

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XIX

ZESZYT 4

1968

RADA REDAKCYJNA

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

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 XIX, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1968

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2136+134 egz.	Rękopis dostarczono 22. IV. 1968 r.
Ark. wyd. 7,25 ark. druk. 6 ¹ / ₈ +3 wkł.	Podpisano do druku 7. VIII. 1968 r.
Pap. druk. sat. 80 g. kl. III. 70×100	Druk ukończono w sierpniu 1968 r.
Zamówienie 356/68	Cena zł 15.— L-14

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4

Vernon W. Hughes *

Mionium **

Muonium

Badając produkcję i rozpad mionium można mierzyć odstęp w strukturze subtelnej, analizować słabe oddziaływania i poznawać bogatą chemię wodoropodobną.

Mionium jest atomem składającym się z dodatniego mionu i elektronu. W poniższym artykule dokonałem przeglądu opublikowanych prac dotyczących mionium. Prace te rozpoczęły się około 10 lat temu, kiedy to odkryto niezachowanie parzystości.

Przyczyny zainteresowania

Mionium interesuje się kilka dziedzin fizyki. Po pierwsze, mionium jest najprostszym układem zbudowanym z mionu i elektronu a stąd najwygodniejsze do dokładnego badania oddziaływań tych dwóch cząstek elementarnych. Mion jest szczególnie tajemniczą cząstką, ponieważ pod wszelkimi względami zachowuje się tak jak ciężki elektron i nie znamy żadnych oddziaływań, które mogłyby być odpowiedzialne za dużą wartość stosunku masy mionu do masy elektronu. W ten sposób mion zajmuje wyjątkową pozycję w widmie cząstek elementarnych. Okazało się możliwe przebadanie oddziaływań elektromagnetycznych elektronu i mionu dzięki precyzyjnym pomiarom odstepu w nadsubtelnej strukturze stanu podstawowego mionium.

Po drugie, mionium jest lekkim izotopem wodoru, w którym dodatni mion zastępuje proton. Stąd z mionium związana jest bogata chemia. Przeanalizowano oddziaływania mionium z innymi atomami i molekulami. Po trzecie,

* Autor jest profesorem na wydziale fizyki na Uniwersytecie Yale (USA). Był on doradcą w Laboratorium w Los Alamos, w Oak Ridge i w Instytucie Badań Kosmosu (NASA). Jego główne zainteresowania obejmują fizykę cząstek elementarnych i fizykę atomową. Poniższy artykuł oparty jest na wykładzie, który autor wygłosił w szkole Belfer Graduate School of Science, na Uniwersytecie Yeshiva.

** Tłumaczenia artykułu z *Physics Today*, 20, No. 12 (1967) dokonano za uprzejmą zgodą Wydawcy.

mionium stanowi bardzo dogodny układ dla badań pewnych aspektów słabych oddziaływań mionu i elektronu, a zwłaszcza stałej sprzężenia w oddziaływaniu mionium i antymionium, które zbudowane jest z ujemnego mionu i pozytonu.

W tabelicy I podane są własności mionu. Doskonała zgodność pomiędzy doświadczalnymi i teoretycznymi wartościami anomalnego momentu magnetycznego stanowi najistotniejszy dowód na to, że mion jest ciężką cząstką Diraca ze zwykłym sprzężeniem z polem elektromagnetycznym.

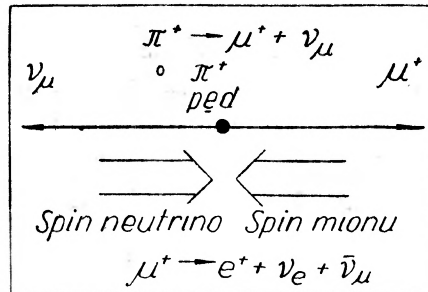
Tablica I

Własności dodatniego mionu

Masa	$m_\mu = (206,767 \pm 0,003)m_e$
Ładunek	$+e$
Spin	$I = \frac{1}{2}$
Moment magnetyczny	$\mu_\mu/\mu_p = 3,18338 \pm 0,0004$
Stosunek żyromagnetyczny	$g_\mu = 2(1,001162 \pm 0,000005)$
Czas życia (średni)	$\tau_\mu = (2,2000 \pm 0,0015) \mu\text{sek.}$

Jak badamy mionium

Metody badania mionium dostarcza niezachowanie parzystości w słabych oddziałyvaniach, występujące w procesach produkcji i rozpadu mionium (patrz rys. 1). Dodatni mezon π rozpada się na dodatni mion i mionowe neutrino.



Rys. 1. Oddziaływanie słabe występujące w produkcji i rozpadzie mionu. Przedstawienie niezachowania parzystości

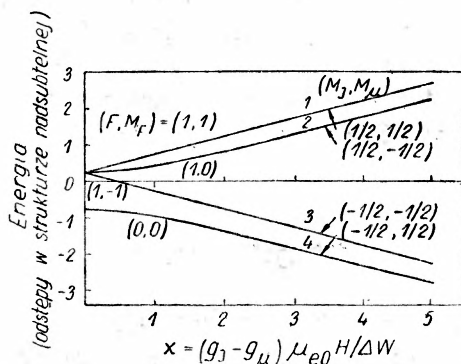
W układzie spoczynkowym pionu spin mionu (oznaczony podwójną strzałką) jest przeciwnie skierowany do jego pędu, oznaczonego pojedynczą strzałką. Ta korelacja pomiędzy kierunkami spinu i prędkości jest konsekwencją niezachowania parzystości i powoduje powstanie spolaryzowanych mionów. Dodatni mion rozpada się na pozyton i dwa neutrino, przy czym pozyton ma ciągle widmo energii sięgające do 52 MeV. Rozkład kątowy pozytonów względem kierunku spinu mionu $I_{e^+}(\theta)$ jest asymetryczny wskutek niezachowania parzystości.

$$I_{e^+}(\theta) \propto 1 + A \cos \theta$$

θ jest kątem pomiędzy spinem mionu i kierunkiem emisji pozytonu, a A równa się w przybliżeniu $\frac{1}{3}$. Tak więc pozytony są emitowane głównie wzdłuż kierunku spinu mionu. Ta własność rozpadu mionu umożliwia określenie kierunku spinu mionu.

Wytwarzanie mionium

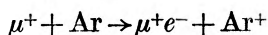
Większość poziomów energetycznych mionium, jakie wynikają z równania Schrödingera, jest taka sama jak dla wodoru, z tym, że czynnik zawierający masę zredukowaną występujący w stałej Rydberga jest nieco różny. Rys. 2 przedstawia poziomy energetyczne struktury nadsubtelnej w stanie podstawowym



Rys. 2. Schemat poziomów energetycznych w strukturze nadsubtelnej w stanie podstawowym mionium. Przy wartości pola równej 0, różnica energii poziomów równa się odstępowi w strukturze nadsubtelnej — 4463 MHz

mionium. Energia wyrażona w jednostkach odstępów struktury nadsubtelnej podana jest jako funkcja bezwymiarowej stałej x , proporcjonalnej do pola magnetycznego. Dla pola magnetycznego równego 0 występują dwa poziomy — wyższy poziom trypletowy z liczbą kwantową całkowitego krętu $F = 1$ i niższy stan singletowy z $F = 0$. Różnica energii tych poziomów odpowiada odstępowi struktury nadsubtelnej i wywołana jest oddziaływaniem pomiędzy momentem magnetycznym elektronu i mionu. W zewnętrznym polu magnetycznym H stan trypletowy rozdziela się na trzy podstany magnetyczne z wartościami liczby kwantowej M_F równymi odpowiednio $+1$, 0 i -1 . W silnym polu magnetycznym, gdy oddziaływanie momentu magnetycznego elektronu i mionu z zewnętrznym polem jest duże w porównaniu do odstepu w strukturze nadsubtelnej ($X \gg 1$), poziomy energetyczne są takie jak przedstawiono, a dobrymi liczbami kwantowymi są: M_J — magnetyczna liczba kwantowa spinu elektronu i M_μ — magnetyczna liczba kwantowa spinu mionu. Stany są ponumerowane od 1 do 4 dla wygody.

Gdy dodatnie miony zatrzymują się w gazie, mionium tworzy się w stanie podstawowym wskutek wychwytu elektronu przez dodatni mion. W większości naszych doświadczeń używaliśmy argonu:



Ta reakcja wychwytu przebiega z największym przekrojem czynnym przy energii kinetycznej mionu około 200 eV. W reakcji tej tworzy się spolaryzowane mionium, ponieważ miony są spolaryzowane, a reakcje wychwytu ładunku, zachodzące głównie wskutek oddziaływań Coulomba, nie zmieniają kierunku polaryzacji mionu. Gdy mamy silne pole magnetyczne, przeciwnie skierowane do kierunku wiązki mionowej, a więc zgodnie z kierunkiem spinu mionu $M_\mu = +\frac{1}{2}$, jedynymi dostępnymi stanami (I, M_μ) są $(+\frac{1}{2}, +\frac{1}{2})$ i $(-\frac{1}{2}, +\frac{1}{2})$. Połowa atomów wytwarzanego mionium będzie w każdym z tych stanów. W słabym polu magnetycznym także tworzy się mionium spolaryzowane. Jednakże w słabym polu magnetycznym M_μ nie jest dobrą liczbą kwantową i oddziaływanie w strukturze nadsubtelnej spowoduje częściową depolaryzację mionów. Tak więc rozkład częstości występowania różnych stanów oznaczonych (F, M_F) będzie w słabym polu: $(1, 1) = \frac{1}{2}$, $(1, 0) = \frac{1}{2}$, $(1, -1) = 0$ i $(0, 0) = \frac{1}{4}$.

Odkrycie mionium

Pierwsze poszukiwania mionium opierały się na próbach zaobserwowania jego charakterystycznej częstości precesji Larmora w słabym polu magnetycznym. Częstość precesji Larmora f_L momentu magnetycznego μ związanego z krętem $F\hbar$ w zewnętrznym polu magnetycznym H prostopadłym do μ jest dane wzorem:

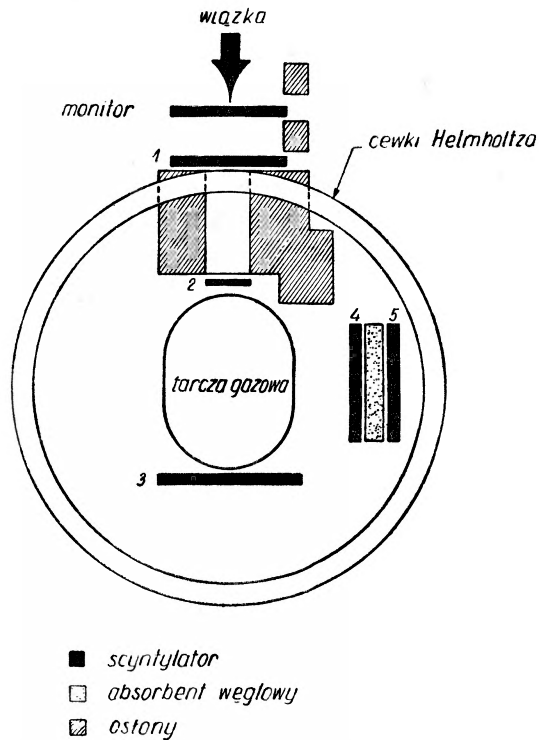
$$f_L = \mu H / F\hbar.$$

W słabym polu jedynym powstającym stanem mionium z momentem magnetycznym różnym od zera jest stan trypletowy $(F, M_F) = (+1, +1)$. Ponieważ moment magnetyczny jest w przybliżeniu równy momentowi magnetycznemu elektronu i $F = 1$ mamy:

$$f_L = \mu_{\text{eo}} H / \hbar = 1.40 \times H (\text{MHz}).$$

Rys. 3 przedstawia schematycznie szkic doświadczenia. Wszystkie nasze doświadczenia były wykonane przy synchrociklotronie na Uniwersytecie w Nevis w Columbia. 380 MeV-owa wiązka protonów uderza w wewnętrzną tarczę produkując dodatnie mezony π^+ , które rozpadając się wytwarzają zewnętrzną wiązkę dodatnich mionów o pędzie około 140 MeV/c. Wiazka mezonowa zawiera dodatnie piony i dodatnie miony. Piony zatrzymuje się w absorbcencie, a miony z energiami sięgającymi kilka MeV wchodzi do tarczy z gazowego argonu pod ciśnieniem około 50 atm. Mion traci energię przez jonizację i wzbudzenie atomów argonu i tworzy mionium, gdy energia jego osiągnie

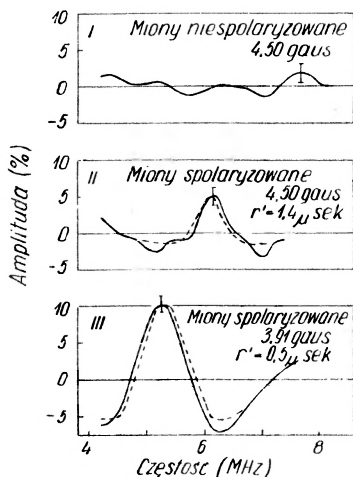
wartość rzędu KeV. Atom mionium ulega następnie szybkiemu spowolnieniu w zderzeniach termicznych. Spowolnienie następuje w czasie krótszym niż 10^{-9} sek. Musieliśmy oczyścić argon poprzez przepuszczanie go nad tytanem



Rys. 3. Tworzenie mionium. Aparatura doświadczalna. Cewki Helmholtza wytwarzają pole 4 gauss, prostopadłe do płaszczyzny rysunku

rozgrzanym do temperatury 700°C . Ponumerowane czarne kreski oznaczają liczniki scyntylacyjne, a zatrzymanie się mionu w tarczy gazowej jest sygnalizowane koincydencją impulsów z 1 i 2 w antykoincydencji z 3. Zaznaczone cewki Helmholtza wytwarzają pole magnetyczne o natężeniu około 4 gauss prostopadłe do płaszczyzny rysunku. Pozytony z rozpadu są rejestrowane za pomocą teleskopu licznikowego 4, 5, gdy następuje koincydencja 4 i 5. Mierzy się przedział czasowy pomiędzy przybyciem mionu i zarejestrowaniem pozytonu. Jeśli powstające mionium jest spolaryzowane, to w stanie trypletowym $M_F = +1$ powinno precesjować w zewnętrznym polu. Ponieważ pozytony są emitowane w rozpadzie głównie w kierunku spinu mionu, precesja ta odbije się na rozkładzie czasów pozytonów z rozpadu jako zaburzenie krzywej zaniku mionów, występujące z charakterystyczną częstością precesji Larmora. Rys. 4 przedstawia dane analitycznie. Amplituda składowej częstości przedstawiona jest jako funkcja częstości. W wypadku II krzywa ciągła przedstawia rezultat metody najmniejszych kwadratów Fouriera zastosowanej do danych doświadczalnych,

a zaznaczone błędy odpowiadają jednemu odchyleniu standardowemu. Krzywa przerywana jest krzywą teoretyczną z maksimum dla częstości precesji odpowiadającej zmierzonemu natężeniu pola magnetycznego. W polu o natężeniu



Rys. 4. Analiza częstości w doświadczeniu nad precesją mionium. Wielkość τ' jest parametrem reprezentującym doświadczalne powiększenie szerokości linii

niu 4,5 gauss rezonans jest wyraźnie widoczny dla przewidywanej częstości. Podobnie rezonans widać w przypadku III dla wartości pola 3,9 gauss. Jak oczekuje się, nie widać rezonansu w przypadku I, gdy piony są zatrzymywane w tarczy a więc, gdy powstają niespolaryzowane miony. Te wyniki dowodzą, że w argonie tworzy się spolaryzowane mionium. Dane wskazują, że ułamek mionów prowadzących do utworzenia mionium wynosi od $\frac{1}{2}$ do 1.

Istnienie mionium z jego charakterystyczną częstością precesji Larmora służy jako dowód na to, że spin mionu wynosi $\hbar/2$, ponieważ przybliżone wyrażenie na częstość precesji Larmora zależy od własności mionu tylko poprzez wartość jego spinu.

Rozszczepienie w strukturze nadsubtelnej. Teoria

W świetle osiągnięć badań nad tworzeniem mionium, odważyliśmy się zaprojektować doświadczenie, w którym poprzez rezonans magnetyczny mogliśmy zmierzyć dokładnie odstęp w strukturze nadsubtelnej $\Delta\nu$. W tablicy II rozpisane jest wyrażenie teoretyczne dla $\Delta\nu$ przy założeniu, że mion jest ciężkim elektronem. Wyrażenie to jest wynikiem rozwinięcia wg stałej struktury subtelnej α i stosunku mas elektronu i mionu w ramach teorii rachunku zaburzeń.

Wartości stałych fundamentalnych są podane, a wartość teoretyczna dla $\Delta\nu$ wynosi $4463,16 \pm 10$ MHz. Błąd pochodzi głównie z dokładności, z jaką

podana jest α , którą to wartość zaczerpnęliśmy z pracy Edwin Dayhoff, Sol Triebwasser i Willis E. Lamb Jr. dotyczącej pomiaru stałej struktury subtelnej. Dokładność jej wynosi $\pm 9 \times 10^{-6}$ *. Istotną rolę odgrywa tu też dokładność momentu magnetycznego mionu znanego z porównania częstości rezonansowej protonu i mionu w wodzie.

Tablica II

Teoretyczne wyrażenie na odstęp w strukturze nadsubtelnej mionium

$$\Delta\nu = \left(\frac{16}{3} \alpha^2 c R_\infty \frac{\mu_\mu}{\mu_{e0}} \right) \times \left(1 + \frac{m_e}{m_\mu} \right)^{-3} \times \left(1 + \frac{3}{2} \alpha^2 + a_e + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 - \delta_\mu \right)$$

$$\mu_\mu = \mu_{\mu 0} (1 + a_\mu)$$

$$a_e = \frac{\alpha}{2\pi} - 0,328 \frac{\alpha^2}{\pi^2}$$

$$a_\mu = \frac{\alpha}{2\pi} + 0,75 \frac{\alpha^2}{\pi^2}$$

$$\varepsilon_1 = \alpha^2 (\log 2 - 5/2)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{8\alpha^3}{3\pi} \log \alpha \left(\log \alpha - \log 4 + \frac{281}{480} \right)$$

$$\varepsilon_3 = \frac{\alpha^3}{\pi} (18,4 \pm 5)$$

$$\delta_\mu = \frac{3\alpha}{\pi} \frac{m_e m_\mu}{m_\mu^2 - m_e^2} \log \frac{m_\mu}{m_e}$$

$$\alpha^{-1} = 137,0388 (\pm 9 \times 10^{-6})$$

$$\frac{\mu_e}{\mu_p} = 658,2106 (\pm 1 \times 10^{-6})$$

$$\frac{\mu_\mu}{\mu_p} = 3,18338 (\pm 13 \times 10^{-6})$$

$$R_\infty = 109,737 \cdot 31 \text{ cm}^{-1} (\pm 0,1 \times 10^{-6})$$

$$c = 2,997925 \times 10^{10} \text{ cm/sek} (\pm 0,3 \times 10^{-6})$$

$$\frac{m_\mu}{m_e} = 206,761 (\pm 25 \times 10^{-6})$$

$$\Delta\nu = 2,632942 \times 10^7 \alpha^2 \times \left(\frac{\mu_\mu}{\mu_p} \right) \text{ MHz} (\pm 2 \times 10^{-6}) = 4463,16 \pm 0,10 \text{ MHz} (\pm 22 \times 10^{-6})$$

Główny człon zawarty w nawiasach przedstawia formułę Fermiego, w której c = prędkość światła, R_∞ = stała Rydberga, μ_μ/μ_{e0} stosunek momentu magnetycznego mionu i elektronowego magnetonu Bohra. Drugi człon jest poprawką do zredukowanej masy. Członny zawarte w trzecim nawiasie przedstawiają relatywistyczne, wirtualne poprawki radiacyjne oraz relatywistyczne poprawki na odrzut (te ostatnie uzyskane z równania Bethe-Salpetera).

* Cytowane błędy i dokładności oznaczają błędy względne (przyp. tłumacza).

Zasada doświadczenia jest prosta. Przypuśćmy, że mamy silne statyczne pole magnetyczne H wzdłuż kierunku spinu padających mionów. Mionium będzie powstawać tylko w stanie 1 i 4, dla których $M\mu = +\frac{1}{2}$. Jeśli nie zaburzymy tego rozkładu, to pozytony będą emitowane w rozpadzie głównie w kierunku H . Przypuśćmy jednak, że przykładamy mikrofalowe pole magnetyczne o odpowiedniej częstotliwości Bohra, takiej, która wywoła przejście mionium z jednego stanu nadsubtelnej struktury do drugiego np. ze stanu 1 do stanu 2. W stanie 2 spin mionu skierowany jest przeciwnie do $M\mu = -\frac{1}{2}$ i pozytony, emitowane w rozpadzie w tym stanie, są emitowane głównie w kierunku przeciwnym do kierunku statycznego pola. Tak więc wymuszone przejście może być zarejestrowane dzięki zmianie rozkładu kąтового pozytonów z rozpadu.

Tablica III

Poziomy energetyczne i częstotliwości przejść

$$\varkappa = a\vec{I}_\mu \cdot \vec{J} + \mu_{e0}g_J\vec{J} \cdot \vec{H} + \mu_{e0}g_\mu\vec{I}_\mu \cdot \vec{H}$$

jednostka g_μ jest taka sama jak w przypadku g_J

$$W_F = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \quad M_F = -\frac{\Delta W}{4} + \mu_{e0}g_\mu H M_F \pm \frac{\Delta W}{2} \times (1 + 2M_F x + x^2)^{1/2}$$

$$x = \frac{(g_J - g_\mu)\mu_{e0}H}{\Delta W}$$

$$v \left[(M_J, M_\mu) = \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right) \rightarrow \left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right) \right]_{\text{silne pole}} \approx \frac{a}{2} + \frac{\mu_{e0}g_\mu H}{h}$$

$$v \left[(F, M_F) = (1, 1) \rightarrow (0, 0) \right]_{\text{słabe pole}} \approx a + \frac{\mu_{e0}g_J H}{h}$$

Przejścia te badano zarówno w silnym, jak i słabym polu magnetycznym. W tabl. III podane są poziomy energetyczne i częstotliwości przejść. Hamiltonian obejmuje oddziaływanie nadsubtelne, oddziaływanie spinowego momentu magnetycznego elektronu oraz spinowego momentu magnetycznego mionu z zewnętrznym polem H . Poziomy energetyczne dane są równaniem Breit-Rabi'ego, którego rozwiązanie przedstawia rys. 2. Przyjmujemy, że moment magnetyczny elektronu (lub stosunek żyromagnetyczny $g\gamma$) i moment magnetyczny mionu (lub $g\mu$) znane są z innych doświadczeń, tak że pomiar pojedynczego przejścia rezonansowego wyznacza stałą struktury nadsubtelnej a , która jest jedyną wielkością nieznaną. W silnym polu obserwuje się przejście pomiędzy stanami 1 i 2 z $(M_J, M_\mu) = (\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ oraz $(M_J, M_\mu) = (\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$. Przybliżona wartość częstotliwości tego przejścia równa się połowie odstępów struktury nadsubtelnej zwiększonej o częstotliwość związaną z odwróceniem spinu mionu. W słabym polu obserwuje się przejście z $(F, M_F) = (1, 1)$ do $(F, M_F) = (0, 0)$. Częstotliwość przejścia równa się w przybliżeniu a plus wartość związana z odwróceniem spinu elektronu.

Tablica IV

Cząstkowe przesunięcia ciśnieniowe w strukturze nadsubtelnej izotopów wodoru w argonie

$$\frac{1}{\Delta\nu} \frac{\partial \Delta\nu}{\partial p} \text{ (torr)}^{-1} \text{ w temperaturze } 0^\circ\text{C}$$

$$\text{M: } -(4,05 \pm 0,49) \times 10^{-9}$$

$$\text{H: } -(4,72 \pm 0,07) \times 10^{-9}$$

$$\text{D: } -(4,52 \pm 0,40) \times 10^{-9}$$

$$\text{T: } -(4,72 \pm 0,07) \times 10^{-9}$$

Tablica V

Krzywa teoretyczna

$$\frac{da_p}{dt} = -ia_q b \exp(i\omega t + i\omega_0 t) - (\gamma/2) a_p \quad \text{-----} \quad p$$

$$W_p - W_q = \hbar\omega_0$$

$$\frac{da_q}{dt} = -ia_p b^* \exp(-i\omega t - i\omega_0 t) - (\gamma/2) a_q \quad \text{-----} \quad q$$

Częstość rozpadów
w obu stanach p i q
wynosi γ .

Warunki początkowe: $a_p = 1$, $a_q = 0$ w czasie $t = 0$.

$$\mathcal{H}' = \mu_0 g_J J \cdot H_{rf} + \mu_0 g_\mu I_\mu \cdot H_{rf} \quad V_{pq} = \langle p | \mathcal{H}' | q \rangle = \hbar b \exp(+i\omega t)$$

$$P_{pq}(t) = e^{-\gamma t} \frac{|2b|^2}{|2b|^2 + (\omega_0 - \omega)^2} \sin^2 \left\{ \frac{1}{2} [|2b|^2 + (\omega_0 - \omega)^2]^{1/2} t \right\}$$

$$P_q = \int_0^\infty \gamma P_{pq}(t) dt$$

$$\delta_\nu = \frac{1}{\pi} (4|b|^2 + \gamma^2)^{1/2},$$

Prawdopodobieństwo rozpadu
ze stanu q

szerokość połówkowa

$$P_q = \frac{2|b|^2}{4|b|^2 + \gamma^2 + (\omega - \omega_0)^2}$$

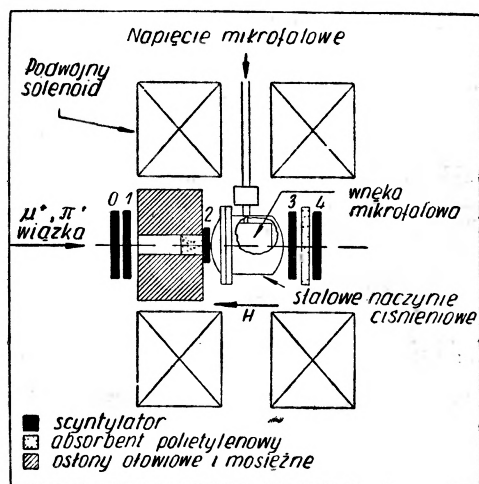
$$\delta_\nu (\text{szerokość rzeczywista}) = \frac{\gamma}{\pi} = 0,14 \text{ MHz} \approx 4 \text{ gaussa}$$

W równaniu na $d\theta_p/dt$ pierwszy człon pochodzi z członu \mathcal{H}' w hamiltonianie opisującym oddziaływanie zastosowanego zmiennego pola magnetycznego z momentem magnetycznym elektronu i mionu. Element macierzowy opisujący przejście pomiędzy stanami p i q opisany jest przez $\hbar b e^{i\omega t}$ dla zastosowanego pola o częstotliwości ω . Drugi człon opisuje efekt spowodowany rozpadem mionu z częstotliwością γ . Warunkami początkowymi są $a_p = +1$ i $a_q = 0$. Oznacza to, że w przypadku silnego pola mionium pozostaje w stanie 1 a nie w stanie 2. Dokładne rozwiązanie tych równań pozwala na obliczenie prawdopodobieństwa P_{pq} albo $|a_q|^2$ tego, że mionium przejdzie do stanu q w czasie t . W rzeczywistości obserwujemy tę część rozkładu kątownego pozytonów z rozpadu, która jest proporcjonalna do prawdopodobieństwa P_q , że mionium rozpadnie się ze stanu q . Prawdopodobieństwo to ma charakter rezonansowy. Człon $(\omega - \omega_0)^2$ przedstawia mianownik typu rezonansowego, a kształt krzywej rezonansowej jest typu Lorentzowskiego. Podana jest szerokość połówkowa, przy czym $|b|^2$ reprezentuje udział członu opisującego krótkofalowe napięciowe poszerzenie. W granicy napięcia zerowego otrzymujemy rzeczywistą szerokość $\gamma/\pi = 0,14 \text{ MHz}$ lub, gdy krzywa rezonansowa jest poszerzona zmiennym polem magnetycznym, w warunkach silnego pola, rzeczywista szerokość będzie 4 gaussa.

W tabl. V podana jest postać teoretycznej krzywej rezonansowej. Możliwe jest rozważenie problemu dwóch poziomów, dla których różnica energii wynosi $\hbar\omega_0$. Wyrażenia dla amplitud stanu a_p i a_q dane są równaniem Schrödingera zależnym od czasu.

Rozszczepienie w strukturze nadsubtelnej, strona doświadczalna

Rys. 5. przedstawia aparaturę doświadczalną. Miony zatrzymują się w gazowej tarczy argonowej, w której argon znajduje się pod dużym ciśnieniem, i są rejestrowane, gdy nastąpi złozenie się koincydencji z 1 i 2 i antykoincydencji z 3. Podwójny solenoid wytwarza silne pole magnetyczne wzdłuż kierunku spinu padających mionów. Napięcie o częstotliwości krótkofalowej może być przyłożone do mikrofalowej wnęki o dużej wartości Q , umieszczonej wewnątrz naczyń ciśnieniowego.



Rys. 5. Aparatura do pomiaru odstepu w strukturze nadsubtelnej w silnym polu, poprzez przejście wymuszone polem o częstotliwościach radiowych

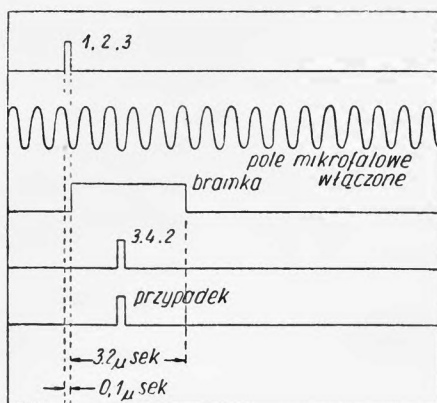
Pozytony z rozpadu obserwuje się w liczniku teleskopowym 3 i 4 w ciągu przedziału czasu po przejściu mionów. Obserwacje wykonuje się zmieniając pole H przy ustalonej częstotliwości mikrofalowej. Sygnał w tej aparaturze może być wyrażony stosunkiem:

$$S = \frac{(3, 4/1, 2, \bar{3})_{on}}{(3, 4/1, 2, \bar{3})_{off}} - 1$$

($\bar{3}$ oznacza, że licznik 3 jest w antykoincydencji).

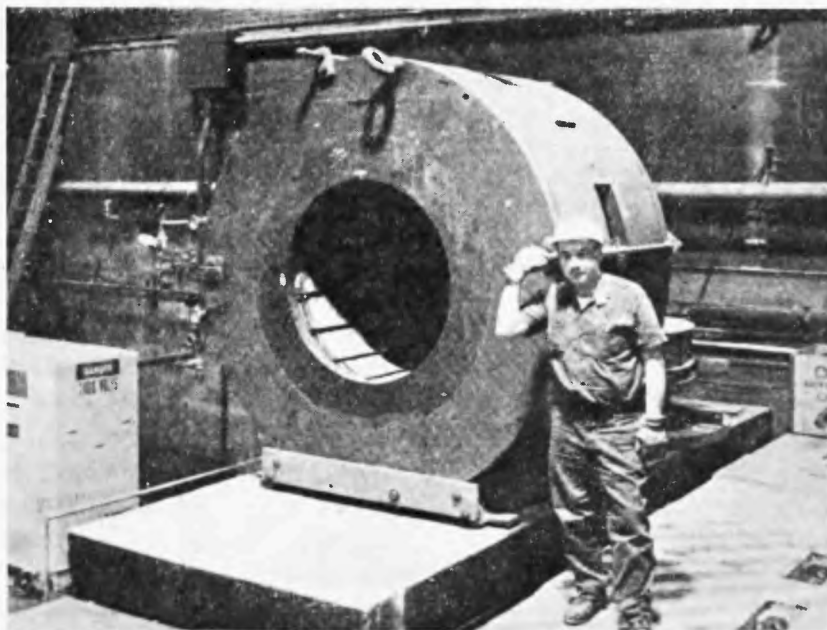
Wyrażenie to jest dodatnie w przypadku rezonansu.

Rys. 6 przedstawia prosty diagram czasowy. Impuls zaznaczony u góry rysunku odpowiada zatrzymaniu się mionu. Szybkozmiennne napięcie jest albo



Rys. 6. Diagram czasowy dla pomiaru przejścia w strukturze nadsubtelnej. Pozytony z rozpadu obserwuje się w czasie $3,2 \mu\text{sek}$

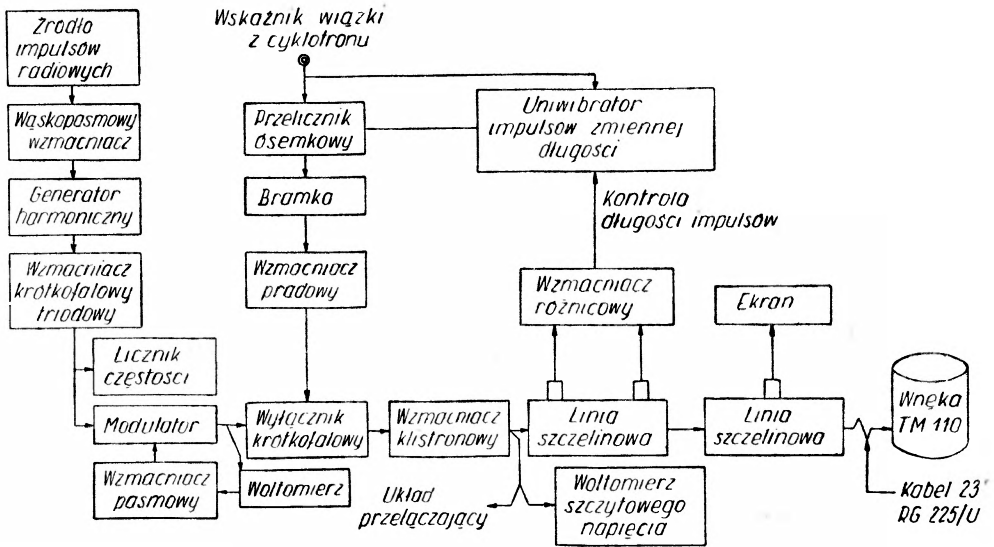
włączone (*on*) albo wyłączony (*off*). Pozytony z rozpadu obserwuje się w ciągu czasu „bramka” $3 \mu\text{sek}$, który jest dłuższy od czasu życia mionu. Rys. 7 przedstawia fotografię magnesu składającego się z podwójnego solenoidu podłączonego



Rys. 7. Magnes wytwarzający silne pole składa się z dwóch solenoidów zasilanych ze źródła prądu o mocy $3/4 \text{ MW}$. Wytwarza on pole o natężeniu $5-6 \times 10^3 \text{ gaus}$

do źródła prądu o mocy $3/4 \text{ MW}$ z możliwością regulacji prądu w stosunku $1:10^3$. Wytwarza on pole o natężeniu $5000-6000 \text{ gaus}$. Pole to jest jednorodne w granicach odchyłek $1:10^4$ w obszarze o rozmiarach 6 cali . Rys. 8 przedstawia schemat układu mikrofalowego. Ponieważ magnetyczne dipolowe przejście wymu-

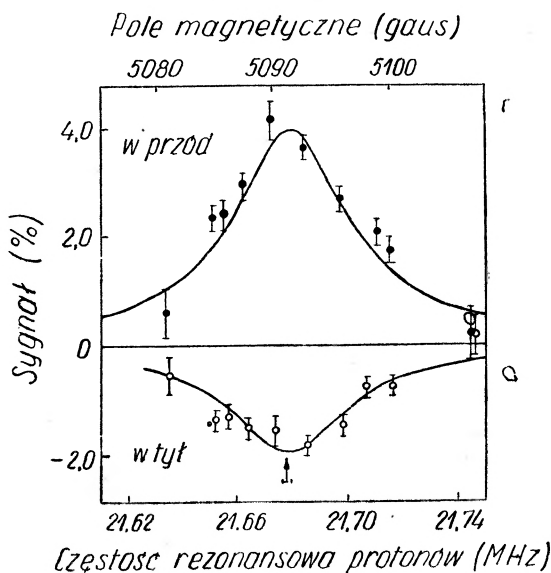
szane jest w czasie rzędu czasu życia mionu ($2 \mu\text{sek}$), wymagane jest stosunkowo wysokie szybkozmiennie napięcie. Zasadniczą częścią układu jest wzmacniacz klustronowy pracujący przy częstotliwości ok. 1850 MHz , w kierunku zgodnym z ruchem wskazówek zegara aż do 1 KW . Napięcie przyłożone jest do wnęki o dużej wartości Q , pracującej w systemie TM_{110} , która wytwarza mikrofalowe pole magnetyczne prostopadle do pola magnetycznego statycznego. Stabilność częstotliwości utrzymywana jest z tolerancją mniejszą niż 1×10^{-6} , a wahania poziomu napięcia nie przekraczają 1% .



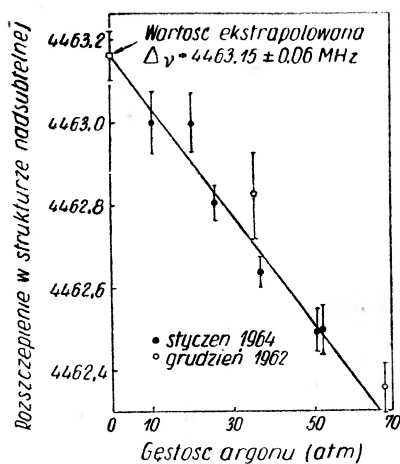
Rys. 8. Układ mikrofalowy stosowany do wywołania magnetycznych dipolowych przejść w strukturze nadsubtelnej, w silnym polu. Wzmacniacz klustronowy dostarcza napięcia przy 1850 MHz

Rys. 9. Przedstawia typową krzywą rezonansową przedstawiającą wartość sygnału w funkcji statycznego pola magnetycznego. Punkty doświadczalne zaznaczone są z błędami odpowiadającymi jednemu odchyleniu standardowemu. Linia ciągła przedstawia najlepsze dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów krzywej rezonansowej do punktów doświadczalnych. Amplituda sygnału osiąga wartość ok. 4% i zgadza się z amplitudą oczekiwaną przy założeniu, że wszystkie miony tworzą mionium. Szerokość krzywej w rezonansie wynosi około 15 gaus . Jest ona większa od teoretycznej wartości 4 gaus , ponieważ stosuje się krótkofalowe poszerzenie napięciowe, które jest konieczne dla otrzymania dużego sygnału. Z takiej krzywej otrzymujemy odpowiednie wartości częstotliwości mikrofalowej i pola magnetycznego dla rezonansu. Uzyskaliśmy około 12 krzywych rezonansowych w ciągu dwóch miesięcy trwania doświadczenia. Z formuły Breita-Rabiego możemy wyliczyć $\Delta\nu$ znając wartości rezonansowe.

Rys. 10. przedstawia rezultaty takich pomiarów $\Delta\nu$ w funkcji ciśnienia argonu. Wyraźnie obserwuje się istotną zależność $\Delta\nu$ od ciśnienia. Ta zależność



Rys. 9. Typowe krzywe rezonansowe dla przejścia $(M_J, M_I) = (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) \leftrightarrow (\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$. Sygnał do tyłu występuje przy emisji pozytonów w kierunku licznika 2 na rys. 5



Rys. 10. Doświadczalna wartość odstepu w strukturze nadsubtelnej w funkcji gęstości argonu. Linia ciągła przedstawia liniowe dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów, przy ciśnieniu ekstrapolowanym do 0

powoduje tzw. ciśnieniowe przesunięcia częstości w strukturze nadsubtelnej i związana jest z dystorsją funkcji falowej mionium wywołanej częstymi zderzeniami atomów mionium z atomami argonu, w ciągu czasu życia mionium. Linia ciągłą oznaczono dopasowanie linii prostej do danych doświadczalnych. W wypadku dopasowania liniowego zakłada się, że występują tylko dwuczłowe

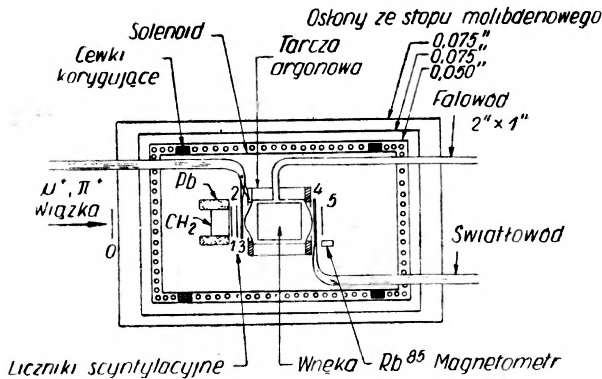
zderzenia, a zderzenia z dwoma atomami argonu nie są ważne. Teoretyczna ocena zderzeń trzyciałowych oraz dopasowania kwadratowego potwierdza to założenie. Wartość $\Delta\nu$ ekstrapolowana do ciśnienia zerowego traktowana jest jako $\Delta\nu$ dla swobodnego mionium.

$$\Delta\nu_M = 4463 \cdot 15 \pm \cdot 06 \text{ MHz.}$$

Błąd o wartości 1 standardowego odchylenia obejmuje błąd statystyczny i błąd pola magnetycznego.

W tabl. IV podane są wartości ciśnieniowych przesunięć częstości dla izotopów wodoru w argonie. Wartość dla mionium jest odczytana z nachylenia krzywej dopiero co omawianej. Inne wartości otrzymano w doświadczeniach optycznego pompowania, wykonanych dla ciśnień w przedziale kilku torr.

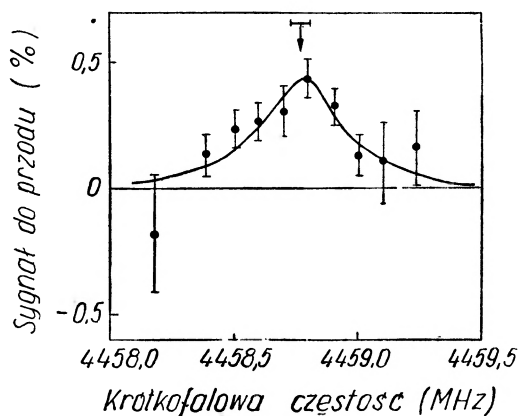
W granicach dokładności doświadczalnej obserwuje się zgodność przesunięć ciśnieniowych częstości dla mionium z wartością dla pola H . Ta zgodność



Rys. 11. Aparatura do pomiaru odstepu w strukturze nadsubtelnej w słabym polu potwierdza pogląd, że przesunięcia ciśnieniowe częstości dla mionium są rozsądne, ponieważ oczekuje się jedynie słabej zależności tych przesunięć od izotopu. Lepsze teoretyczne i doświadczalne zrozumienie ciśnieniowych przesunięć częstości dla wodoru, obejmujące oba izotopy, oraz możliwych nieliniowości, mogłoby pozwolić na wykorzystanie raczej dobrej znajomości przesunięć ciśnieniowych częstości dla wodoru, dla rozszerzenia naszej wiedzy o strukturze nadsubtelnej mionium.

W zeszłym roku dokonano pomiaru przejścia w słabym polu magnetycznym z $F = 1$ w czasie dwumiesięcznego naświetlania w Nevis. Pomiar ten przedstawia najbardziej bezpośrednią ocenę $\Delta\nu$. Występują dwa zasadnicze problemy techniczne związane z doświadczeniem. Po pierwsze, wymagane jest stabilne słabe statyczne pole magnetyczne w pobliżu dużego magnesu synchrociklotronu. Po drugie, natężenie sygnału jest 5-krotnie mniejsze od natężenia dla przypadku silnego pola, co związane jest ze względną populacją stanów w strukturze nadsubtelnej mionium oraz z pewną zmianą w polaryzacji mionu, towarzyszącej przejściu. Rys. 11. przedstawia ustawienie magnesu. Znajdują się tam trzy

osłony ze stopu molibdenowego. Wewnątrz nich umieszczony jest solenoid oraz cewki korygujące. Taki układ wytwarza aksjalne pole magnetyczne o natężeniu około 3 gauss i jednorodności i stabilności w granicach odchyżeń poniżej 10 mgaus.



Rys. 12. Krzywa rezonansowa dla przejścia $(F, M_F) = (1, -1) \leftrightarrow (0, 0)$ w polu 2,8 gauss

Rys. 12 przedstawia dopasowaną teoretyczną krzywą rezonansową dla przejścia $(F, M_F) = (1, -1) \leftrightarrow (0, 0)$ przy 2,8 gauss. Dla słabego pola pomiary przeprowadzono jedynie dla ciśnienia argonu 35 atm. Z wartości rezonansowych można wyliczyć $\Delta\nu$.

Doświadczenie i teoria

W tabelicy VI zestawiono rezultaty pomiarów struktury nadsubtelnej mionium. Z pomiarów w silnym polu otrzymujemy $\Delta\nu = 4463 \cdot 15 \pm \cdot 60$ MHz. Z pomiarów w słabym polu otrzymujemy $\Delta\nu = 4463 \cdot 21 \pm \cdot 06$ MHz, przy czym przesunięcie ciśnieniowe częstości zostało zaczerpnięte z danych uzyskanych w silnym polu, co jest głównym źródłem błędu. Biorąc pod uwagę oba pomiary otrzymujemy rezultat $\Delta\nu = 4463 \cdot 16 \pm \cdot 06$ MHz. Należy przypomnieć, że teoretyczna wartość uzyskana w oparciu o wartość α Lamba także wynosiła $4463 \cdot 16 \pm \cdot 10$ MHz. Tak więc zgodność wartości teoretycznej i doświadczalnej jest doskonała.

Zgodność ta potwierdza teorię, wg której mion jest ciężką cząstką Diraca, lub inaczej, ciężkim elektronem. Ponieważ doświadczalna wartość rozszczepienia w strukturze nadsubtelnej znana jest z prawie taką samą dokładnością jak wartość teoretyczna, której dokładność ograniczona jest błędem z jakim znamy α , możemy wykorzystać wartość doświadczalną do wyznaczenia stałej struktury subtelnej. Teoretyczne wyrażenie na $\Delta\nu$ podane jest w bardziej skróconej formie aniżeli uprzednio. Oprócz α , najgorzej znaną stałą występującą w wyrażeniu na moment magnetyczny mionu jest stosunek momentu magnetycz-

Tablica VI
Struktura nadsubtelna mionium

	Pomiar w silnym polu	Pomiar w słabym polu	Średnia
$\Delta v_{\text{exp}}(\text{MHz})$	$4463,15 \pm 0,06$	$4463,21 \pm 0,06$	$4463,16 \pm 0,06$ (1 odchylenie stan- dardowe)

$$\Delta v_{\text{teor}} = \frac{16}{3} \alpha^2 c R_{\infty} \frac{\mu_{\mu}}{\mu_{e0}} \left(1 + \frac{m_e}{m_{\mu}}\right)^{-3} \left[1 + \varepsilon \left(\alpha, \frac{m_e}{m_{\mu}}\right)\right]$$

$$\frac{\mu_{\mu}}{\mu_{e0}} = \frac{\mu_{\mu} \mu_p}{\mu_p \mu_e} \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 0,328 \frac{\alpha^2}{\pi^2}\right)$$

$$\frac{\mu_{\mu}}{\mu_p} = 3,183355 \pm 0,000089 (\pm 28 \times 10^{-6} \text{ — błąd graniczny})$$

Stała struktury subtelnej

$$\alpha^{-1} = 137,0383 \pm 0,0026 (\pm 19 \times 10^{-6} \text{ — błąd graniczny})$$

Tablica VII

Teoretyczne wyrażenie na rozszczepienie w strukturze nadsubtelnej w wodorze

$$\Delta v_{\text{teor}} = \left(\frac{16}{3} \alpha^2 c R_{\infty} \frac{\mu_p}{\mu_{e0}}\right) \times \left(1 + \frac{m_e}{m_p}\right)^{-3} \times \left(1 + \frac{3}{2} \alpha^2 + a_e + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3\right) \times (1 - \delta_p)$$

$$a_e = \frac{\alpha}{2\pi} - 0,328 \frac{\alpha^2}{\pi^2}$$

$$\varepsilon_1 = \alpha^2 \left(\log 2 - \frac{5}{2}\right)$$

$$\varepsilon_2 = -\frac{8\alpha^2}{3\pi} \ln \alpha \left(\log \alpha - \log 4 + \frac{281}{480}\right)$$

$$\varepsilon_3 = \frac{\alpha^3}{\pi} (18,4 \pm 5)$$

$$\delta_p = 35 \times 10^{-6} \text{ (odrzut protonu i struktura protonu)}$$

$$\alpha^{-1} = 137,0387 (\pm 8 \times 10^{-6} \text{ — błąd graniczny})$$

$$R_{\infty} = 109\,737,31 \text{ cm}^{-1} (\pm 0,1 \times 10^{-6})$$

$$\frac{\mu_e}{\mu_p} = 658,2106 (\pm 1 \times 10^{-6})$$

$$\frac{m_p}{m_e} = 1836,12 (\pm 11 \times 10^{-6})$$

$$c = 2,997925 \times 10^{10} \text{ cm/sek} (\pm 0,3 \times 10^{-6})$$

$$\Delta v_{\text{teor}} = 1420,347 \pm 0,024 \text{ MHz} (\pm 17 \times 10^{-6} \text{ — błąd graniczny})$$

$$\Delta v_{\text{exp}} = 1\,420\,405\,751,800 \pm 0,028 \text{ Hz}$$

$$\frac{\Delta v_{\text{exp}} - \Delta v_{\text{teor}}}{\Delta v_{\text{exp}}} = 42 \pm 17 \times 10^{-6} \text{ (błąd graniczny)}$$

$\delta_p(\text{teor})$ z błędem ok. 10×10^{-6} .

nego mionu i protonu. Wartość tego stosunku znana jest z pomiaru stosunku częstości precesji mionów zatrzymywanych w wodzie do częstości rezonansowej protonów w wodzie. Ponieważ własności chemiczne mionów w wodzie i protonów w wodzie mogą być różne, głównie z powodu różnicy w energiach wibracji, magnetyczne ekranowanie protonu i mionu może być także różne. Przytoczona wartość na granicę błędu bierze pod uwagę powyższą niejednoznaczność oraz dwa standardowe odchylenia w błędzie doświadczalnym. Stąd otrzymujemy wartość na α podaną z granicznym błędem 19×10^{-6} .

Wartości otrzymane w doświadczeniu z mionium oraz z deuteronom są zgodne i wartość średnią możemy przyjąć jako równą

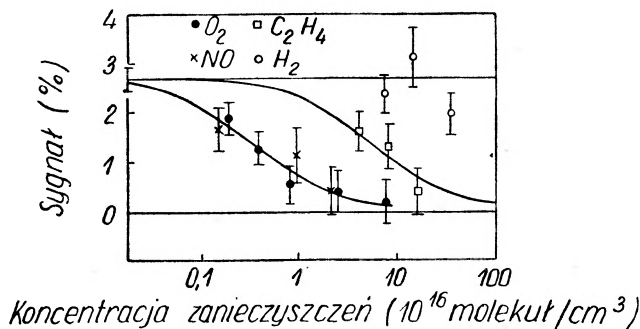
$$\alpha^{-1} = 137 \cdot 0387 (\pm 8 \times 10^{-6}) .$$

α jest jedną z fundamentalnych stałych atomowych i konieczna jest dokładna znajomość jej wartości z uwagi na znaczenie tej stałej w całym układzie stałych fundamentalnych. Co więcej, odgrywa ona szczególnie ważną rolę w porównaniu teoretycznej i doświadczalnej wartości rozszczepienia w strukturze nadsubtelnej podstawowego stanu wodoru. W tabl. VII podana jest teoretyczna formuła na rozszczepienie w strukturze nadsubtelnej wodoru, $\Delta\nu_H$. Jest ona bardzo podobna do formuły dla mionium z tym, że różnica polega na wystąpieniu członu δ_p . Człon ten uwzględnia strukturę protonu oraz odrzut protonu, co jest trudne do obliczenia, ponieważ proton jest cząstką o skomplikowanej strukturze, silnie oddziaływającą. Człon ten reprezentuje wymianę dwóch energetycznych fotonów ($\gtrsim 100$ MeV) pomiędzy elektronem i protonem, a obliczenie go opiera się na danych dotyczących wysokoenergetycznego rozproszenia elektronów na protonach. Wartość teoretyczna $\Delta\nu(H)$ wyliczona w oparciu o wartość α oraz $\delta_p = 35 \times 10^{-6}$ wynosi $\Delta\nu_{\text{teoria}} = 1420 \cdot 347 \pm \cdot 324$ MHz. Wartość doświadczalna znana jest z dokładnością 2×10^{-11} z prac maserowych. Wartości te różnią się o $42 \pm 17 \times 10^{-6}$, gdzie 17 odpowiada błędowi granicznemu. Ostatnio wykonano wiele prac, w których rozważano wpływ struktury protonu na tę wartość. Rozważano efekty związane z aksjalno-wektorowym mezonem, kwarkową strukturą protonu i ogólnie ze zdolnością polaryzacyjną protonu. W świetle rachunków obejmujących te efekty trzeba chyba powiedzieć, że dokładność wartości δ_p sięga rzędu 10×10^{-6} . Ta niepewność nie jest jednakże dostateczna, aby wyjaśnić różnicę teoretycznej i doświadczalnej wartości $\Delta\nu(H)$. Ostatnio uzyskana wartość stosunku e/h w oparciu o efekt Josephsona (patrz *Physics Today*, 19, no. 11, 67 (1966)) prowadzi do wartości na α , która pozwala na uzyskanie idealnej zgodności wartości doświadczalnej i teoretycznej $\Delta\nu(H)$. Tak więc coś nie jest w porządku i dokładniejsze porównanie teorii z doświadczeniem wymaga lepszej znajomości wartości α .

Chemia mionium

W oddziaływaniach atomowych i w reakcjach chemicznych mionium będzie zachowywać się jak lekki izotop wodoru, ponieważ masa mionu jest 207 razy większa od masy elektronu, a czas życia mionu równy 2,2 μ sek jest dostatecznie

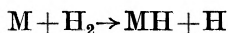
długi w stosunku do okresu obrotu elektronu w atomie. W historii odkrycia mionium, oddziaływania chemiczne odegrały bardzo negatywną rolę. Wiele doświadczeń, w których poszukiwano charakterystycznej częstości precesji mionium, nie powiodło się wskutek wtórnych reakcji chemicznych mionium z molekułami. Jak wspominałem, musieliśmy oczyszczać gazowy argon, aby móc zaobserwować precesję mionium i przejścia w strukturze nadsztywnej. Na rys. 13 przedstawione są rezultaty analizy oddziaływań mionium. Rysunek ten podaje zależność amplitudy sygnału rezonansowego przy przejściu w silnym polu od koncentracji przeróżnych molekuł, wprowadzonych w małych ilościach jako zanieczyszczenie do argonu. Można łatwo zauważyć, że wprowadzenie



Rys. 13. Efekt zanieczyszczeń. Sygnał rezonansowy dla przejścia $(M_J, M_\mu) = (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) \leftrightarrow (\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$ przy polu 5200 gaus, w funkcji koncentracji zanieczyszczeń. Linie ciągłe reprezentują dopasowane teoretyczne krzywe, zawierające jako parametr przekrój czynny na tłumienie

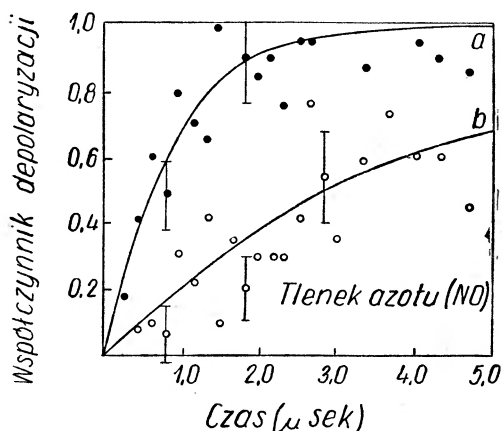
tłenu lub tlenku azotu, a w mniejszym stopniu etylenu C_2H_2 zmniejsza sygnał. Wodór nie ma wpływu na wielkość sygnału. Zmniejszenie sygnału rezonansowego sugeruje występowanie zderzeń, które usuwają mionium ze stanów rezonansowych. W teorii liniowej częstość zachodzenia zderzeń może być dodana do częstości rozpadów mionów i można wyliczyć przekrój czynny na tłumienie sygnału.

W temperaturze pokojowej przybliżenie Borna-Oppenheimera jest ważne dla mionium, podobnie jak to jest dla wodoru. Jeśli chodzi o typ reakcji, to ponieważ tlenek azotu i tlen są paramagnetykami ze swobodnymi spinami elektronowymi, oczekujemy, że dominować będzie wymiana spinu elektronowego. Reakcja taka opisana jest oddziaływaniem Coulomba oraz zasadą zakazu Pauliego. Wymiana elektronu pomiędzy mionium i argonem może spowodować przejście mionium z jednego stanu do drugiego w strukturze nadsztywnej. Etylen jest węglowodorem nienasyconym i wydaje się, że w zderzeniu tworzy się molekuła wiążąca mionium. Nie ma natomiast reakcji z wodorem. Wodór nie jest paramagnetykiem, a więc reakcje wymiany spinu elektronu są niemożliwe. Co więcej, taka reakcja jak



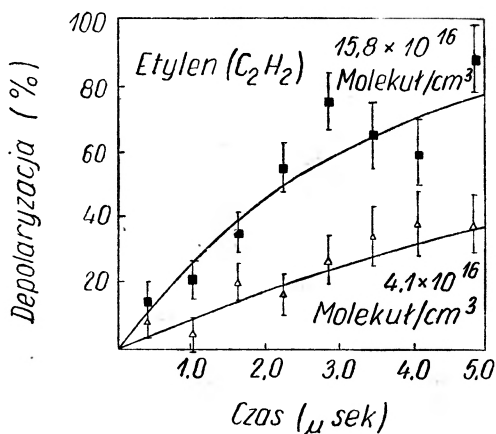
jest energetycznie wzbroniona w temperaturze pokojowej z uwagi na wysoką energię najniższych stanów wibracyjnych MH.

Prostsza metodę analizy oddziaływań molekularnych mionium stanowi pomiar polaryzacji mionu w funkcji czasu i koncentracji zanieczyszczeń, uży-



Rys. 14. Współczynnik depolaryzacji w funkcji czasu dla tlenku azotu

wając precyzyjnego analizatora czasu, ustawionego za licznikami scyntylicyjnymi. Metoda opiera się oczywiście na wystąpieniu zaburzenia w rozkładzie kątowym pozytonów, spowodowanego zaburzeniem w polaryzacji mionów.

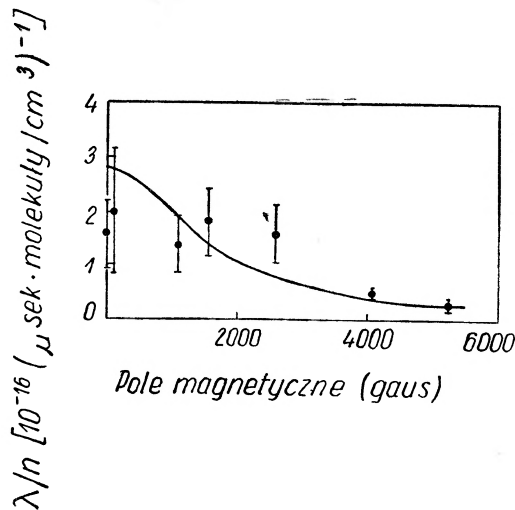


Rys. 15. Współczynnik depolaryzacji w funkcji czasu dla etylenu

Rezultaty uzyskane dla tlenku azotu są przedstawione na rys. 14. Przedstawia on zależność depolaryzacji od czasu w przeciągu kilku czasów życia mionu dla dwóch różnych koncentracji tlenku azotu. Niższa krzywa odpowiada ciśnieniu 0,13 torr, wyższa 0,37 torr. Zaznaczono błędy statystyczne. Krzywa ciągła

jest zwykłą funkcją exponencjalną. Jeśli reakcja opisana jest mechanizmem wymiany spinu elektronowego, to krzywa teoretyczna ma kształt exponenty, a wykładnik exponenty jest proporcjonalny do przekroju czynnego na wymianę spinu. Na rys. 15 przedstawione są rezultaty dla etylenu, dopasowane także przy pomocy exponent. Efektywny przekrój czynny dla etylenu jest mniejszy od przekroju czynnego dla tlenku azotu.

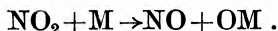
Dokładniejsze badania zderzeń depolaryzujących można przeprowadzić analizując efekt depolaryzacji w funkcji wartości statycznego pola magnetycznego. W silnym polu zderzenia, w których wymieniany jest spin elektronu, nie zmieniają ustawienia spinu mionu i w efekcie przekrój czynny na depolaryzację



Rys. 16. Teorie wymiany spinu dopasowane do danych dotyczących molekuł tlenku azotu. Przedstawiono szybkość depolaryzacji przypadającą na jedną molekułę zanieczyszczeń (λ/n) w funkcji pola H

będzie równy zero. Z drugiej strony, w słabym polu, wskutek sprzężenia spinu elektronu ze spinem mionu poprzez oddziaływanie w strukturze nadsubtelnej, w wypadku wymiany spinu elektronu nastąpi zmiana ustawienia spinu mionu. Przekrój czynny na depolaryzację, jako funkcja wartości pola magnetycznego, zależy jedynie od funkcji własnych operatora spinu i może być łatwo policzony. Na rys. 16 przedstawione są rezultaty uzyskane dla tlenku azotu (gdzie występuje jeden swobodny elektron w stanie 2I) w funkcji H . Współczynnik depolaryzacji ma postać $1 - e^{-\lambda t}$, gdzie λ oznacza dopasowaną szybkość depolaryzacji przy założeniu, że efekt depolaryzacji da się opisać funkcją: $P = P_0 e^{-\lambda t}$. Punkty doświadczalne leżą dobrze na krzywej teoretycznej oznaczonej linią ciągłą. Potwierdza to założenie, że w zderzeniach tych następuje wymiana spinu. Podobne potwierdzenie uzyskano w przypadku tlenu. W tablicy III zestawione są dotychczasowe dane dotyczące przekroju czynnego na zderzenie mionium—

molekuła. W przypadku dwutlenku azotu uważamy, że reakcja przebiega następująco:



Trzeba przypomnieć, że dla tlenu i tlenku azotu reakcja przebiega z wymianą spinu elektronu. Odpowiednie przekroje czynne na wymianę spinu dla reakcji wodoru z tlenkiem azotu i tlenem ($21 \pm 2,5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ i $21 \pm 2,1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, odpowiednio) mierzone za pomocą masera są około trzy- lub czterokrotnie większe niż dla mionium. Uważamy, że ta różnica wywołana jest tym, że mionium i wodór mają różne pędy przy ustalonej energii kinetycznej, a więc, że różna liczba fal cząstkowych bierze udział w reakcji. W przypadku reakcji z etylenem zakładamy, że tworzy się molekuła zawierająca mionium. Żadnej reakcji nie zaobserwowano z wodorem, azotem oraz z sześciofluorkiem siarki SF_6 . Brak reakcji z wodorem był już dyskutowany. Te same argumenty stosują się do azotu. Nasze studia nad chemią mionium są w pierwszym stadium rozwoju. Wiele rozmaitych reakcji mogłoby być przebadanych i porównanych z reakcjami dla wodoru. W rzeczywistości w pewnym sensie badanie chemii mionium jest łatwiejsze aniżeli chemii atomu wodoru.

Przemiana w antymionium

Mionium jest obiektem bardzo ciekawym z punktu widzenia słabych oddziaływań oraz natury mionowych liczb kwantowych. Przemiana mionium w antymionium (μ^-e^+) oznaczałaby niespełnienie zachowania addytywnej mionowej liczby kwantowej, ale byłaby dozwolona przez prawo zachowania multiplikatywnej mionowej liczby kwantowej, co byłoby zgodne z naszą obecną wiedzą o słabych oddziaływaniach (patrz tablica VIII). W tablicy tej podana jest postać członu hamiltonianu opisującego sprzężenie mionium (M) z antymionium (\bar{M}), a także podano wartość elementu macierzowego w przypadku, gdy stała sprzężenia jest równa uniwersalnej stałej sprzężenia Fermiego G_0 . M i \bar{M} są zdegenerowane względem ich oddziaływań elektromagnetycznych. Jeśli pierwotnie powstaje M , to na skutek członu sprzężenia \propto tworzy się składowa \bar{M} w funkcji falowej. Stąd istnieje pewne prawdopodobieństwo, że rozpad mionu nastąpi ze stanu \bar{M} z emisją energetycznego elektronu. Prawdopodobieństwo to wynosi $P(\bar{M}) = 2 \cdot 6 \times 10^{-5}$ dla mionium w próżni. W obecności gazu degeneracja stanów M i \bar{M} znika wskutek różnych oddziaływań elektromagnetycznych \bar{M} i M z atomami np. argonu. Wtedy rozwój składowej \bar{M} jest wzbroniony i $P(\bar{M})$ zmniejsza się o czynnik $1/N$, gdzie N jest liczbą zderzeń $M - \bar{M}$ z atomami argonu w przeciągu czasu życia układu $M - \bar{M}$. Co więcej, gaz argonowy zmieni typ rozpadu \bar{M} . W otoczeniu gazu \bar{M} utworzy μ — mezonowy atom argonu. Projektujemy doświadczenie, w którym można by badać charakterystyczne promieniowanie $X \mu$ — mezonowego atomu argonu, które stanowi bardzo czuły sprawdzian przemiany $M \rightarrow \bar{M}$.

Obecnie najlepszej oceny $G_{M\bar{M}}$ dokonano wykorzystując fakt, że czas życia mionium jest w przybliżeniu taki sam jak swobodnego mionu, co zostało stwier-

Tablica VIII

Przekroje czynne na oddziaływanie mionium-molekuła w 10^{-16} cm²

Gaz wprowadzony	Postulowane oddziaływanie	σ_R Dane dotyczące tłumienia sygnału przy 5200 gausach	σ_{SE} Dane dotyczące depolaryzacji przy kilku polach
NO ₂	+M → NO + OM	23 (dolna granica)	—
O ₂	Wymiana spinu	5,4 ± 2,5	5,9 ± 0,6
NO	Wymiana spinu	3,2 ± 1,5	7,1 ± 1,0
C ₂ H ₄	+M → C ₂ H ₄ M	0,29 ± 0,16	—
H ₂ , N ₂ , SF ₆	—	0,01 (górną granica)	—

Tablica IX

Przemiana mionium-antymionium $\mu^+e^- \rightarrow \mu^-e^+$ nie spełnia addytywnego prawa zachowania liczby mionowej

Dozwolone przez multiplikatywne prawo zachowania liczby mionowej:

$$\mathcal{H} = G_{M\bar{M}} \bar{\psi}_\mu \gamma_2 (1 + \gamma_5) \psi_e \bar{\psi}_\mu \gamma^2 (1 + \gamma_5) \psi_e$$

$$\langle \bar{M} | \mathcal{H} | M \rangle = \frac{\delta}{2} = \frac{8G_{M\bar{M}}}{\pi a_0^3} \quad (\text{przy } G_{M\bar{M}} = G_v, \delta = 2,1 \times 10^{-12} \text{ eV})$$

$$\psi(t) = a\Phi_M + b\Phi_{\bar{M}} \quad (\text{przy } t = 0, a = 1, b = 0)$$

$$P(\bar{M}) = \frac{\delta}{2A^2} \left(\frac{G_{M\bar{M}}}{G_v} \right)^2 = 2,6 \times 10^{-5} \left(\frac{G_{M\bar{M}}}{G_v} \right)^2 \quad (\text{w próżni})$$

gdzie $A = \hbar\gamma$

$$P_{\text{gaz}}(\bar{M}) \approx \frac{1}{N} P_{\text{próżnia}}(\bar{M})$$

$$\bar{M} + A \rightarrow \mu^- A$$

$$G_{M\bar{M}} \lesssim 2 \times 10^5 G_v$$

dzone we wszystkich doświadczeniach z mionium, łącznie z doświadczeniami, w których badano precesję i strukturę nadsubtelną mionium. Wiemy tylko, że $G_{M\bar{M}} < 2 \times 10^5 G_v$.

W związku z przyszłymi badaniami mionium chciałbym zauważyć, że wszystkie nasze prace wykonaliśmy mając do dyspozycji tylko 10^{10} atomów mionium. Z drugiej strony, przy pracy z wodorem można korzystać z wiązek atomowych o natężeniu 10^{14} atomów/sek. Badanie mionium jest obecnie poważnie ograniczone dostępną liczbą atomów mionium oraz natężeniami wiązek mionowych. Gdy zostaną zbudowane akceleratory zapewniające duże natężenia, tzw. fabryki mezonów, możliwe będzie znaczne udoskonalenie i poszerzenie badań nad mionium.

Tłumaczył Andrzej Eskreys

Literatura

- [1] V. W. Hughes, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **2**, 205 (1957).
- [2] V. W. Hughes, D. W. McColm, K. Ziock, R. Prepost, *Phys. Rev. Letters*, **5**, 63 (1960).
- [3] R. Prepost, V. W. Hughes, K. Ziock, *Phys. Rev. Letters*, **6**, 19 (1961).
- [4] K. Ziock, V. W. Hughes, R. Prepost, J. M. Bailey, W. E. Cleland, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 103 (1962).
- [5] W. E. Cleland, J. M. Bailey, M. Eckhause, V. W. Hughes, R. M. Mobley, R. Prepost, J. E. Rothberg, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 202 (1964).
- [6] P. Thompson, J. Amato, V. W. Hughes, R. Mobley, J. Rothberg, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **11**, 343 (1966).
- [7] R. M. Mobley, J. M. Bailey, W. E. Cleland, V. W. Hughes, J. E. Rothberg, *J. Chem. Phys.*, **44**, 4354 (1966).
- [8] D. Morgan, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **9**, 393 (1964).
- [9] V. W. Hughes, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **16**, 445 (1966).
- [10] V. W. Hughes, *Scientific American*, **214**, no. 4, 93 (1966).
- [11] P. Thompson, J. J. Amato, V. W. Hughes, R. M. Mobley, J. E. Rothberg, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **12**, 75 (1967).
- [12] R. M. Mobley, J. J. Amato, V. W. Hughes, J. E. Rothberg, P. Thompson, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **12**, 104 (1967)

Michael J. Pentz *

Urządzenie dla zderzających się wiązek w CERN**

The CERN Intersecting Storage Rings

Pomimo poświęcenia w ostatnich latach wiele uwagi silnym oddziaływaniom, które występują pomiędzy cząstkami wewnątrz jądra atomowego, wciąż nie rozumiemy ich natury. Badania sił jądrowych wymagają stosowania coraz to potężniejszych akceleratorów, umożliwiających wywoływanie zderzeń cząstek i ich analizę, a budowa takich akceleratorów jest bardzo kosztowna i trudna. Poniższy artykuł opisuje urządzenie zderzających się wiązek w CERN, urządzenie, które w pomysłowy sposób pozwala użytkować cząstki z akceleratora protonowego dla uzyskania zderzeń z energiami większymi od zwykle dostępnych.

Niewiele więcej aniżeli rok temu, przedstawiciele państw członkowskich CERN, Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych, zgodzili się uczestniczyć w nowym na dużą skalę zakrojonym projekcie — budowie urządzenia zderzających się wiązek (Intersecting Storage Rings — ISR). Prace zaczęły się ostatniego lata po francuskiej stronie granicy, która przebiega przez obszar CERN-u. Skonstruowano i wypróbowano główne urządzenia nowej inwestycji na modelach naturalnej wielkości. Umowy z przedsiębiorstwami przemysłowymi zostaną podpisane w tym roku (1967). Całe urządzenie będzie kosztować 30 milionów funtów angielskich i budowa jego powinna się zakończyć w 1971 roku. Urządzenie to pozwoli na ekonomiczne wytwarzanie zderzeń bardzo wysokiej energii, dzięki postępowi w fizyce jądrowej osiągniętemu w ciągu ostatnich lat.

Fizyka jądrowa dotyczy ruchu neutronów i protonów wewnątrz jądra atomowego, a więc dotyczy struktury jądra. Możemy opisywać ten ruch na gruncie

* M. J. Pentz urodził się w Cape Town, w Południowej Afryce, w 1924 r. i tam też ukończył uniwersytet. W 1947 r. przeniósł się do Anglii, gdzie odbywał staż w firmie Metropolitan-Vickers Ltd, a w 1948 r. zaczął pracować w Imperial College of Science and Technology, gdzie spędził dwa lata pracując nad problemem kontrolowanych reakcji rozszczepienia. Potem zajmował się dziedziną spektroskopii częstości radiowych, aż do 1957 roku, kiedy to przyłączył się do grupy pracującej nad akceleratorami (Accelerator Research Group) w CERN, w Genewie. Jako kierownik grupy urządzenia zderzających się wiązek elektronowych (Electron Storage Ring Group) jest samodzielnym pracownikiem naukowym w CERN.

** Tłumaczenie artykułu z *Endeavour* 24, 126 (1967) dokonane za uprzejmą zgodą Wydawcy.

mechaniki kwantowej, ale okazuje się, że spotykamy się z dwoma zupełnie nowymi typami sił, których nie jesteśmy w stanie zrozumieć. Są to: oddziaływanie silne wiążące protony i neutrony w jądrze, stanowiące źródło energii jądrowej i oddziaływanie słabe doprowadzające do emisji cząstek β w promieniotwórczym rozpadzie jąder. Aby móc zbadać te siły trzeba przesondować strukturę samych protonów i neutronów, innymi słowy, materia musi być przebadana na poziomie jej mikrostruktury. Są dwie podstawowe przyczyny, dlaczego fizyka mikrostruktury jądrowej jest fizyką wysokich energii.

Jedną z nich jest to, że świat fizyki mikrostruktury obejmuje dobrze znane protony, neutrony, elektrony, a także ponad sto innych cząstek o porównywalnych masach. Te ostatnie są trudniejsze do zaobserwowania, ponieważ natychmiast po wyprodukowaniu rozpadają się. Są one jednakże prawie na pewno równie ważne dla zrozumienia natury silnych i słabych oddziaływań jak i cząstki dobrze znane. W swym ostatnim artykule w *Endeavour* P. P. Mathews przedyskutował uderzające prawidłowości występujące pomiędzy cząstkami elementarnymi, które wykryto w ostatnich latach i wykazał, że prawidłowości te można opisać w oparciu o ściśle zdefiniowane matematyczne zasady symetrii.

Wielu fizyków uważa obecnie, że te symetrie są odbiciem wewnętrznej struktury protonu i neutronu i wielu innych cząstek uprzednio uważanych za elementarne, a obecnie zgodnie z tym podejściem traktowanych jako zbudowane z „kwarków“. Jest oczywiście ważne, aby próbować zaobserwować te hipotetyczne cząstki mikromaterii.

Ich masa jest jednakże przynajmniej pięć razy większa niż masa nukleonu, którego są składnikami. Z równania Einsteina $E = mc^2$, które stwierdza równoważność masy (m) i energii (E) w jednostkach prędkości światła — c wynika, że jeśli chcemy produkować cząstki o stosunkowo dużej masie, konieczna jest wysoka energia.

Jeśli założymy, że masa kwarku jest równa pięciu lub więcej masom protonu to, aby wyprodukować kwarki, potrzebujemy energii 10 GeV w układzie środka masy zderzenia. Dla zderzenia proton-proton oznacza to konieczność posiadania 50 GeV-owego akceleratora.

Drugą przyczyną, dla której wysokie energie są konieczne dla badań mikrostruktury, jest dyfrakcja fal materii. Aby zaobserwować pewien obiekt, konieczne jest zastosowanie promieniowania o długości fali krótszej niż wymiary obiektu. Dobrze znany dualizm cząstek i fal reprezentujących masę będącą w ruchu, lub cząstek i energii, prowadzi do związku pomiędzy energią (dokładniej pędem p) cząstki i długością stowarzyszonej fali $p = h/\lambda$, gdzie h jest stałą Plancka. W ten sposób im mniejszy chcemy zaobserwować obiekt, tym większą energię promieniowania należy zastosować. Obiekty, które chcemy badać w fizyce mikrostruktury jądrowej, są 10^{10} — 10^{11} razy mniejsze od najmniejszych obiektów, które można zaobserwować przy pomocy zwykłego światła widzialnego o energii fotonów rzędu kilku elektronowoltów. Tak więc w fizyce mikrostruktury jądrowej konieczne są energie promieniowania rzędu 10^{10} lub 10^{11} eV. Ten zakres energii jest osiągalny w akceleratorach obecnie pracujących lub

budowanych. Jasne jest, że potrzebujemy promieniowania o jeszcze większej energii, aby móc jeszcze głębiej sondować materię jądrową. Rola urządzenia zderzających się wiązek może być lepiej zrozumiana w świetle tych zastosowań.

Dostępne energie

Energia w akceleratorze cząstek często zużytkowana jest na wyprodukowanie nowych cząstek. Zazwyczaj skierowuje się wiązkę przyspieszonych cząstek na tarczę. Przyspieszone cząstki zderzają się z protonami lub neutronami w materiale tarczy i energia wyzwolona w procesie zderzenia może się zamienić w masę nowych cząstek. Jak dużo energii może się wyzwolić w ten sposób, tak aby mogła być ona zużytkowana na produkcję nowych cząstek? W zderzeniu dwóch obiektów całkowita energia i pęd przed i po zderzeniu są sobie równe. Część energii może przemienić się w ciepło lub dźwięk lub też może być użyta na deformację zderzających się obiektów. W wypadku zderzenia cząstek elementarnych część energii może zamienić się w masę zgodnie z równaniem $E = mc^2$, ale całkowita energia pozostaje niezmienną.

Gdy niesprężysty obiekt poruszając się z prędkością dużo mniejszą od prędkości światła zderza się czołowo ze spoczywającym obiektem o tej samej masie, to łatwo wyliczyć, że po zderzeniu oba obiekty będą poruszać się z prędkością równą połowie prędkości pierwotnej i sumaryczną energią kinetyczną równą połowie pierwotnej energii kinetycznej. Druga jej połowa może się zamienić w ciepło, dźwięk lub zmianę struktury obiektów. Ta część jest rzeczywistą energią zderzenia. Jeśli jednak dwa obiekty o równych masach poruszają się z jednakowymi prędkościami i zderzają się czołowo, to po zderzeniu pozostaną w spoczynku i pierwotna energia kinetyczna obu pozostaje do dyspozycji. W ten sposób energia zderzenia będzie cztery razy większa niż w poprzednim przypadku.

Gdy protony z akceleratora cząstek zderzają się z protonami tarczy, mamy sytuację z pierwszego przykładu, ponieważ jądra tarczy są praktycznie w spoczynku. Ale dostępna energia zderzenia jest mniejsza od połowy energii kinetycznej pierwotnej, ponieważ przy bardzo dużych prędkościach — bliskich prędkości światła — uzyskiwanych przez przyspieszone protony, prosta formuła musi być zastąpiona nieco bardziej skomplikowaną, wynikającą ze szczególnej teorii względności.

I tak dla prędkości bliskich prędkości światła energia zderzenia dana jest wzorem $E_C \approx \sqrt{2E_A}$, gdzie E_A jest energią przyspieszonej cząstki. Tak więc w przypadku CERN-owskiego synchrotronu protonowego, dla którego E_A wynosi 28 GeV, energia zderzenia osiąga tylko 7,5 GeV. Dziesięciokrotne zwiększenie energii cząstek E_A przyspieszonych w akceleratorze (a więc i dziesięciokrotne zwiększenie wymiarów akceleratora) prowadzi do tylko trzykrotnego zwiększenia energii zderzenia. Jednakże, gdybyśmy mogli uzyskać czołowe lub praktycznie czołowe zderzenia dwóch wiązek przyspieszonych cząstek, to wtedy cała ich energia byłaby osiągalna.

Celem budowy urządzenia dla zderzających się wiązek konstruowanego teraz w CERN jest uzyskiwanie czołowych zderzeń wiązek protonów o energii 28 GeV, uzyskiwanych w obecnie istniejącym akceleratorze. W odniesieniu do przeprowadzonej dyskusji to urządzenie będzie równoważne akceleratorom z maksymalną energią przyspieszonych cząstek równą 1700 GeV, który jest około 60 razy większy.

Niestety, są jednak trudności zarówno w wytwarzaniu zderzających się wiązek, jak i w operowaniu i wyzyskiwaniu ich. Jesliby tak nie było, nikt by obecnie nie planował i nie budował większych akceleratorów, a tymczasem 70 GeV-owy synchrotron protonowy w ZSRR jest już na ukończeniu, 200 GeV-owy akcelerator w USA został ostatnio zatwierdzony, a w Europie rozważa się budowę 300 GeV-owego akceleratora.

Urządzenie dla zderzających się wiązek

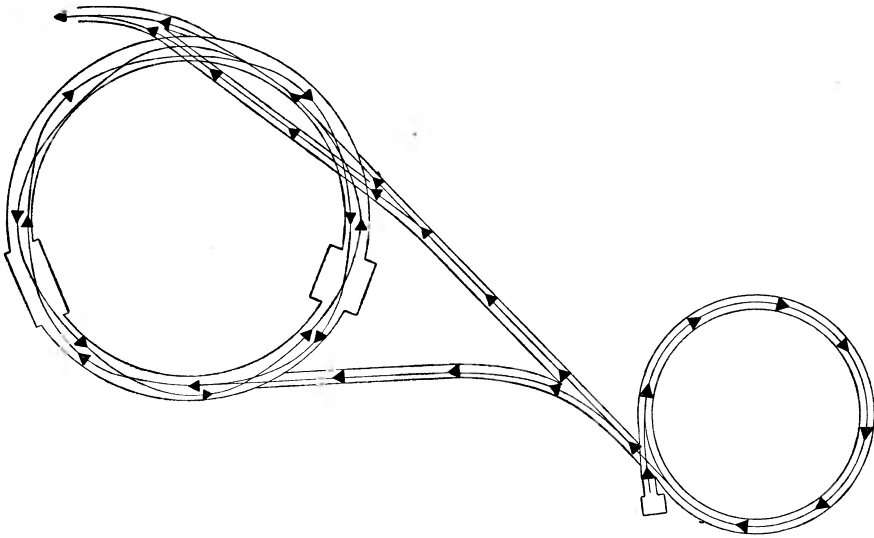
Prawdopodobieństwo zderzenia się cząstek w zderzających się wiązkach zależy od natężenia tych wiązek, które jest dużo niższe od gęstości protonów i neutronów w jakiegokolwiek ciekłej lub stałej tarczy.

W każdym przypadku liczba zderzeń pomiędzy cząstkami z wiązki i cząstkami w tarczy, zachodząca w każdej sekundzie w pewnej objętości, jest proporcjonalna do liczby cząstek w tarczy w tej objętości i do liczby padających cząstek wiązki w 1 sekundzie. W typowych doświadczeniach, w których przyspieszona wiązka pada na spoczywającą tarczę z ciekłego wodoru, iloczyn tych dwóch liczb (zwany świetlnością) jest rzędu 10^{27} . Oznacza to, że mamy jedno zderzenie w 1 sekundzie w jednym centymetrze grubości tarczy, gdy założymy, że każda cząstka ma przekrój o powierzchni 10^{-27} cm². Jest to akceptowalna wartość w tych warunkach. Gdyby jednak zderzać wiązki z dwóch zwykłych akceleratorów, to świetlność byłaby zaledwie 10^{18} . To osłabienie o czynnik 10^9 musi się jakoś skompensować, jeśli chcemy by częstość zderzeń spotykających się wiązek była taka jak w przypadku spoczywającej tarczy.

W tym celu konieczne jest kilkusetkrotne zwiększenie natężenia wiązek i doprowadzenie do ciągłego zachodzenia zderzeń, nieograniczonego czasu trwania jednego impulsu. Oba te cele można osiągnąć nagromadzając cząstki z kilkuset cykli przyspieszenia i przechowując je w urządzeniu w kształcie pierścienia, gdzie mogą one krążyć aż do chwili, gdy nastąpi zderzenie. Urządzenie służące do akumulacji cząstek w CERN-ie przedstawione jest na rys. 1 w uproszczonej formie.

Protony z każdego impulsu w akceleratorze protonowym kierowane są przy pomocy szeregu odginających i ogniskujących magnesów do urządzenia akumulującego. Orbity tych protonów nie są koliste, jak to jest w samym synchrotronie. Magnesy decydujące o ich kształcie są tak ustawione, że promień orbity zwiększa się i zmniejsza w następujących po sobie wycinkach koła o kącie 45°. Protony z impulsu wyprowadzane są z synchrotronu w odstępach 3-sekundowych

i wstrzykiwane do urządzenia akumulującego dotąd, aż nagromadzi się kilkaset impulsów, po czym napełnia się drugie urządzenie akumulujące, w którym cząstki krążą w przeciwnym kierunku, jak to zaznaczono na rys. 1. Orbitsy w obu tych urządzeniach nie pokrywają się i są tak dobrane, że przecinają się nawzajem w ośmiu miejscach pod kątem, który wg projektu wynosi 15° . Gdy na drugiej orbicie zakumuluje się kilkaset impulsów protonowych, na każdym przecięciu nastąpi doświadczalnie wystarczająca liczba zderzeń prawie czołowych. Występuje tu jednak szereg praktycznych trudności. Aby przetestować je doświadczalnie, zbudowano małe urządzenie akumulujące 2 MeV-owe elektrony.



Rys. 1. Droga protonów w urządzeniu dla zderzających się wiązek

Akumulacja dziesięciu impulsów obu kierunków trwa minutę i gdy raz już zakumulowano kilkaset impulsów, to pożądane jest oczywiście, aby można było przeprowadzić jak najwięcej doświadczeń równocześnie bez konieczności ponownego napełnienia urządzenia.

Zderzenia pomiędzy krążącymi protonami i molekułami pozostałego gazu powodują rozproszenia protonów i obniżają natężenie wiązki i świetlnosć. Z tego powodu średnie ciśnienie w próżniowej komorze powinno być mniejsze od 10^{-12} atm. Doświadczenie wskazuje, że jest to osiągalne.

Z podobnych przyczyn stosowane magnesy muszą być niesłychanie precyzyjnie wykonane i ustawione. W ciągu kilku godzin trwania doświadczenia protony przebędą kolosalną odległość. Aby uniknąć ich zderzeń ze ściankami komory próżniowej i zapewnić stabilność ich orbit w ciągu długich okresów czasu, kierowanie wiązką protonów musi być bardzo dokładne. Zarówno teoria, jak i doświadczenie wskazują, że da się zadośćuczynić powyższym wymaganiom.

W obszarze przecinania się wiązek ciśnienie w komorze próżniowej musi być rzędu 10^{-11} tora. Podczas gdy zderzenie z molekułami pozostałości gazowych w rurze próżniowej powoduje jedynie utratę protonów, to zderzenia tego samego typu w obszarach, gdzie przeprowadza się doświadczenia, niesłychanie skomplikują interpretację wyników, ponieważ trudno się przekonać czy obserwowany rozproszony proton rozproszył się na innym protonie, czy też na molekułe pozostałego gazu. Wymagane ciśnienie może być osiągnięte drogą kriogenicznego lub sublimacyjnego pompowania.

Pokrewny problem związany jest z akumulacją impulsów. Każdy z nich musi być kierowany w ten sposób, aby jego orbita przebiegała kilka centymetrów od orbity wstrzykiwania. Osiąga się to stosując przyspieszenie o częstotliwości radiowej podobnie jak w synchrotronie. Ale stosowanie tej metody wymaga bardzo precyzyjnej kontroli, takiej aby zapewnić, że każdy następny impuls zostanie skierowany dokładnie po drodze poprzedniego. Przy teoretycznej analizie tego procesu zastosowano maszynę liczącą i wyniki wskazują, że wymagana wydajność akumulacji może być osiągnięta. Urządzenie do akumulacji elektronów potwierdziło te przewidywania.

Krające protony, zarówno te z tej samej wiązki, jak i różnych będą oczywiście oddziaływać elektromagnetycznie. To oddziaływanie może zaburzyć stabilność wiązek, ale obliczenia teoretyczne wykazują, że te zaburzenia można zaniedbać w odpowiednich warunkach doświadczalnych.

Badania doświadczalne stabilności wiązki przeprowadza się obecnie wykorzystując model urządzenia akumulującego i jak dotychczas badania te potwierdzają istniejące teorie. W odniesieniu do tego problemu pozostanie jednak pewien element niepewności, zwłaszcza w związku z długotrwałym utrzymaniem stabilności. Nie wiemy czy istnieją jakieś zaburzenia stabilności charakteryzujące się niesłychanie powolnym wzrostem w czasie, które staną się istotne w urządzeniu akumulującym, powiedzmy po godzinie. Niestety, pomimo że nie znamy obecnie żadnych tego rodzaju zaburzeń, nie znaczy to, że nie wystąpią. W rzeczywistości większość znanych zaburzeń stabilności zaobserwowano w praktyce w urządzeniu akumulującym elektrony i nie były one przewidziane teoretycznie. Istnieją jednakże uzasadnione podstawy aby wierzyć, że budowa urządzenia zderzających się wiązek spełni zadania projektowe. Zawsze okazuje się możliwe usunięcie w jakiś sposób niestabilności, gdy tylko uda się ją wykryć i zrozumieć.

Ograniczenia zastosowań urządzenia zderzających się wiązek

Pierwszym i najbardziej oczywistym ograniczeniem jest to, że za pomocą urządzenia zderzających się wiązek można badać tylko zderzenia proton-proton.

W przypadku zwykłego akceleratora mogą być produkowane wiązki różnych cząstek, gdy bombarduje się tarczę pierwotną wiązką protonów. Dla tych wtórnych wiązek można dokładnie ustalić energię i uzyskać duże ich natężenie.

Obserwacja, co się dzieje gdy następuje oddziaływanie bardzo wysokiej energii pomiędzy zderzającymi się protonami, będzie interesująca, ale nie można oczekiwać, że dostarczy ona pełnego opisu zjawisk mikrojądrowych.

Następnym ograniczeniem jest to, że zderzenie następuje wewnątrz komory próżniowej samego urządzenia. W przypadku konwencjonalnego akceleratora wiązka może być wyprowadzona tak, że oddziaływanie zachodzi w odpowiednio usytuowanej tarczy otoczonej przez właściwie dowolny układ detektorów cząstek. Pomimo tego, że pierścienie będą tak skonstruowane, aby umożliwić ustawienie dużych detektorów cząstek blisko obszaru, gdzie następują zderzenia, to jednak obserwacje będą ograniczone obecnością komory próżniowej i magnesów.

Stosunkowo niska częstość oddziaływań obecnie przewidywana dla urządzenia zderzających się wiązek (około 10^5 zderzeń w 1 sek w każdym obszarze przecinania się orbit) uważana jest czasem jako ograniczenie. Ale dotychczasowa historia akceleratorów wysokich energii i techniki doświadczalnej poświęconej ich wykorzystaniu wskazuje, że postęp w technologii akceleratorów prowadzący do zwiększenia natężeń ponad projektowany poziom oraz postęp w doświadczalnej technice, który umożliwił detekcję oddziaływań zachodzących z małą częstością, wypełni lukę pomiędzy zapotrzebowaniem a możliwościami.

Przyszły rozwój

Urządzenie zderzających się wiązek ISR (Intersecting Storage Rings) jest pierwszym i obejmującym jedynie zderzenia proton-proton. Urządzenie takie dla zderzeń proton-antyproton z energiami 25 GeV jest obecnie w budowie w Akademgorodku. To urządzenie obejmuje kilka niekonwencjonalnych przyrządów.

Jeśli się im powiedzie, to urządzenie to zostanie uruchomione przed lub tuż po ISR. Istnieje kilka urządzeń dla zderzeń elektron-elektron lub elektron-pozyton, już działających lub też w budowie w Europie, USA i ZSRR. Jednakże, zasada działania i praktyczne problemy urządzenia elektronowego wysokich energii są bardzo różne od tych dla urządzenia protonowego. W tym sensie ISR jest pierwsze i wyjątkowe.

Należy jednak oczekiwać, że inne tego typu urządzenia będą zbudowane. Granice nauki wydają się rozszerzać bezustannie i wyczerpanie problemów fizyki mikrojądrowej już w drugim pokoleniu akceleratorów byłoby sytuacją bez precedensu. Jeśli zaś, jak to się wydaje, wyniki osiągnięte za pomocą obecnych akceleratorów odkrywają tyle samo nowych problemów ile rozwiążą starych, to zapotrzebowanie na zderzenia jeszcze wyższej energii wzrośnie. Z tego powodu przy wyborze odpowiedniego miejsca na budowę 300 GeV-owego europejskiego akceleratora powinno się wziąć pod uwagę możliwość dobudowania do niego urządzenia zderzających się wiązek.

Tłumaczył Andrzej Eskreys

Literatura

- [1] P. T. Matthew, *Endeavour*, **26**, 63 (1967).
- [2] V. F. Weisskopf, *The place of elementary particle research in the development of modern physics CERN Report*, 63—8, 26th March 1963.
- [3] Idem, *Why pure science?*, *CERN Courier*, **4**, No. 10 (1964)¹.
- [4] E. H. S. Burhop, *Discussions on future high-energy accelerators in Europe*, *CERN Courier*, **4**, No. 2 (1964)¹.
- [5] G. F. Chew, M. Gell-Mann and A. H. Rosenfeld, *Strongly interacting particles*, *Sci. American*, February (1964).
- [6] G. K. O. Neill, *Particle storage rings*, *Sci. American*, November 1966.
- [7] M. J. Pentz, *Storage rings for particle physics*, *Science J.*, July 1965.
- [8] J. Goudron and R. Sittel, *Les anneaux de stockage permettrons les collisions de particules a tres haute energie*, *Nature*, Paris, No. 3371, March 1966¹.

¹ Artykuły oznaczone 1 można otrzymać z *Public Information Service*, CERN, 121 Geneva 23, Switzerland.

Romuald Wit

Katedra Fizyki Teoretycznej
Uniwersytetu Jagiellońskiego
w Krakowie

Przegląd ograniczeń na amplitudy rozpraszania w obszarze wysokich energii przy małych przekazach pędu

High-Energy Constraints on the Scattering Amplitude for Small Values of the Momentum Transfer

Obserwując rozwój teorii silnych oddziaływań cząstek elementarnych (w szczególności w obszarze wysokich energii) trudno nie zauważyć, że badania w tej dziedzinie bardzo często nosiły charakter albo zdecydowanie fenomenologiczny, albo też wysoce abstrakcyjny. Z pewnymi wyjątkami sytuacja ta nie uległa zmianie do dnia dzisiejszego. Jest to o tyle dziwne, że jak ogólnie wiadomo, na styku różnych gałęzi dyscyplin naukowych dzieją się zwykle rzeczy najciekawsze.

Z jednej więc strony występowała bardzo odległa od eksperymentu aksjomatyczna teoria pola, której osiągnięcia w większości wypadków umieli należycie ocenić jedynie specjaliści pracujący w tej wąskiej dziedzinie lub jej pokrewnych, z drugiej zaś strony niejednokrotnie mieliśmy do czynienia z czysto fenomenologicznym podejściem do zagadnienia. Jak należało się tego spodziewać, w tej sytuacji wielu fizyków zajmujących się aksjomatyką nie uniknęło w końcu zarzutu, że sprawdzają jedynie swoje umiejętności matematyczne. Rzecz ma się odwrotnie, gdy chodzi o grupę fenomenologów; będąc na wyraźnych usługach „doświadczalników“ często produkowali oni modele *ad hoc*, by tylko znaleźć jakieś obrazowe wytłumaczenie na bieżąco obserwowanych faktów eksperymentalnych.

W tych warunkach trudno było zatem ustalić przyczyny ewentualnych niezgodności teorii z doświadczeniem. Mogły nimi być zarówno niezbyt fortunnie poczynione przybliżenia i przyjęte dodatkowo założenia, jak też i same fundamenty teorii (jest chyba rzeczą mało celową rozwodzić się tutaj o nieuniknionych pomyłkach doświadczalnych).

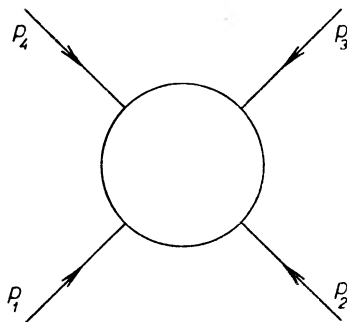
W ciągu ostatnich kilku lat wyraźnie jednak wzrosła w świecie grupa teoretyków starających się dać odpowiedź na pytanie: jakie informacje użyteczne dla eksperymentu można w sposób ścisły uzyskać z niezmienniczości lorentzow-

skiej, mikroprzyczynowości i unitarności? Właśnie niektóre wyniki otrzymane jako odpowiedź na to pytanie zostaną przedstawione poniżej.

Pierwszą rzeczą, na którą należy zwrócić uwagę celem uniknięcia późniejszych rozczarowań, to charakter ewentualnych rezultatów. Jak dotąd nie potrafimy rozwiązać równań pola — z tej to prostej przyczyny nikt nie jest więc w stanie zaprezentować jakichkolwiek, uzyskanych poprawnymi i ścisłymi metodami, wyników numerycznych. Podstawowe rezultaty będą więc w tej sytuacji miały charakter raczej jakościowy. Myśleć tu należy o pewnych ogólnych własnościach wielkości mierzalnych, które w przypadku istnienia rozwiązań odpowiednich równań teorii pola byłyby widoczne natychmiast, a które w obecnej sytuacji należy dopiero znaleźć i udowodnić. Porównywanie teorii z doświadczeniem będzie się więc odbywało na nieco szerszej płaszczyźnie, niż to przywykliśmy robić w codziennej praktyce. Cel takiego postępowania jest zresztą zupełnie oczywisty: wcale pokażna liczba teoretyków ma nadzieję, że uzyskane ograniczenia na wielkości mierzalne staną się w końcu tak ostre i precyzyjne, iż eksperyment w sposób decydujący będzie w stanie powiedzieć, czy nie należy się przypadkiem oswobodzić od pewnych aksjomatów teorii pola, albo też dostarczyć wystarczająco mocnego potwierdzenia ich słuszności.

Sprecyzujmy więc nasze zainteresowania. Od samego początku będziemy jedynie rozważali dwucząstkową amplitudę rozpraszania elastycznego $T(s, t)$, gdzie jak zwykle

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (\text{energia}_{CM})^2,$$



Rys. 1. Schematyczny diagram rozpatrywanej reakcji rozpraszania elastycznego

$$t = (p_1 + p_4)^2 = -(\text{przekaz pędu}_{CM})^2.$$

Dla przypadku jednakowych mas oddziaływających cząstek mamy

$$s = 4(k_{CM}^2 + m^2), t = -2k_{CM}^2(1 - \cos\vartheta).$$

Ze względu na przejrzystość wzorów i oznaczeń położmy $m = c = \hbar = 1$. W celu uproszczenia samych rozważań przyjmujemy, że wszystkie cząstki biorące udział w reakcji mają możliwie najprostsza strukturę, tzn. są bezspinowe, bez

ładunku elektrycznego i barionowego itp. Amplituda $T(s, t)$ opisująca taki proces będzie więc skalarem.

Do jakich konsekwencji prowadzi mikroprzyczynowość? Pamiętać należy, że funkcja $T(s, t)$ związana jest z transformatą Fouriera funkcji $T(x_0, \vec{x})$ — przyczynowość w obrazie x -ów odbije się na analitycznych własnościach amplitudy $T(s, t)$ jako funkcji kwadratu energii i przekazu pędu. Najłatwiej zilustrować to na jednowymiarowym przykładzie. Niechaj dana będzie funkcja $f(\tau)$ taka, że

i) dla $\tau < 0$ zachodzi $f(\tau) = 0$,

ii) $f(\tau) \in L^2$.

Mamy więc

$$F(E) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau f(\tau) e^{iE\tau} = \int_0^{\infty} d\tau f(\tau) e^{iE\tau}.$$

Jak dotąd E było rzeczywiste, ale czy zmienna ta nie mogłaby być zespolona? Wybierzmy $E = x + iy$, $y > 0$; powyższy wzór przechodzi wtedy w

$$F(E) = \int_0^{\infty} d\tau f(\tau) e^{-\tau y} e^{i x \tau}.$$

Pojawił się teraz czynnik tłumiący $\exp(-\tau y)$, ponieważ całkujemy tylko po obszarze $\tau > 0$. Rozpatrywana całka będzie więc dobrze określona, skąd wniosek, że możemy przedłużyć analitycznie funkcję $F(E)$ w górę półpłaszczyznę zmiennej zespolonej E , choć pierwotnie była ona określona tylko dla E rzeczywistych. W analogiczny sposób mikroprzyczynowość przejawiająca się w znikaniu komutatorów interesujących nas wielkości poza stożkiem świetlnym dostarcza analitycznych własności fizycznych amplitud rozpraszania jako funkcji energii i przekazu pędu.

W jakim stopniu cała ta skomplikowana procedura jest opłacalna z punktu widzenia konkretnych zastosowań? Pamiętajmy, że aparat matematyczny funkcji analitycznych jest bardzo silny i często dość nieoczekiwanie prowadzi do wniosków mających istotne znaczenie fizyczne. Prześledźmy taką typową sytuację znów w możliwie najprostszym przypadku.

Niech rozpatrywana przez nas funkcja $F(E + iy)$ spełnia następujące warunki (przyjmujemy odtąd $E = E^*$):

i) dla $y \geq 0$ funkcja $F(E + iy)$ jest holomorficzna i ograniczona w pewnym otoczeniu punktu E_0 (rys. 2),

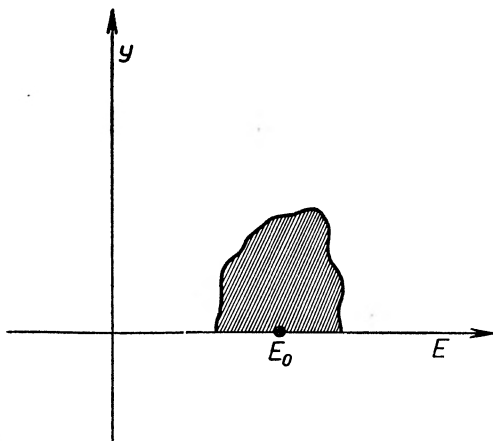
ii) $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0+} F(E_0 - \varepsilon + i0) = a$; $\lim_{\eta \rightarrow 0+} F(E_0 + \eta + i0) = b$.

Twierdzenie Lindelöfa [1] mówi wtedy, iż

$$a = b.$$

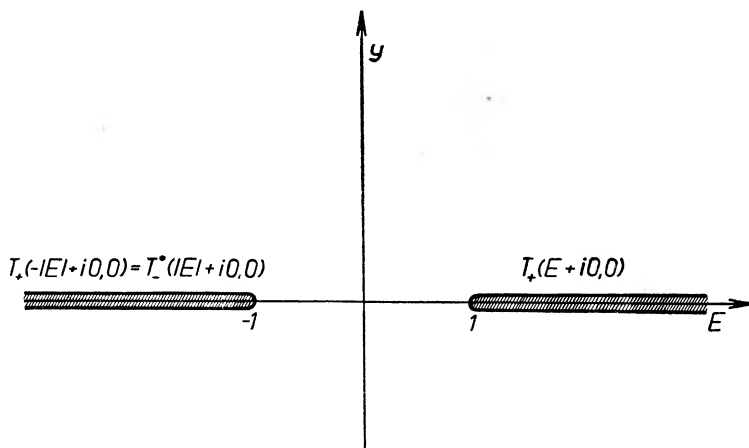
A przecież w dziedzinie funkcji rzeczywistych a priori tak być nie musi — rozważana przez nas funkcja mogłaby nie być ciągłą w danym punkcie. Prawda,

fizycy są przyzwyczajeni do tego, że wielkości mierzalne są ciągłe i taki wynik ich nie zaskakuje. Rzecz przestaje jednak wyglądać tak niewinnie w przypadku, gdy np. energia zderzających się cząstek zmierza do nieskończoności.



Rys. 2. Obszar zacieniowany jako obszar holomorficznosci funkcji $f(E + iy)$

Silną rzeczą eksperyment staje się tutaj bezradny, lecz teoria dostarczyła bardzo ważnego i ciekawego twierdzenia znanego powszechnie jako twierdzenie Pomieranczuka. Twierdzenie to orzeka równość całkowitych przekrojów czynnych na rozpraszanie cząstek i antycząstek na tej samej tarczy w granicy nieskończonych energii:



Rys. 3. Wartości brzegowe i obszar analityczności amplitudy $T^*(E, 0)$ jako funkcji zmiennej zespolonej E (gwiazdka oznacza sprzężenie zespolone)

$$\sigma_{\text{tot}}^+(\infty) = \sigma_{\text{tot}}^-(\infty). \quad (1)$$

Dzięki twierdzeniu Phragmén'a-Lindelöfa [2] dowód tej równości jest niezwykle prosty. Należy tu zwrócić uwagę na dwa tylko fakty:

i) twierdzenie optyczne łączy pełny przekrój czynny z urojoną częścią amplitudy rozpraszania w przód (jako funkcją energii E w układzie laboratoryjnym) wzorem

$$\text{Im } T^{\pm}(E, 0) = \frac{\sqrt{E^2 - 1}}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}^{\pm}(E), \quad E = \frac{s-2}{2}; \quad (2)$$

ii) amplituda $T(E, 0)$ jest analityczna w całej płaszczyźnie zmiennej zespolonej E z wyjątkiem dwóch cięć biegnących od $-\infty$ do -1 i od $+1$ do $+\infty$. Dla $E > 1$ funkcja $T(E, 0)$ opisuje proces rozpraszania cząstek na tarczy, natomiast dla $E < -1$ opisuje ona proces rozpraszania antycząstek (ujemne energie) na tejże tarczy. Dokładna sytuacja jest przedstawiona na rys. 3.

Zakładamy teraz, iż

$$\lim_{E \rightarrow +\infty} \frac{T^{+}(E + i0, 0)}{E} = c, \quad \lim_{E \rightarrow -\infty} \frac{[T^{-}(-E + i0, 0)]^*}{E} = d.$$

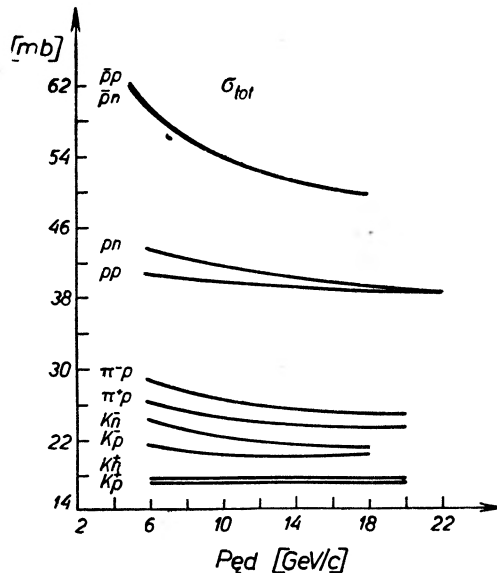
Z twierdzenia Phragmén-Lindelöfa wynika wtedy

$$c = d,$$

co w konsekwencji sprowadza się do dwóch równości

$$\text{Re } c = \text{Re } d, \quad \text{Im } c = \text{Im } d.$$

Ostatni z tych związków w połączeniu z twierdzeniem optycznym (2) dostarcza oczekiwanej równości (1). Należy podkreślić, że istniejące dane doświadczalne nie wydają się przeczyć równości (1), a w każdym już razie obserwujemy systematyczne zmniejszanie się wielkości $[\sigma_{\text{tot}}^{+}(E) - \sigma_{\text{tot}}^{-}(E)]^2$ ze wzrostem energii dla wszystkich obserwowanych reakcji (rys. 4).

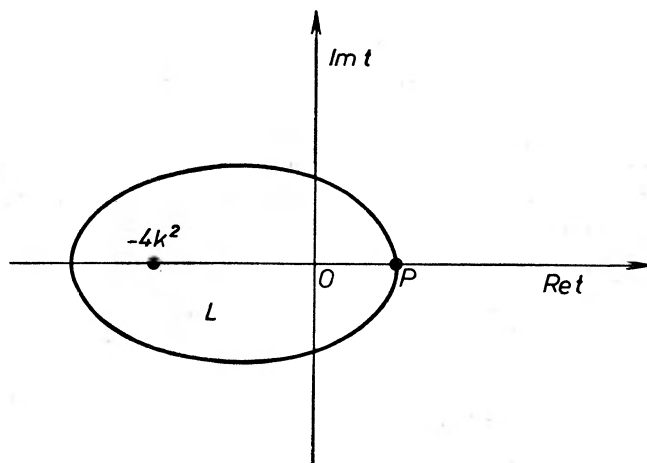


Rys. 4. Zachowanie się różnych przekrojów czynnych jako funkcji pędu cząstki padającej w obszarze wysokich energii

Inne zastosowanie analitycznych własności amplitudy $T(E, 0)$, to całkowite twierdzenie Cauchy'ego, które w najprostszej swej postaci, gotowej do konkretnych obliczeń, wygląda następująco

$$\operatorname{Re} T(E, 0) = \frac{1}{\pi} PV \int_1^{\infty} \frac{dx \operatorname{Im} T(x, 0)}{x - E}, \quad E > 1$$

(tzw. formuła dyspersyjna). Eksperymentalnie mierzymy zarówno $\operatorname{Im} T(E, 0)$, jak i $\operatorname{Re} T(E, 0)$. Wzór ten spełnia zatem rolę swojego rodzaju kontrolera wzajemnej spójności dwu rodzajów niezależnych pomiarów doświadczalnych. Jednym z jego głównych niedostatków jest jednakże konieczność posiadania informacji odnośnie zachowania się funkcji $T(E, 0)$ w obszarze bardzo wysokich energii (całkowanie będzie zawsze rozciągało się aż do nieskończoności). Przy wyprowadzaniu naszej formuły dyspersyjnej zakładaliśmy milcząco, iż $|T(E, 0)| \rightarrow 0$ dla $E \rightarrow \infty$. Na ogół tak jednak być nie musi.



Rys. 5. Elipsa Lehmana: obszar analityczności amplitudy $T(s, t)$ jako funkcji zmiennej zespolonej t przy ustalonej wartości energii

W tym momencie bardzo pomocna okazuje się niespodziewanie inna własność amplitudy $T(s, t)$, a mianowicie jej analityczność jako funkcji kwadratu przekazu pędu $-t$ przy ustalonej energii.

W roku 1958 Lehmann [3] pierwszy pokazał, że funkcja $T(s, t)$ dla wszystkich $s > 4$ jest analityczna w elipsie pokazanej na rys. 5.

Nie udało mu się jednak pokazać jednej rzeczy: że długość odcinka OP wraz z $s \rightarrow \infty$ nie zmierza do zera. Z dowodu Lehmana wynikało jedynie, że długość odcinka OP w najgorszym razie może dążyć do zera jak c/s przy $s \rightarrow \infty$. Stała c jest związana z masami cząstek biorących udział w reakcji. A przecież patrząc na rys. 1 widać, że przy $t = 4$ zaczyna się próg reakcji w kanale skrzyżowanym. Dlaczego miałby on maleć do zera przy $s \rightarrow \infty$? Do jakich by to mogło prowadzić konsekwencji?

Rozwińmy w elipsie L funkcję $T(s, t)$ w szereg, lecz nie potęgowy (Taylora), a w szereg wg wielomianów Legendre'a:

$$T(s, t) = \frac{\sqrt{s}}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l(s) P_l \left(1 + \frac{2t}{s-4} = \cos \vartheta \right).$$

Założmy dodatkowo, że w całej elipsie L

$$|T(s, t)| < |s|^N.$$

Okazuje się wtedy, iż

$$|f_l(s)| \leq \text{const } s^N e^{-l} \sqrt{\frac{|OP|}{s}}.$$

Nietrudno się domyślić, że dla $l \geq L \simeq c' s \ln S$ przy dostatecznie dużym c' przy- czynki od fal cząstkowych będą znikomo małe, gdyż

$$s^N e^{-L \sqrt{c'/s^2}} = e^{N \ln s - \sqrt{c'} \ln s} = s^{-(\sqrt{c'} - N)}.$$

Naszą wyjściową sumę przedstawimy zatem dla dużych s w postaci

$$T(s, t) = \frac{\sqrt{s}}{k} \sum_{l=0}^L (2l+1) f_l(s) P_l(\cos \vartheta)$$

Przywołujemy teraz na pomoc unitarność, która mówi między innymi

$$0 \leq |f_l(s)|^2 \leq \text{Im} f_l(s) \leq 1. \quad (3)$$

Zapewne warto w tym miejscu podkreślić, że powyższe nierówności chyba daleko nie wyczerpują wszystkich możliwych do uzyskania wniosków z warunku unitarności.

Dla $\cos \vartheta = 1$ otrzymujemy [4]

$$|T(s, 0)| \leq \sum_{l=0}^L (2l+1) \simeq L^2 = \text{const } s^2 (\ln s)^2.$$

Jeśli pamiętać o tym, że przy $\vartheta \neq 0$ i $\vartheta \neq \pi$ ma miejsce oszacowanie

$$P_l(\cos \vartheta) \underset{l \rightarrow \infty}{\simeq} \frac{1}{\sqrt{l \sin \vartheta}},$$

wówczas

$$|T(s, t)| \leq \frac{s^{1/4}}{|t|^{1/4}} L^{3/2} \simeq \text{const} \frac{s^{7/4}}{|t|^{1/4}} (\ln s)^{3/2}.$$

Wziąwszy pod uwagę twierdzenie optyczne, dostajemy następujące ograniczenie na całkowity przekrój czynny

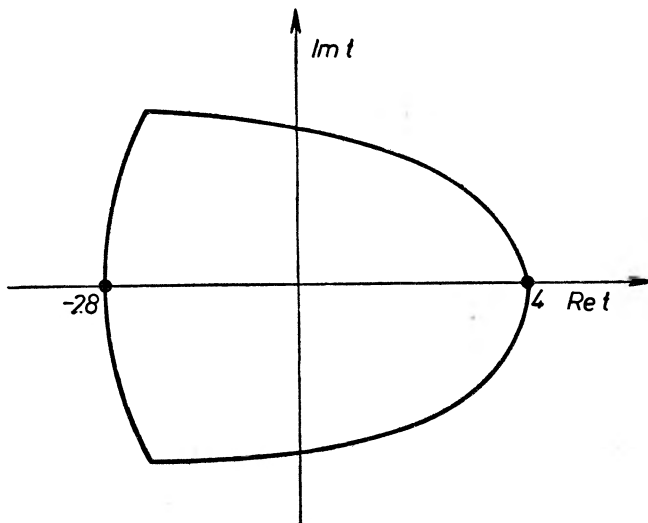
$$\sigma_{\text{tot}}(s) \leq \text{const } s (\ln s)^2,$$

które jednak dla obecnych danych doświadczalnych (por. rys. 4) wydaje się bardzo mało restryktywne.

Dalszy istotny postęp w naszym zrozumieniu analitycznych własności funkcji $T(s, t)$ zawdzięczamy wynikom Brosa, Epsteina i Glasera [5]. Potrafili oni udowodnić, że w otoczeniu każdego punktu (s_0, t_0) , gdzie s_0 leży poza obszarem fizycznym, amplituda $T(s, t)$ jest analityczna w obydwu zmiennych w pewnym obszarze określonym wzorami

$$|s - s_0| < \eta(s_0, t_0), \quad |t - t_0| < \eta(s_0, t_0).$$

Niestety, z ich dowodu nie wynikało, że $\eta(s_0, t_0)$ nie dąży do zera przy $s_0 \rightarrow \infty$. Dowód tego ostatniego faktu podał dopiero Martin [6], który używając warunku unitarności dla fal cząstkowych oraz relacji dyspersyjnych w zmiennej s



Rys. 6. Obszar analityczności amplitudy $T(s, t)$ jako funkcji zmiennej t uzyskany przez Martina (a więc analityczności w energii) potrafił pokazać, że dla każdego s , rzeczywistego czy zespolonego, skończonego lub dążącego do nieskończoności obszar analityczności w zmiennej t wygląda tak, jak to przedstawiono na rys. 6.

Czy dzięki temu wynikowi znane dotychczas ograniczenia na amplitudę $T(s, t)$ ulegają jakimś zmianom?

W poprzednich rozważaniach odcinek OP mógł przy dużych wartościach zmiennej s zachowywać się jak c/s , teraz musi być $OP = \text{const}$. Powtarzając te same oszacowania co poprzednio, otrzymujemy

$$|T(s, 0)| \leq \sum_{l=0}^L (2l+1) \leq L^2 \simeq \text{const } s (\ln s)^2 \quad (4)$$

oraz

$$|T(s, t)| \leq \frac{s^{1/4}}{|t|^{1/4}} \sum_{l=0}^L (2l+1) \frac{1}{\sqrt{l}} \simeq \text{const} \frac{s (\ln s)^{3/2}}{|t|^{1/4}} \quad (5)$$

uwzględniając, że tylko $L \simeq c' \sqrt{s} \ln s$ fal parcjalnych może wziąć istotny udział w rozpraszaniu. Na przekrój czynny dostajemy wtedy

$$\sigma_{\text{tot}}(s) \leq \text{const}(\ln s)^2 + \text{człony wolniej rosnące};$$

zyskujemy więc w stosunku do poprzednich ograniczeń jedną potęgę s .

Nie jest rzeczą wykluczoną, że wykorzystując analityczne własności amplitudy $T(s, t)$ jako funkcji energii w bardziej systematyczny sposób będziemy w stanie uzyskać pełniejsze dane o przekrojach czynnych w obszarze asymptotycznym.

Zobaczmy jeszcze, jakich dalszych informacji dostarcza nam unitarność dla fal cząstkowych. Korzystając z nierówności Schwarz'a* oraz z nierówności (3) i zaniedbując wszystkie fale parcjalne o $l \geq L$ otrzymamy

$$\begin{aligned} \sigma_{el} &= \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |f_l(s)|^2 \geq \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^L (2l+1) |f_l(s)|^2 \geq \\ &\geq \frac{4\pi}{k^2} \frac{\left[\sum_{l=0}^L (2l+1) \text{Im} f_l(s) \right]^2}{\sum_{l=0}^L (2l+1)} \geq \frac{s}{4\pi} \frac{\sigma_{\text{tot}}^2(s)}{(L+1)^2} \end{aligned}$$

przy uwzględnieniu twierdzenia optycznego. Wziąwszy pod uwagę poprzednie oszacowania na L uzyskujemy w końcu

$$[\sigma_{el}(s)]^{1/2} \gtrsim \frac{\sigma_{\text{tot}}(s)}{\ln s}.$$

Innymi słowy, jeśli

$$\sigma_{\text{tot}}(s) \simeq \text{const} \quad \text{to} \quad \sigma_{el}(s) \geq (\ln s)^{-2},$$

$$\sigma_{\text{tot}}(s) \simeq \ln s \quad \text{to} \quad \sigma_{el}(s) \geq \text{const},$$

$$\sigma_{\text{tot}}(s) \simeq (\ln s)^2 \quad \text{to} \quad \sigma_{el}(s) \geq (\ln s)^2.$$

Na rys. 7 przedstawiony jest doświadczalny przebieg zależności elastycznego przekroju czynnego w reakcji $p-p$ jako funkcji energii cząstki padającej.

Przy nieco większym nakładzie pracy, aczkolwiek również w sposób bardzo prosty można udowodnić, że nachylenie piku dyfrakcyjnego spełnia następującą nierówność

$$\frac{d}{dt} \ln \text{Im} T(s, t)|_{t=0} \leq (\ln s)^2.$$

* Dla $a_i \geq 0$ nierówność tę można zapisać w następujący sposób

$$\left(\sum_{i=1}^N \sqrt{a_i} \sqrt{a_i} b_i \right)^2 \leq \sum_{i=1}^N a_i \sum_{m=1}^N a_m (b_m)^2.$$

W jakiej relacji pozostaje ten związek do teorii biegunów Reggego, w której

$$|T(s, t)| \simeq c(t) s^{\alpha(t)} ?$$

Łatwo zauważyć, że dla małych wartości t

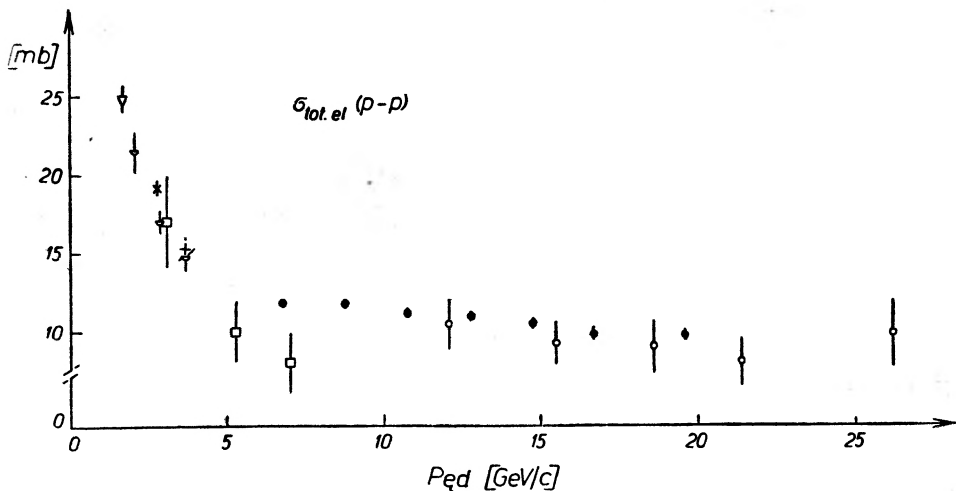
$$s^{\alpha t} = s^{\alpha(0) + t\alpha'(0) + \dots} = s^{\alpha(0)} e^{t\alpha'(0)\ln s + \dots}$$

i

$$\frac{d}{dt} |T(s, t)| \simeq C(t) s^{\alpha(0)} \alpha'(0) \ln s,$$

skąd wynika

$$\left. \frac{d}{dt} \ln |T(s, t)| \right|_{t=0} = \alpha'(0) \ln s$$



Rys. 7. Przebieg elastycznego przekroju czynnego dla rozpraszania proton-proton w obszarze wysokich energii

przy założeniu $\alpha'(0) \neq 0$. Dla $\alpha'(0) > 0$ mamy zwięźanie się piku dyfrakcyjnego, przy $\alpha'(0) < 0$ rozszerzanie się. Należy tu zwrócić uwagę, że warunki

$$\alpha'(0) < 0 \quad \text{i} \quad \alpha(0) = 1$$

są nie do pogodzenia z unitarnością. Z kolei pamiętać należy, że warunek $\alpha(0) = 1$ dający maksymalną wartość $\alpha(0)$ zgodną z warunkiem unitarności prowadzi do stałej wartości przekroju czynnego w nieskończoności. Tak więc w pierwszym przybliżeniu w teorii biegunów Reggego przy stałych przekrojach czynnych w nieskończoności należy oczekiwać, że nie będzie piku dyfrakcyjnego lub że będzie się on zwięzał. Należy podkreślić, że nie wynika to z samego modelu biegunów Reggego a z ograniczeń, jaki na ten model nakłada teoria.

Jak się jednak okazało, przy pewnych dalszych, raczej technicznych założeniach, warunki

$$\alpha'(0) > 0 \quad \text{oraz} \quad \alpha(0) = 1$$

są również nie do pogodzenia z warunkiem unitarności [7], co natychmiast implikuje albo $\alpha'(0) = 0$ (i wtedy nasze rozważania trzeba powtórzyć od nowa aż dojdziemy do kolejnej n -tej pochodnej funkcji $\alpha(t)$ takiej, że $\alpha^{(n)}(0) \neq 0$), albo $\alpha(0) < 1$. Ten ostatni warunek oznacza zmierzanie do zera pełnego przekroju czynnego w granicy bardzo wysokich energii.

Zreasumujemy nasze dotychczasowe wyniki. Korzystając jedynie z warunku unitarności na fale cząstkowe i analityczności w zmiennej t dostaliśmy

1. ograniczenia Froissarta (4, 5) na amplitudy rozpraszania,
2. ograniczenie na szerokość piku dyfrakcyjnego,
3. zależność między $\sigma_{el}(s)$ i $\sigma_{tot}(s)$.

Co jeszcze zostało udowodnione, jeśli z kolei wprowadzić trzecią informację, a mianowicie analityczność w energii (dała ona już rozszerzenie obszaru analityczności w przekazie pędu)?

4. Na ograniczenia z dołu [8] dostajemy

$$\lim_{s \rightarrow \infty} s^2 |T(s, 0)| \geq \text{const};$$

5. być może amplituda $T(s, \cos \vartheta)$ ma piki również dla kątów $\vartheta \neq 0$, ale z pewnością istnieje pik dla $\vartheta = 0$ [9];

6. ograniczenie Froissarta dla rozpraszania w przód „wysycia się” tylko w jednym przypadku, a mianowicie wtedy, gdy

$$\ln s \frac{\text{Re } T(s, 0)}{\text{Im } T(s, 0)} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} 2\pi.$$

Jeśli przyjąć $|T(s, 0)| \leq \text{const } s$, wówczas przy dodatkowym założeniu o braku oscylacji funkcji $T(s, 0)$

$$\ln s \frac{\text{Re } T(s, 0)}{\text{Im } T(s, 0)} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} 0.$$

W sumie lista rezultatów (których, rzecz jasna, jest więcej, choć nie przytaczaliśmy ich tutaj ze względu na przejrzystość) może wydawać się niezbyt imponująca. Należy jednak pamiętać o tym, iż wszystkie one zostały uzyskane w sposób matematycznie poprawny. Należy się także spodziewać, iż pojawią się tutaj dalsze wyniki: to wzajemne „przecinanie się” analityczności amplitudy rozpraszania w różnych zmiennych z unitarnością (używaną, jak dotąd tylko w jednym kanale!) stwarza dobre perspektywy na przyszłość.

Abstract: A short review of the near-forward properties of the two-body scattering amplitude in the high-energy region, following from unitarity and analyticity, is given.

Literatura

- [1] F. Leja, *Teoria funkcji analitycznych*, PWN, Warszawa 1957.
- [2] N. N. Meiman, *Zh. Exper. Teor. Fiz.*, **43**, 2277 (1962).
- [3] H. Lehmann, *Nuovo Cimento*, **10**, 579 (1958).
- [4] O. W. Greenberg and F. E. Low, *Phys. Rev.*, **124**, 2047 (1961).
- [5] J. Bros, H. Epstein and V. Glaser, *Commun. Math. Phys.*, **1**, 240 (1965).
- [6] A. Martin, *Nuovo Cimento*, **42**, 930 (1966).
- [7] I. I. Roysen, *Yadernaya Fizika*, **5**, 663 (1967).
- [8] R. Wit, *Acta Phys. Polon.*, **28**, 295 (1965).
- [9] Y. S. Jin, *Phys. Rev.*, **143**, 975 (1966).
- [10] N. N. Khuri and T. Kinoshita, *Phys. Rev.*, **137**, B720 (1965).

Zbigniew Rozkwitalski

Zakład Dynamiki Plazmy
Instytutu Maszyn Przepływowych PAN
Gdańsk

Zastosowanie laserów gazowych w pomiarach koncentracji elektronów w plazmie

Application of Gas Lasers to Electron Density Measurements in Plasma

Wstęp

Na przestrzeni ostatnich kilku lat obserwuje się coraz większe zainteresowanie zastosowaniem laserów w badaniach nad plazmą. Pojawiło się wiele prac doświadczalnych i teoretycznych poświęconych powstawaniu plazmy w gazach pod wpływem zogniskowanej wiązki światła lasera dużej mocy [1], [2]. Prace Kiełdysza [3] oraz Bebba i Golda [4] doprowadziły do wniosku, że w silnych polach laserowych elektrony inicjujące wyładowanie powstają dzięki jonizacji wielofotonowej [5].

Jednak szczególnie duże zastosowanie znalazły lasery w diagnostyce plazmy.

Światło laserowe cechuje się właściwościami [6] szczególnie przydatnymi do tego celu, a mianowicie:

- a) dużą jasnością spektralną — umożliwiającą detekcję promieniowania laserowego przy użyciu filtrów na tle silnego świecenia plazmy,
- b) bardzo dobrą spójnością — pozwalającą uzyskać wyraźne prążki interferencyjne przy dużych odległościach elementów interferometru,
- c) silną koncentracją światła w postaci wiązki o bardzo małym przekroju i rozbieżności kątowej, umożliwiającą pomiary rozkładów przestrzennych.

Należy również podkreślić, iż obecnie znane są różne typy laserów obejmujące szeroki zakres długości fal, aż do fal w dalekiej podczerwieni włącznie.

Laserowe metody diagnostyki plazmy można podzielić następująco:

1. Metody oparte na efekcie Faradaya — stosuje się tu przede wszystkim lasery gazowe ze względu na możliwość generacji w dalekiej podczerwieni (pomiar koncentracji elektronów lub indukcji magnetycznej).

2. Metody interferometryczne — stosuje się tu lasery gazowe ze względu na bardzo dobrą spójność światła (pomiar koncentracji elektronów).

3. Metody oparte na badaniu rozproszonego przez plazmę światła laserowego — stosuje się tu lasery stałe z modulowaną dobrocią rezonatora ze względu na potrzebną dużą moc (pomiar koncentracji elektronów oraz temperatury elektronów).

W tablicy I zestawiono niektóre dane dotyczące poszczególnych metod.

Tablica I

Metoda	Wielkości mierzone ¹	Zakres	Stosowane lasery	λ [μ]	Literatura
Efekt Faradaya	n_e lub B	$(10^{14}—10^{17}) \text{ cm}^{-3}$ od kilku kGs	helowo-neonowy z parą wodną rubinowy	3,39 27,9 0,69	[19], [20] [17], [18] [16]
Interferometryczna	n_e	$(10^{10}—10^{17}) \text{ cm}^{-3}$	helowo-neonowy molekularny	0,63 1,15 3,39 10,6	[23], [26], [27] [33]—[36] [26], [27] [25]
Badanie rozpraszania	n_e T_e	$(10^{14}—10^{17}) \text{ cm}^{-3}$ (1—10) eV	rubinowy	0,69	[7], [8] [9], [10]

¹ n_e — koncentracja elektronów, B — indukcja magnetyczna, T_e — temperatura elektronów.

W niniejszym artykule omówione zostaną pierwsze dwie metody pomiaru koncentracji elektronów przy wykorzystaniu laserów gazowych.

Konwencjonalne metody pomiaru koncentracji elektronów ograniczają się do pewnych wąskich zakresów wartości n_e . Metody spektralne [11] i klasyczne metody interferometryczne [12] umożliwiają pomiary $n_e > 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Przy $n_e < 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ pomiary wykonuje się przy pomocy sond lub metod mikrofalowych [13]. Przy stosowaniu laserów możliwe są pomiary koncentracji elektronów od 10^{10} do 10^{17} cm^{-3} .

Pomiar koncentracji elektronów w plazmie przy pomocy efektu Faradaya

Gdy spolaryzowana liniowo fala elektromagnetyczna przechodzi przez plazmę w polu magnetycznym w kierunku tego pola, doznaje skręcenia płaszczyzny polaryzacji. Zjawisko to znane jest jako efekt Faradaya. Dla otrzymania ilościowych zależności napiszmy równanie falowe w postaci podanej przez Elliota [14] dla przypadku jednorodnej plazmy i jednorodnego pola

magnetycznego B w kierunku osi z :

$$\begin{pmatrix} \Delta E_x \\ \Delta E_y \\ \Delta E_z \end{pmatrix} = k^2 \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & 0 \\ -\varepsilon_{12} & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (1)$$

gdzie: $\varepsilon_{11} = 1 + \frac{\omega_p^2}{i\omega} \frac{\nu + i\omega}{(\nu + i\omega)^2 + \omega_c^2}$

$$\varepsilon_{12} = -\frac{\omega_p^2}{i\omega} \frac{\omega_c}{(\nu + i\omega)^2 + \omega_c^2} \quad (2)$$

$$\varepsilon_{33} = 1 + \frac{\omega_p^2}{i\omega} \frac{1}{\nu + i\omega}$$

są składowymi tensora przenikliwości dielektrycznej, a E_x , E_y , E_z składowymi natężenia pola elektrycznego. Przy czym Δ — operator Laplace'a, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ — długość fali w próżni, ω — częstotliwość kątowna fali, ν — częstość zderzeń elektronów, e — ładunek elektronu, m — masa elektronu, n_e — koncentracja elektronów, c — prędkość fali w próżni, B — indukcja magnetyczna, zaś

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m}} \text{ — częstość własna plazmy} \quad (3)$$

i

$$\omega_c = \frac{eB}{mc} \text{ — częstość cyklotronowa elektronów.} \quad (4)$$

W przypadku światła laserowego w obszarze czerwieni i podczerwieni absorpcja w plazmie jest nieznaczna, częstość zderzeń ν można w zależnościach (2) zaniedbać w porównaniu z innymi wielkościami.

Rozwiązanie równania (1) można zapisać w następującej postaci:

$$E_L = a_x A \cos(\omega t - k_L z) - a_y A \sin(\omega t - k_L z) \quad (5)$$

$$E_P = a_x A \cos(\omega t - k_P z) + a_y A \sin(\omega t - k_P z)$$

przy czym

$$\begin{aligned} \left(\frac{k_L}{k}\right)^2 &= \varepsilon_{11} + i\varepsilon_{12} \\ \left(\frac{k_P}{k}\right)^2 &= \varepsilon_{11} - i\varepsilon_{12} \end{aligned} \quad (6)$$

Po podstawieniu (2) do zależności (6) i zaniedbania ν otrzymuje się

$$\left(\frac{k_L}{k}\right)^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + \omega_c)}$$

$$\left(\frac{k_P}{k}\right)^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \omega_c)}$$
(7)

gdzie a_x i a_y są wektorami jednostkowymi odpowiednio w kierunku osi x i y .

Równania (5) przedstawiają fale spolaryzowane kołowo lewo- i prawoskrętne, mające różne prędkości fazowe. Jeśli spolaryzowana liniowo fala przechodzi przez plazmę w polu magnetycznym, odległość $z = d_p$ można przedstawić korzystając z (5) jako sumę:

$$\frac{E_L + E_P}{A} = a_x[\cos(\omega t - k_L d_p) + \cos(\omega t - k_P d_p)] +$$

$$+ a_y[-\sin(\omega t - k_L d_p) + \sin(\omega t - k_P d_p)] \quad (8)$$

Ponieważ dla częstotliwości optycznych $\omega \gg \omega_c$ oraz $\omega \gg \omega_p$ z równań (7) otrzymujemy:

$$k_L = \frac{\omega}{c} - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega c} + \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega_c}{c}$$

$$k_P = \frac{\omega}{c} - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega c} - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega_c}{c}$$
(9)

Jeśli podstawimy (9) do (8) i opuścimy występujące we wszystkich argumentach równe stałe fazy $\left(\frac{\omega}{c} - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega c}\right) d_p$, to po prostych przekształceniach otrzymamy:

$$\frac{E_L + E_P}{A} = \cos \omega t \left[a_x \cos\left(\frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega_c}{c} d_p\right) - a_y \sin\left(\frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega_c}{c} d_p\right) \right] \quad (10)$$

Wektor pola elektrycznego drgający pierwotnie w kierunku osi x po przejściu fali w plazmie w polu magnetycznym odległości d_p wykonuje drgania w kierunku obróconym o kąt α równy:

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega_c}{c} d_p \quad (11)$$

Po podstawieniu (3) i (4) do (11) otrzymuje się

$$\alpha = \frac{e^3}{2\pi m^2 c^4} n_e \lambda^2 B d_p \quad (12)$$

Jak widać, aby przy danej koncentracji elektronów kąt nie był zbyt mały, należy stosować możliwie duże λ , B oraz d_p . Wytworzenie jednorodnego pola magnetycznego o znacznym natężeniu w dużym obszarze przestrzennym napotyka na poważne trudności. Korzystne więc jest zastosowanie laserów pracujących w podczerwieni, ponieważ kąt skłęcia α jest proporcjonalny do kwad-

ratu długości fali. Efekt Faradaya w plazmie obserwowano zarówno w widzialnym [15], [16], jak i podczerwonym [17]—[20] obszarze długości fal.

Kąt skreślenia o wartości kilku stopni na jeden kGs otrzymali Dellis i inni [17], [18] w badaniach nad propagacją fal hydromagnetycznych. Stosowano impulsowy laser z parą wodną o mocy 10 W pracujący na fali o długości $\lambda = 27,9 \mu$. Przy efektywnej długości plazmy między elektrodami rury wyładowczej $d_p = 200$ cm, w wyładowaniu o szczytowym prądzie 20 kA w argonie pod ciśnieniem 37 m Tr oraz przy indukcji magnetycznej $B = (4,6 \pm 0,1)$ kGs, kąt skreślenia $\alpha = 15^\circ \pm 3^\circ$, co odpowiada $n_e = (1,4 \pm 0,3) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Stwierdzono dobrą zgodność z wynikami pomiarów uzyskanymi przy pomocy interferometru laserowego [27].

Pomiaru kąta skreślenia α dokonuje się konwencjonalną techniką optyczną. Należy podkreślić, że opisaną metodą można mierzyć jedynie wartość średnią n_e , ponieważ zazwyczaj mamy do czynienia z pewnym rozkładem n_e wzdłuż drogi wiązki laserowej w plazmie. Kąt skreślenia w takim wypadku jest równy

$$\alpha = \frac{e^3}{2\pi m^2 c^4} B \lambda^2 \int_0^{d_p} n_e(z) dz \quad (13)$$

Metoda oparta na efekcie Faradaya może być stosowana do pomiaru indukcji magnetycznej pola w plazmie, jeśli koncentrację elektronów wyznaczy się metodą interferometryczną. Tego rodzaju pomiary wykonali Dougal i inni [19], [20], posługując się laserem helowo-neonowym, pracującym na fali o długości $\lambda = 3,39 \mu$ w badaniach wyładowania typu „theta pinch“ w deuterze. Również zespół z Los Alamos wykorzystujący urządzenie plazmowe „Scylla IV“ [21] obserwował efekt Faradaya przy użyciu laserów.

Interferometryczne metody pomiaru koncentracji elektronów

Metody te sprowadzają się do pomiaru zmian długości drogi optycznej wiązki świetlnej przechodzącej przez plazmę przy wykorzystaniu zjawiska interferencji. Różnicy długości dróg optycznych $d_p(\mu_p - 1)$ wiązki przechodzącej odległość d_p w plazmie o współczynniku załamania μ_p i wiązki przechodzącej tą samą odległość w przestrzeni bez plazmy ($\mu_p \simeq 1$) odpowiada w interferometrze np. Mach-Zehndera następująca liczba prążków interferencyjnych

$$N = \frac{d_p(\mu_p - 1)}{\lambda} \quad (14)$$

W przypadku silnie zjonizowanej plazmy współczynnik ten zależy w pierwszym przybliżeniu jedynie od koncentracji elektronów [13] i wyraża się następująco:

$$\mu_p \simeq \mu_e = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{1/2} \quad (15)$$

Ponieważ w zakresie częstotliwości optycznych $\omega \gg \omega_p$ zależność (15) można w przybliżeniu napisać następująco:

$$\mu_p \simeq 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2. \quad (16)$$

Po podstawieniu (16) do (14) otrzymuje się

$$N = -4,46 \cdot 10^{-14} n_e \lambda d_p. \quad (17)$$

Alpher i White [12] przeanalizowali wpływ elektronów, obojętnych atomów i jonów na wartość współczynnika załamania μ_p . W ogólnym przypadku współczynnik ten zależy nie tylko od koncentracji elektronów, ale i od struktury elektronowej atomów (lub molekuł) oraz jonów i można wyrazić go następującym wzorem:

$$\mu_p = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 + 2\pi \sum \alpha_a(\omega) n_a + 2\pi \sum \alpha_j(\omega) n_j \quad (18)$$

w którym pierwszy składnik wyraża wpływ elektronów, drugi — obojętnych atomów w różnych stanach wzbudzenia, a trzeci — jonów w różnych stanach wzbudzenia, gdzie α_a , α_j — polaryzowalność atomów, jonów w różnych stanach wzbudzenia, n_a , n_j — koncentracja atomów, jonów.

Pomijając przypadek pochłaniania rezonansowego α_a oraz α_j , mogą być przyjęte w przybliżeniu za niezależne od częstotliwości kątovej ω . Dla słabo zjonizowanej plazmy ($n_a \gg n_j$) w wyrażeniu (18) należy uwzględnić wpływ atomów obojętnych, natomiast wpływ jonów można zaniedbać, ponieważ α_j jest porównywalne z α_a (np. dla argonu $\alpha_j/\alpha_a = 0,67$). Uwzględniwszy fakt, że polaryzowalność atomów wzbudzonych jest znacznie mniejsza od polaryzowalności atomów w stanie podstawowym oraz że stany wzbudzone zanikają stosunkowo szybko w porównaniu do innych zmian zachodzących w plazmie, znak sumy może być opuszczony. Wprawdzie mogą istnieć atomy w stanach metatrwałych o długich czasach życia, jednakże ich koncentracja jest znacznie mniejsza od koncentracji atomów w stanie podstawowym.

W związku z powyższym dla słabo zjonizowanej plazmy współczynnik załamania można wyrazić następująco:

$$\mu_p = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 + 2\pi \alpha_a n_a. \quad (19)$$

Aby przy wyznaczaniu koncentracji elektronów metodą interferencyjną wyeliminować wpływ obojętnych atomów, należy pomiary wykonać dla dwóch długości fal świetlnych. Uwzględniając (14) i (19) otrzymamy następujący układ równań:

$$\begin{aligned} \lambda_1 N_1 &= \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega_1} \right)^2 + 2\pi \alpha_a n_a \right] d_p \\ \lambda_2 N_2 &= \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega_2} \right)^2 + 2\pi \alpha_a n_a \right] d_p. \end{aligned} \quad (20)$$

Z układu równań (20) otrzymuje się:

$$n_e = - \frac{2,24 \cdot 10^{13}}{d_p} \frac{\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2}{\lambda_1^2 - \lambda_2^2} . \quad (21)$$

Podobnie jak w metodzie opartej na efekcie Faradaya również metodą interferometryczną wyznacza się średnią wartość koncentracji elektronów $n_e(z)$ wzdłuż drogi wiązki świetlnej w plazmie. Zależność (17) należy więc napisać następująco:

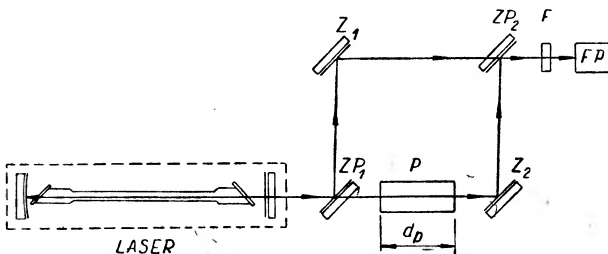
$$N = - 4,46 \cdot 10^{-14} \lambda \int_0^{d_p} n_e(z) dz . \quad (22)$$

Jeśli chodzi o sposoby wykorzystania laserów w pomiarach interferometrycznych, to obok konwencjonalnych interferometrów z laserem jako źródłem światła spójnego rozwinęły się nowe metody interferometryczne wykorzystujące szczególne własności rezonatorów laserowych. Metody te można sklasyfikować następująco:

- konwencjonalne interferometry z zastosowaniem laserów jako źródeł światła,
 - interferometry laserowe z plazmą w rezonatorze pasywnym lub aktywnym.
- W tym ostatnim przypadku może być stosowana metoda rezonatorów sprzężonych lub metoda heterodynowa.

3.1. Konwencjonalne interferometry z zastosowaniem laserów jako źródeł światła

Najczęściej stosowane są interferometry Mach-Zehndera (rys. 1) lub Michelsona (rys. 2).

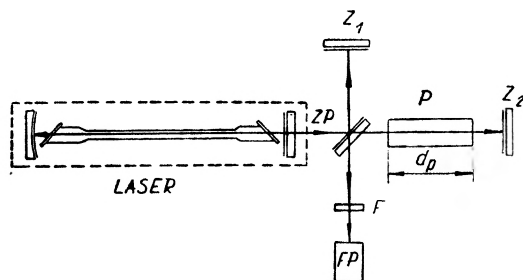


Rys. 1. Schemat interferometru Mach-Zehndera Z_1, Z_2 — zwierciadła, ZP_1, ZP_2 — zwierciadła półprzepuszczalne, P — plazma, F — filtr, FP — fotopowielacz

W interferometrze Mach-Zehndera laser może być wykorzystany jako źródło spójnej, monochromatycznej wiązki światła w sposób analogiczny jak w przypadku stosowania źródła zwyczajnego (rys. 1). Można też laser umieścić w jednej z gałęzi interferometru, np. $Z_1 - ZP_2$ [22], [23]. W tym przypadku

należy półprzepuszczalne zwierciadło ZP_1 zastąpić zwierciadłem o dużym współczynniku odbicia i obrócić je o 90° w stosunku do położenia ZP_1 .

Deuel i inni [23] stosowali tego rodzaju układ z laserem helowo-neonowym pracującym na długości fali $\lambda = 0,63 \mu$ do pomiaru koncentracji elektronów w falach uderzeniowych.



Rys. 2. Schemat interferometru Michelsona Z_1, Z_2 — zwierciadła, ZP — zwierciadło półprzepuszczalne, F — filtr, FP — fotopowielacz, P — plazma

Interferometr Michelsona z laserem (rys. 2) używano w pomiarach opisanych w [24], [25]. Deuchars i inni [24] mierzyli n_e w szybkim wyładowaniu typu „theta pinch“ w wodorze w zakresie ciśnień 5—25 m Tr. Plazma o długości 25 cm wytwarzana była przez wyładowanie baterii kondensatorów o energii 3,2 kJ w czasie 3,8 μ sek. Maksymalna wartość koncentracji n_e wynosiła $1,1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Układ pomiarowy cechuje się dużą częstotliwością graniczną (większą od 5 MHz), umożliwiając pomiary szybkich zmian koncentracji n_e w plazmie.

Stosowanie laserów jako źródeł światła w konwencjonalnych interferometrach daje następujące korzyści:

- wzrost czułości (możliwość pomiarów niższych wartości n_e) dzięki laserom pracującym w podczerwieni,
- dopuszczalne są duże odległości elementów interferometru ze względu na bardzo dobrą spójność wiązki laserowej, co znacznie ułatwia pomiary przy dużych urządzeniach plazmowych w trudnych warunkach laboratoryjnych,
- możliwe są pomiary rozkładów przestrzennych koncentracji elektronów.

3.2. Interferometry laserowe z plazmą w rezonatorze pasywnym

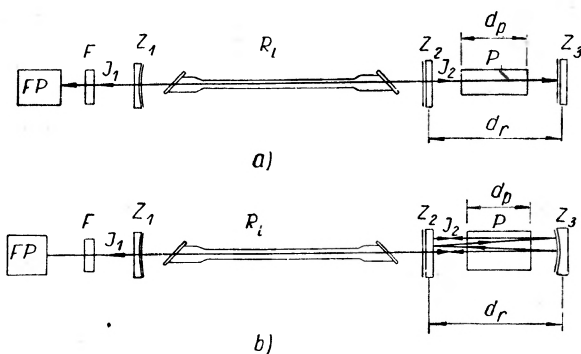
Prosta i użyteczna metoda pomiaru koncentracji elektronów zaproponowana została przez Ashby'ego i Jephcotta [26], [27]. Układ pomiarowy (rys. 3a) składa się z lasera helowo-neonowego pracującego z rezonatorem hemisferycznym ($Z_1 - Z_2$) oraz dodatkowego zwierciadła płaskiego Z_3 . Wiązka laserowa J_2 wychodząca przez zwierciadło Z_2 po przejściu przez plazmę odbija się od zwierciadła Z_3 i wraca do lasera. Natężenie wiązki wyjściowej J_1 wychodzącej z drugiego końca lasera zależy od fazy wiązki odbitej J_2 . Zmiany współczynnika załamania plazmy umieszczonej między zwierciadłami Z_2 i Z_3 powodują zmiany

długości drogi optycznej wiązki J_2 . Jeżeli przy przejściu wiązki J_2 od Z_2 do Z_3 i z powrotem zmiana długości drogi optycznej równa jest długości fali, obserwuje się jeden cykl modulacji natężenia wiązki wyjściowej J_1 , odpowiadający przesunięciu o jeden prążek w konwencjonalnym interferometrze. Gdy współczynnik załamania plazmy osiąga wartość μ_p , a długość wiązki laserowej w plazmie wynosi d_p , liczba cykli modulacyjnych rejestrowanych przy pomocy fotopowielacza FP wynosi:

$$N = \frac{2(\mu_p - 1)d_p}{\lambda}. \quad (23)$$

Podstawiając do (23) zależność (16) otrzymuje się:

$$N = -8,9 \cdot 10^{-14} n_e \lambda d_p. \quad (24)$$



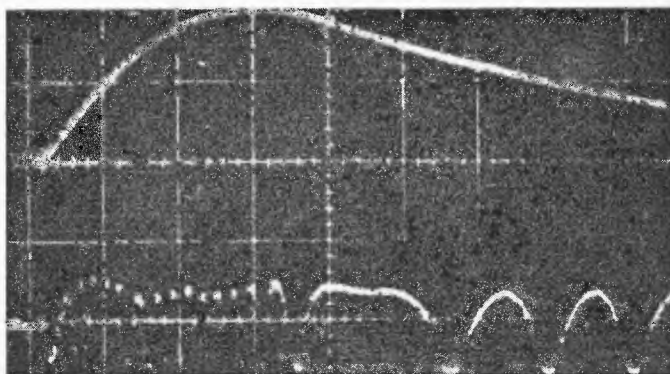
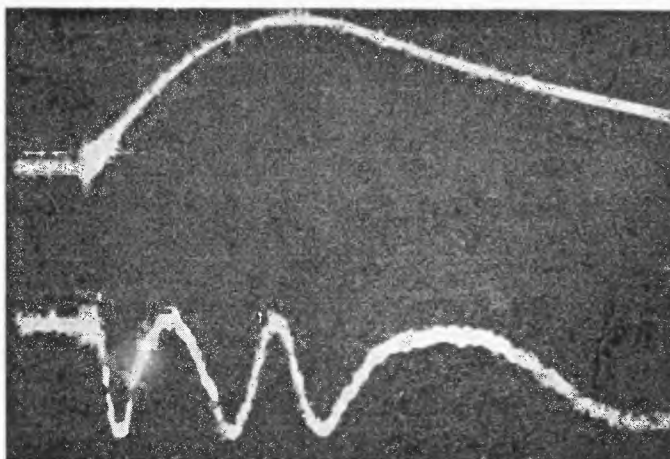
Rys. 3. Schemat interferometru laserowego z plazmą w rezonatorze pasywnym. FP — fotopowielacz, F — filtr, Z_1 — zwierciadło sferyczne o promieniu krzywizny R_1 , Z_3 — zwierciadło płaskie, P — plazma, R_l — rura laserowa, Z_3 — zwierciadło dla a) płaskie, dla b) sferyczne o promieniu krzywizny R_3

Czułość opisanego interferometru laserowego jest równa czułości interferometru Michelsona. Jego zaletą jest prosty układ pomiarowy składający się z lasera i dodatkowego zwierciadła.

W celu zwiększenia czułości interferometru Ashby i Jephcott wykorzystali sprzężone linie lasera helowo-neonowego $0,63 \mu$ ($3s_2 \rightarrow 2p_4$) oraz $3,39 \mu$ ($3s_2 \rightarrow 3p_4$). Obie linie powstają przy przejściach ze wspólnego poziomu $3s_2$ w atomie neonu [28]. Modulacji natężenia wiązki podczerwonej towarzyszy dopełniająca modulacja natężenia wiązki czerwonej. Zastosowano rurę laserową z okienkami kwarcowymi umożliwiającą jednoczesną pracę na obu długościach fal. W celu otrzymania interferencji dla długości fali $3,39 \mu$ wstawiono między zwierciadła Z_2 i Z_3 filtr podczerwony. Tak więc, gdy koncentracja n_e zmieni się o $3,3 \cdot 10^{16}/d_p \text{ cm}^{-3}$, natężenie wiązki czerwonej wykazuje jeden cykl modulacji. Otrzymano wzrost czułości interferometru dzięki stosowaniu dłuższej fali przy jednoczesnej detekcji w obszarze widzialnym. W ten sposób uniknięto konieczności stosowania trudno dostępnych i kłopotliwych w użyciu detektorów o dużej

częstotliwości granicznej na podczerwień, ponieważ laser spełnia jednocześnie rolę źródła i detektora światła podczerwonego. Dla przykładu na rys. 4 *a*, *b*, *c* i *d* przedstawiono rezultaty uzyskane przy pomocy opisanego interferometru [27] dla czterech kolejnych identycznych wyładowań.

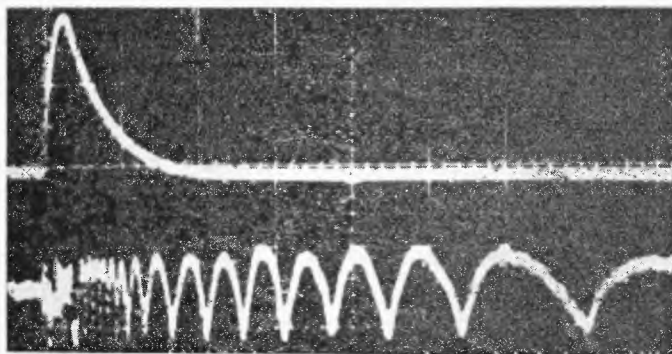
Stosunek liczby prążków interferencyjnych (cykli modulacji) na rys. 4 *a* i *b* ma się tak do liczby prążków na rys. 4 *c* i *d* jak stosunek długości fal $3,39 \mu$ do $0,63 \mu$. Niesinusoidalny charakter modulacji natężenia wyjściowej wiązki wskazuje na nieliniową zależność natężenia od fazy wiązki odbitej od Z_3 . Dokładność metody zależy od liczby obserwowanych cykli modulacji, którą można łatwo odczytać do $1/4$ części cyklu. W przypadku dużych nieregularnych

*a**c*

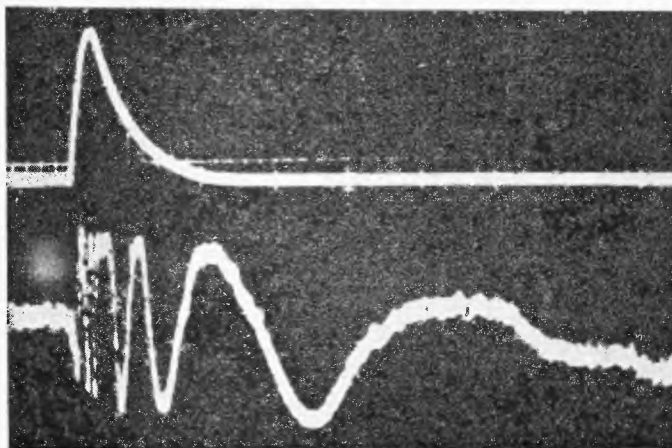
Rys. 4. Rezultaty uzyskane przy pomocy interferometru laserowego pokazanego na rys. 3 *a* [27].

Na zdjęciach górne oscylogramy przedstawiają zależność prądu wyładowania od czasu, dolne zależność natężenia J_1 wiązki wyjściowej interferometru od czasu, *a*) i *b*) — interferencja

fluktuacji koncentracji elektronów oscylogramy interferencyjne nie są łatwe do interpretacji. W takich wypadkach wskazane jest porównanie oscylogramów dla dwóch różnych długości fal. Szybkość zmian koncentracji elektronów n_e , jaką można mierzyć opisaną metodą, ograniczona jest nie tylko czasem odpowiedzi detektora, ale również lasera. Częstotliwość graniczna wynosi $3 \cdot 10^6$ cykli modulacyjnych na sekundę, co dla $d_p = 100$ cm odpowiada szybkości zmian koncentracji elektronów $dn_e/dt = 10^{15} \text{ cm}^{-3} \mu\text{sek}^{-1}$. Zalety interferometru laserowego zostały potwierdzone w szeregu pracach [29]—[32]. Hooper i Bekefi [30] zastosowali w pomiarach plazmy dla wyładowań okresowych układ kompensacyjny eliminujący w znacznym stopniu wpływ drgań mechanicznych. Umożliwiło



b



d

na $\lambda = 3,39 \mu$, detekcja na $\lambda = 0,63 \mu$; skala czasu dla *a*) — $50 \mu\text{sek/cm}$, dla *b*) — $500 \mu\text{sek/cm}$; *c*) i *d*) interferencja i detekcja na $\lambda = 0,63 \mu$; skala czasu dla *c*) — $50 \mu\text{sek/cm}$, dla *d*) — $500 \mu\text{sek/cm}$

to pomiar koncentracji elektronów w zakresie $(10^{13}—10^{14})\text{cm}^{-3}$ przy długości drogi wiązki w plazmie równej 15 cm. Gerardo, Verdeyen i inni [33]—[36] opracowali podobny interferometr z tym, że zamiast dodatkowego zwierciadła płaskiego Z_3 zastosowali zwierciadło sferyczne (rys. 3b). Laser helowo-neonowy pracuje podobnie jak poprzednio z rezonatorem hemisferycznym ($Z_1—Z_2$). Drugi sprzężony z nim rezonator płasko-sferyczny ($Z_2—Z_3$) zawiera badaną plazmę. Ze względu na mniejsze straty dyfrakcyjne (w porównaniu z rezonatorem płasko-równoległym) mogą w nim być wzbudzone rodzaje niepoosiowe $TEM_{m,p,q}$.

Badania teoretyczne rodzajów oscylacji rezonatorów optycznych przeprowadzili Fox i Li [37], Boyd i Gordon [38] oraz Boyd i Kogelnik [39]. Większość przewidywań teoretycznych sprawdzili doświadczalnie Kogelnik i Rigrod [40]. W rezonatorze optycznym możliwe są różne rodzaje drgań pola elektromagnetycznego oznaczane symbolem $TEM_{m,p,q}$. Rodzaj drgań określony jest przez rozkład amplitudy i fazy pola na powierzchni zwierciadeł. Podstawowym rodzajem drgań optycznych w rezonatorze jest rodzaj $TEM_{0,0,q}$ odpowiadający falam poosiowym (q określa liczbę węzłów pola wzdłuż osi rezonatora); amplituda jest największa w środku apertury zwierciadła i zmniejsza się przy zbliżaniu ku brzegom. Faza przyjęta w środku za równą zero maleje przy zbliżaniu ku brzegom. Oprócz drgań poosiowych mogą być w rezonatorze wzbudzone drgania niepoosiowe $TEM_{m,p,q}$ z niezerowymi wskaźnikami m i p (m i p określa liczbę węzłów pola wzdłuż osi wzajemnie prostopadłych leżących w płaszczyźnie prostopadłej do osi rezonatora). Rodzaje rezonansowe w rezonatorze płasko-sferycznym obliczone zostały w pracach [38], [39]. Dla rodzajów $TEM_{m,p,q}$ otrzymano następującą zależność:

$$f_{m,p,q} = \frac{c}{2d_r} \left[q + \frac{1}{2\pi} (1 + m + p) \arccos \left(1 - \frac{2d_r}{R_3} \right) \right] \quad (25)$$

gdzie: f , m , p , q — częstotliwość rodzaju $TEM_{m,p,q}$, c — prędkość światła w próżni, d_r — długość rezonatora $Z_2—Z_3$ (rys. 3b), R_3 — promień krzywizny zwierciadła Z_3 .

Jeśli podstawić $m + p = t$, wówczas:

$$f_{t,q} = \frac{c}{2d_r} \left[q + \frac{1+t}{2\pi} \arccos \left(1 - \frac{2d_r}{R_3} \right) \right]. \quad (26)$$

Różnica częstotliwości sąsiednich rodzajów poosiowych ($t = 0$) wynosi:

$$\Delta f_r = f_{0,q+1} - f_{0,q} = \frac{c}{2d_r}. \quad (27)$$

Gdy $t \neq 0$, różnicę częstotliwości między przyległymi rodzajami określa czynnik

$$\frac{1}{2\pi} \arccos \left(1 - \frac{2d_r}{R_3} \right) = \frac{r}{s} \quad (28)$$

który wyrazić można w formie wymiernego ułamka r/s , przy czym s nie jest podzielne przez r (z wyjątkiem $r = 1$) [35]. Ułamek ten przyjmuje wartości w przedziale od 0 do $1/2$.

Równanie (26) można napisać w postaci następującej:

$$f_{t,q} = \frac{c}{2d_r} \left[q + \frac{(1+t)r}{s} \right]. \quad (29)$$

Różnica częstotliwości między sąsiednimi rodzajami, gdy $t \neq 0$, wynosi:

$$\Delta f'_r = \frac{c}{2d_r s} \quad (30)$$

$\Delta f'_r$ jest s razy mniejsza od różnicy częstotliwości Δf_r między przyległymi rodzajami poosiowymi. W ogólnym przypadku wyrażenie (28) nie daje się wyrazić w formie ułamka wymiernego i otrzymamy nadzwyczaj małą separację rezonansów, czyli dużą liczbę rodzajów. Przybliżenie w formie ułamka wymiernego odpowiada pominięciu rodzajów niepoosiowych z bardzo dużymi wskaźnikami. Jest ono słuszne, ponieważ dla tych rodzajów istnieją duże straty dyfrakcyjne i praktycznie nie mogą one być wzbudzone w rezonatorze. Maksymalną wartość s , a więc minimalną różnicę częstotliwości $\Delta f'_r$ określa dobroć rezonatora.

Aby rozpatrzeć działanie interferometru przyjmijmy dla uproszczenia, że laser generuje tylko na jednej częstotliwości f_l (rys. 5b) odpowiadającej rodzajowi poosiowemu. Na rys. 5a przedstawiono widmo częstotliwości własnych rodzajów $TEM_{t,q}$ dodatkowego rezonatora $Z_2 - Z_3$. Gdy między zwierciadłami Z_2 oraz Z_3 znajduje się plazma o długości d_p (mierzonej wzdłuż osi rezonatora) i współczynnika załamania μ_p , długość optyczna rezonatora wynosi

$$\delta = [(\mu_p - 1)d_p + d_r]. \quad (31)$$

Zmiany długości optycznej rezonatora spowodowane zmianami μ_p wywołują przesunięcie widma częstotliwości rodzajów dodatkowego rezonatora względem częstotliwości lasera. W konsekwencji zmienia się faza fali powracającej z rezonatora $Z_2 - Z_3$ do rezonatora laserowego $Z_1 - Z_2$, a więc zmienia się natężenie J_1 wiązki wyjściowej. Gdy długość drogi optycznej zmieni się o $\lambda/2s$, natężenie wiązki wyjściowej J_1 wykazuje jeden cykl modulacyjny. Liczba cykli powstałych przy zmianie długości drogi optycznej o $(\mu_p - 1)d_p$ wynosi:

$$N = \frac{2(\mu_p - 1)d_p}{\lambda} s. \quad (32)$$

Czułość interferometru jest więc s razy większa od interferometru laserowego z płaskim zwierciadłem Z_3 (gdzie $s = 1$). Zmieniając wartość ułamka d_r/R_3 można uzyskać różne wartości s . W eksperymentach Gerarda i Verdeyena osiągnięto wartość $s = 27$ dla $\lambda = 1,15 \mu$. Jednakże w pomiarach plazmy o małych wymiarach poprzecznych nie można stosować zbyt dużych wartości s , ponieważ wzrasta przekrój objęty przez wiązkę laserową.

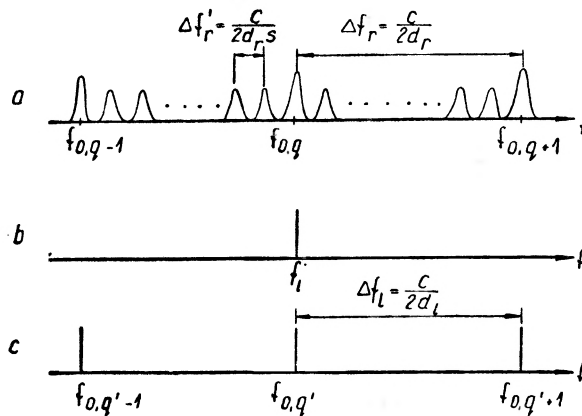
W dotychczasowych rozważaniach przyjęto dla uproszczenia, że laser pracuje na jednej częstotliwości. W rzeczywistości wiązka wyjściowa jest sumą różnych spójnych sygnałów o różnych częstotliwościach [6].

Częstotliwości odpowiadające rodzajom poosiowym, które mogą być wzbudzone w rezonatorze laserowym o długości \bar{d}_l , wyrażają się następująco:

$$f_{0,q'} = \frac{c}{2\bar{d}_l} q', \quad (33)$$

a różnica częstotliwości sąsiednich

$$\Delta f_l = \frac{c}{2\bar{d}_l}. \quad (34)$$



Rys. 5. a) widmo częstotliwości drgań własnych rezonatora Z_2-Z_3 dla rodzajów $TEM_{l,q}$, b) częstotliwość pojedynczego rodzaju wzbudzonego w rezonatorze laserowym Z_1-Z_2 , c) częstotliwość rodzajów $TEM_{0,q'}$ wzbudzonych w rezonatorze laserowym Z_1-Z_2

Wzbudzone są tylko te częstotliwości, które mieszczą się w obrębie dopplerowskiej szerokości linii widmowej. W przypadku lasera helowo-neonowego pracującego na długości fali $0,63 \mu$ szerokość połowkowa linii widmowej wynosi 1500 MHz. Dla rezonatora o długości $\bar{d}_l = 100$ cm wiązka wyjściowa lasera będzie się składała z około dziesięciu różnych sygnałów o częstotliwościach oddzielonych od siebie o 150 MHz. Głębokość modulacji wiązki wyjściowej J_1 interferometru będzie duża jedynie w przypadku, gdy wszystkie częstotliwości generowane przez laser (rys. 5c) pokrywają się z częstotliwościami własnymi dodatkowego rezonatora (rys. 5a). Warunek ten będzie spełniony, gdy

$$\Delta f_l = \xi \Delta f'_r \quad (35)$$

gdzie ξ — liczba całkowita.

Po uwzględnieniu (30) i (34) warunek ten przybiera następującą postać:

$$s\bar{d}_r = \xi \bar{d}_e. \quad (36)$$

Czas odpowiedzi opisanego interferometru laserowego równy jest około $1 \mu\text{sek}$. Dla pasywnego rezonatora można go wyrazić następująco:

$$\tau = \frac{d_r}{\frac{c}{2}(T_2+T_3)+L}, \quad (37)$$

gdzie T_2 i T_3 — współczynniki transmisji zwierciadeł Z_2 i Z_3 , L — określa straty przy jednokrotnym przejściu wiązki przez rezonator.

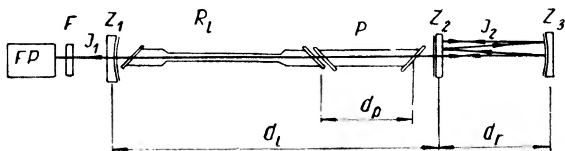
Po niewielkiej modyfikacji układu interferometru czas odpowiedzi można zmniejszyć do $20 \mu\text{sek}$ [36].

Opisany w niniejszym rozdziale interferometr laserowy stosowany był w pomiarach opisanych w [41], [42].

3.3. Interferometry laserowe z plazmą w rezonatorze aktywnym

Jeśli badana plazma znajduje się w rezonatorze aktywnym (rys. 6), to zmiany współczynnika załamania plazmy, a więc zmiany długości optycznej rezonatora prowadzą do zmian częstotliwości oscylacji lasera. W przypadku, gdy wzbudzane są tylko rodzaje poosiowe $TEM_{0,0,q}$, częstotliwość drgań można wyrazić następująco:

$$f_{0,0,q} = q \frac{c}{2[d_l + (\mu_p - 1)d_p]}. \quad (38)$$



Rys. 6. Schemat interferometru laserowego z plazmą w rezonatorze aktywnym. FP — fotopowielacz, F — filtr, Z_1 i Z_3 — zwierciadła sferyczne, Z_2 — zwierciadło płaskie, P — plazma, R_l — rura laserowa

Zmiana częstotliwości oscylacji lasera wywołana wprowadzeniem plazmy do rezonatora wynosi:

$$\Delta f_l = \frac{c(\mu_p - 1)d_p}{\lambda d_l}. \quad (39)$$

Zależy ona liniowo od μ_p . Zmiany częstotliwości Δf_l mogą być mierzone jedną z następujących metod:

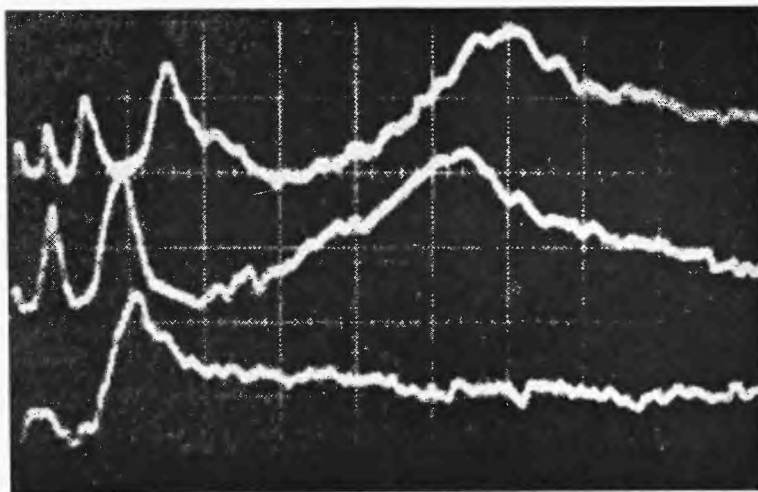
a) Metoda rezonatorów sprzężonych

Metoda ta [43], [44] podobna jest do opisanego wyżej interferometru laserowego. Układ pomiarowy (rys. 6) składa się z rezonatora laserowego ($Z_1 - Z_2$), w którym znajduje się badana plazma, oraz sprzężonego z nim dodatkowego

rezonatora ($Z_2 - Z_3$). W rezonatorze tym mogą być wzbudzone rodzaje $TEM_{m,p,q}$. Różnica częstotliwości sąsiednich wynosi $\Delta f'_r = c/2d_r s$. Gdy częstotliwość lasera zmienia się o $\Delta f_l = \Delta f'_r$, natężenie wiązki wyjściowej J_1 wykazuje jeden cykl modulacyjny. Liczba cykli powstałych przy zmianie długości drogi optycznej rezonatora ($Z_1 - Z_2$) o $(\mu_p - 1)d_p$ wynosi:

$$N = \frac{2sd_p(\mu_p - 1)d_r}{\lambda d_l}. \quad (40)$$

W praktyce doświadczalnej przyjmuje się zwykle $d_l = d_r$ oraz $R_1 = R_3$ (R_1 i R_3 — promienie krzywizny zwierciadeł Z_1 i Z_3). Czulość zmodyfikowanego w ten sposób układu jest więc równa czulości interferometru laserowego z plazmą



Rys. 7. Oscylogramy interferencyjne uzyskane przy pomocy interferometru laserowego pokazanego na rys. 6, dla trzech jednakowych wyładowań przy różnych czulościach (wartościach s) układu; odpowiednio od dołu $s = 8, 19, 27$

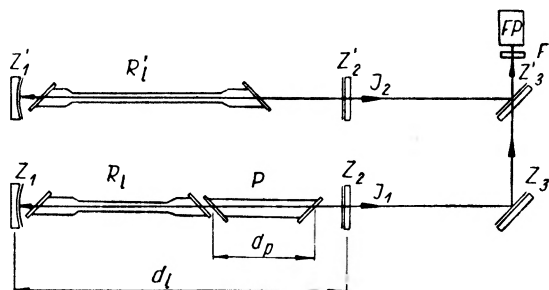
w rezonatorze pasywnym (rys. 3b). Można jednakże stosować znacznie większe wartości s przy jednoczesnym zachowaniu bardzo dobrej przestrzennej zdolności rozdzielczej układu.

Metodą tą mierzono radialny rozkład koncentracji elektronów w wyładowaniu jarzeniowym w argonie w zakresie $n_e = 10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ze zdolnością rozdzielczą lepszą od 1 mm^2 ($d_p = 47,5 \text{ cm}$).

Na rys. 7 przedstawiono oscylogramy interferencyjne dla trzech kolejnych wyładowań i różnych czulości układu pomiarowego odpowiednio od dołu: dla $s = 8; 19$ i 27 odpowiadających $d_r/R_3 = 0,8536; 0,8386$ i $0,8431$ przy $\lambda = 1,15$ [44].

b) Metoda heterodynowa

Istotą tej metody pomiaru zmian częstotliwości lasera jest pomiar częstotliwości dudnień uzyskanych na drodze optycznego heterodynowania sygnałów wyjściowych lasera pomiarowego i dodatkowego stabilnego lasera [45], [46]. Schemat układu pomiarowego przedstawiony jest na rys. 8. Laser pomiarowy o hemisferycznej konfiguracji rezonatora (Z_1 — Z_2) zawiera badaną plazmę. Drugi laser (Z'_1 — Z'_2) służy jako stabilny oscylator. Celem zmniejszenia wpływu drgań mechanicznych zwierciadła Z_1 i Z'_1 oraz Z_2 i Z'_2 napyłone są na wspólne podłoża



Rys. 8. Schemat interferometru heterodynowego. P — plazma, R_1 i R'_1 — rury laserowe, Z_1 i Z'_1 — zwierciadła sferyczne, Z_2 , Z_3 i Z'_2 — zwierciadła płaskie, Z'_3 — zwierciadło płaskie półprzezroczyste, F — filtr, FP — fotopowielacz

Po odbiciu od zwierciadła Z_3 i częściowo przepuszczalnego zwierciadła Z'_3 wiązki padają na fotokatodę fotopowielacza FP . Ponieważ fotopowielacz jest detektorem kwadratowym, sygnał wyjściowy ma częstotliwość równą różnicy częstotliwości sygnału lasera pomiarowego i lasera dodatkowego, która wyraża się wzorem (39).

Metoda heterodynowa może być również stosowana przy pomiarach na dwóch długościach fal dla wyeliminowania przy wyznaczaniu koncentracji elektronów wpływu atomów obojętnych na współczynnik załamania plazmy słabo zjonizowanej. Można w tym celu wykorzystać laser helowo-neonowy pracujący jednocześnie na długościach fal $\lambda = 0,63 \mu$ i $\lambda = 1,15 \mu$ [47]. Różnica względnych zmian częstotliwości jest równa

$$\frac{\Delta f_1}{f_1} - \frac{\Delta f_2}{f_2} = \frac{1}{2} \frac{d_p}{d_l} \omega_p^2 \left(\frac{1}{\omega_1^2} - \frac{1}{\omega_2^2} \right). \quad (41)$$

Metodą tą mierzono koncentrację elektronów w wyładowaniu w parach rtęci. Dla $n_e = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ różnica częstotliwości wynosiła $\Delta f_l = 1 \text{ kHz}$ ($d_p = 30 \text{ cm}$). Możliwym źródłem błędów w określaniu zmian częstotliwości lasera pomiarowego wywołanych zmianami koncentracji n_e umieszczonej w nim plazmy jest fakt, że częstotliwość oscylacji lasera położona jest między częstotliwością własną rezonatora i częstotliwością odpowiadającą maksimum krzywej wzmocnienia ośrodka laserowego. Dewiacja ta ściśle zależy od kształtu linii i była

analizowana [48] dla linii o profilu Lorentza i Dopplera. Efekt ten znany jest pod nazwą przeciągania rodzajów lub częstotliwości. Jak wykazano w [45] w opisaney metodzie może on być zaniedbany.

Abstract: A review of methods for measuring electron density in plasma, with the application of gas lasers, is given in this paper. Theoretical fundamentals of the method based on the Faraday effect in plasma and some examples illustrating the use of infrared lasers are presented in the first part. A comprehensive discussion of interferometric methods is the subject of the second part. The influence of electrons, atoms and ions on the optical refractivity of plasmas is examined. Alongside with the discussion of applicability of conventional interferometers furnished with laser light sources, a detailed description of new laser interferometers is given, in which the properties of optical resonant cavities are utilized. Such an interferometer is composed of a He-Ne laser with the hemispherical cavity and of an additional external cavity coupled with the laser cavity. The examined plasma may be located either inside the additional passive cavity or inside the active laser cavity. The interferometer sensitivity can be increased by employing the coupled 0,63 μ and 3,39 μ lines of the He-Ne laser or by exciting the off-axis transverse $TEM_{m,p,q}$ modes in the additional concave cavity. With an appropriate modification of the system it is possible to measure electron densities within the range of 10^{10} — 10^{17} electrons/cm³.

Literatura

- [1] P. D. Maker, R. W. Terhune, C. M. Savage, *III Konf. Elektroniki Kwantowej* 1963.
- [2] W. J. Rajzer, *Usp. Fiz. Nauk*, **87**, 23 (1963).
- [3] L. W. Kiełdysz, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **47**, 1945 (1964).
- [4] B. Bebb, A. Gold, *Phys. Rev.*, **143**, 1 (1966).
- [5] M. Fukaszewski, *Postępy Fizyki*, **18**, 287 (1967).
- [6] W. V. Smith, P. P. Sorokin, *The Laser*, Mc Graw Hill Book Company, New York 1966.
- [7] E. Funfer, B. Kronast, H. J. Kunze, *Phys. Letters*, **5**, 125 (1963).
- [8] W. E. R. Davies, S. A. Ramsden, *Phys. Letters*, **8**, 179 (1960).
- [9] A. W. De Silva, D. E. Evans, M. J. Forrest, *Nature*, **203**, 1321 (1960).
- [10] H. J. Kunze, *Z. Naturforsch.*, **20A**, 801 (1965).
- [11] H. Griem, *Plasma Spectroscopy*, Mc Graw Hill Publish. Comp., Inc., New York 1964.
- [12] R. A. Alpher, D. R. White, *Phys. Fluids*, **2**, 153 (1959).
- [13] R. H. Huddleston, S. L. Leonard, *Plasma Diagnostic Techniques*, Acad. Press, New York 1965.
- [14] R. S. Elliott, *Microwave*, August (1961).
- [15] R. D. Medford, A. L. T. Powell, A. G. Hunt, J. K. Wright, *Proc. 6th Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases*, Paris 1963, vol. IV, 97, 105, North Holland, Amsterdam 1964.
- [16] P. H. Grassman, H. Wulff, *Proc. 6th Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases*, Paris 1963, vol. IV, p. 113, North-Holland, Amsterdam, 1964.
- [17] A. N. Dellis, W. H. F. Earl, A. Malein, S. Ward, *Nature*, **207**, 56 (1965).
- [18] A. N. Dellis, W. H. F. Earl, A. Malein, S. Ward, *Proc. 7th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Beograd 1965, vol. III, p. 202, Beograd 1966.
- [19] A. A. Dougal, J. P. Craig, R. F. Gribble, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 156 (1964).
- [20] A. A. Dougal, R. F. Gribble, J. P. Craig, O. M. Friedrich, *Proc. 7th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Beograd 1965, vol. III, p. 205, Beograd 1966.
- [21] F. C. Jahoda, E. M. Little, W. E. Quin, F. L. Ribe, G. A. Sawyer, *Los Alamos Sci. Lab. Rept.* No LAMS-3004 (1963), *J. Appl. Phys.*, **35**, 2351 (1964).

- [22] E. Thornton, *J. Appl. Phys.*, **36**, 3539 (1965).
- [23] R. W. Deuel, L. P. Kirchner, E. Thornton, *Appl. Phys. Letters*, **8**, 59 (1966).
- [24] W. M. Deuchars, D. E. Kidd, J. Irving, A. C. C. Warnock, *Appl. Phys. Letters*, **7**, 30 (1965); *Proc. 7th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Beograd 1965, Vol. III, p. 218, Beograd 1966.
- [25] W. J. Witteman, *8th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Vienna 1967, p. 512.
- [26] D. E. T. F. Ashby, D. F. Jephcott, *Appl. Phys. Letters*, **3**, 13 (1963).
- [27] D. E. T. F. Ashby, D. F. Jephcott, A. Malein, F. A. Raynor, *J. Appl. Phys.*, **36**, 29 (1965).
- [28] A. L. Bloom, W. E. Bell, R. E. Rempel, *Appl. Opt.*, **2**, 317 (1963).
- [29] R. F. Gribble, J. P. Craig, A. A. Dougal, *Appl. Phys. Letters*, **5**, 60 (1964).
- [30] E. B. Hooper, G. Bekefi, *Appl. Phys. Letters*, **7**, 113 (1965). *Proc. 7th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Beograd 1965, Vol. III, p. 209, Beograd 1966.
- [31] T. Consoli, C. Gormezano, L. Slama, *Proc. 7th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Beograd 1965, Vol. III, p. 213, Beograd 1966.
- [32] D. Zickert, H. Schneider, *8th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Vienna 1967, p. 3.
- [33] J. B. Gerardo, J. T. Verdeyen, *Appl. Phys. Letters*, **3**, 121 (1963).
- [34] J. T. Verdeyen, J. B. Gerardo, E. P. Bialecki, *Proc. IEEE (Corresp.)* **51**, 1775 (1963).
- [35] J. B. Gerardo, J. T. Verdeyen, *Proc. IEEE*, **52**, 690 (1964).
- [36] J. B. Gerardo, J. T. Verdeyen, J. A. Gusinow, *J. Appl. Phys.*, **36**, 2146 (1965).
- [37] A. G. Fox, Tingye Li, *Bell System Techn. J.*, **40**, 453 (1961).
- [38] G. D. Boyd, J. P. Gordon, *Bell System Techn. J.*, **40**, 489 (1961).
- [39] G. D. Boyd, H. Kogelnik, *Bell System Techn. J.*, **41**, 1347 (1963).
- [40] H. Kogelnik, W. W. Rigrod, *Proc. IRE*, **50**, 220 (1962).
- [41] E. Janitti, G. Tondelo, *8th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Vienna 1967, p. 510.
- [42] M. R. Barrault, P. Hughes, *8th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Vienna 1967, p. 4.
- [43] J. B. Gerardo, J. T. Verdeyen, *Appl. Phys. Letters*, **6**, 185 (1965).
- [44] J. B. Gerardo, J. T. Verdeyen, M. A. Gusinow, *J. Appl. Phys.*, **36**, 3526 (1965).
- [45] W. B. Johnson, A. B. Larsen, T. P. Sosnowski, *Proc. 7th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Beograd 1965, vol. III, p. 220, Beograd 1966.
- [46] J. T. Verdeyen, B. E. Cherrington, M. E. Fein, *Appl. Phys. Letters*, **9**, 360 (1966).
- [47] J. D. Ridgen, A. D. White, *Proc. IEEE*, **51**, 943 (1963).
- [48] W. R. Bennett, *Phys. Rev.*, **126**, 580 (1962).

Antoni Feltynowski

Institut Fizyki PAN
Warszawa

Kontrast i obraz w mikroskopie elektronowym

Contrast and Image in Electron Microscopy

Celem artykułu jest przedstawienie problemu kontrastu przy tworzeniu się obrazu w mikroskopie elektronowym i zwrócenie uwagi na to, że praktycznie w mikroskopie elektronowym mamy do czynienia z *kontrastem fazowym*, który jest uwidoczniiony przez te atrybuty realnego układu odwzorowującego w mikroskopie elektronowym, które jednocześnie ograniczają zdolność rozdzielczą. Artykuł jest zilustrowany zdjęciami własnymi oraz z literatury, które z jednej strony wskazują na obecnie osiągalną zdolność rozdzielczą, a z drugiej strony są przykładem kontrastu fazowego, uwidocznionego przez defokalizację.

Tworzenie się obrazu i jego kontrast stanowią podstawowy problem mikroskopii elektronowej. Wiązka elektronów po przejściu przez preparat staje się nosicielem informacji o preparacie. Układ odwzorowujący mikroskopu elektronowego winien przekazać możliwie wiernie te informacje w postaci powiększonego obrazu, który zostaje utrwalony na kliszy lub jest widoczny na ekranie fluoryzującym.

Wynik oddziaływania wiązki elektronów z preparatem — to jedno zjawisko fizyczne, które tłumaczy nam powstanie obrazu, los wiązki elektronów, która przechodzi przez układ odwzorowujący mikroskopu nim padnie ona na kliszę — to drugi czynnik decydujący, mający także wpływ na obraz.

Kontrast obrazu możemy określić jako różnicę natężeń wiązki elektronowej w dwóch sąsiadujących ze sobą miejscach płaszczyzny obrazu w stosunku np. do średniego natężenia wiązki. Odpowiada on oczywiście różnicy zaczernienia kliszy czy też różnicy jasności na ekranie dwóch sąsiadujących detali rejestrowanego obrazu.

Wiemy dobrze, że kontrast obrazu elektronowego zależy zarówno od samego preparatu — mówimy o kontrastowym preparacie, jeżeli go np. dobrze „podbarwimy“ związkami ciężkich pierwiastków — ale każdy, kto używa mikroskopu elektronowego, wie doskonale, że kontrast obrazu elektronowego zależy między innymi także od tego, czy i jaką blendę kontrastową obiektywu użyjemy przy odwzorowaniu. Warunki ogniskowania soczewki obiektywu wpływają też na

kontrast. Obraz i jego kontrast zależy zatem zarówno od preparatu, jak i od mikroskopu.

Zmiana wiązki elektronowej przy przejściu przez preparat powstaje na skutek rozpraszania elektronów na atomach preparatu. Jeżeli preparat jest dostatecznie cienki (a takie preparaty staramy się wykonywać), rozpraszanie to (czyli zmiana kierunku) odbywa się bez straty energii, mówimy, że jest to rozpraszanie elastyczne. Jeżeli pominiemy rozpraszanie nieelastyczne (tzn. ze stratą energii) oraz absorpcję elektronów w preparacie, wówczas możemy traktować nasz preparat jako *preparat fazowy*. Informacje zawarte w wiązce elektronowej po przejściu przez preparat będą zakodowane jedynie w rozkładzie fazy fali elektronowej, a nie w rozkładzie amplitudy tej fali¹. Możemy też powiedzieć, że rozkład przesunięcia fazy fali elektronowej będzie odpowiadał rozkładowi zmiany współczynnika załamania elektronowo-optycznego, uwarunkowanego rozkładem potencjału wewnętrznego w preparacie.

Idealny układ odwzorowujący przekaże wiernie na płaszczyznę obrazową powiększony jedynie geometrycznie rozkład fali elektronowej, jaki istniał w płaszczyźnie przedmiotowej (tzn. w płaszczyźnie wyjścia za preparatem). W przypadku preparatu rozpraszającego elektrony tylko elastycznie — rozkład ten będzie tylko rozkładem fazy fali elektronowej. W takim przypadku amplituda fali elektronowej nie została przez preparat zmodyfikowana. W konsekwencji fala elektronowa nie da żadnego kontrastu w obrazie, nie przekaże żadnych informacji o preparacie, gdyż zdolność zaczernienia kliszy czy też jasność ekranu zależy od natężenia fali, a więc od kwadratu amplitudy tej fali. Wniosek ten może niejednego zaskoczyć, ale przecież znajduje potwierdzenie w doświadczeniu. Jeżeli weźmiemy bardzo cienki skrawek, niepodbarwiony (rozpraszanie tylko w małym kącie) i zaobserwujemy obraz elektronowy bez blendy kontrastowej w obiektywie, to obraz nie wykaże prawie żadnych szczegółów.

Realny układ odwzorowujący mikroskopu elektronowego posiada dwa atrybuty:

- 1) aberacje soczewek,
- 2) blendę kontrastową obiektywu.

Te dwa czynniki powodują, że rozkład fazowy fali elektronowej po przejściu przez wyidealizowany w pewnym stopniu preparat (bardzo cienki, amorfny, rozpraszający elektrony tylko elastycznie i to w małym kącie) daje w realnym mikroskopie elektronowym obraz z dostatecznie rozpoznawalnym kontrastem, gdyż rozkład fazowy fali elektronowej w płaszczyźnie przedmiotu został zamieniony na rozkład amplitudowy fali elektronowej w płaszczyźnie obrazu. Dzieje się to dzięki temu, że elektrony rozproszone (odchylone od pierwotnego kierunku)

¹ Rozważania nasze nie dotyczą tutaj tzw. *kontrastu dyfrakcyjnego*, z którego korzystamy przy badaniach cienkich folii krystalicznych i który powstaje przy odwzorowaniu na skutek przejścia przez preparat tylko wiązki nieugiętej, lub też jednej określonej wiązki ugiętej, odpowiadającej pewnemu refleksowi Bragga. W tym wypadku kontrast polega na rozkładzie amplitudy wiązki nieugiętej (obraz jasnego pola) czy też jednej określonej wiązki ugiętej (obraz ciemnego pola). Kontrast ten będzie przedmiotem odrębnego artykułu.

o kąt większy od apertury obiektywu (rzędu 10^{-2} radiana) są pochłaniane przez blendę kontrastową obiektywu, bądź też, gdyby blenda była usunięta, wchodziły w obszar obiektywu w takiej odległości od osi soczewki, że aberacja sferyczna uniemożliwia współuczestniczenie ich w tworzeniu się obrazu. Brak tych elektronów w płaszczyźnie obrazowej daje kontrast obrazu. Tego rodzaju kontrast nazywamy *kontrastem rozproszeniowo-absorpcyjnym* (nie ma on nie wspólnego z absorpcją elektronów na preparacie, którą dla typowego preparatu można zawsze pominąć). Właściwie jest to kontrast fazowy, gdyż powstaje on przez ingerencję układu optycznego, który zamienia rozkład fazowy fali w płaszczyźnie przedmiotu na rozkład amplitudowy fali w płaszczyźnie obrazu.

Dążeniem naszym jest sięganie coraz głębiej w strukturę badanego obiektu, w granicy do uzyskania możliwości zaobserwowania struktur molekularnych i atomowych.

Z jednej strony zmusza nas to do stosowania coraz cieńszych preparatów, przechodzimy zatem do preparatów fazowych, tzn. takich, które dają tylko modulację fazy fali elektronowej. Z drugiej strony stosowanie blendy kontrastowej, która daje tym większy kontrast im mniejsza jest jej średnica, ogranicza jednocześnie zdolność rozdzielczą. Tak samo aberacja sferyczna obiektywu, mimo pewnego wkładu w tworzenie się kontrastu, zmniejsza oczywiście zdolność rozdzielczą. W naszym dążeniu do uzyskania informacji o strukturach leżących na granicy zdolności rozdzielczej mikroskopu, jesteśmy ograniczeni przez dwa czynniki jakby z dwu stron: przez zdolność rozdzielczą i przez kontrast. Zwiększenie kontrastu powoduje zmniejszenie zdolności rozdzielczej i odwrotnie — polepszenie zdolności rozdzielczej, np. przez korekcję aberacji sferycznej musi prowadzić do zmniejszenia kontrastu. Warto w tym miejscu wspomnieć o sugestii Hoppego [1] użycia płytek strefowych Fresnela do korekcji aberacji sferycznej obiektywu. Koncepcja Lenza [2] użycia takich płytek dla zwiększenia kontrastu wydaje się próbą optymalizacji problemu. Problem polepszenia zdolności rozdzielczej i kontrastu przy pomocy takich płytek korekcyjnych szczególnie przedstawił ostatnio w dwóch pracach Lenz i Wilska [3], oraz Langer i Hoppe [4]. Mimo, że realizacja tych koncepcji i wykonanie płytek korekcyjnych w postaci blend pierścieniowych jest doświadczalnie b. trudne, to jednak leży w granicach obecnych możliwości.

Wiadomo także, że wiązka oświetlająca (jej jasność, stopień koherencji, apertura oświetlająca, nachylenie wiązki) posiada wpływ na obraz, jego kontrast i zdolność rozdzielczą. Modyfikacja wiązki oświetlającej przez zastosowanie katody ostrzowej, przez co uzyskuje się oświetlenie koherentne, w dość znacznym obszarze preparatu, daje też pozytywne rezultaty. Fernandez-Moran [5], stosując katodę ostrzową, uzyskał zdolność rozdzielczą punktową $2,8 \text{ \AA}$ (rys. 1). Oznacza to praktyczne osiągnięcie teoretycznej zdolności rozdzielczej mikroskopu elektronowego, która wynosi np. dla Elmiskopu (mikroskop firmy Siemens) $2,76 \text{ \AA}$.

Ostatnio udało się Dowellowi [6] dzięki korekcji jednostronnego astygmatyzmu uzyskać zdjęcie o zdolności rozdzielczej punktowej $2,5 \text{ \AA}$.

Dążenie do osiągnięcia coraz lepszej zdolności rozdzielczej uzewnętrznia się w konstruowaniu coraz lepszych mikroskopów. Wydaje się, że prototyp nowego mikroskopu, omówiony przez Ernsta Ruskę [7] na kongresie w Kyoto, stanowi szczytowe osiągnięcie w tej dziedzinie (teoretyczna zdolność rozdzielcza $1,7 \text{ \AA}$, maksymalne powiększenie elektronowo-optyczne $800\,000\times$). Osiągnięcie założonej zdolności rozdzielczej będzie może ukoronowaniem nie tylko życiowych ambicji tego zasłużonego badacza i konstruktora, który, jak wiadomo, jest wynalazcą mikroskopu elektronowego, ale jednocześnie będzie też ukoronowaniem wysiłków wszystkich, którzy poświęcili się budowie i udoskonalaniu mikroskopu elektronowego. Dalszy rozwój mikroskopii elektronowej uzależniony będzie od wykorzystania w pełni możliwości, które daje mikroskop, przede wszystkim przez udoskonalanie metod preparatyki.

Chciałbym omówić jeszcze jedno zjawisko związane z kontrastem fazowym w mikroskopie elektronowym. Znany jest fakt doświadczalny, że przy odwzorowaniu poza ogniskiem jednorodna błonka kolodionowa czy węglowa (jakich powszechnie używa się w mikroskopii elektronowej) wykazuje w obrazie ziarnistości, które tym są większe im większy jest stopień defokalizacji. Powyższe jesteśmy w stanie stwierdzić, dokonując zdjęć w b. dużym powiększeniu, a więc na granicy zdolności rozdzielczej mikroskopu. Rys. 2 pokazuje zdjęcie błonki kolodionowej, wykonane przez autora [8] w powiększeniu elektronowo-optycznym $160\,000\times$, a następnie powiększone 16 razy do powiększenia ok. $2\,600\,000\times$. Ziarnistości odległe są od siebie średnio o około 9 \AA . Dokładna analiza tego zdjęcia pozwala stwierdzić także ziarnistości odległe od siebie o 4 do 6 \AA . Obraz ten jest nieco *underfocus*, tzn., że prąd wzbudzający soczewkę magnetyczną obiektywu jest nieco mniejszy niż przy dokładnym zogniskowaniu.

Rys. 3 i 4 pokazują serie zdjęć cienkiej błonki węglowej, wykonane przez Thona [9] dla różnych wartości rozogniskowania od wartości ujemnych do dodatnich, wykazując zależność wielkości ziarnistości od stopnia rozogniskowania.

Jeżeli policzymy przy pomocy całki Kirchhoffa [10] rozkład natężenia fali elektronowej w płaszczyźnie obrazowej dla czystego preparatu fazowego o elemencie struktury o szerokości b (znaczy to, że w obszarze b mamy tylko inny współczynnik załamania elektronowo-optyczny niż w pozostałej części preparatu), to okaże się, że przy *rozogniskowaniu* Δz szczegół preparatu b będzie odwzorowany z maksymalnym kontrastem, gdy spełniona będzie zależność:

$$\Delta z = \frac{b^2}{2\lambda},$$

gdzie λ — długość fali de Broglie'a dla elektronów.

Ponieważ preparat jest czysto fazowy (w płaszczyźnie przedmiotowej mamy tylko rozkład fazy, a nie amplitudy) — odwzorowanie w ognisku, czyli dla $\Delta z = 0$ nie wykaże żadnego kontrastu dla szczegółu b preparatu, szczegół ten będzie niewidoczny. Powyższa zależność jest słuszna tylko w założeniu, że soczewka obiektywu jest wolna od aberacji.

Zależność ta została wyraźnie uwidoczniiona na serii zdjęć na rys. 3 i oznacza, że przy pomocy defokalizacji jesteśmy w stanie wydobyć w obrazie z maksymalnym kontrastem każdorazowo pewną częstotliwość przestrzenną², zawartą w preparacie przez odpowiedni dobór stopnia defokalizacji Δz .

Jeżeli w rachunku uwzględnimy aberację sferyczną obiektywu, zależność między defokalizacją Δz a wydobywaną z maksymalnym kontrastem strukturą scharakteryzowaną wielkością b jest bardziej skomplikowana i została podana przez Thona [11]. Zależność ta podaje, że dla pewnych stopni defokalizacji z maksymalnym kontrastem odwzorowane są nie jedna, ale więcej częstotliwości przestrzennych. Prawe zdjęcie na rys. 4 przy defokalizacji $\Delta z = +230$ nm wykazuje wyraźnie dwie grupy ziarnistości (jedna około 4—7 Å, druga od 11—13 Å), które są odwzorowane z dużym kontrastem. Podobnie można się dopatrzeć dwóch częstotliwości przestrzennych na zdjęciu autora (rys. 2).

Metoda odwzorowania poza ogniskiem jest zatem trzecim ważnym atrybutem realnego układu odwzorowującego i może być z pożytkiem stosowana dla zwiększenia kontrastu. Metoda powyższa ma znaczenie nie tylko dla czystych preparatów fazowych, ale i dla preparatów amplitudowych czy też mieszanych amplitudowo-fazowych; przy pomocy tej metody jesteśmy w stanie zwiększyć kontrast dla tych struktur, które nas specjalnie interesują, przez odpowiednie zdefokalizowanie soczewki obiektywu.

Na zakończenie moich rozważań o kontraście obrazu elektronowego chciałbym wspomnieć o pewnej kategorii preparatów, które dają doskonały kontrast, a które używane są dla stwierdzenia walorów mikroskopu elektronowego, dając w rezultacie obrazy sieci krystalicznej użytego preparatu. Chodzi tutaj o pewne związki, krystalizujące w postaci bardzo cienkich, dających się przeświecić elektronami, kryształów, których stałe sieciowe wynoszą od kilku do kilkunastu Å. Są to np. związki ftalocyjaniny (ftalocytanina platyny, ftalocyjanina miedzi) lub np. czterochloroplatynian potasu. Ostatnio udało się uzyskać obraz sieci krystalicznej b. cienkich monokrystalicznych warstw takich metali jak złoto czy miedź.

Mamy tutaj do czynienia z rozproszeniem wiązki elektronowej w ściśle określonym kierunku, czyli z dyfrakcją elektronów na sieci krystalicznej, w rezultacie czego obraz sieci, będący wynikiem interferencji wiązki centralnej i jednej wiązki ugiętej (*interferencja dwuwiazkowa*), lub też wiązki centralnej i dwóch wiązek ugiętych (*interferencja trójwiazkowa*) posiada b. wyraźny kontrast.

Rys. 5 przedstawia zdjęcia czterochloroplatynianu potasu, wykonane przez autora [12, 13] wykazujące zdolność rozdzielczą 6,99 Å (powiększenie całkowite 4 700 000 ×).

Zdolność rozdzielczego odwzorowania płaszczyzn sieciowych takich preparatów jest lepsza niż zdolność rozdzielcza punktowa mikroskopu, gdyż przy

² Analogicznie do częstotliwości czasowej, oznaczającej ilość okresów drgań czy też ilość zdarzeń w jednostce czasu, definiujemy częstotliwość przestrzenną jako ilość punktów, ilość linii czy też ilość powtarzających się detali struktury na jednostkę długości.

odwzorowaniu sieci krystalicznej biorą udział tylko b. wąskie obszary soczewki, skutkiem czego wpływ aberacji sferycznej obiektywu, ograniczającej zdolność rozdzielczą mikroskopu, jest tutaj znacznie mniejszy. Teoretycznie można zejść tutaj ze zdolnością rozdzielczą (liniową) poniżej 1 Å, a rys. 6 jest przykładem obecnego stanu rzeczy [14]. Na zdjęciu tym w pow. $10\,000\,000\times$ widać linie odległe od siebie o 1,27 Å, które reprezentują płaszczyzny (220) sieci krystalicznej cienkiego (grubość rzędu 100 Å) kryształu miedzi.

Zdjęcie na rys. 7 (zdjęcie z laboratorium JEOL³) jest w pewnym stopniu rewelacją, gdyż udało się tutaj jednocześnie odwzorować aż trzy rodziny przecinających się płaszczyzn sieciowych, (200), (020) i (220), dla cienkiego kryształu złota, co daje w dużym stopniu zbliżony do rzeczywistości obraz sieci atomowej tego kryształu. Płaszczyzny sieciowe odległe są od siebie o 2,04 Å, względnie o 1,43 Å, powiększenie całkowite zdjęcia wynosi ok. $6\,000\,000\times$ (patrz także [15]).

Warto tu wspomnieć, że zarówno wykonanie takich preparatów, jak i zdjęć (wykonuje się serie zdjęć, zmieniając ogniskową obiektywu między poszczególnymi zdjęciami o 10^{-5} mm) jest bardzo trudne, natomiast powiększenia elektro-nowo-optyczne, które trzeba zastosować, są rzędu 270 000 do 380 000 razy, a więc przekraczają powiększenia dostępne w obecnych konwencjonalnych mikroskopach.

Tego rodzaju zdjęcia są sprawdzianem bardzo wysokiej stabilności elektronicznej (wynosi ona np. dla mikroskopu japońskiego JEM 7 zarówno dla napięcia przyspieszającego, jak i dla prądu obiektywu 2×10^{-6}) i mechanicznej (dopuszczalny ruch preparatu < 1 Å/min) nowoczesnych mikroskopów elektronowych, nie są moim zdaniem jednak wystarczającym testem sprawdzającym mikroskop elektronowy. Zasadniczym błędem odwzorowania jest jak wiadomo *aberracja sferyczna*. Powoduje ona przesunięcie fazy wiązki ugiętej w stosunku do fazy wiązki nieugiętej na preparacie; przesunięcie to, mierzone miarą kątową, wynosi [16]:

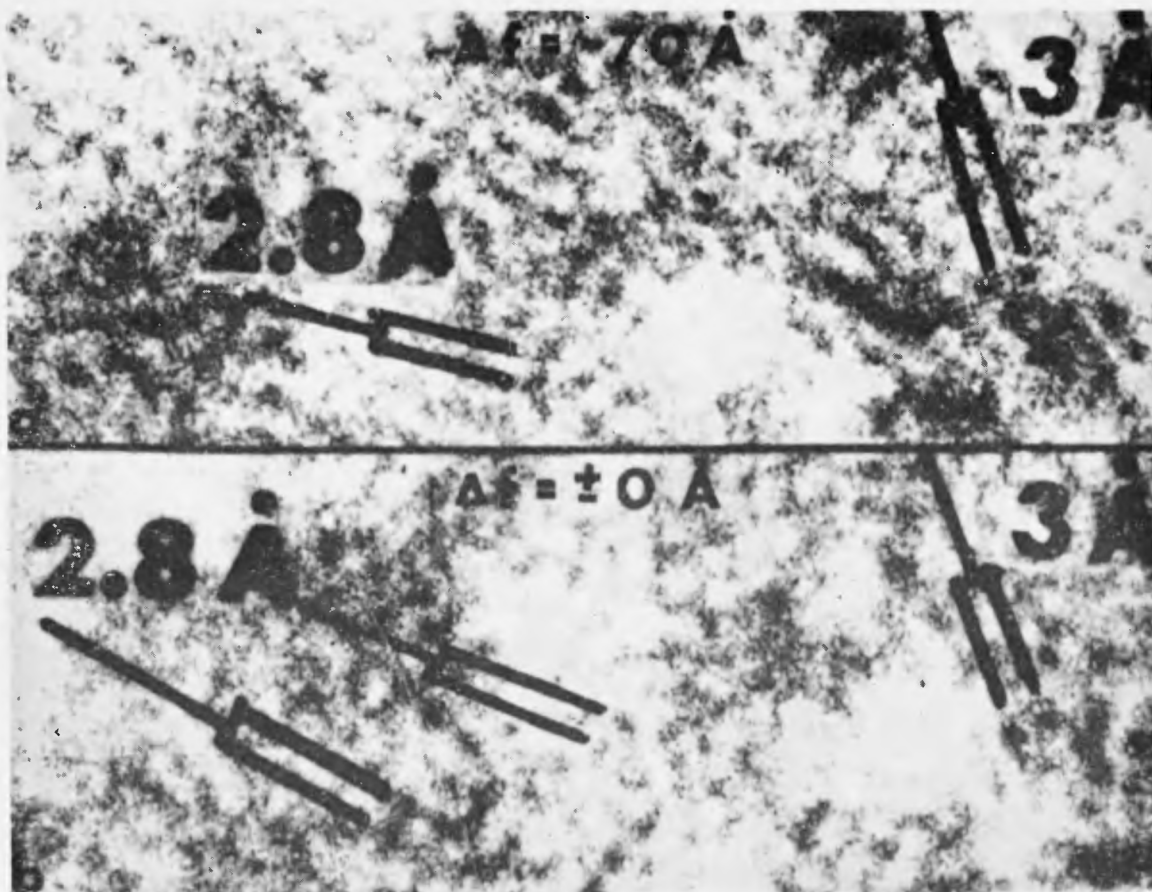
$$\gamma = \frac{\pi}{2\lambda} (C_s \vartheta^4 - 2\Delta z \vartheta^2),$$

gdzie Δz jest rozogniskowaniem, C_s — stałą aberracji sferycznej, ϑ — kątem ugięcia wiązki, zaś λ — długością fali de Broglie'a dla elektronów.

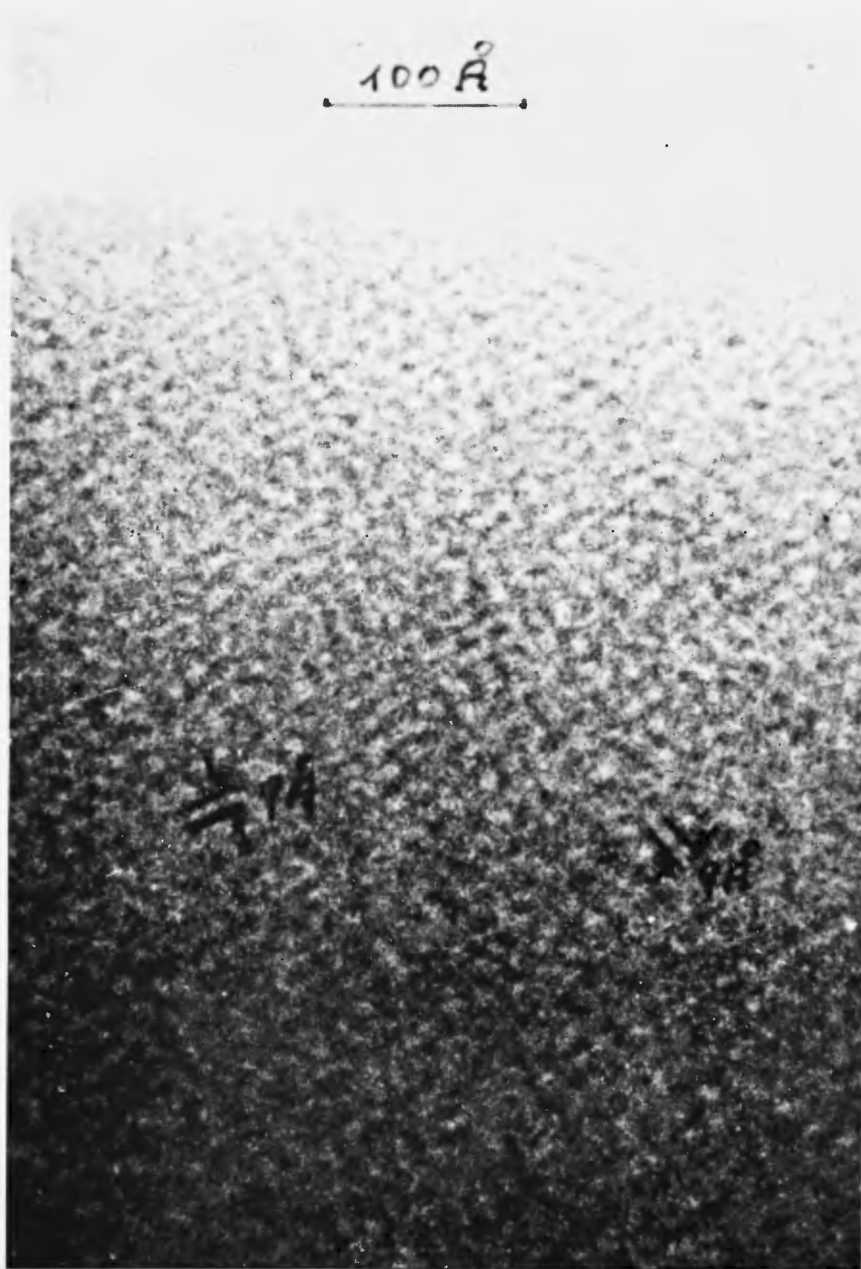
Z powyższego wzoru widzimy, że dla jednej określonej wartości kąta ugięcia ϑ możemy skompensować wpływ aberracji sferycznej na przesunięcie fazy fali ugiętej przez odpowiednią wartość defokalizacji Δz .

Ponieważ przy odwzorowaniu płaszczyzn sieciowych o pewnej określonej odległości ich od siebie wiązka ugięta, uczestnicząca w powstawaniu obrazu, ugięta jest pod jednym określonym kątem, mamy możliwość dzięki defokalizacji, kompensującej wpływ aberracji sferycznej, uzyskać właściwe warunki interferencji i przez to b. dobry kontrast (rys. 5, 6 i 7).

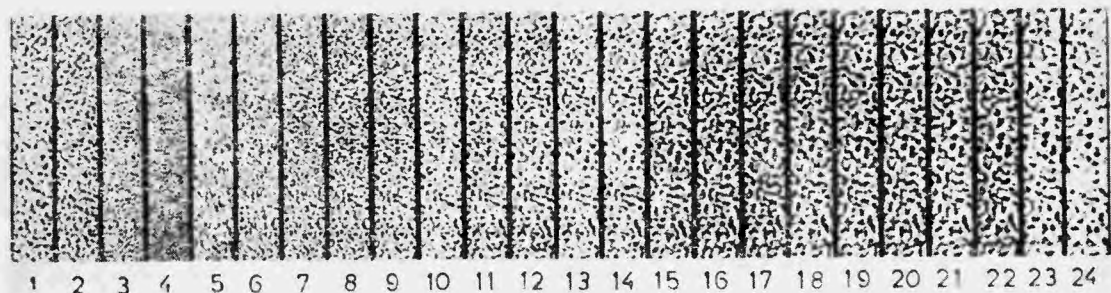
³ Japan Electron Optics Laboratory Company, Ltd.



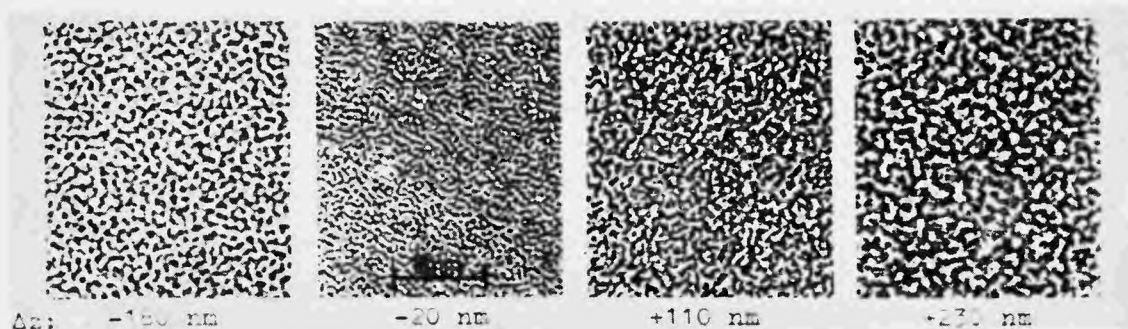
Rys. 1. Obraz cienkiej warstwy octanu uranylu, wykazujący punktową zdolność rozdzielczą 2,8 – 3 Å. Górne zdjęcie zaledwie o 70 Å poza ogniskiem, dolne w ognisku. Powiększenie elektronowo-optyczne 300 000 ×, powiększenie całkowite ok. 17 000 000 ×, drobne ziarnistości odpowiadają ziarnu kliszy. Elmiskop Ia, ogniskowa obiektywu $f = 1,8$ mm, katoda ostrzowa, stopnie regulacji ogniskowej zaledwie co 30 Å



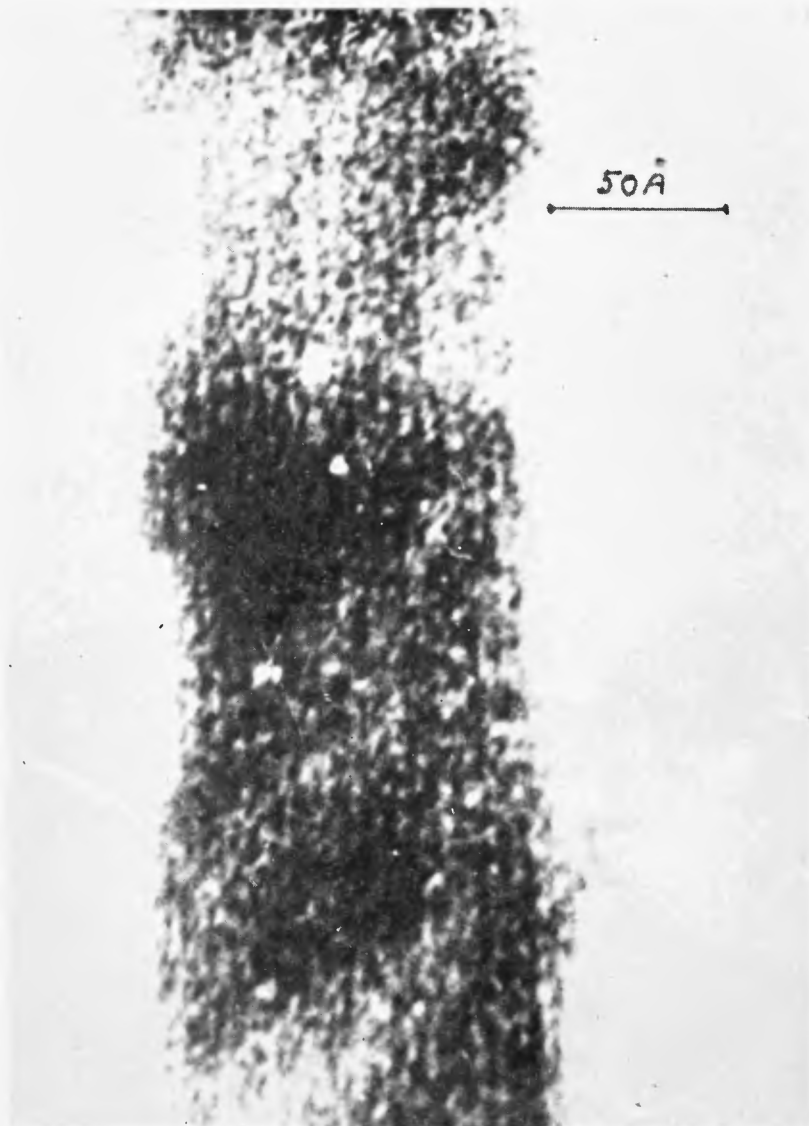
Rys. 2. Obraz błonki kolodionowej z ziarnistościami, uwidocznionymi na skutek defokalizacji. Obraz jest nieco *underfocus*. Pow. el.-optyczne $160\,000\times$, napięcie 100 kV. Pow. całkowite ok. $2\,600\,000\times$. Widoczne ziarnistości odległe od siebie o 9 \AA , dokładna analiza zdjęcia pozwala stwierdzić także ziarnistości w granicach $4\text{--}6\text{ \AA}$



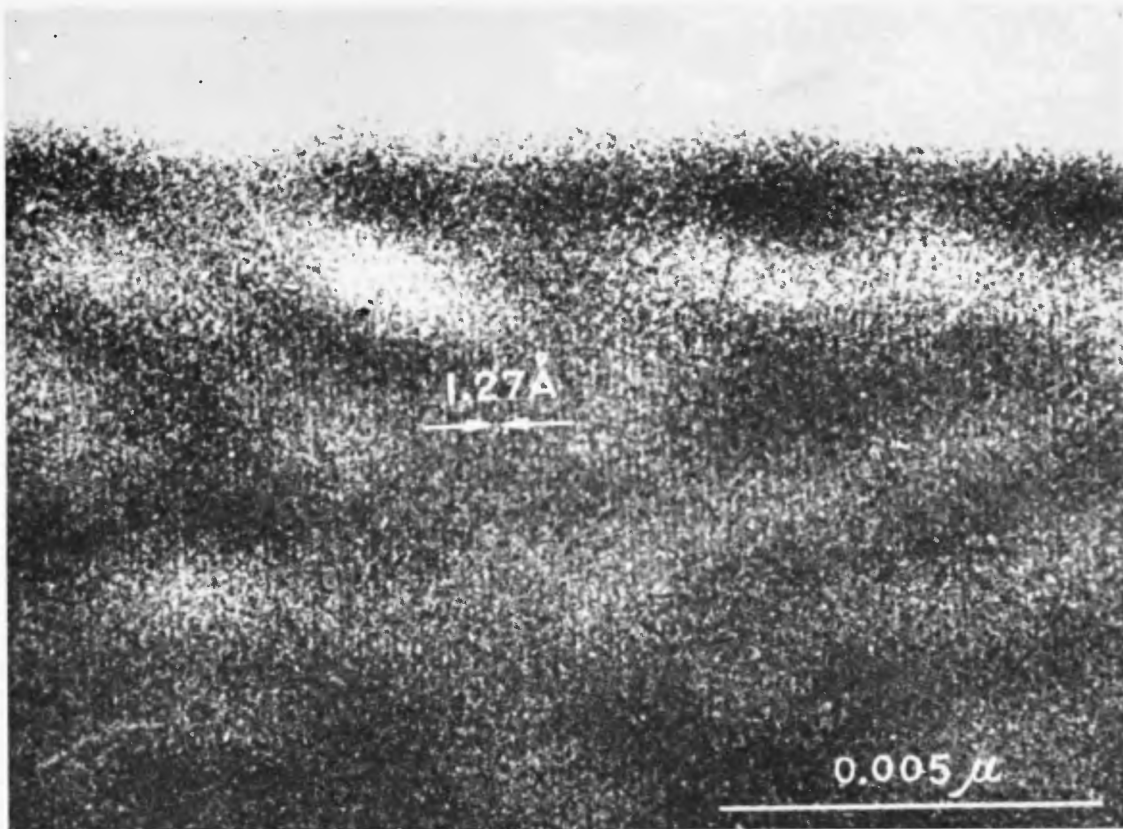
Rys. 3. Wycinki z serii 24 zdjęć cienkiej błonki węglowej wykonanych dla różnych wartości rozogniskowania od wartości ujemnych do dodatnich, wykazujące zależność wielkości ziarnistości od stopnia rozogniskowania. Zdjęciu 1 odpowiada rozogniskowanie $\Delta z = -360$ nm, zdjęciu 4 odpowiada $\Delta z = -40$ nm, zdjęciu 5 odpowiada $\Delta z = +25$ nm, zdjęcie 24 jest rozogniskowane o $\Delta z = +500$ nm.
Pow. całkowite 620 000 \times



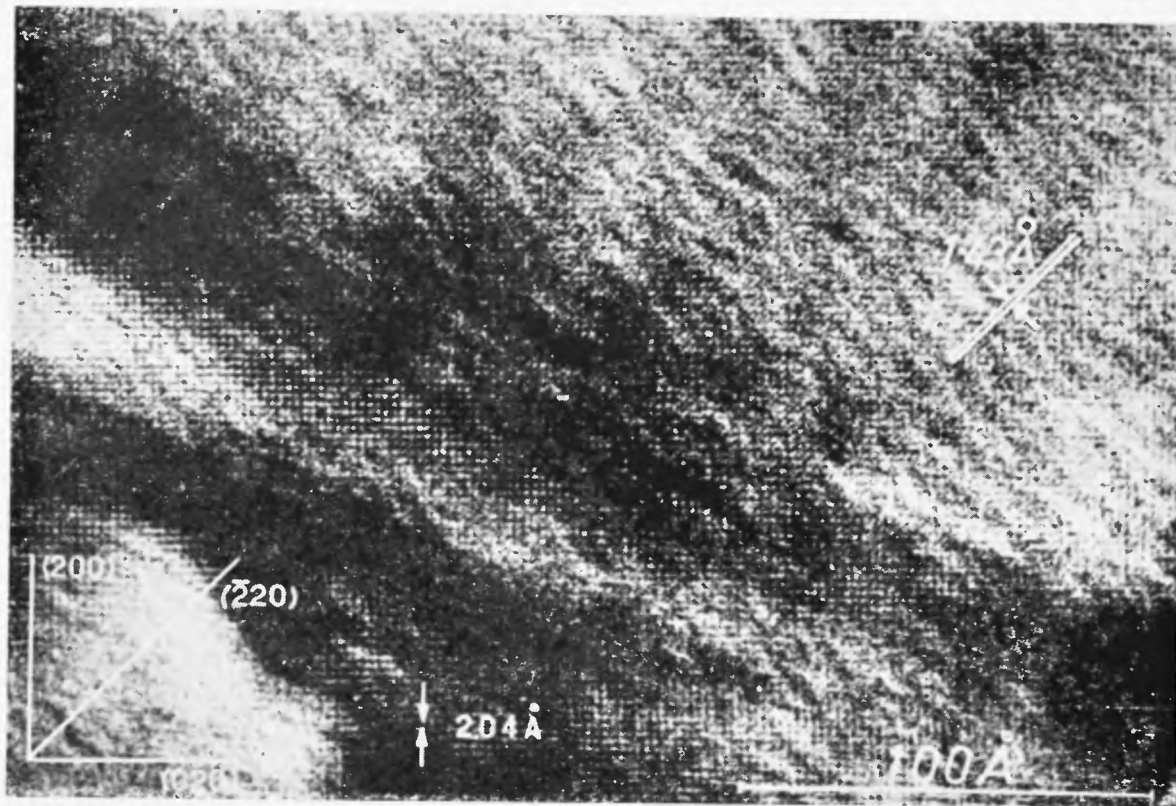
Rys. 4. Typowa struktura rozogniskowanych obrazów preparatu fazowego. Przy defokalizacji $\Delta z = +230$ nm widoczne wyraźnie dwie różne grupy częstotliwości przestrzennych (odpowiadające ziarnistościom odległym o 4–7 Å, oraz o 11–13 Å). Pow. całkowite zdjęć 1 300 000 \times (długość odcinka zaznaczonego na 2 zdjęciu odpowiada 10 nm, czyli 100 Å)



Rys. 5. Obraz sieci krystalicznej czterochloroplatynianu potasu. Odległość płaszczyzn sieciowych 6,99 Å. Powiększenie elektronowo-optyczne 120 000 ×, powiększenie całkowite 4 700 000 ×



Rys. 6. Obraz płaszczyzn sieciowych (220) cienkiego kryształu miedzi. Odległość płaszczyzn sieciowych wynosi 1,27 Å. Powiększenie całkowite zdjęcia ok. 10 000 000 ×



Rys. 7. Obraz sieci krystalicznej cienkiego kryształu złota. Widoczne płaszczyzny sieciowe (200), (020) i (220), wzajemnie się przecinające. Odległość wzajemna poszczególnych płaszczyzn wynosi 2,04 Å dla płaszczyzn (200) i (020), a 1,43 Å dla płaszczyzn (220). Powiększenie całkowite zdjęcia ok. 6 000 000 ×

Trzeba jednak sobie zdać sprawę z tego, że tego rodzaju zdjęcia nie są wystarczającym kryterium dobroci mikroskopu elektronowego, takim kryterium zostanie zawsze zdjęcie, wykazujące określoną punktową zdolność rozdzielczą (przykładem może być rys. 1), w tym przypadku bowiem aberacja sferyczna nie może być skompensowana przez defokalizację.

Abstract: It was emphasized that practically in electron microscopy exists the phase contrast only. The attributes of the real imaging system of the electron microscope (lens aberrations, contrast aperture, „out of focus“ imaging) change this contrast to amplitude contrast in the image plane. The „out of focus“ imaging was discussed and illustrated with own and other authors micrographs, which show the recent obtainable resolution limit of the electron microscope.

It was shown that the „line resolution limit“ by imaging of lattice planes can not be used as a sufficient criterion of an electron microscope, for the neglecting of spherical aberration. This criterion remains the point resolution only.

Literatura

- [1] W. Hoppe, *Naturwissenschaften*, **48**, 736 (1961).
- [2] F. Lenz, *Z. Physik*, **172**, 498 (1963)
- [3] F. Lenz, A. P. Wilska, *Optik*, **24**, 383 (1966/1957).
- [4] R. Langer, W. Hoppe, *Optik*, **24**, 470 (1966/1967).
- [5] H. Fernandez-Moran, *High Resolution Electron Microscopy of Biological Specimens*, Sixth International Congress for Electron Microscopy, Kyoto 1966, Vol. I, str. 13.
- [6] W. C. T. Dowell, *Optik*, **24**, 466 (1966/1967).
- [7] W. D. Riecke, E. Ruska, *A 100 kV Transmission Electron Microscope with Single-Field Condensor Objective*, Sixth International Congress for Electron Microscopy, Kyoto 1966, Vol. I, str. 19.
- [8] A. Feltynowski, *Kontrast i odwzorowanie w mikroskopie elektronowym*, Materiały XX Zjazdu Fizyków Polskich, Lublin 12—17 wrzesień 1967, str. 419.
- [9] F. Thon, *Imaging Properties of the Electron Microscope near the Theoretical Limit of Resolution*, Sixth International Congress for Electron Microscopy, Kyoto 1966, Vol. I, str. 23.
- [10] A. Feltynowski, *Contrast and Imaging in Electron Microscopy*, referat wygłoszony 13. VI. 1966 na Szkole Letniej, poświęconej defektom kryształów i metodom ich badania, Zakopane, 4—18 czerwiec 1966.
- [11] F. Thon, *Z. Naturforsch.*, **20a**, 154 (1965).
- [12] A. Feltynowski, *Bezpośrednie odwzorowanie sieci krystalicznej w obrazie elektrono-mikroskopowym*, Materiały XX Zjazdu Fizyków Polskich, Lublin, 12—17 wrzesień 1967, str. 417.
- [13] A. Feltynowski, *Acta Medica Polona*, **8**, 353 (1967).
- [14] M. Watanabe, H. Shinagawa, K. Shiota, *Observation of Metal Crystal Lattice Image*, Sixth International Congress for Electron Microscopy, Kyoto 1966, Vol. I, str. 33.
- [15] A. Fukuhara, T. Komoda, B. Tadano, *Optik*, **24**, 513 (1966/1967).
- [16] O. Scherzer, *J. Appl. Phys.*, **20**, 20 (1949).

J. Szpilecki

Politechnika Śląska

Megagaussowe pola magnetyczne

Megagauss Magnetic Fields

Wstęp

Niedawno ukazała się publikacja [2], poświęcona wytwarzaniu impulsowych pól magnetycznych rzędu megagausa. Aparatura działająca na zasadzie teta-pinchu w ciele stałym jest bez wątpienia najdoskonalsza, jakkolwiek poprzednio osiągnięto innymi polami silniejsze. Zagadnienie to jest w ostatnich latach opracowywane bardzo intensywnie przez uczonych anglosaskich i radzieckich, ze względu na liczne zastosowania. Jakkolwiek należy się jeszcze liczyć z dalszym udoskonalaniem metody, ciekawe wydaje się podsumowanie wyników dotyczących silnych pól magnetycznych.

Otrzymywanie silnych pól magnetycznych na zasadzie teta-pinchu

Do praktycznej realizacji akceleratorów cyklicznych cząstek naładowanych do energii przewyższających 10^{10} eV trzeba mieć bardzo silne pola magnetyczne, jak to wynika z formuły wiążącej energię V w eV przyspieszanych elektronów lub protonów z promieniem krzywizny R w m i natężeniem pola magnetycznego H w Oe

$$V = 3 \cdot 10^4 RH. \quad (1)$$

Na przykład w akceleratorze do 100 BeV przy natężeniu pola $H = 10^5$ Oe promień krzywizny trajektorii powinien wynosić $R = 30$ m. Jeżeli $H = 10^6$ Oe wystarczy $R = 3$ m. Oczywiście energia ta powinna być osiągnięta w czasie, gdy pole takiego rzędu istnieje, lub też należy rozwiązać zagadnienie kaskadowego przyspieszenia szeregiem impulsów.

Także fizyka plazmy, fizyka ciała stałego i inne dziedziny potrzebują silnych pól magnetycznych. Najdawniejsza metoda dająca pola rzędu $3 \cdot 10^5$ Oe pochodzi od Kapicy i polega na przepuszczaniu przez cewki bezrdzeniowe krótko-

trwałych impulsów prądu. Górna granica wytwarzanych pól jest określona przez mechaniczną wytrzymałość cewek na rozrywające siły oddziaływania prądów elektrycznych. W roku 1957 została podana przez Terleckiego [10] zasada inna, pozwalająca osiągnąć pola silniejsze, polegająca na ścisaniu strumienia magnetycznego. Można to osiągnąć na dwojakiej drodze, albo przy pomocy implozji ścisającego wybuchu odpowiednio rozmieszczonego ładunku wybuchowego, albo też na zasadzie teta-pinchu. Opisywana aparatura działa na zasadzie ścisania strumienia magnetycznego, zawartego wewnątrz cylindrycznej przewodzącej powłoki, przyspieszanej zewnętrznymi siłami. Jeżeli prędkość ścisania powłoki jest większa od prędkości strat strumienia wskutek upływów, spowodowanych tym, że istniejące powłoki metalowe nie mają nieskończonej przewodności elektrycznej i stan wmrózenia pola, leżący u podstaw metody, trwa jedynie przez ograniczony czas, wtedy można zwiększyć natężenie pola magnetycznego wynikające ze stałości strumienia magnetycznego. Skończona przewodność metalu powłoki powoduje, że pod wpływem indukowanych silnych prądów elektrycznych rozgrzewa się ona, topi i paruje.

Maksymalna wielkość natężenia pola i charakterystyczny czas jego istnienia zależą od masy powłoki metalicznej, jej prędkości, wielkości strumienia początkowego, schwytanego przez nią, własności materiału itd.

Powłoka może być przyspieszana albo kierunkowym wybuchem (metoda Sacharowa [3] i Terleckiego) albo siłami elektrodynamicznymi. Proces otrzymywania silnego pola magnetycznego metodą ścisania strumienia przez powłokę przewodzącą przyspieszaną działaniem ciśnienia magnetycznego został nazwany magnetodynamiczną kumulacją. Ostatnio wymieniona metoda jest wygodniejsza, ponieważ w pierwszej do wybuchów używano niekiedy znacznych ładunków materiałów wybuchowych, wskutek czego przeprowadzenie doświadczenia było związane z dużymi trudnościami.

W Instytucie Fizyki Jądrowej Akademii Nauk Związku Radzieckiego na aparaturze *CII* prowadzono doświadczenia nad przyspieszaniem metalowych osłon, zwanych z angielskiego linerami, podłużnym polem magnetycznym (metaliczny teta-pinch) w celu otrzymania plazmy dużej gęstości i dużych ciśnień. Wynik przedstawiono w roku 1965 na VII Międzynarodowej Konferencji poświęconej gazom zjonizowanym w Belgradzie. Ostatnio metodę tę wykorzystano do wytwarzania silnego pola magnetycznego.

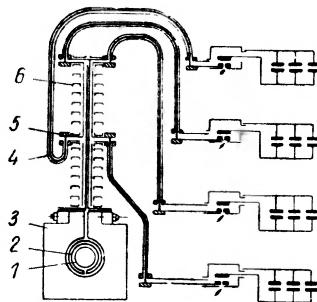
Aparatura (rys. 1) składa się z następujących części:

1. Solenoid

Magnetyczne pola dla przyspieszania powłoki wytwarzano jednozwojowym solenoidem o niskoindukcyjnym doprowadzeniu, który z baterią kondensatorów tworzy obwód *RLC* o następujących parametrach: pojemność $C_0 = 4,65 \cdot 10^{-2}$ F, aktywny opór $R = 4,5 \cdot 10^4$ Ohm, indukcyjność z wstawionym linerem $L_0 = 3,6 \cdot 10^{-8}$ H, bez linera $L = 9 \cdot 10^{-8}$ H.

Solenoid jest masywnym zwojem stalowym (masa 400 kg) o długości części roboczej 150 mm i średnicy 120 mm. Przy prądzie $3 \cdot 10^6$ A solenoid wytrzy-

mywał powyżej 100 rozładowań bez istotnych deformacji. Dla wyrównania niejednorodności pola solenoidu, nieuniknionej, jeżeli przekrój linera jest kształtu litery C, z szczeliną wewnątrz roboczego obszaru solenoidu umieszcza się miedziany ekran z rozcięciem. Szerokość szczeliny 0,5 mm, grubość ściany 5 mm, długość 150 mm. Prócz tego ekran chroni obszar roboczy solenoidu od metalicznych fragmentów linera, rozlatujących się po kumulacji.



Rys. 1. Schemat aparatury do wytwarzania megagaussowych pól magnetycznych przy pomocy θ -pinchu. 1 — liner, 2 — ekran miedziany, 3 — solenoid, 4 — kable, 5 — umocnienie aparatury

2. Bateria kondensatorów dla zasilania impulsowego solenoidu składa się z 384 kondensatorów podzielonych na 8 sekcji, z których każda rozładowuje się niezależnie przez solenoid przy pomocy specjalnego próżniowego wyłącznika. Można w ten sposób włączyć różne ilości sekcji i wyłączać sekcje w razie awarii. Pełna indukcyjność kabli doprowadzających (razem z wyłącznikami) wynosi $2,2 \cdot 10^{-8}$ H. Ogólna pojemność energetyczna baterii — 700 kJ.

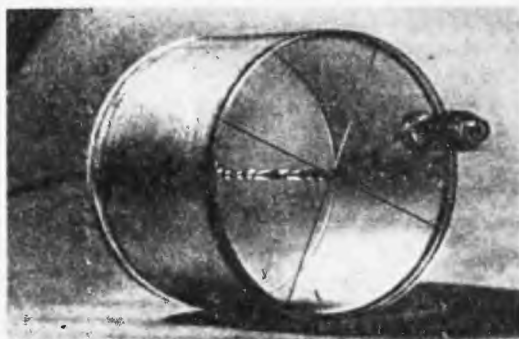
3. Układ początkowego pola magnetycznego

Początkowe pole magnetyczne wewnątrz linera (~ 10 kGs) wytwarza się przez rozładowanie pomocniczej baterii kondensatorów o pojemności $1,5 \cdot 10^{-2}$ F (190 kJ przy 5 kV) przez 2 cewki o średniej średnicy 220 mm, umieszczone w oprawie z izolatora na czołach solenoidu, współśrodkowo z nim. Szczelina między cewkami i solenoidem była tak obrana, by opór magnetyczny dla pola solenoidu był znacznie mniejszy niż w szczelinie liner-solenoid. We wszystkich doświadczeniach kierunek początkowego pola był zgodny z kierunkiem pola solenoidu. Obierano tak pole magnetyczne, by przy danej geometrii, natężenie pól magnetycznych wewnątrz i na zewnątrz linera różniło się nie więcej niż o 10%. Przy większej różnicy liner odkształcał się pod wpływem pola początkowego jeszcze przed załączeniem solenoidu.

4. Liner

Ogólny wygląd linera podano na rysunku 2. Jest on wykonany z aluminium. Długość wynosi 145 mm, grubość ścianek 2 mm, zewnętrzna średnica 108 mm, ciężar 250 g. Dokładne zachowanie wymiarów jest bardzo ważne dla symetrycz-

nego ściskania lineru. Specjalnie ważne jest osiągnięcie minimum nierówności wymiarów ścianek (osiągano $\pm 1\%$). Na osi lineru umieszczono magnetyczne sondy do pomiaru wytworzonego pola. Układ liner-sondy robiono tak, by można było odpompować powietrze z wewnętrznego obszaru lineru, w przeciwnym bowiem przypadku występuje świecenie, co utrudnia obserwację.



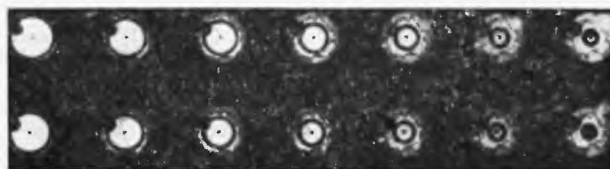
Rys. 2. Zewnętrzny wygląd lineru

5. Sondy magnetyczne

Sondy magnetyczne do pomiaru pola były połączone z oscylografem kablem wysokiej częstotliwości, długości 10 m i o poziomej charakterystyce tłumienia do 15 MHz. Zwoje pomiarowe zalewano woskiem i umieszczono w rurce szklanej. Na niej nawinięto rozarty bifilarny kontakt (średnica przewodu 0,15 mm) z izolowanymi końcami, który sygnalizował uderzenie lineru o rurkę. W chwili zamykania kontaktu na oscylografie rejestrowano impuls o czole narastania około 1 mikrosek, świadczący o początku zniszczenia sondy. Średnica zwoju pomiarowego 2—2,4 mm, średnica zmontowanej sondy 3,5—7 mm. Prócz tego sonda miała bifilarny zwarty przewód do rejestracji położenia.

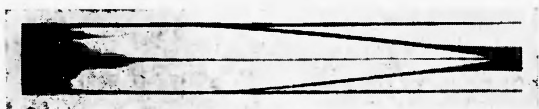
6. Szybkościowa fotografia

Na rysunku 3 przedstawiono kolejne stadia ściskania powłoki aluminiowej w formie kolejnych obrazków zdejmowanych co 4 mikrosek. Dla wyznaczenia położenia i prędkości lineru w dowolnej chwili posługiwano się fotografią ciągłą (rys. 4). Szerokość szczeliny obierano tak, by część lineru wycięta przez nią mogła być uważana za płaską w czasie ściskania.



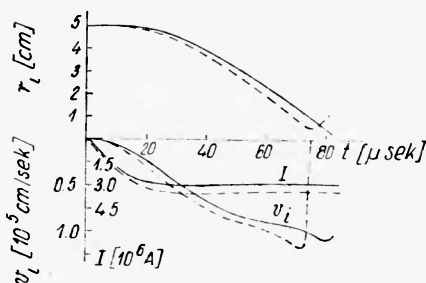
Rys. 3. Kolejne stadia ściskania lineru. Zdjęcia robiono co 4 mikrosek. Cień pochodzi od sondy magnetycznej. Szara izolacja. W górnym lewym rogu — cieni od węża próżniowego

Na rysunku 5 przedstawiono zależność od czasu promienia linera r_i , prędkości $v_i = dr_i/dt$ otrzymane na podstawie fotografii oraz prąd w obwodzie mierzony pasem Rogowskiego. Pomiarowe krzywe porównano z teoretycznymi.

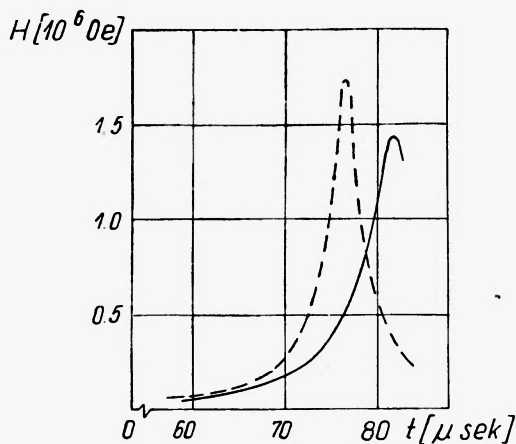


Rys. 4. Fotografia poruszającego się linera

Pewne odchyłki dadzą się wytłumaczyć zbyt upraszczającymi założeniami i faktem, że na początku ruchu nie uwzględniono sztywności materiału. W czasie przyspieszenia kinetyczna energia linera osiąga wartość 100 kJ. W końcowym



Rys. 5. Doświadczalna (ciągła) i teoretyczna (przerwana) zależność wewnętrznego promienia r_i , prędkości ruchu wewnętrznej ściany linera i prądu I w obwodzie w funkcji czasu



Rys. 6. Doświadczalna (ciągła) i teoretyczna (kreskowana) zależność magnetycznego pola od czasu

stadium ściskania duża część tej energii wydatkuje się na powiększenie natężenia pola magnetycznego. Narastające pole magnetyczne mierzono 5 sondami na osi linera. Sygnały sond rejestrowano na oscylografach OK 17 M. Dla zwiększenia

dokładności, na wszystkie oscylografy podawano równocześnie znaki czasu. Synchronizację położenia linera i sygnałów sond zrealizowano za pomocą iskrowego rozładowania rejestrowanego układem optycznym, pochodną prądu rejestrowano oscylografem. W ostatnim stadium ściskania obserwowano pewną niesymetrię, która powoduje niszczenie centrycznych sond.

Na rysunku 6 przedstawiono porównanie wartości natężenia pola teoretycznych i wyznaczonych doświadczalnie w funkcji czasu. Osiągnięto w warunkach laboratoryjnych pole o natężeniu powyżej 10^6 Oe bez stosowania substancji wzbuchowych oraz wzmocnienie natężenia pola powyżej 100-krotne.

Teoria doświadczenia

Zacznijmy od zasady podanej przez Terleckiego [10]. Rozpatruje on przewodzącą wydrążoną kulę umieszczoną w zewnętrznym polu magnetycznym H_0 , wytworzonym w dowolny sposób. Jeżeli nagle wyłączyć źródło pola H_0 , to pole wewnątrz kuli wskutek prądów indukcyjnych wytworzonych w kuli będzie wykładniczo zanikało z czasem relaksacji

$$\tau = a(4\pi\sigma/c^2)R^2 \quad (2)$$

gdzie:

R — promień kuli,

σ — współczynnik przewodnictwa właściwego w układzie *cgs*,

c — prędkość światła,

a — numeryczny współczynnik rzędu 1, zależny od kształtu przewodnika.

Dla miedzianej kuli o średnicy 10 cm, czas relaksacji przewyższa 1 sek.

Niech z kolei kula w zewnętrznym polu H_0 ulega wszechstronnemu ściskaniu, wskutek czego wymiary wewnętrznego obszaru maleją n razy w czasie T , znacznie mniejszym od czasu relaksacji τ . Wtedy w czasie T przewodnik kuli może być uważany za doskonały i można rozpatrywać linie magnetyczne pola wewnątrz kuli jako sztywno związane z materiałem kuli (zamrożenie).

Ponieważ w czasie T linie sił nie zdążą się rozproszyć przez powierzchnię kuli, strumień przez przekrój poprzeczny kuli będzie wynosił

$$\Phi = \int_0^R H(r)2\pi r \cdot dr = \text{const.} \quad (3)$$

Jeżeli więc przyjmiemy, że pole początkowe było jednorodne

$$\pi R^2 H = \text{const}, \quad (4)$$

skąd

$$H/H_0 = (R_0/R)^2 = n^2, \quad (5)$$

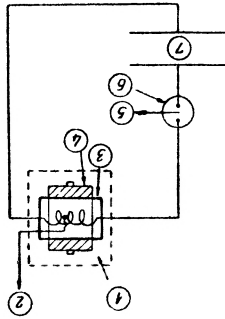
gdzie

R_0, H_0 — początkowe wartości promienia i natężenia pola.

Wskutek implozji następuje wzrost natężenia pola magnetycznego. Część znajdujących się na rysunku w kreskowanym prostokącie ulęgła w czasie wybuchu zniszczeniu, mianowicie: cewka, liner, czujniki pola magnetycznego

Rys. 7. Schemat układu cylindrycznej implozji

- 1 - system linera z cewką eksplodującą (na stojaku wybuchowym)
- 2 - sonda indukcyjna (do oscylografu)
- 3 - liner
- 4 - Materiał wybuchowy
- 5 - trigger
- 6 - Trójfazowy wyłącznik iskrowy
- 7 - Bateria kondensatorów 150 μf , 20 kV



Aparatura pracy [4] przedstawiona jest na rysunku 7. Połączkowe pole w linerach wytwarzano przez rozładowanie baterii kondensatorów. W określonej chwili cylindryczny pierścień materiału wybuchowego otaczający liner wybuch.

Doświadczenia z materiałami wybuchowymi

Podobne rozumowanie stosuje się do dowolnych innych masywnych konturów na przykład walca lub torusa. Ta zasada została następnie rozwinęta w dwu kierunkach: w zastosowaniu do materiałów wybuchowych i do θ -pinchu.

$$\epsilon/\epsilon_0 = R_0/R = n \quad (7)$$

gdzie V — objętość wnętrza kuli, więc

$$\epsilon = H^2 V / 8\pi \quad (6)$$

W czasie sciskania jest wykonywana praca przeciw siłom ponderomotorycznym pola magnetycznego, więc energia sciskanego pola magnetycznego rośnie. Ponieważ w jednorodnym polu energia dana jest wzorem

W czasie ściskania jest wykonywana praca przeciw siłom ponderomotorycznym pola magnetycznego, więc energia ściskanego pola magnetycznego rośnie. Ponieważ w jednorodnym polu energia dana jest wzorem

$$\varepsilon = H^2 V / 8\pi \quad (6)$$

gdzie

V — objętość wnętrza kuli, więc

$$\varepsilon/\varepsilon_0 = R_0/R = n \quad (7)$$

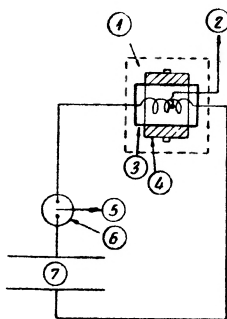
ε_0 — początkowa wartość energii.

Podobne rozumowanie stosuje się do dowolnych innych masywnych konturów na przykład walca lub torusa.

Ta zasada została następnie rozwinięta w dwu kierunkach: w zastosowaniu do materiałów wybuchowych i do θ -pinchu.

Doświadczenia z materiałami wybuchowymi

Aparatura pracy [4] przedstawiona jest na rysunku 7. Początkowe pole w linerach wytwarzano przez rozładowanie baterii kondensatorów. W określonej chwili cylindryczny pierścień materiału wybuchowego otaczający liner wybuchu.



- 1 - System lineru z cewką eksplodującą (na staliku wybuchowym)
- 2 - Sonda indukcyjna (do oscylografu)
- 3 - Liner
- 4 - Materiał wybuchowy
- 5 - Trigger
- 6 - Trójelektrodowy włącznik iskrowy
- 7 - Bateria kondensatorów $150 \mu F$, $20 kV$

Rys. 7. Schemat układu cylindrycznej implozji

Wskutek implozji następuje wzrost natężenia pola magnetycznego. Część znajdująca się na rysunku w kreskowanym prostokącie ulegała w czasie wybuchu zniszczeniu, mianowicie: cewka, liner, czujniki pola magnetycznego

i przewody kablowe, prowadzące do aparatury pomiarowej. Pozostała aparatura znajdowała się w osłoniętym bunkrze. Specjalny wyłącznik może być zsynchronizowany z impulsem z kamery fotograficznej. Bateria kondensatorów składała się z 20 kondensatorów po 7,5 mikrofarad na napięcie 20 kV, połączonych równolegle. Prąd rozładowania płynie przez 12 kabli połączonych równolegle. Stosowano kilka typów cewek, zależnie od wielkości pola początkowego. Więc nawinięto przewodem miedzianym nr 10 na nominalne napięcie 600 V 3 zwoje na cal lub zrobione z mosiężnych rur. Jako izolator stosowano polietylen. Średnio początkowe natężenie pola wynosiło do 100 000 Gs w objętości walca o średnicy 3 cali i wysokości 6 cali. Na zewnątrz materiału wybuchowego stosowano 2 cewki o indukcyjnościach od 2—15 mikrohenry. Przewodzące linery były wykonane z będącej w handlu miedzianej rury o grubości ścian zwyczajnie 1/8 cala i wewnętrznej średnicy 0,3 cala. Miały one podłużną szczelinę, więc zachowywały się jak rozwarłe jednozwojowe uzwojenia wtórne transformatora. W czasie powstawania pola magnetycznego szczelina powinna wytrzymać napięcie do 2 kV. Jako najkorzystniejszą szerokość szczeliny stosowano 0,007 cal. Gdy eksplozja osiąga liner, szczelina zamyka się. Przewaga nieudanych doświadczeń była spowodowana zwarciem szczeliny w czasie powstawania pola magnetycznego i następnie zwarciem cewki, gdy liner jest zwarty. Czujniki magnetyczne miały efektywną powierzchnię od 0,05 do 10 cm². Cechowano je przy pomocy baterii wstępnego magnesowania, z dokładnością do $\pm 15\%$. Ładunki wybuchowe miały postać cylindryczną o wewnętrznej średnicy 3,25 cala i 8 lub 9,25 cala zewnętrznej średnicy. Osiowa grubość wahała się od 1,25 do 4 cali. Szybkościowa kamera dawała zdjęcia co 0,1—0,6 mikrosek. Można było obserwować zmiany średnicy linera od 3 do około 0,5 cala.

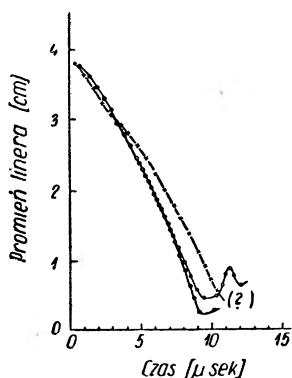
W teoretycznej części pracy, opierając się na wyrażeniu na nierelatywistyczną zmianę strumienia wektora \mathbf{A} w obszarze poruszającej się z prędkością \mathbf{V} powierzchni \mathbf{S}

$$d\varphi/dt = \int_S [\partial\mathbf{A}/\partial t + (\nabla\mathbf{A})\mathbf{V} + \nabla \times (\mathbf{A} \times \mathbf{V})] d\mathbf{S} \quad (8)$$

oraz równaniach Maxwella wyprowadzono przy założeniu doskonałego przewodnictwa linera i braku rozproszenia strumienia następujące zależności

$$\begin{aligned} B(t) &= B_0(r_0^2/r_l^2) \\ \partial B(t)/\partial t &= 2B_0 r_0^2 v_l / r_l^3 = 2B(t) v_l / r_l \\ E_e &= B l v_l r / r_l \\ s. e. m. &= 2\pi r^2 B(t) v_l / r_l. \end{aligned} \quad (9)$$

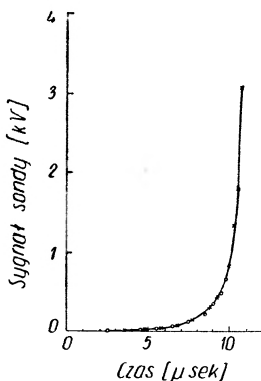
Tu $B(t)$ jest osiowym polem o początkowej wartości B_0 , początkowy i końcowy promień linera wynoszą r_0 , r_l , zaś v_l jest prędkością linera, E_0 oznacza styczne natężenie pola elektrycznego, siła elektromotoryczna jest indukowana na okręgu o promieniu r .



Obliczone przez H.C. Hoyt a P. Kozeka

— $B_0 = 50 \text{ kGs}$	— $B_0 = 150 \text{ kGs}$
$r_l = 0.209 \text{ cm}$	$r_l = 0.436 \text{ cm}$
$B_l = 16.6 \text{ mg}$	$B_l = 11.5 \text{ mg}$
$E = 0.15 \text{ MJ/cm}$	$E = 0.31 \text{ MJ/cm}$
—x— doświadczalna, $B_0 = 40 \text{ kGs}$	

Ryt. 8. Doświadczalne i obliczone krzywe zależności promienia lineru od czasu. Dla krzywych obliczonych podano pole początkowe o indukcji w gaussach, r_l — promień odpowiadający maksimum ściśnięcia w cm, pole dla tego promienia w MGs i energię w MJ na cm osiowej długości (liner mosiężny, grubość ścian $\frac{1}{8}$ " , wewn. średnica 3" , pierścień materiału wybuchowego zewn. średnica 8" , wewn. średnica $3\frac{1}{8}$ ")



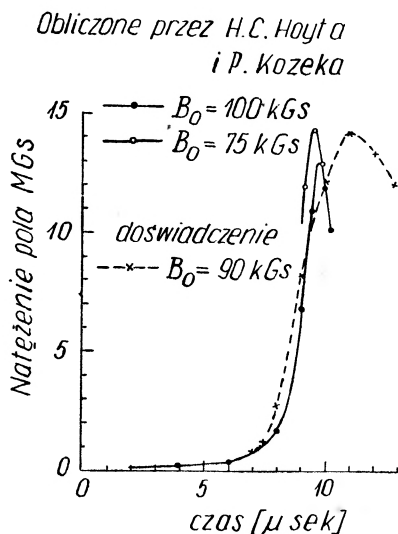
Użyto dwie sondy na wyładowanie

- x - sonda z atenuatorem typu 92/11
- o - sonda z atenuatorem typu 193/1

Rys. 9. Obserwowana s.e.m. z dwu czujników pola w funkcji czasu. Górny punkt końcowy odpowiada polu 1,2 MGs

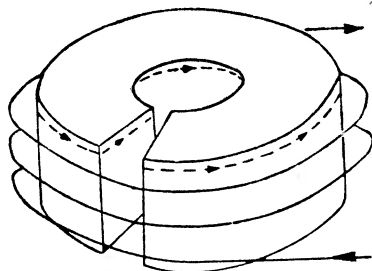
Stąd dla $B_0 = 12 \text{ Web/m}^2$, $r_0 = 0,038 \text{ m}$, $r_l = 0,005 \text{ m}$, $v_l = 1,5 \cdot 10^8 \text{ m/sek}$, wynosi $B = 690 \text{ Web/m}^2 = 6,9 \text{ MGs}$, przy $r = 0,004 \text{ m}$, $E_0 = 8,3 \cdot 10^5 \text{ V/m}$ i s.e.m. = 21 000 V. S.e.m. na czujniku o promieniu 0,002 m wynosi 5200 V.

Dokładniejsze obliczenia wykonali H. C. Hoyt i P. Kazek w Los Alamos Sci. Lab. na maszynie 1 BM 704, przy pewnych upraszczających założeniach. Ich wyniki przedstawiono na rysunku 8. Widoczne tu są oscylacje dookoła maksymalnej kompresji strumienia, będące rezultatem działania ciśnienia



Rys. 10. Obliczone i obserwowane, w przypadku przedstawionym na rysunku 9, pole magnetyczne. Kreskowana krzywa — doświadczalna. Teoretyczne krzywe dla $B_0 = 100\ 000$ Gs, i $B_0 = 75\ 000$ Gs

magnetycznego i ciśnienia eksplozji. Następnie wpływ eksplozji maleje. Jeżeli chodzi o ciśnienie magnetyczne, pole zachowuje się tak, jak gaz idealny o $c_p/c_v = 2$. Zwiększenie energii pola jest tysiąckrotne, przy czym 15—20% energii eksplozji daje się zamienić na energię pola elektromagnetycznego.



Rys. 11. Liner z szczeliną. Kreskowane linie przedstawiają indukowany prąd płynący wskutek skin-efektu po powierzchni

Rysunek 9 przedstawia wzrost napięcia na czujniku. Uwzględniając jego powierzchnię $0,14\text{ cm}^2$ otrzymuje się natężenie indukcji 1,2 MGs. Przy początkowym polu 90 000 Gs otrzymano 14,3 MGs, przy 25 000 Gs zaś 2—3 MGs. Na rysunku 10 przedstawiono przebieg zmian pola teoretyczny i otrzymany z doświadczenia.

W pracy [8] analizowano głównie wpływ temperatury na zjawiska. Wyliczono, że przy 14 MGs wzrost ten wynosi 10^5 grad. Że liner w tych warunkach nie wyparuje, należy przypisać zwiększonemu ciśnieniu magnetycznemu (wyrażając je w atmosferach, można je obliczyć ze wzoru $p = 25 H^2$).

W pracy [11] analizowano problem najkorzystniejszego zaprojektowania lineru ze szczeliną, nie siląc się na osiągnięcie najsilniejszych pól. Na rysunku 11 uwidoczono, jak przed zwarciem szczeliny wskutek skin efektu płyną prądy w linerze.

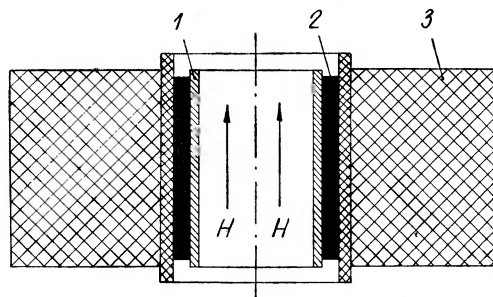
Zestawienie wyników podano w tablicy I.

Tablica I

Zestawienie parametrów lineru

Maksymalne natężenie pola	305 ± 10 kGs	210 ± 14 kGs
Średnica silnego pola	2,0 cm	3,5 cm
Długość silnego pola	3,5 cm	4,5 cm
Długość impulsu	120 mikrosek	130 mikrosek
Pojemność energet. baterii kond.	26,6 kJ	43,1 kJ
Energia w pierwotnym uzwojeniu	$20,6 \pm 1,6$ kJ	$37,3 \pm 3,0$ kJ
Energia w linerze E_l	$16,6 \pm 1,3$ kJ	$30,4 \pm 2,4$ kJ
Rozproszenie w oporach E_r	$4,0 \pm 0,3$ kJ	$6,9 \pm 0,6$ kJ
Użyteczna energia silnego pola E_n	$4,8 \pm 0,5$ kJ	$8,5 \pm 0,6$ kJ
Wydajność E_n/E_l	$0,29 \pm 0,05$	$0,28 \pm 0,05$
Całkowita wydajność $E_n/(E_l + E_r)$	$0,23 \pm 0,04$	$0,23 \pm 0,04$

W pracy [9] nazwano metodę magnetyczną kumulacją i stąd oznaczenia dwu zaproponowanych generatorów MK 1 i MK 2, których zasadę przedstawiono na rysunkach 12 i 13. W pierwszym ściskano osiowo pole magnetyczne, w drugim wypierano pole z solenoidu i następnie ściskano solenoid koaksjalny.

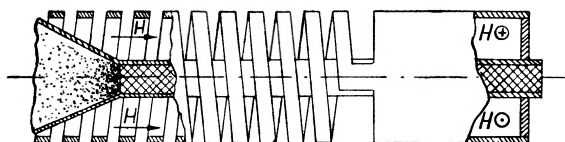


Rys. 12. Generator MK 1. 1 — rura z nierdzewnej stali, 2 — cewka z folii aluminiowej, 3 — ładunek wybuchowy

W pierwszym z rurkami aluminiowymi o średnicy około 100 mm otrzymano $H = 10^6$ Oe, z rurką z nierdzewnej stali o średnicy około 4 mm, $H = 25 \cdot 10^6$ Oe i ciśnienie magnetyczne $25 \cdot H^2$ atmosfer. W generatorze MK 2 otrzymano natężenie prądu $I = 5 \cdot 10^7$ A przy $L = 0,01$ mikrohenry, w pewnych przy-

padkach 10^8 A i więcej i $H = (1-1,5) \cdot 10^6$ Oe w objętościach rzędu litra. Energia pola osiągała $(1-2) \cdot 10^7$ J (10—20% energii wybuchu).

W pracy [7] stosowano baterię kondensatorów o pojemności 540 mikrofarad (22 kJ przy 9 kV) oraz 1340 mikrofarad (55 kJ przy 9 kV). Indukcyjność



Rys. 13. Generator MK 2

obwodu wynosiła 150 nanohenry. Do zapłonu detonatorów stosowano baterię kondensatorów o pojemności 0,3 mikrofarad pod napięciem 5 kV.

W tabelicy 2 podano wyniki kilku doświadczeń.

Tablica 2

Wyniki doświadczeń Herlacha i Knoepfela

Oznaczenie aparatury	Nr doświadczenia	B_0 kGs	B_{max} MGs	$\gamma = B_{max}/B_0$
25 B i C	347	32	3,7 (3,5)	120
	376	33	3,0 (3,0)	90
	381	33	3,6 (2,7)	110
	472	34	3,4 (3,1)	77
25 M	525	52	3,0 (2,7)	55
	526	53	3,6 (2,6)	68
	527	53	2,8 (2,5)	53

Cyfry w nawiasie odpowiadają czujnikom przesuniętym o 5—10 mm względem położenia osiowego.

Aparatury różniły się rodzajem i wielkością ładunków wybuchowych.

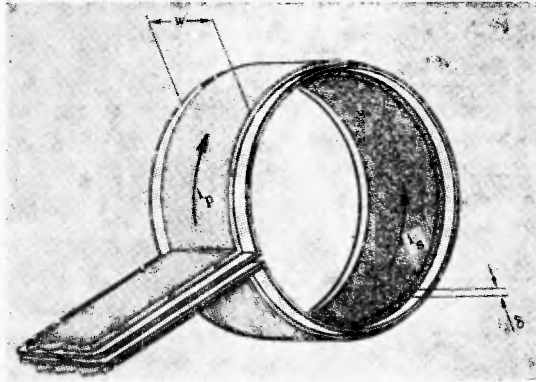
Podsumowując to krótkie zestawienie można powiedzieć, że metoda bez wątpienia pozwala na otrzymywanie silnych pól magnetycznych w dużych stosunkowo objętościach, ale ma duże niedogodności związane z wybuchem i każdorazowym niszczeniem najważniejszej części aparatury.

Zastosowanie θ i Z pinchu

Z podanych wyżej powodów zaczęto stosować do ściskania linera θ pinch, powstały przez rozładowanie baterii kondensatorów. W ten sposób otrzymano pola magnetyczne rzędu megagaussów w objętości rzędu 1 cm^3 . Schenk

i Linhart opisali metodę, stosującą Z pinch. Tu najsilniejsze pole wynosiło 60 kGs przy stosowaniu źródła o energii 15 kJ i początkowym polu o natężeniu kilku kGs.

W skład aparatury do θ pinchu [3] wchodziła bateria 46 kondensatorów, naładowanych do 20 kV, pozwalających na wytworzenie maksymalnej energii 136 kJ. Efektywna indukcyjność obwodu wynosiła 0,35 mikrohenry. Na rysunku 14 przedstawiono układ, przez który prąd płynął. Była to pętla



Rys. 14. Aparatura do wytwarzania silnych pól magnetycznych przy wykorzystaniu θ -pinchu jednozwojowa jako uzwojenie pierwotne i indukcyjnie sprzężone jednozwojowe uzwojenie wtórne, zrobione z folii o grubości mniejszej od 0,03 m. Pomiar natężenia prądu i_p w uzwojeniu pierwotnym otrzymano, mierząc napięcie w koaksjalnym obwodzie elektrycznym. Mierzono również sumę $i_s + i_p$ i następnie przez odjęcie i_p otrzymano i_s .

Do pomiaru pola stosowano czujnik z 1—4 ściśle nawiniętych zwojów przewodu o grubości 0,08 mm na rdzeniu o średnicy 1 mm, połączony za pomocą skręconych przewodów i następnie kabla koaksjalnego z układem całkowującym i oscylografem.

W pracy podano następującą teorię zjawiska:

Przyjmuje się folię jak na rysunku 14 o szerokości $w \ll r$ i grubości $\delta \ll w$ i odległości uzwojenia pierwotnego i wtórnego, co daje prawie 100% sprzężenie. Jeżeli strumień magnetyczny nie ulega rozproszeniu i przeciwnie skierowane prądy w uzwojeniu pierwotnym i wtórnym są jednostajnie rozłożone, wtedy przybliżenie, gęstość strumienia na zewnętrznej powierzchni folii (w układzie egs).

$$B = 0,4\pi i_s / w \quad (10)$$

oraz wypadkowe ciśnienie

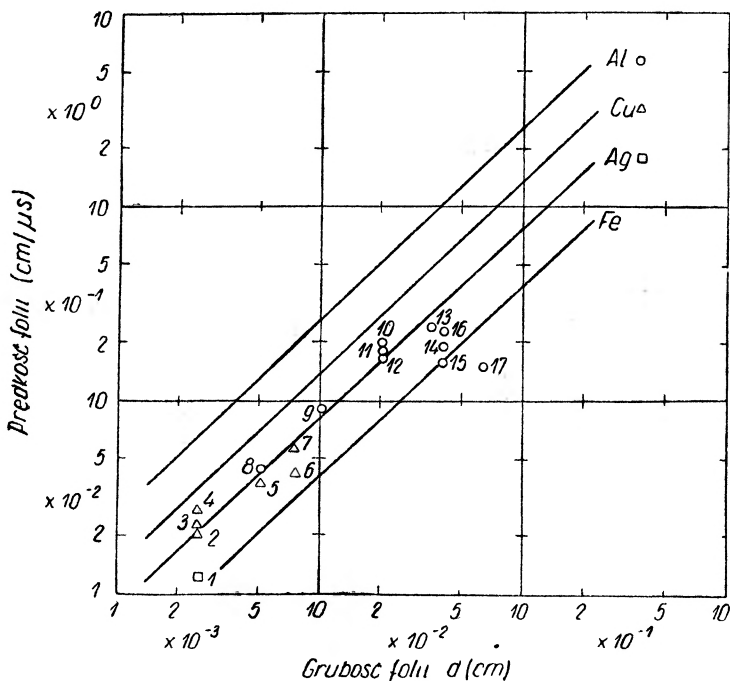
$$P = B^2 / 8\pi = \sigma \delta a, \quad (11)$$

gdzie

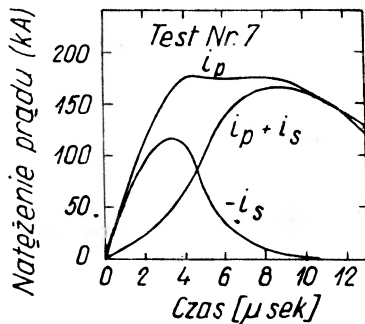
σ — gęstość materiału folii, a — przyspieszenie folii.

Pozwala to wyliczyć przyspieszenie i przez całkowanie prędkość

$$v = (0,02\pi/\delta\sigma w^2) \int_0^t i_s^2 d\tau. \quad (12)$$



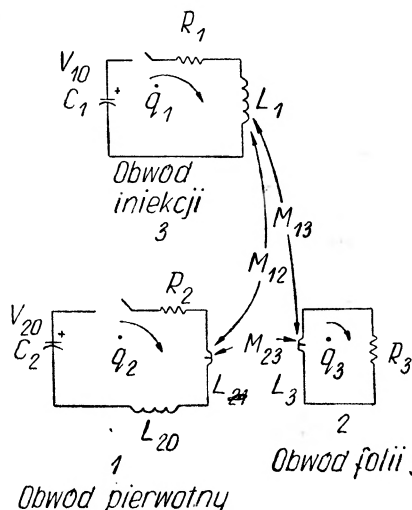
Rys. 15. Obliczona — (linie ciągłe) i obserwowana (punkty z numerami) maksymalna prędkość folii w funkcji jej grubości dla kilku materiałów



Rys. 16. Pomiary prądu pierwotnego i wtórnego w funkcji czasu

Gdyby występująca w ostatnim wzorze całka mogła dążyć do nieskończoności, prędkość folii mogłaby również być nieograniczona. Wskutek ciepła Joule'a występującego w folii, opór jej rośnie i następuje topnienie i następnie parowanie materiału. Na rysunku 15 podano wyliczoną zależność v od d dla kilku folii. Rysunek 16 przedstawia przebiegi czasowe i_p , $i_p + i_s$ i i_s .

Kontynuacją tych badań była praca [5]. Wyprowadzono w niej elektryczny układ zastępczy, przy czym obwód 1 — miedziana folia uzwojenia pierwotnego, 2 — obwód aluminiowej folii wtórnej, 3 — obwód wzbudzający pole



Rys. 17. Układ elektryczny zastępczy, doświadczenia z implozją folii

magnetyczne wstępne (rys. 17). Wielkości L_3 , M_{13} , M_{23} zależą od promienia folii aluminiowej. Przy obliczaniu oporu tej folii stosowano dane o zmianie oporu właściwego przy przechodzeniu fali uderzeniowej. Prowadzi to do następującego układu równań

$$\begin{aligned}
 L_1 \ddot{q}_1 + R_1 \dot{q}_1 + q_1/C_1 + M_{12} \ddot{q}_2 + (d/dt)(M_{13} \dot{q}_3) &= 0 \\
 M_{12} \ddot{q}_1 + L_2 \ddot{q}_2 + R_2 \dot{q}_2 + q_2/C_2 + (d/dt)(M_{23} \dot{q}_3) &= 0 \\
 (d/dt)(M_{13} \dot{q}_1) + (d/dt)(M_{23} \dot{q}_2) + (d/dt)(L_3 \dot{q}_3) + R_3 \dot{q}_3 &= 0 \\
 m \ddot{r} = ((\partial/\partial r) M_{13}) \dot{q}_1 \dot{q}_3 + ((\partial/\partial r) M_{23}) \dot{q}_2 \dot{q}_3 + (1/2)((\partial/\partial r) L_3) \dot{q}_3^2
 \end{aligned} \tag{13}$$

gdzie

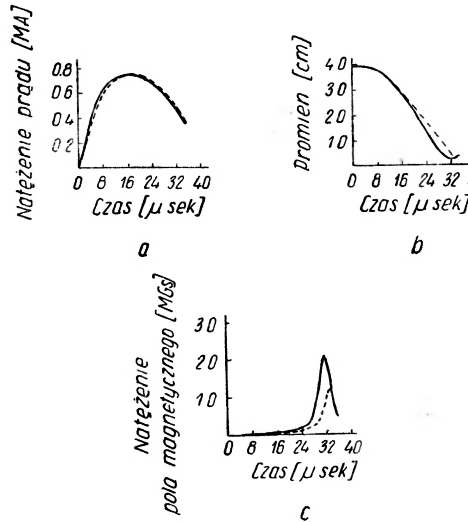
m , r — odpowiednio masa i promień folii,
kropkami oznaczono pochodne ze względu na czas,
 q_i , $i = 1, 2, 3$ — ładunki elektryczne.

W sformułowaniu pominięto prądy przesunięcia. Rozkład prądu założono jednostajny po przekroju folii.

Otrzymane równanie rozwiązano numerycznie i znaleziono zależności od czasu wielkości \dot{q}_i oraz promienia folii r . Przy wyliczaniu $M_{13}(r)$, $M_{23}(r)$ stosowano tablice z [6]. Ponadto stosowano następujące parametry układu: obwód wzbudzenia $C_1 = 670$ mikrofarad, $V_{10} = 4$ kV, obwód pierwotny $C_2 = 680$ mikrofarad, $V_{20} = 20$ kV, $R_2 = 28$ megohm, $L_{20} = 0,2$ mikrohenry, folia: początkowy promień $r_0 = 3,95$ cm, $w = 2,0$ cm, $\delta_0 = 0,08$ cm.

Wyniki wyliczeń wraz z doświadczalnymi danymi podano na rysunku 18. Ciągłe krzywe odpowiadają wynikom wyliczeń. Przedstawiono tu natężenie prądu pierwotnego, promień oraz indukcję, którą obliczono ze wzoru

$$B = 2\pi Ni/[r^2 + (w/2)^2]^{1/2} \text{ w Gs} \quad (14)$$



Rys. 18. Porównanie krzywych teoretycznych i doświadczalnych

gdzie N — liczba zwojów o prądzie i w walcu o promieniu r i szerokości w .

W pracy [1] stosowano inny sposób obliczeń. Nie uwzględniono w nim: skończonej grubości linera, strat energii na deformację, strat strumienia pola i zmiany oporu aktywnego obwodu z biegiem czasu. Otrzymano wtedy w gaussowskim układzie jednostek następujący układ równań

$$M d^2 \delta / dt^2 = -(I^2 / 2c^2) \partial L / \partial \delta, \quad \delta(t) = r_0 - r(t) \quad (15)$$

$$I = -C_0 dU/dt, \quad U = (1/c^2) (d/dt)(LI) + RI$$

gdzie

M — masa linera,

r_0 — promień solenoidu,

r — promień linera.

$I(t)$, $U(t)$ — prąd i napięcie na kondensatorze,

R , C_0 , $L(t)$ — opór, pojemność i indukcyjność obwodu,

c — prędkość światła.

Przyjęto następujące warunki początkowe

$$I(0) = \delta(0) = d\delta/dt|_{t=0} = 0, \quad U(0) = U_0. \quad (16)$$

Indukcyjność obwodu wyraża się przez $\delta(t)$

$$L(t) = L_0 + L_1(t) = L_0 + 4\pi^2 N^2 \delta(t) [2r_0 - \delta(t)] / l, \quad (17)$$

przy czym

L_1 — indukcja solenoidu z linerem,
 L_0 — indukcja obwodu w chwili początkowej,
 N, l — liczba zwojów i długość solenoidu.

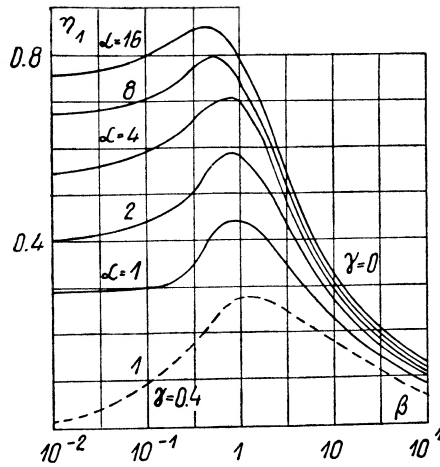
Wprowadzając bezwymiarowe wielkości

$$y = \delta/r_0, \quad z = u/u_0, \quad \tau = ct/\sqrt{L_0 C_0} \quad (18)$$

oraz

$$\alpha = 4\pi^2 N^2 r_0^2 / L_0 l, \quad \beta = 4\pi^2 N^2 c_0^2 U_0^2 / M c^2 l \quad (19)$$

$$\gamma = CR/\sqrt{L_0 C_0}$$



Rys. 19. Zależność współczynnika wydajności η od α i β dla $\gamma = 0$. Kreskowana krzywa przedstawia zależność przy $\gamma \neq 0$

można sprowadzić zagadnienie do układu równań

$$d^2 y / d\tau^2 = \beta(1-y)(dz/d\tau)^2 \quad (20)$$

$$[1 + \alpha y(2-y)] d^2 z / d\tau^2 + [2\alpha(1-y) dy/d\tau + \gamma] dz/d\tau + z = 0.$$

Odpowiednio ulegną zmianie warunki początkowe.

Układ równań (20) rozwiązano na elektronicznej maszynie M 20. Na rysunku 19 przedstawiono zależność wydajności aparatury η od α i β ($\gamma = 0$). Lewe części krzywych odpowiadają powolnemu ściskaniu, kiedy czas ściskania jest istotnie większy od okresu drgań obwodu. Wtedy słuszna jest adiabatyczna zależność

$$W/f = \text{const} \quad (21)$$

gdzie

W, f — energia i częstota obwodu.

Stąd

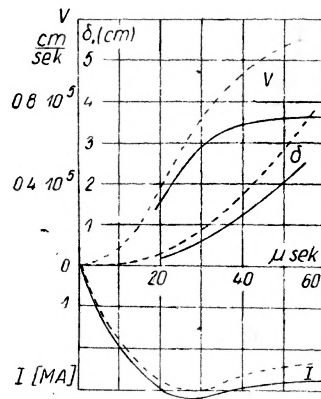
$$\eta = 1 - 1/\sqrt{1 + \alpha}, \quad \beta \ll 1. \quad (22)$$

Prawe części krzywych odpowiadają szybkiemu ściskaniu, gdy powłoka zmniejsza swe wymiary w czasie mniejszym od czasu rozładowania baterii. Wtedy

$$\eta \approx a/\sqrt{\beta} \ll 1 (a \ll \beta). \quad (23)$$

Optymalna wartość parametru $\beta \approx 1$, jak należy oczekiwać, odpowiada przybliżeniu równości czasu ściskania i pół okresu oscylacji obwodu. Na wykresie podano też jedną krzywą dla $\gamma \neq 0$, co znacznie zmniejsza wydajność.

Zdjęcia wykonane w odstępach co 8 mikrosek pokazują, że w czasie ściskania pierwotna postać cylindryczna linera zostaje zachowana. Porównawcze zestawienie krzywych zmienności w zależności od położenia linera teoretycznej



Rys. 20. Zależność δ , V i I od czasu (przerywane krzywe teoretyczne)

(kreskowanej) i doświadczalnej daje rysunek 20. Wynika z niego, że przyspieszenie następuje głównie w początkowej części drogi. Na ostatnim etapie ściskania zaczynają wpływać siły hamujące wskutek lepkości materiału i oporu ściśniętego w linerze powietrza. Zgromadzona przez liner energia przechodzi w energię wybuchu, którym kończy się proces ściskania. Gdy chmura przewodząca, powstała wskutek wybuchu rozprzestrzenia się, indukcyjność obwodu maleje, co tłumaczy przedłużenie plateau na oscylogramie prądu. Stwierdzono maksymalną wartość natężenia prądu $2,8 \cdot 10^6$ MA przy częstotliwości oscylacji sygnału 125 kHz.

Miedziany liner zachowuje się podobnie do aluminiowego. Jak wynika z rysunku 20, krzywe otrzymane doświadczalnie i teoretycznie są porównywalne przy odpowiednim doborze parametrów α , β i γ . Z przeprowadzonych doświadczeń wynika, że przy wydajności $\eta = 25\%$ energia osiąga 100 kJ.

Inny nieco wariant podano w pracy [2] opierając się na modelu magneto-hydrodynamicznym. Materiał linera przyjęto jako nieściśliwą idealną ciecz. Przy założeniu nieściśliwości

$$r^2(t) = r^2(0) + r_i^2(t) - r_i^2(0). \quad (24)$$

gdzie $r(t)$ współrzędna cylindryczna pewnego punktu linera, $r_i(t)$ wewnętrzny promień walca.

Równanie ruchu w cylindrycznym układzie współrzędnych

$$\rho d^2 r / dt^2 = -\partial p / \partial r \quad (25)$$

gdzie

ρ — gęstość materiału linera, p — ciśnienie.

Równania opisujące zachowanie się elektrycznego obwodu RLC (w układzie Gaussa)

$$\begin{aligned} I &= -C_0 dU/dt \\ U &= (1/c^2)(d/dt)(LI) + RI \\ L &= L_0 + 4\pi^2(r_0^2 - r_e^2)/l, \end{aligned} \quad (26)$$

gdzie

U, I — napięcie i prąd na kondensatorze,

R, L — opór i indukcyjność obwodu,

c — prędkość światła,

r_e — promień końcowy.

Pole w solenoidzie z uwzględnieniem rozplywu na końcach cewek można obliczyć, wprowadzając indukcyjność zwierającą L_{sz} równoległą do

$$L_i = 4\pi^2(r_0^2 - r_e^2)/l \quad (27)$$

L_{sz} wyznacza się doświadczalnie.

Z uwzględnieniem powyższej poprawki pole zewnętrzne solenoidu

$$H_e = (4\pi I/cl) \cdot 1/(1 + L_i)/(L_{sz}). \quad (28)$$

Przy założeniu, że strumień magnetyczny w czasie ściskania zostaje zachowany w linerze, otrzymujemy pole wewnątrz ściskanego linera

$$H_i = H_0 r_i^2(0)/r_i^2. \quad (29)$$

Powyższy układ równań (25)—(29) rozwiązuje zagadnienie. Otrzymujemy z niego po scałkowaniu po r od r_0 do r_e

$$(1/4) \ln(r_e^2/r_i^2) d^2(r_i^2)/dt^2 - (b^2/8r_i^2 r_e^2) [(d/dt)(r_i^2)]^2 = (H_i^2 - H_e^2)/8\pi\rho, \quad (30)$$

przy czym

$$b^2 = r_e^2(0) - r_i^2(0). \quad (31)$$

Wprowadzając oznaczenia

$$\begin{aligned} a &= b^2/r_e^2, \quad \alpha = 4\pi^2 r_0^2 / l L_0, \quad \beta = 2\pi C_0^2 U_0^2 / \rho c^2 l^2 r_0^2 \\ \gamma &= cR / \sqrt{L_0/C_0}, \quad \varkappa = H_0^2 (1 - \alpha)^2 L_0 C_0 / 8\pi \rho c^2 r_0^2 \\ k &= L_{sz} / L_0 \end{aligned} \quad (32)$$

można równanie (30) sprowadzić do postaci bezwymiarowej i rozwiązać na maszynie M 20.

Abstract: Methods of obtaining megagauss magnetic fields, are reviewed. *Theta-pinch* and *Z-pinch* methods are discussed in detail.

Literatura

- [1] S. G. Alichanow *i in.*, *Ž. Prikl. Mech. i. Techn. Fiz.*, **4**, 38 (1966).
- [2] S. G. Alichanow *i in.*, *Atomnaja Energia*, **23**, 536 (1967).
- [3] E. C. Cnare, *J. Appl. Phys.*, **37**, 3812 (1966).
- [4] C. M. Fowler *i in.*, *J. Appl. Phys.*, **31**, 588 (1960).
- [5] J. R. Freeman *i in.*, *Appl. Phys. Letters*, **10**, 111 (1967).
- [6] F. W. Grower, *Inductance Calculations*, Dover Publ. Inc., N. York 1962.
- [7] F. Herlach, H. Knoepfel, *Rev. Sci. Instr.*, **36**, 1088 (1965).
- [8] J. D. Lewin, P. F. Smith, *Rev. Sci. Instr.*, **35**, 541 (1964).
- [9] A. D. Sacharow *i in.*, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **165**, 65 (1965).
- [10] J. P. Terleckij, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **32**, 387 (1957).
- [11] M. N. Wilson, K. D. Srivastava, *Rev. Sci. Instr.*, **36**, 1096 (1965).

Fabian Grądzki

Katedra Fizyki AM
Białystok

Fenomenologiczna modyfikacja równania Van der Waalsa

Phenomenological Modification of the Van der Waals Formula

Stan danej substancji określony jest przez podanie temperatury, ciśnienia i objętości. Trzy te wielkości nie są od siebie niezależne i podanie dwu spośród nich pozwala na określenie trzeciej. Równanie stanu podaje związek między tymi trzema wielkościami. Dla większości substancji nie znamy wyrażen analitycznych na równanie stanu, ale wiemy, że związek między p , V i T w zasadzie zawsze istnieje. Dla gazów doskonałych ma on postać

$$pV = RT. \quad (1)$$

W równaniu tym zaniedbuje się wymiary cząsteczek oraz siły ich wzajemnego oddziaływania. Znamy również inne równania stanu, które przynajmniej częściowo uwzględniają siły oddziaływania między drobinami oraz skończone rozmiary drobin. Uwzględnienie tych efektów prowadzi ogólnie rzecz biorąc do równania

$$(p + \bar{p})(V - \bar{V}) = RT \quad (2)$$

gdzie \bar{p} jest poprawką uwzględniającą siły spójności, zaś \bar{V} poprawką na objętość zajmowaną przez cząsteczki, gdy ciśnienie wzrasta do nieskończoności.

Pierwsze równanie typu (2) podał Van der Waals, a jego postać jest następująca

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT, \quad (3)$$

gdzie a i b są stałymi charakteryzującymi indywidualne własności gazów. Można je wyrazić przez współrzędne punktu krytycznego p_k , V_k , T_k , w którym spełnione są trzy równania:

$$\begin{aligned} p_k &= f(V_k, T_k) \\ \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_k &= 0 \\ \left(\frac{\partial^2 p}{\partial V^2}\right)_k &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Dlatego też stałe a i b możemy wyrazić przez dwa dowolne parametry stanu krytycznego spośród trzech możliwych. Zależnie od uwzględnionej pary parametrów możemy na wartości a i b otrzymać trzy rozwiązania. Należy jednak zaznaczyć, że po uwzględnieniu dwóch parametrów, obliczeniu stałych a i b oraz podstawieniu ich do równania stanu, wartość trzeciego parametru

w punkcie krytycznym jest inna niż wartość doświadczalna i tak np.: dla chloroformu obliczone stałe z ciśnienia krytycznego i temperatury krytycznej wynoszą: $a = 15,3 \text{ at} \times \text{l}^2$; $b = 0,1 \text{ l}$. Dla tych wartości a i b objętość krytyczna obliczona z zależności

$$V_k = 3b \quad (5)$$

wynosi 0,3 l, podczas gdy eksperymentalna wartość wynosi 0,232 l (różnica sięga 30%). Dla innych substancji obliczone wartości objętości krytycznej również znacznie się różnią od wartości otrzymanych z doświadczenia.

Jeżeli weźmiemy tablicę wielkości fizycznych [1] i przyjrzymy się wielkościom stałych van der Waalsa, to można się przekonać, że wartości te są obliczone na podstawie ciśnienia krytycznego i temperatury krytycznej.

W niektórych podręcznikach [2] stwierdza się, że równanie van der Waalsa opisuje z pewnym przybliżeniem własności par nasyconych i cieczy. Jednakże inni autorzy [3] podkreślają, że równanie to w pobliżu obszaru skraplania i przy dużych ciśnieniach wykazuje duże odstępstwa od rzeczywistości. Ze względu na ciągłość jaka istnieje między stanem ciekłym a gazowym, równanie stanu powinno opisywać równocześnie ciecze i gazy. Jeżeli weźmiemy ciecze, np. alkohol etylowy lub benzen w warunkach normalnych, to łatwo się przekonamy, że nie spełniają one równania van der Waalsa, gdyż

$$V - b < 0.$$

Równanie Dieteriego:

$$p(V - b) = RT \exp\left(-\frac{a}{RTV}\right) \quad (6)$$

uwzględnia tworzenie asocjatyw złożonych z dwóch drobin, a rozbieżności między p_k , V_k , T_k (ze względu na występowanie tylko dwóch stałych) są znacznie mniejsze niż w równaniu van der Waalsa.

Clausius wprowadzając trzecią stałą do równania stanu pozbył się rozbieżności między p_k , V_k , T_k . Jego równanie ma postać

$$\left[p + \frac{a}{T(V + c)^2}\right](V - b) = RT. \quad (7)$$

Stałe mogą być obliczone z równań (4). Równanie (7) jest w niezłej zgodności z doświadczeniem. Można stosować je również do cieczy. Stała b jednak jest około 4 razy lub więcej mniejsza od wartości b w równaniu van der Waalsa, a niekiedy przyjmuje nawet wartości ujemne. Z tego względu trudna jest do interpretacji fizycznej.

Analizując powyższe równanie nasunęła się myśl, aby wprowadzić trzecią stałą w nieco inny sposób. Ponieważ w równaniu van der Waalsa poprawka na ciśnienie a/V^2 nie ma zbyt przekonującego uzasadnienia, sądzę, że równanie

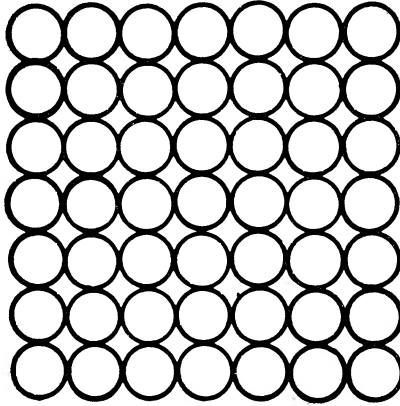
$$\left(p + \frac{a}{V^\gamma}\right)(V - \beta) = RT \quad (8)$$

może lepiej opisywać zależność między ciśnieniem, temperaturą i objętością.

Rozwiązując układ równań (4) znajdujemy

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{1}{RT_k} \left(2p_k V_k + \sqrt{(2p_k V_k)^2 + (RT_k)^2} \right) \\ \beta &= V_k \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \\ \alpha &= V_k^\gamma \left(\frac{RT_k}{V_k - \beta} - p_k \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Wartości α , β , γ niektórych substancji obliczone z wartości p_k , V_k , T_k wziętych z tablic fizycznych [1] przytoczone są w tabeli. Z zestawienia wyników widzimy, że γ wynosi przeciętnie około 1,7, a nie 2 jak w równaniu van der Waalsa. Następnie możemy spostrzec, że stała β jest około dwa razy mniejsza od stałej b w równaniu van der Waalsa. Z drugiej strony wiadomo, że stała β powinna być równa objętości zajmowanej przez cząsteczki, gdy ciśnienie dąży do nieskończoności. Dla bardzo dużych ciśnień ułożenie cząsteczek najprawdopodobniej wyglądałoby jak na rysunku.



Rys. 1. Ułożenie cząsteczek przy bardzo dużym ciśnieniu

Najmniejsza objętość zajmowana przez tak ułożone cząsteczki, które traktujemy jako twarde sprężyste kulki, wynosiłaby

$$V = Nd^3, \quad (10)$$

gdzie N oznacza liczbę Avogadro, zaś d średnicę cząsteczki. Łatwo zauważyć, że przy takim ułożeniu stosunek objętości zajmowanej przez cząsteczki do objętości samych cząsteczek wynosiłby $\frac{6}{\pi} \approx 2$. Zatem około dwukrotnie mniejsza wartość stałej β od stałej b van der Waalsa sugeruje na związek między stałą β i średnicą cząsteczek d następującej postaci

$$\beta = Nd^3. \quad (11)$$

Obliczone średnice cząsteczek niektórych substancji na podstawie zależności (11) przytoczone są w tabeli. Jeżeli porównamy te wartości z wielkościami średnic przytoczonych w tablicach fizycznych [1], to zauważymy, że średnice cząsteczek obliczone z równania (11) są około 10% większe od średnic znalezionych na podstawie innych pomiarów. Dowodzi to, że równanie stanu (8) jeszcze niezbyt dokładnie wyraża związek między ciśnieniem, temperaturą a objętością.

Należy stwierdzić, że równanie (8) opisuje (choć niezbyt dokładnie) ciecze. Dla przykładu podane zostały w tabeli wartości lewej strony równania (8) i jego prawej strony dla cieczy przy ciśnieniu atmosferycznym. Gdyby równanie idealnie opisywało własności cieczy, to lewa strona równania (8) byłaby równa prawej. Z przytoczonych danych widać, że różnice między lewą stroną równania (8) i jego prawą stroną są różne dla różnych cieczy, jednak z wyjątkiem wody (z przytoczonych w tabeli) różnice nie przekraczają 40%. Jeśli chodzi o wodę, to jej objętość krytyczna obliczona na podstawie tablic fizycznych [1] wynosi 45 cm^3 i dla tej objętości są wykonane obliczenia pozostałych wielkości przytoczonych w tabeli. Inni autorzy [2] podają, że objętość krytyczna wody wynosi $56,8 \text{ cm}^3$ i wówczas rozbieżność między lewą i prawą stroną równania (8) będzie trochę mniejsza, ale wciąż jednak największa spośród substancji przytoczonych w tabeli. Wymienione fakty wskazują na ewentualną niedokładność w wyznaczeniu objętości krytycznej wody.

W tabeli przytoczone są również wartości lewej strony równania (7). Widać, że rozbieżność między lewą i prawą stroną równania (7) jest większa niż w równaniu (8) mniej więcej około 2 razy. Jednakże w przypadku tlenu największa rozbieżność między lewą i prawą stroną równania stanu występuje w równaniu (8), mniejsza w równaniu (7) i najmniejsza w równaniu (3). W pozostałych sześciu przypadkach sytuacja jest odwrotna — najmniejsza rozbieżność jest w równaniu (8), większa w równaniu (7) i największa (bo lewe strony są ujemne) w równaniu (3).

Są również inne równania stanu, które zawierają wiele stałych i to na ogół zależnych od temperatury, co sprawia poważne kłopoty przy dopasowywaniu tych równań do danych doświadczalnych.

Tabela
Zestawienie stałych dla różnych substancji

Substancja	a at·l ²	β cm ³	γ	d Å	$\left(p + \frac{a}{V\gamma}\right)(V - \beta)$ at·l	RT at·l	$\left[p + \frac{a}{T(V+C)^2}\right](V - b)$ at·l
alkohol etylowy	14,95	38,9	1,61	4,02	28,0	23,1	6,79
argon	2,03	20,3	1,74	3,23	8,04	7,29	17,2
benzen	20,6	63,8	1,66	4,74	27,5	23,1	84,0
chloroform	23,2	62,3	1,735	4,71	33,8	24,6	61,9
dwutlenek węgla	5,27	24,9	1,705	3,46	17,6	18,0	31,0
tlen	2,06	20,1	1,74	3,22	10,66	12,72	11,2
woda	13,05	8,7	1,48	2,43	47,3	27,4	92,5

Abstract: Author propose modification the Van der Waals Formula in following form: $\left(P + \frac{a}{V\gamma}\right)(V - \beta) = RT$. The parameters a , β , γ were calculated from critical point. The parameter γ is almost constant and amount about 1.7; the parameter β is also discussed.

Literatura

- [1] M. Jeżewski, J. Kalisz, *Tablice wielkości fizycznych*, 1957.
 [2] S. Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna część II*, 1953.
 [3] J. Werle, *Termodynamika fenomenologiczna* 1957.

David Bohm: *The Special Theory of Relativity*, ed., W. A. Benjamin, Inc. New York, Amsterdam 1965, str. 236

Książka znanego na świecie i w Polsce autora przedstawia wykład szczególnej teorii względności ze specjalnym uwzględnieniem genezy i strony pojęciowej zagadnienia. Podzielona na 31 krótkich rozdziałów z dodatkiem, napisana została bardzo przystępnie, tak iż może być zrozumiana nawet przez czytelnika przeciętnie zaznajomionego z zagadnieniami fizyki. Terminologię matematyczną ograniczył autor do minimum.

Teorię względności ukazuje Bohm jako kolejny etap historycznego rozwoju pojęć naukowych. Analizując stan nauki poprzedzający Einsteina, uwypatnił duży wkład Lorentza w przygotowaniu gruntu pod szczególną teorię względności. Autor przedstawia dość dokładnie metodę Lorentza w wyprowadzaniu wzorów transformacyjnych oraz ich efektów z założenia istnienia eteru. Na tym tle teoria Einsteina przedstawia się jako konieczna rewizja podstawowych pojęć czasu i przestrzeni. Samą teorię wyklada Bohm dokładnie i systematycznie. W wykładzie tym kładzie duży nacisk na filozoficzną interpretację wniosków płynących z teorii. Na uwagę zasługuje tu zagadnienie niezmienniczości masy w rozważaniu cząstek elementarnych, obalalność teorii naukowych, a zwłaszcza interpretacja autora równoważności masy i energii. Stosunkowo szeroko omówił też autor geometryczne przedstawienie teorii względności za pomocą diagramów Minkowskiego. Książkę swą kończy Bohm obszernym (na 46 stron) dodatkiem zatytułowanym: *Fizyka i postrzeganie*, w którym Einsteinowską teorię względności przedstawia jako jeden z dalszych etapów psychologicznego procesu kształtowania się pojęć u człowieka.

Przedstawiona praca Bohma może dla fizyka stanowić przyjemną lekturę, pogłębiającą ścisły wykład matematyczny, dla filozofa zaś może być przedmiotem wielu rozważań i dyskusji.

Leszek Balczewski

F. A. Kaempffer: *The Elements of Physics. A New Approach*. Blaisdell Publishing Company Massachusetts, Toronto, London 1967, str. 291

Jednym z centralnych zagadnień dydaktyki fizyki jest sprawa doboru podstawowych i fundamentalnych pojęć, praw, zasad, które mogłyby być podstawą do systematycznych studiów tej dyscypliny, bądź też wejść na trwale do obrazu przyrody powstającego w umyśle człowieka, który nie będzie uprawiał fizyki zawodowo.

Ścierają się na ten temat przeciwstawne poglądy, pojawiają się argumenty w postaci kursów fizyki (np. J. Oreara, *U podstaw fizyki*), ale sam problem pozostaje nadal otwarty. *The Elements of Physics* F. A. Kaempffera być może jest rozwiązaniem dotychczas najbardziej oryginalnym. Autor wcześniej wydanej książki *Concepts in Quantum Mechanics* od dłuższego czasu czynnie pracuje na rzecz modernizacji nauczania fizyki przewodnicząc m. in. The Visting Scientists Program na ramienia The American Institute of Physics.

W podręczniku omawianym zrezygnował z aparatu matematycznego na rzecz fundamentalnych idei, pojęć i zasad. Dla zorientowania czytelnika, jaki dobór zagadnień proponuje autor, przytoczymy tytuły rozdziałów: 1. *The Arena of Physics*, 2. *Wordlines of Objects*, 3. *Mass as Measure of Gravitation*, 4. *The Hierarchy of Inertial Frames of Reference*, 5. *The Law of Con-*

ervation of Momentum, 6. *The Symmetry with Respect to Reversal of Motion*, 7. *Rotations with Respect to Newtonian Frames of Reference*, 8. *The Law of Conservation of Angular Momentum*, 9. *The Law of Conservation of Energy*, 10. *The Constancy of the Speed of Light*, 11. *The Absolute Character of Interval and Rest Mass*, 12. *The Impossibility of Perpetual Motion of the Second Kind*, 13. *The Arrow of Time*, 14. *The Concepts of Charge and Field*, 15. *The Connection Between Electricity and Magnetism*, 16. *The Symmetry with Respect to Inversion of Coordinates*, 17. *The Law of Conservation of Charge*, 18. *Variational Principles*, 19. *The Interference of Probability Amplitudes*, 20. *The Idee of the Energy Level*, 21. *The Exclusion Principle*, 22. *The Hierarchy of So-called Elementary Particles*, 23. *Conservation Laws and the Range of Their Applicability*, 24. *The Probability Concepts in Physics*.

Najlepiej napisanymi rozdziałami wydają mi się 12 i 13 traktujące łącznie o II zasadzie termodynamiki i entropii, ale z jednoczesnym opisem kwantowym, następnie rozdział 19, w którym autor wręcz po mistrzowsku opisuje zjawiska interferencji i polaryzacji promieniowania akcentując kwantowy charakter zjawisk i posługując się jednocześnie amplitudą prawdopodobieństwa. (Pozwolił mi to, pod koniec rozdziału, opisać interferencję fal materii.) Również zwracając uwagę rozdziały 4, 8, 9, 16, 18, 22, 23.

Biorąc pod uwagę kompozycję podręcznika — w warstwie nazwanej przez autora *Details* (która kończy każdy rozdział) — czytelnik *The Elements ...* ma możliwość pogłębienia tematu rozdziału przez: bardziej szczegółowy opis matematyczny, interpretację filozoficzną praw, ciekawe zadania lub komentarze i dygresje historyczne. Przyjemnie, i — co jest truizmem — kształcające jest to ciągle, po każdym rozdziale — odsyłanie młodego czytelnika do literatury naukowej (tu prym wiodą artykuły z *Scientific American*. Ciekawe ile razy polski autor podręcznika mógłby odesłać czytelnika do *Problemów?*).

Wydaje się, że polskie tłumaczenie książki F. A. Kaempffera byłoby dużym wydarzeniem dla naszych środowisk dydaktyków fizyki.

M. Sawicki

Edgar Lüscher: *Experimentalphysik I*, 1 Teil u. 2 Teil *Mechanik. Geometrische Optik. Wärme* str. 469. II — *Elektromagnetische Vorgänge*, str. 330, *Hochschultaschenbücher*, Bibliographisches Institut Mannheim 1967

Experimentalphysik E. Lüschera jest interesującą próbą modernizacji klasycznych kursów fizyki doświadczalnej. Podręcznik napisany dla studentów Technische Hochschule w Monachium nawiązuje do najlepszych europejskich tradycji w tym zakresie, lecz jednocześnie w sposób wyraźny je przekracza, proponując oryginalne rozwiązania dydaktyczne. Cechą pierwszą, niezwykłą dla czytelnika, jest brak elementów wiedzy technicznej. Fizyka serwowana przez autora studentom uczelni technicznej jest pasjonującą strukturą pojęć, zasad fundamentalnych oraz idei częstokroć ocierającej się o filozofię. Zaledwie kilka razy dotyka zastosowań technicznych (zresztą bardzo oryginalne i aktualne przykłady, np. w dynamice płynów t. I, część 2, str. 368—370 — sterowanie pneumatyczne — *fluid control*). Po drugie, autor łamię podział na fizykę klasyczną i współczesną dając nowoczesny a zarazem bardzo pociągający wykład fizyki. Np. zderzenia ciał jednocześnie traktuje ze stanowiska klasycznego i relatywistycznego kończąc feynmanowskimi diagramami. Ruch obrotowy bryły sztywnej łączy z opisem kwantowym — momentu pędu na poziomie atomowym. W rozdziale *Kraft — und Energiebegriffe* (t. I, część 1, str. 156—229) student od razu po zapoznaniu się z siłami w opisie mechaniki przechodzi do sił molekularnych, jądrowych etc. Podobnie w rozdziale o energii, autor bardzo sugestywnie omawia przejście od jednej formy energii do drugiej, wiążąc samo pojęcie energii z polem sił oraz ilustrując przykładami z rozmaitych działów fizyki. Podstawowe wiadomości z optyki geometrycznej otrzymujemy jako zastosowanie zasady Fermata, a oscylator harmoniczny oczywiście kwantowany.

Zjawiska transportu potraktowano elegancko i jednolicie w elementarnym stylistycznym opisie — świetny wykład na tak tradycyjny temat jak prąd stały. Ponadto w całym podręczniku uderzającym zjawiskiem jest jedność elementarnej ujęcia z wykładem na poziomie akademickim (i w języku analizy matematycznej). Autor nieustannie zaczyna od określeń i opisu na poziomie szkoły podstawowej, by następnie, po kilku wierszach, precyzyjnie zdefiniować daną wielkość fizyczną. Tok wykładu jest klarowny ale nie zastygły — student często staje przed kwestią otwartą, niezbadaną, przez co obraz fizyki jest żywy, dynamiczny. Zadania, których jest bardzo dużo (w opracowaniu dr K. Luchnera), są bardzo oryginalne, o dużym stopniu trudności — miejscami jednak bez polotu dydaktycznego.

Całość kursu fizyki napisana została z wyraźnym zamysłem dydaktycznym: nie tylko nauczyć, zapoznać z pojęciami i prawami ale jednocześnie ukazać wielkość fizyki, jej walory ogólnokształcące, związki z innymi naukami, ze sztuką, literaturą. Temu celowi (tj. organizacji klimatu fizyki jako nauki) służą znakomite zdjęcia, ilustracje, wstawki historyczne, odsyłacze do literatury naukowej itd., inteligentnie wplecione w tok wykładu. Kapitalny jest rozdział pierwszy *Vom Wesen der Physik* zaczynający się diagramem przedstawiającym wzrost publikacji na temat efektu Mössbauera w latach 1958—61. Jedno wydaje się pewne — dla czytelnika znającego fizykę, podręcznik ten jest niezwykle w dodatnim znaczeniu. A jak z percepcją jego treści przez studentów? Może podobny — niewesoły — rezultat do tego, jaki przeżył autor *Feynmans Lecture of Physics*?

M. Sawicki

Prof. dr Józef Mazur członkiem I Komisji Międzynarodowego Instytutu Chłodziwa

Prof. dr Józef Mazur został wybrany na członka Komisji Kriofizyki i Kriogeniki Międzynarodowego Instytutu Chłodziwa na okres od 1 stycznia 1968 do 31 grudnia 1971 r. Przed wojną podobne stanowisko piastował prof. dr Mieczysław Wolfke.

Powstanie Europejskie Towarzystwo Fizyczne

W Genewie, w Battelle Memorial Research Institute, odbyło się zebranie komitetu koordynacyjnego do sprawy utworzenia European Physics Community. 40 członków komitetu reprezentowało 20 narodowych towarzystw fizycznych większości krajów Europy wschodniej i zachodniej.

Statut EPC jest już w zasadzie opracowany. Ustalono też termin pierwszego walnego zebrania na jesień br. (we Florencji). Poprzedzi je ostatnie zebranie komitetu koordynacyjnego, które odbędzie się w Pradze w ciągu najbliższych miesięcy.

EPC działać będzie na wzór American Physical Society. Oprócz dorocznych walnych zebrań odbywać się będą sesje specjalistyczne organizowane przez oddziały EPC ciała stałego, optyki elektronowej itp.

Przystąpienie do European Physical Community zgłosiły na razie narodowe towarzystwa fizyczne następujących krajów: Anglia, Belgia, Czechosłowacja, Francja, Holandia, Izrael, Jugosławia, Niemcy, Rumunia, Szwajcaria, Węgry, Włochy. Spodziewane jest również przystąpienie Austrii, Danii, Finlandii i Polski. Prawdopodobnie zostanie też nawiązana pewna forma współpracy z ZSRR.

Inicjatorzy ruchu na rzecz EPC (wśród których szczególnie zasłużony dla sprawy jest Prof. L. P. Bernardini z Normal Superior School of Pisa) są pełni optymizmu.

Sądzą oni, że EPC może odegrać dla europejskiej fizyki podobną rolę jak CERN dla fizyki wysokich energii.

Nowy system informacji bibliograficznej

Ponad 100000 nowych publikacji z dziedziny fizyki, techniki i technologii jądrowej ukazuje się w ciągu roku w czasopiśmie naukowych na całym świecie. Informacja ta, pomimo istnienia indeksów i czasopism bibliograficznych, rozproszona jest w stopniu praktycznie uniemożliwiającym korzystanie z jej większej części.

Zadanie rozwiązania tego „węzła informacyjnego” podjął Euratom Centre of Information and Documentation (CID). Opracowany został system wyboru, analizy i magazynowania danych bibliograficznych przy pomocy maszyn cyfrowych (Euratom Computer-aided Nuclear Documentation System). Zakres informacji oferowanej przez CID jest bardzo szeroki. Obejmuje on: zastosowania techniki jądrowej w biologii, medycynie, geologii, mineralogii, meteorologii, metalurgii i ceramice, technologię izotopów i reaktorów, fizykę jądrową (struktura materii jądrowej, reakcje jądrowe, rezonans magnetyczny, efekt Mössbauera), fizykę cząstek elementarnych, neutronów, ciała stałego (nadciekłość, nadprzewodnictwo, kriogenika w obszarze nadprzewodnictwa, efekty promieniowania jonizującego, zastosowania półprzewodników w technikach jądrowych), promieniowanie kosmiczne, akceleratory, geofizykę, astrofizykę, lasery (aspekty teoretyczne).

CID w ciągu 10 dni przesyła kompletną bibliografię żadanego tematu. Może też regularnie informować o wszelkich nowych publikacjach z danego zakresu.

Jubileusz

Grafitowy stos małej mocy (Graphite Low Energy Experimental Pile) w Harwell obchodził w sierpniu 1967 r. dwudziestą

rocznicę urodzin. Jest to najstarszy na świecie wciąż jeszcze działający reaktor. Grafitowy reaktor w Oak Ridge również pracował przez dwadzieścia lat. Został on rozebrany w 1963 r. w dniu dwudziestej rocznicy pierwszego rozruchu.

Fabryka mezonów

Uroczyste położenie kamienia węgielnego pod „fabrykę mezonów“ (patrz artykuł Louisa Rosena „Fabryka mezonów“, *Postępy Fizyki* 5 (1967)) w Los Alamos odbyło się w lutym br. W uroczystości brał udział m. in. przewodniczący Atomic Energy Commission Glenn Seaborg.

Całkowity koszt przedsięwzięcia wyniesie 55 milionów dolarów.

Konferencja na temat nielokalnej kwantowej teorii pola

W Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej w dniach 4—7 lipca 1967 odbyła się międzynarodowa konferencja na temat nielokalnej kwantowej teorii pola. W konferencji wzięło udział 70 uczonych z 13 krajów (Bułgaria, Czechosłowacja, Finlandia, Francja, NRD, Polska, Rumunia, Szwajcaria, USA, Węgry, Wietnam, ZSRR, Włochy).

Otwarcia konferencji dokonał Prof. Błochinczew (ZSRR). W swym przemówieniu zwrócił on uwagę na fakt, że jest to pierwsza konferencja tego rodzaju. Jest ona wynikiem wzrastającego zainteresowania nielokalną kwantową teorią pola.

Nowe laboratoria magnetyczne

Technika wytwarzania pól magnetycznych o bardzo wielkich natężeniach (rzędu setek kilogaussów) osiągnęła obecnie bardzo wysoki poziom i stale rozwija się stosownie do rosnących wymagań ze strony fizyki ciała stałego, fizyki wysokich energii (akceleratory cząstek) i mikroskopii elektronowej. Najnowsze rozwiązania idą w kierunku uzyskania możliwie najsilniejszych pól przy stosunkowo niewielkim zużyciu mocy. Stosuje się w tym celu bądź magnesy z materiałów

nadprzewodzących, bądź też kriogeniczne magnesy nienadprzewodzące. Zużycie mocy w magnesach nadprzewodzących jest znikome i idzie wyłącznie na utrzymywanie ciekłego helu w odpowiedniej temperaturze. Teoretycznie magnes taki może dawać natężenia rzędu 225 kilogaussów, niemniej względy praktyczne ograniczają tę liczbę do 175 kilogaussów. Obecnie pracuje w USA nadprzewodzący magnes, przy pomocy którego można uzyskać natężenia ok. 150 kilogaussów. Wyższe natężenia dają magnesy kriogeniczne. W McGill University w Montrealu pracuje magnes tego typu zdolny do wytwarzania pól o natężeniu ok. 250 kilogaussów przy zużyciu 10 kilowatów mocy. Uzyskanie takiego natężenia przy pomocy techniki tradycyjnej wymaga zużycia 10 megawatów mocy (magnes chłodzony wodą w największym obecnie laboratorium magnetycznym w USA: Francis Bitter National Magnet Laboratory utworzonym przy oddziale fizyki ciała stałego Massachusetts Institute of Technology).

We Francji, W. Brytanii, ZSRR, NRF i Japonii planuje się utworzenie wielkich laboratoriów magnetycznych projektowanych na wzór FBNML. Najbardziej zaawansowani są fizycy francuscy, których laboratorium magnetyczne w Grenoble ma być ukończone w 1970 r.

Balonowe eksperymenty z wysokoenergetycznymi cząstkami

Minie jeszcze wiele lat zanim uzyskamy 1000 GeV-owe protony w budowanych na ziemi akceleratorach. Wysyłamy więc na razie całą aparaturę do eksperymentów z wysokoenergetycznymi cząstkami... w kosmos. Promieniowanie kosmiczne na wysokości 25—30 tys. metrów zawiera protony o energiach rzędu 100—3000 GeV.

HAPPE (High Altitude Particle Physics Experiment) — eksperyment z wysokoenergetycznymi cząstkami na dużej wysokości, prowadzony przez grupę naukowców z NASA i Lawrence Radiation Laboratory (Berkeley), wchodzi obecnie w nową, zaawansowaną fazę: HAPPE 2. Ukończenie związanych z nią prac przewidywane jest na lato 1969 r.

Aparatura (m. in. 9-kGaussowy nadprzewodzący magnes o średnicy 1 metra,

komora iskrowa, emulsje jądrowe, liczniki scyntylacyjne itp.) umieszczona zostanie w aluminiowej gondoli o wysokości 7 metrów. Na jej szczycie umocowany zostanie 8-metrowy licznik Czerenkowa. Całe urządzenie, wysokie na 15 metrów i ważące ok. 5 ton zostanie wyniesione przy pomocy systemu balonów na wysokość ok. 25 tys metrów.

Eksperyment HAPPE 2 przewiduje:

a) pomiary pędów naładowanych cząstek wtórnych produkowanych w zderzeniach protonów z tarczą berylową lub litową,

b) pomiary energetycznego widma protonów i elektronów w promieniowaniu kosmicznym.

Projektowany na dalsze lata HAPPE 3 przewiduje badania nad rozpraszaniem wysokoenergetycznych protonów na tarczy wodorowej (produkcja mezonów ρ i f^0 , całkowity przekrój czynny na zderzenie proton-proton) oraz poszukiwanie cząstek antymaterii w promieniowaniu kosmicznym.

Grupa z Berkeley wysunęła też propozycję umieszczenia laboratorium do badania promieni kosmicznych na jednym z satelitów AAP (Apollo Applications Program). Realizacja tego projektu pozwoliła by na znaczne polepszenie statystyk, które w eksperymentach balonowych ograniczone są czasem naświetlania komór i emulsji.

Potwierdzono istnienie podwójnego rozpadu beta

Długotrwałe poszukiwania podwójnego rozpadu β (jednoczesnej emisji dwóch elektronów) uwieńczone zostały sukcesem. Grupa fizyków amerykańskich: C. S. Wu, R. K. Bardin, P. J. Gollon, J. D. Ullman (Columbia University) zidentyfikowała 69 przypadków podwójnego rozpadu β . Jednocześnie potwierdzone zostało prawo zachowania liczby leptonów: prawdopodobieństwo emisji dwóch elektronów bez emisji dwóch antyneutrino oszacowano jako nie większe niż 10^{-6} (*Physics Letters* 26B, 112(1967)).

Poszukiwania podwójnego rozpadu beta trwały blisko 30 lat. Eksperymenty te w momencie gdy je rozpoczęto miały rozstrzygnąć o tym, czy neutrino i antyneutrino są identyczne. Z chwilą, gdy odkryto prawo niezachowania parzystości

w słabych oddziaływaniach, i wykazano, że neutrino i antyneutrino mają przeciwną skrętność, punkt zainteresowania podwójnym rozpadem β przesunął się: stanowi on najlepszy test na prawo zachowania liczby leptonów.

W eksperymentach z podwójną emisją elektronów istotny problem stanowi tło, tj. rejestracja przypadkowych koincydencji elektronów pochodzących z promieniowania kosmicznego, wewnętrznej konwersji, rozpraszania komptonowskiego i innych procesów. We wszystkich dotychczasowych eksperymentach ilość zliczeń tła znacznie przewyższała spodziewaną liczbę przypadków dwuneutrinowego podwójnego rozpadu β .

W celu eliminacji tła pochodzącego od promieniowania kosmicznego grupy C. S. Wu przeprowadzała eksperyment na głębokości 680 m. pod ziemią (w kopalni soli w stanie Ohio). Polegał on na fotografowaniu śladów elektronów pochodzących ze źródła Ca^{48} w helowej komorze strimerowej.

I Ogólnopolskie Seminarium Biofizyczne

W dniach 29. III. do 31. III. 1968 odbyło się w Domu Pracy Twórczej „Ustronie“ I Ogólnopolskie Seminarium Biofizyczne. Organizatorem tego spotkania był Wrocławski Oddział Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Celem spotkania było zorientowanie uczestników w problematyce biofizycznej opracowywanej w różnych ośrodkach naukowych, wymiana doświadczeń oraz zorganizowanie ewentualnej współpracy. W czasie obrad wygłoszono 11 następujących referatów problemowych: I. Adamczewski (Katedra Fizyki AM w Gdańsku), *Przewodnictwo elektryczne w cieczach dielektrycznych i tkankach*; J. Beer (Instytut Badań Jądrowych w Warszawie), *O pewnych problemach radiobiologii*; D. Frąckowiak (Katedra Fizyki WSR w Poznaniu), *Przekazywanie energii wzbudzenia barwników w procesie fotosyntezy*; M. Geller (Katedra Biofizyki UW w Warszawie), *Konformacja kwasów nukleinowych*; W. Korohoda (Katedra Fizjologii Roślin UJ w Krakowie), *Współczesne poglądy na temat struktury błon*; S. Mięksisz (Katedra Fizyki WSR we Wrocławiu), *O niektórych problemach biofizyki teoretycznej*; S. Prze-

stalski (Katedra Fizyki WSR we Wrocławiu), *Przenikanie jonów do czerwonych ciałek krwi*; J. Skierczyńska (Katedra Fizyki Ogólnej UMCS w Lublinie), *Elektryczne własności komórek roślinnych*; M. Subotowicz (Katedra Fizyki Doświadczalnej UMCS w Lublinie), *Warunki na poziomie atomowo-molekularnym i kosmogonicznym powstania makrocząstek o znaczeniu biologicznym*; Z. Tramer (Instytut Biochemii i Biofizyki w Warszawie), *Zastosowanie fotochemii kwasów nukleinowych w genetyce*; J. Zurzycki (Katedra Fizjologii Roślin UJ w Krakowie), *Problem fotoreceptora czynnego w ruchach chloroplastów*.

50-lecie śmierci Mariana Smoluchowskiego obchodzone w Paryżu

Paryski Ośrodek Naukowy Polskiej Akademii Nauk zorganizował 21 lutego 1968 r. sesję „Hommage à Marian Smoluchowski”. Przewodnictwem objął profesor René Lucas, Membre de l'Institut, Dyrektor L'Ecole Supérieure de Physique et de Chimie. Sesję otworzył Dyrektor Ośrodka, profesor Feliks Widy-Wirski, następnie odczytano list nadesłany z Princeton przez profesora Romana Smoluchowskiego, syna Mariana. Wyświetlono zdjęcie zrobione w 1959 r. z okazji wmurowania tablicy pamiątkowej u wejścia do hotelu, w którym mieszkał M. Smoluchowski w Paryżu w 1895 r. Na zdjęciu widoczny jest prof. Guinier z Uniwersytetu Paryskiego i prof. Jan Weysenhoff z Uniwersytetu Jagiellońskiego.

Prof. A. Guinier wygłosił referat *L'oeuvre de Marian Smoluchowski* podkreślając znaczenie prac M. Smoluchowskiego na temat fluktuacji termodynamicznych i ruchów Browna. Następnie prof. Maciej Suffczyński z Instytutu Fizyki PAN wygłosił referat *Corrélations Coulombiennes dans un gaz électronique*, w którym omówił postęp, jaki dokonał się w ostatnich latach w kwantowej mechanice statystycznej dzięki zastosowaniu metod rachunku perturbacyjnego zaczerpniętych z kwantowej teorii pola. W ożywionej dyskusji brali udział profesorowie: Lucas, Kourganoff i Yvonne

z Uniwersytetu Paryskiego oraz prof. P. P. Jacquinet, dyrektor Centre National de Recherche Scientifique.

Zmarł L. D. Landau

1 kwietnia 1968 r. przeżywszy lat 60 zmarł Lew Dawidowicz Landau, znakomity fizyk radziecki, laureat nagrody Nobla, członek Akademii Nauk ZSRR.

L. D. Landau był jednym z najwybitniejszych fizyków teoretyków ostatnich czasów. Zakres jego zainteresowań naukowych był niezwykle szeroki. Prace Landaua dotyczą teorii ciała stałego, kwantowej teorii cieczy, teorii niskich temperatur, teorii jądra atomowego, elektrodynamiki kwantowej, kwantowej teorii pól oraz teorii cząstek elementarnych i promieniowania kosmicznego. Jest on twórcą teorii nadciężkości helu II oraz autorem oryginalnej koncepcji dwuskładnikowego neutrino. Za całokształt działalności na polu fizyki teoretycznej, a szczególnie za wkład do kwantowej teorii cieczy Landau otrzymał w 1962 r. nagrodę Nobla.

W napisanym wspólnie z J. M. Lifszicem podręczniku fizyki teoretycznej (pierwsze wydanie w języku rosyjskim w latach 1944—51) Landau błysnął wielkim talentem pedagogicznym. Dzieło to w latach swego powstania było jedyne w swoim rodzaju w literaturze światowej i do dnia dzisiejszego nie utraciło nic ze swej wartości. Podręcznik Landaua i Lifszica jest na wskroś nowoczesny, nie tylko w treści lecz i w stylu wyróżniającym się lakonicznością, racjonalizacją wyliczeń, szerokim zastosowaniem analizy wektorowej i tensorowej. Ten właśnie styl, który tak dobrze umiał Landau przekazać swym bezpośrednim i zaocznym uczniom, pozwolił mu stać się panem sytuacji w nowoczesnej fizyce teoretycznej, fizykiem, który dziś zajmuje się nadciężkością, jutro kwantową teorią pola, pojutrze zaś teorią metali.

7 stycznia 1962 r. wydarzyła się tragiczna w skutkach katastrofa samochodowa. Przerwała ona pracę Lwa Dawidowicza, odbierając mu zdrowie, którego już nie odzyskał.

Odszedł wielki człowiek, uczonej i pedagog.

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr **WOJCIECH RUBINOWICZ**
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr **ALEKSANDER JABŁOŃSKI**
czł. rzecz. PAN

Sekretarz
Doc. dr **HALINA CHĘCIŃSKA**

Skarbnik
Dr **KAZIMIERZ ROSIŃSKI**

Członkowie Zarządu
Prof. dr **JULIAN AULEYTNER**
Dr **MIROŚŁAWA JASTRZĘBSKA**
Dr **JAN PETYKIEWICZ**

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Białystok — Doc. dr **EMANUEL TREMBACZOWSKI**
Gdańsk — Dr **CZESŁAW BOJARSKI**
Gliwice — Prof. dr **WŁODZIMIERZ MOŚCICKI**
Kraków — Prof. dr **JERZY JANIK**
Lublin — Prof. dr **WŁODZIMIERZ ŻUK**
Łódź — Doc. dr **MARIAN KRYSZEWSKI**
Opole — Dr **ADAM MYŚLICKI**
Poznań — Doc. dr **ZDZISŁAW PAJĄK**
Szczecin — Dr **WIKTOR NOWAK**
Toruń — Doc. dr **STANISŁAW ŁĘGOWSKI**
Warszawa — Dr **STEFAN CZARNECKI**
Wrocław — Doc. dr **STANISŁAW PRZESTALSKI**

TREŚĆ

V. H. Hughes — Mionium (<i>tłum. A. Eskreys</i>)	339
M. J. Pentz — Urządzenie dla zderzających się wiązek w CERN (<i>tłum. A. Eskreys</i>)	363
R. Wit — Przegląd ograniczeń na amplitudy rozpraszania w obszarze wysokich energii przy małych przekazach pędu	371
Z. Rozkwitalski — Zastosowanie laserów gazowych w pomiarach koncentracji elektronów w plazmie	383
A. Feltynowski — Kontrast i obraz w mikroskopie elektronowym	403
J. Szpilecki — Megagaussowe pola magnetyczne	411

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

F. Grądzki — Fenomenologiczna modyfikacja równania Van der Waalsa . . .	431
---	-----

RECENZJE

D. Bohm — The Special Theory of Relativity (<i>L. Balczewski</i>)	435
G. A. Kaempffer — The Elements of Physics (<i>M. Sawicki</i>)	435
E. Lüscher — Experimentalphysik (<i>M. Sawicki</i>)	436

KRONIKA

CONTENTS

V. H. Hughes — Muonium (P, SUM)	339
M. J. Pentz — The CERN Intersecting Storage Rings (P, SUM)	363
R. Wit — High-Energy Constraints on the Scattering Amplitude for Small Values of the Momentum Transfer (P, SUM)	371
Z. Rozkwitalski — Application of Gas Lasers to Electron Density Measurements in Plasma (P, SUM)	383
A. Feltynowski — Contrast and Image in Electron Microscopy (P, SUM) . .	403
J. Szpilecki — Megagauss Magnetic Fields (P, SUM)	411

PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS

F. Grądzki — Phenomenological Modification of the Van der Waals Formula (P, SUM)	431
--	-----

REVIEWS OF BOOKS

CHRONICLE

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatura „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-77, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6.

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.

Exemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6, 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.