects“ i niezgodny z ogólnie przyjętą w polskiej terminologii nazwą „efekty przejściowe“. Podobnie na str. 167 wprowadzono nazwę „zjawisko oscylacji“ dla efektu określonego najczęściej mianem „wigle“.

Kilka drobnych błędów nie umniejsza wielkiej wartości dydaktycznej tej książki, którą należy uznać za jedną z bardziej wartościowych pozycji na rynku księgarskim.

Jerzy Blicharski

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatura „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-777, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, Al. Pokoju 5.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—

rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, Al. Pokoju 5, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić w księgarniach „Domu Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa. Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

G. Veneziano — Cząstki elementarne (<i>tłum. M. Świecki</i>)	559
A. Sobiczewski — Pierwiastki superciężkie	573
B. Kuchowicz — Problemy i osiągnięcia astrofizyki jądrowej. Część II. Nukleosynteza pierwiastków chemicznych jako rezultat wytwarzania energii w gwiazdach	601
J. Moroń — Zjawiska opóźnienia magnetycznego w metalach i stopach	623
M. Suszyńska — Wpływ realnej struktury na umocnienie kryształów halogenków metali alkalicznych	659

RECENZJE

Jess J. Josephs — Fizyka dźwięku muzycznego (<i>H. Piersa</i>)	679
A. H. Morrish — Fizyczne podstawy magnetyzmu (<i>J. Blicharski</i>)	680

CONTENTS

G. Veneziano — Elementary Particles	559
A. Sobiczewski — Superheavy Elements	573
B. Kuchowicz — Problems and Achievements of Nuclear Astrophysics. Part II. Nucleosynthesis of Chemical Elements as the Result of Energy Production in Stars	601
J. Moroń — Magnetic After-Effects in Metals and Alloys	623
M. Suszyńska — Influence of Real Structure upon Hardening of Alkali Halide Crystals	659

REVIEWS OF BOOKS