

PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 44
ZESZYT 3
1993

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes:	Prof. dr STEFAN POKORSKI
Wiceprezysi:	Prof. dr JERZY NIEWODNICZAŃSKI Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI
Sekretarz Generalny:	Dr ZYGMUNT AJDUK
Skarbnik:	Dr LUCJAN ZEMŁO
Członkowie Zarządu:	Dr ZOFIA GOŁĄB-MEYER Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN Mgr BOŻENA MOLDENHAWER Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI Prof. dr JERZY WDOWCZYK Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA Mgr MARIA ZABOROWSKA-KUŚMIEREK

Redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI – <i>Postępy Fizyki</i>
Prof. dr JERZY PROCHOROW – <i>Acta Physica Polonica A</i>
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ – <i>Acta Physica Polonica B</i>
Prof. dr JAN KALINOWSKI – <i>Delta</i>
Prof. dr ROMAN INGARDEN – <i>Reports on Mathematical Physics</i>

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Prof. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)	Doc. dr BAZYLI BOŃCZAK (Łódź)
Dr ALEKSANDRA WRONKOWSKA (Bydgoszcz)	Dr hab. JÓZEF MUSIEŁOK (Opole)
Dr WŁODZIMIERZ ZAPART (Częstochowa)	Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN (Poznań)
Prof. dr CZESŁAW SZMYTKOWSKI (Gdańsk)	Prof. dr RYSZARD KĘPA (Rzeszów)
Dr TOMASZ GOSLAR (Gliwice)	Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)
Prof. dr WIESŁAWA ZAREK (Katowice)	Prof. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Dr MAREK PAJEK (Kielce)	Prof. dr FRANCISZEK ROZPŁOCH (Toruń)
Prof. dr ANDRZEJ KISIEL (Kraków)	Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI (Warszawa)
Prof. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)	Prof. dr ZYGMUNT GALASIEWICZ (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69
tel. 21 26 68

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 44, ZESZYT 3
1993

Zeszyt dofinansowany
przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem
Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Warszawa 1993

RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański,
Adam Kujawski, Tadeusz Skaliński, Maciej Suffczyński, Józef Szudy

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny: Adam Sobiczewski
Członkowie Redakcji: Tomasz Dietl, Mirosław Łukaszewski,
Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa
adres elektroniczny: postepy@fuw.edu.pl

Korespondenci Oddziałów PTF:

Mgr Piotr Malinowski (Białystok)
Dr Jerzy J. Wystocki (Częstochowa)
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)
Doc. dr Eugeniusz Soczkiewicz (Gliwice)
Dr Janusz Frąckowiak (Katowice)
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)
Dr Anna Kapuścik (Kraków)
Prof. dr Tomasz Goworek (Lublin)
Prof. dr Leszek Wojtczak (Łódź)
Dr Bożena Pędzisz (Opole)
Prof. dr Andrzej Graja (Poznań)
Mgr Danuta Ficek (Słupsk)
Dr Ewa Weinert-Rączka (Szczecin)
Dr Józefina Turło (Toruń)
Doc. dr Teresa Grycuk (Warszawa)
Dr hab. Bernard Jancewicz (Wrocław)

Adam Sobiczewski

Instytut Problemów Jądrowych

im. A. Sołtana

Warszawa

Własności i synteza najcięższych jąder*

Properties and synthesis of the heaviest nuclei

Abstract: A review of theoretical studies on the ground-state properties of even-even heaviest nuclei is given. In particular, the role of shell effects in these deformed nuclei is discussed.

1. Wstęp

Jądra najcięższe otrzymywane są przez syntezę (złączenie) dwóch jąder ciężkich w reakcji jądrowej. Najcięższym jądrem znanym obecnie jest jądro $^{266}109$, tj. jądro o $Z = 109$ protonach i $N = 157$ neutronach, a więc o liczbie masowej $A = 266$. Otrzymane ono zostało przez bombardowanie jąder bizmutu jądrami żelaza. Tak ciężkie jądra otrzymywane są obecnie w skali jedno jądro (jeden atom) na jeden eksperyment, podczas gdy eksperyment trwa kilka tygodni. Ilustruje to złożoność i kosztowność prac doświadczalnych, wymagających dużych akceleratorów ciężkich jąder (ciężkich jonów) i złożonej aparatury „filtracyjnej” (dokonującej selekcji interesujących jąder z ogromnego tła jąder bombardujących i produktów reakcji) oraz aparatury detekcyjnej. Chodzi o to, by zarejestrować to jedno czy dwa jądra, które mogą się pojawić w czasie kilkutygodniowego eksperymentu, oraz zidentyfikować je (podać Z i N) w sposób niewątpliwy i zmierzyć niektóre ich własności (czas życia, rodzaj i energię emitowanego fragmentu, a więc rodzaj rozpadu). Ta złożoność i kosztowność prac doświadczalnych skłania do szczegól-

*Referat wygłoszony w dniu 22 października 1992 r. na Konwersatorium Toruńskiego Oddziału PTF i Instytutu Fizyki im. A. Jabłońskiego Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu.

nie intensywnych prac teoretycznych, które mogą pomóc we właściwym, trafnym zaprojektowaniu eksperymentu, dającym możliwie dużą szansę powodzenia.

Celem niniejszego artykułu jest przegląd badań, głównie teoretycznych, nad jądrami najcięższymi. Aby, poza dokonaniem przewidywań teoretycznych, zorientować się w jakim stopniu teoria opisuje już znane wyniki doświadczalne, zajmiemy się własnościami jąder z dość dużego obszaru. Rozważymy mianowicie jądra, u których obserwuje się rozszczepienie samorzutne, a więc jądra o $Z \geq 92$, tzn. poczynając od uranu w górę. Skoncentrujemy się na jądrach parzysto-parzystych (tj. o parzystej liczbie zarówno protonów jak i neutronów), których analiza jest prostsza i bardziej jednoznaczna niż jąder nieparzystych czy nieparzysto-nieparzystych. Interesować się będziemy głównie zagadnieniem trwałości (czasem życia) tych jąder.

Przegląd badań doświadczalnych nad jądrami najcięższymi można znaleźć np. w pracach [1-7], a teoretycznych np. w [8-11]. W *Postępach Fizyki* zagadnienia te omawiane były w artykułach [12,13], związanych z problemem tzw. jąder superciężkich.

2. Specyfika obszaru najcięższych jąder

2.1. Nietrwałość

Wszystkie jądra omawianego obszaru są nietrwałe, promieniotwórcze. Ponieważ interesujemy się tutaj jądrami niezbyt oddalonymi od ścieżki trwałości β , głównymi sposobami ich rozpadu jest rozpad α oraz samorzutne rozszczepienie. Oba te rodzaje rozpadu wiążą się z odpychaniem kulombowskim protonów, które rośnie ze wzrostem ładunku jądra Ze . To ono powoduje, że tablica nuklidów kończy się przy pewnych wartościach Z . Problem jest tylko w tym: przy jakich dokładnie wartościach Z to zachodzi, jaki jest kształt tej „granicy stabilności”, i czy przy wyższych Z mogą pojawić się jeszcze jakieś „wysepki podwyższonej trwałości” jąder.

2.2. Deformacja

Większość jąder omawianego obszaru jest, lub oczekuje się, że jest, zdeformowana. Są to bowiem jądra, których nukleony zapełniają duże powłoki. Dla protonów, jest to powłoka pomiędzy ostatnią znaną doświadczalnie liczbą magiczną $Z = 82$ a przewidywaną teoretycznie [14,15] liczbą $Z = 114$, a więc równie duża (32 protony) co największa znana doświadczalnie powłoka pomiędzy liczbami $Z = 50$ i $Z = 82$. Dla neutronów, jest to powłoka pomiędzy ostatnią znaną doświadczalnie liczbą magiczną $N = 126$ a przewidywaną teoretycznie [14,15]

liczbą $N = 184$. Jeśli przewidywania teoretyczne są poprawne, to byłyby to największa powłoka (58 neutronów) nukleonowa spośród rozważanych dotychczas. Największa znana doświadczalnie powłoka występuje pomiędzy liczbami magicznymi $N = 82$ i $N = 126$ (44 neutrony). Warto zwrócić uwagę, że przewidywana protonowa liczba magiczna $Z = 114$ po raz pierwszy naruszałaby symetrię pomiędzy protonowymi a neutronowymi liczbami magicznymi. Wszystkie dotychczas znane liczby magiczne protonowe i neutronowe są identyczne. To naruszenie symetrii przy $Z = 114$ wiążemy z oddziaływaniem kulombowskim, które występuje tylko dla protonów, a nie dla neutronów, i dla tak ciężkich jąder, jak jądra o $Z = 114$, jest już bardzo duże.

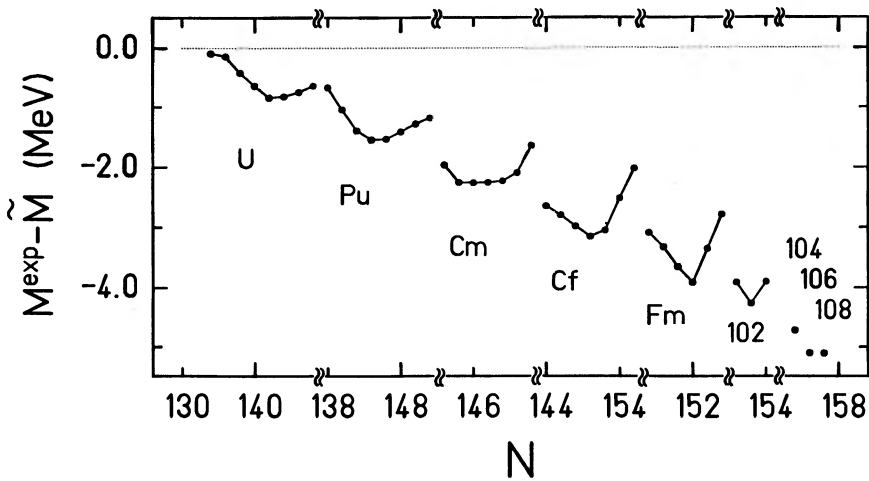
2.3. Zasadnicze znaczenie efektów powłokowych

Jądra, podobnie jak atomy (powłoki elektronowe), mają strukturę powłokową. Efekty tej struktury mają duże znaczenie dla wszystkich jąder. Dla jąder najcięższych znaczenie to jest jednak podstawowe, gdyż wiele z tych jąder właśnie tym efektem zawdzięcza swoje istnienie. Omówimy to ważne zagadnienie szczegółowiej w następnym rozdziale.

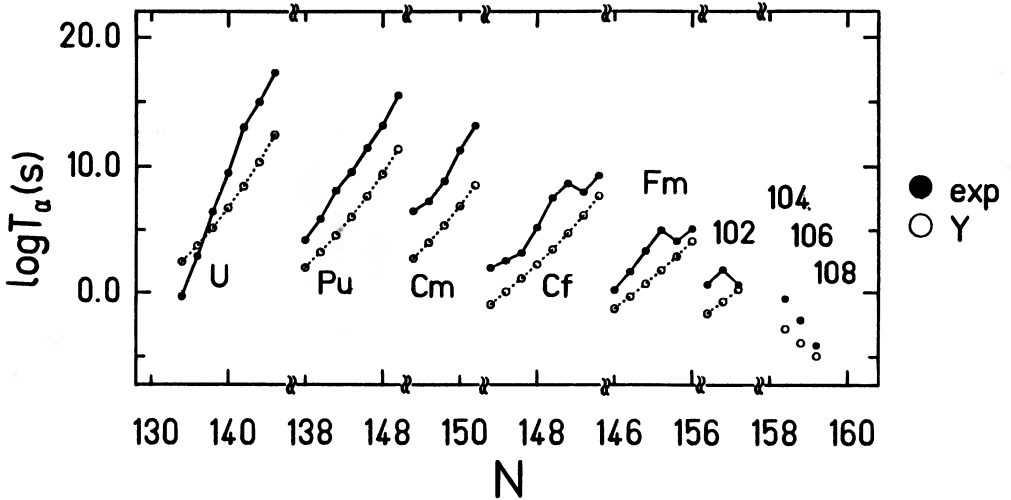
3. Efekty powłokowe

Przyjrzyjmy się jak duże są efekty powłokowe dla kilku podstawowych wielkości jądrowych, takich jak masa i czasy życia. Rysunek 1, zaczerpnięty z pracy [16], pokazuje efekty powłokowe dla masy najcięższych jąder parzysto-parzystych. Tutaj efektem tym jest różnica pomiędzy masą zmierzoną (M^{exp}) a masą obliczoną za pomocą makroskopowego modelu jądra (\widetilde{M}), nie zawierającego żadnych efektów powłokowych (np. model kroplowy jądra). Wobec tego, że jeden ze składników (\widetilde{M}) nie jest wielkością doświadczalną, cała różnica też nie jest taką wielkością. Ponieważ jednak użyty model makroskopowy stosowany jest od lat do opisu wielkości pomierzonych i ma dobrze ustalone wartości parametrów (niewielu zresztą), zilustrowaną na rys. 1 wielkość można uznać za niemal doświadczalną. Widać, że poprawka powłokowa zmniejsza masę jąder najcięższych, czyli zwiększa energię ich wiązania, a tym samym i ich trwałość. Wartość bezwzględna tej poprawki rośnie ze wzrostem masy jądra i dla najcięższego znanego jądra parzysto-parzystego ($^{264}108$) wynosi ok. 5 MeV, co jest dużą wartością.

Rysunek 2 ilustruje efekty powłokowe w czasach życia względem rozpadu α . Tutaj specjalnie podajemy oddzielnie zmierzony czas życia T_α (dokładniej: logarytm dziesiętny tego czasu) i, oddzielnie, obliczony za pomocą modelu makroskopowego, a nie ich różnicę, aby zorientować się w samych wartościach tego



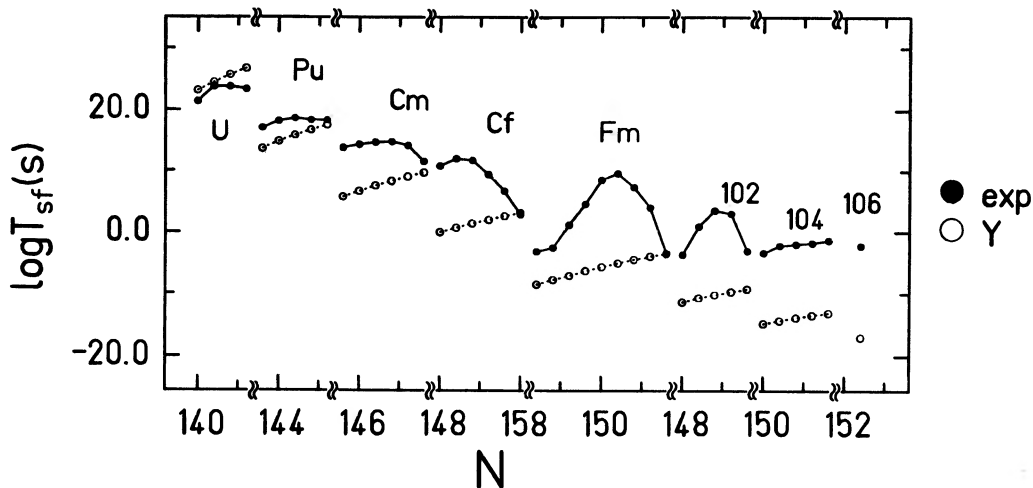
Rys. 1. Efekty powłokowe występujące w masie najcięższych jąder parzysto-parzystych, w funkcji liczby neutronów N [16]. Pierwiastki cięższe od fermu (Fm) oznaczone są swymi liczbami atomowymi Z



Rys. 2. Logarytm dziesiętny czasu życia ze względu na rozpad α (T_{α}), wyrażonego w sekundach, zmierzonego (exp) oraz obliczonego w ramach modelu nie uwzględniającego struktury powłokowej (Y) [16]

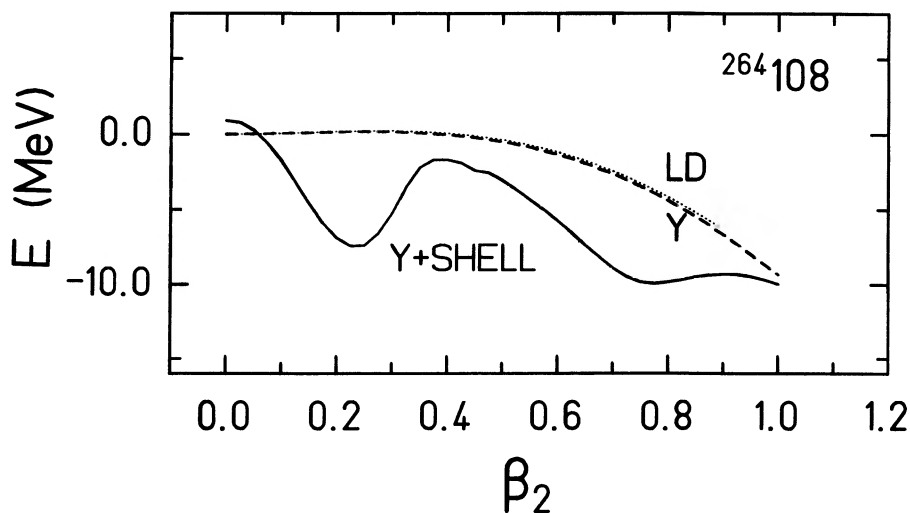
czasu. Widać, że pomiędzy najcięższym izotopem uranu, dla którego T_{α} zostało zmierzone, a jądrem $^{264}108$, czas ten różni się o ponad 20 rzędów wielkości. Zresztą pomiędzy najlżejszym i najcięższym izotopem jednego pierwiastka (uranu) czas

ten różni się o prawie 20 rzędów. Świadczy to o wielkiej czułości czasu życia T_α na skład jądra, a dokładniej na liczbę protonów (odpychających się kulombowsko), przy danej liczbie neutronów w jądrze, lub na stosunek tej liczby do liczby neutronów. Im większa jest ta liczba, lub ten stosunek, tym mniejszy czas T_α . Porównanie wartości doświadczalnych (tj. takich jakie są w rzeczywistym jądrze, posiadającym strukturę powłokową) z obliczonymi w modelu bez efektów powłokowych pokazuje, że efekty powłokowe wydłużają czas życia T_α prawie dla wszystkich analizowanych jąder (za wyjątkiem jedynie dwóch najlżejszych izotopów uranu) i wydłużenie to może sięgać nawet pięciu rzędów wielkości.



Rys. 3. To samo co na rys. 2, lecz dla czasu życia ze względu na samorzutne rozszczepienie T_{sf} [16]

Największe efekty powłokowe występują w czasie życia ze względu na samorzutne rozszczepienie jądra T_{sf} . Ilustruje to rys. 3. Widać, że (podobnie jak dla T_α) efekty powłokowe wydłużają czas życia T_{sf} prawie dla wszystkich analizowanych jąder (za wyjątkiem jedynie izotopów uranu). Przy tym, wydłużenie to sięga nawet 15 rzędów wielkości (dla ^{252}Fm i $^{260}\text{106}$). Widoczne jest także, że dla najcięższego jądra parzysto-parzystego, dla którego zmierzony został czas T_{sf} ($^{260}\text{106}$), czas życia bez istnienia efektów powłokowych wynosiłby jedynie ok. 10^{-18} s. Byłoby to więc jakiś przejściowy układ jądrowy, a nie jądro w zwykłym sensie. Powód, dla którego tak się dzieje, wyjaśniony jest na rys. 4. Pokazana jest tu zależność energii E o l deformacji dla najcięższego znanego jądra parzysto-parzystego: $^{264}\text{108}$. Deformacja opisana jest tu parametrem deformacji kwadrupolowej β_2 . Przy każdej jednak wartości β_2 , energia minimalizowana była



Rys. 4. Zależność energii E jądra $^{264}_{108}$ w jego stanie podstawowym od deformacji, obliczona w ramach dwóch modeli makroskopowych: kropłowego (LD) i modelu o rozkładzie gęstości materii generowanym przez oddziaływanie Yukawy (Y), oraz w modelu makroskopowo-mikroskopowym uwzględniającym strukturę powłokową jądra (Y+SHELL) [16]

względem bardziej złożonych kształtów, pozwalając jądro na sporą swobodę w wyborze kształtu najbardziej dla niego dogodnego. Energia obliczona jest na rys. 4 w ramach dwóch modeli makroskopowych: kropłowego (LD) [17] oraz modelu z rozkładem gęstości makroskopowej, generowanej przez oddziaływanie Yukawy o skończonym zasięgu (Y) [18]. Widać, że w takich makroskopowych modelach, bez struktury powłokowej, jądro tak ciężkie nie ma już praktycznie żadnej bariery na rozszczepienie i ulegałoby ono natychmiastowemu rozszczepieniu. Dopiero uwzględnienie struktury powłokowej (Y+SHELL) prowadzi do dosyć wysokiej i grubej bariery, która pozwala utrzymać jądro przez czas rzędu milisekund czy nawet dłużej. Z tego powodu sądzimy, że zaobserwowane już jądro $^{264}_{108}$ i jądra bliskie mu, oraz wiele jąder jeszcze nie odkrytych, może zawdzięczać swoje istnienie właśnie efektom powłokowym.

4. Metoda obliczeń

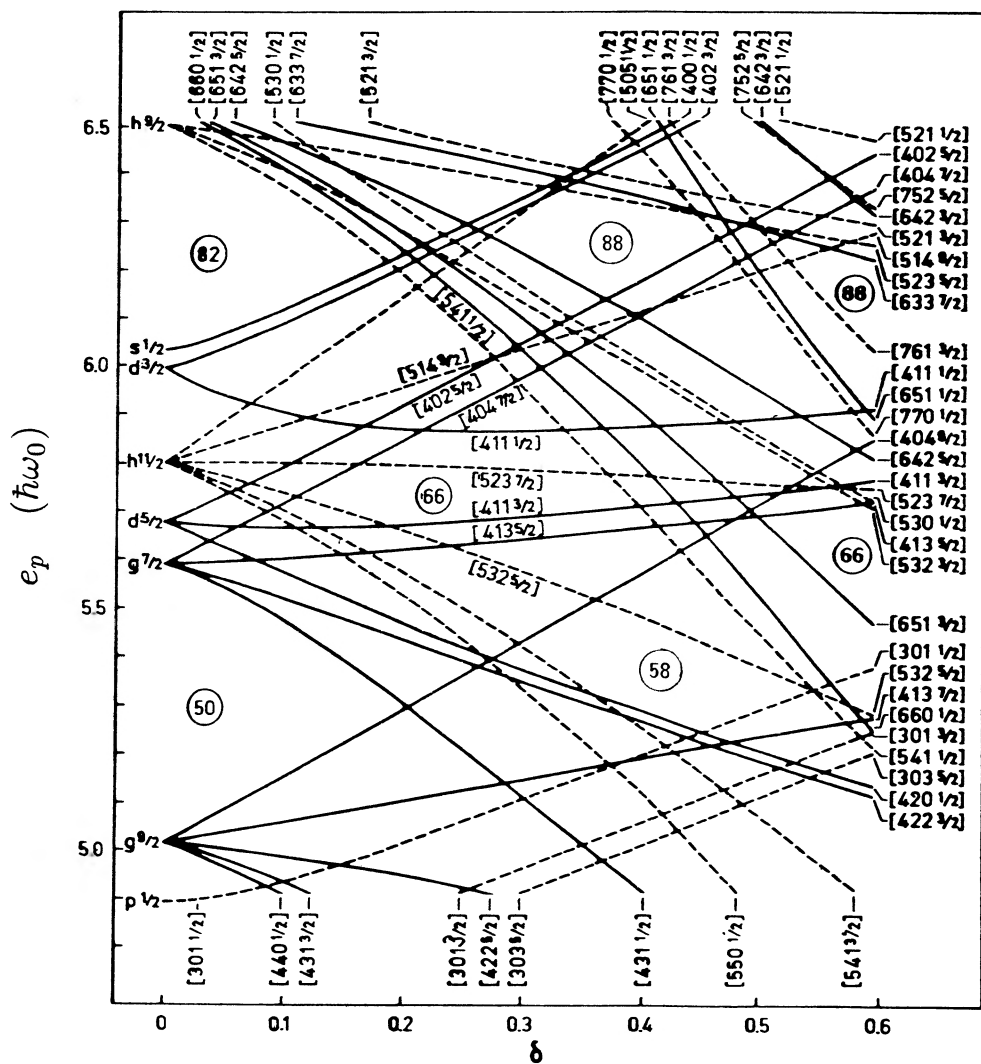
Jak wspomnieliśmy we wstępie, interesować nas będzie głównie trwałość jąder najcięższych, a dokładniej ich czas życia ze względu na dwa główne rodzaje rozpadu: rozpad α i samorzutne rozszczepienie. Do obliczenia obu tych wielko-

ści potrzebna jest znajomość masy jąder (do obliczenia energii rozpadu α) oraz zależności tej masy od deformacji (do obliczenia bariery potencjalnej na rozszczepienie).

4.1. Masa (energia) jądra i jej zależność od deformacji

Obecnie masę jądra oblicza się najczęściej za pomocą tzw. modelu makroskopowo-mikroskopowego, zaproponowanego przez Świąteckiego [19]. Przedstawia on masę jako złożoną z dwóch części: makroskopowej i mikroskopowej. Część makroskopowa opisuje gładką, stosunkowo wolnozmienną zależność masy jądra od liczby jego protonów i neutronów oraz deformacji, nie zawierającą żadnych efektów powłokowych. Opisywana jest ona przez modele makroskopowe, jak wspomniany już wyżej model kroplowy oraz model o rozkładzie gęstości materii generowanym przez oddziaływanie Yukawy. Rysunek 4 pokazuje jak gładka jest zależność masy jądra od jego deformacji (bariera rozszczepieniowa) w obu tych modelach. Część mikroskopowa podaje poprawkę do części makroskopowej, pochodzącą od mikroskopowej, wewnętrznej, powłokowej struktury jądra. Ta część energii jest dość szybkozmienną funkcją liczby protonów, neutronów i deformacji jądra. Rysunek 4 pokazuje, jak dodanie jej (SHELL) do części makroskopowej (Y) powoduje fluktuację masy w funkcji deformacji i faktycznie kreuje barierę potencjalną na rozszczepienie dla wielu bardzo ciężkich jąder. Realistyczny sposób obliczania poprawki powłokowej do masy (energii) jądra zaproponował Strutinski [20]. Został on dosyć szczegółowo opisany np. w [12].

Obliczenie poprawki powłokowej opiera się na modelu wewnętrznej struktury jądra. Jest to zwykle uśredniony potencjał jądrowy, w którym nukleony poruszają się niezależnie od siebie. Najczęściej stosowanymi w obliczeniach przykładami takiego potencjału są: zmodyfikowany oscylator harmoniczny (tzw. potencjał czy model Nilssona, np. [21]), potencjał Woods-Saxona (np. [22]) czy potencjał generowany z gęstości materii jądrowej oddziaływaniem Yukawy [23]. Rysunek 5 podaje często cytowany (np. [24]) przykład widma poziomów jednocząstkowych protonowych, otrzymanych w modelu Nilssona, w funkcji deformacji. Parametr δ opisuje tu deformację powierzchni stałej wartości potencjału (powierzchni ekwipotencjalnej), która ma kształt elipsoidy obrotowej. Widać, że najwydatniejsza struktura powłokowa widma pojawia się przy zerowej deformacji (kształt kulisty). Widoczne są duże przerwy energetyczne („okna”) w widmie przy dobrze znanych doświadczalnie liczbach magicznych $Z = 50$ i 82 . Przy deformacji różnej od zera widmo ma tendencję do większej jednorodności, do bardziej równomiernego rozkładu poziomów. I tu jednak występują „okna”, choć znacznie mniejsze, np. przy $\delta \approx 0.4$ dla liczb $Z = 58$ i 88 czy przy $\delta \approx 0.6$ dla $Z = 66$ i 88 . Wyznaczają one zdeformowane powłoki jądrowe. Jądro o odpowiedniej liczbie protonów



Rys. 5. Zależność protonowych poziomów jednocząstkowych od deformacji δ , otrzymana w modelu Nilssona. Energia poziomów e_p podana jest tu w jednostkach energii oscylatora harmonicznego $\hbar\omega_0$. W nawiasach kwadratowych podane są asymptotyczne liczby kwantowe poziomów

będzie przy takiej właśnie deformacji miało tendencję do podwyższonej trwałości. Podobnie jest dla neutronów.

Struktura powłokowa jąder zdeformowanych była dotychczas niedoceniana. Być może z powodu zbyt dosłownego traktowania takich właśnie wykresów jak pokazany na rys. 5. Narzuca się tu jądro stosunkowo prostą deformację elipso-

idealną, która nie zawsze musi mu odpowiadać. Jeśli da się mu znacznie bogatszy wybór kształtów, może znaleźć ono kształt znacznie dla siebie wygodniejszy. Pojawia się wtedy znacznie większe przerwy energetyczne w widmie jądra zdeformowanego, nie tak dużo mniejsze od przerw w jądrach sferycznych. Będziemy mogli wtedy mówić o wyraźnych powłokach zdeformowanych, a nawet o zdeformowanych jądrach magicznych. Wrócimy jeszcze do tego problemu.

4.2. Parametryzacja deformacji

Stosuje się wiele parametryzacji deformacji jądra. Jedne pozwalają na opis tylko niektórych kształtów, inne są ogólne ale mniej dogodne. Tutaj będziemy opisywali kształt jądra za pomocą często używanych parametrów β_λ , stanowiących współczynniki rozwinięcia promienia wodzącego jądra na funkcje kuliste $Y_{\lambda 0}$,

$$R(\vartheta) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda=2}^{\lambda_{\max}} \beta_\lambda Y_{\lambda 0}(\vartheta) \right], \quad (4.1)$$

gdzie ϑ jest kątem odchylenia promienia od osi symetrii jądra. Ponieważ funkcje $Y_{\lambda 0}(\vartheta)$ stanowią układ zupełny, parametrami β_λ można opisać dowolny kształt jądra o symetrii osiowej. Tylko w stosunkowo niewielu sytuacjach w fizyce jądrowej trzeba rozważać kształty bez symetrii obrotowej, rozszerzając zbiór $\{\beta_\lambda\}$ o dodatkowe parametry opisujące odstępstwo od tej symetrii (np. [25-27]).

Przez wiele lat w opisie deformacji jąder stosowano tylko dwa parametry swobodne: β_2 i β_4 lub kombinacje liniowe β_2 z β_4 i β_3 z β_5 . Dopiero stosunkowo niedawno zaczęto używać bogatszych, wielowymiarowych przestrzeni deformacji $\{\beta_\lambda\}$, $\lambda_{\max} = 7, 8$ lub 9 [28,29]. Pozwoliło to na opis pewnych własności jąder, które przy uboższych kształtach nie dawały się opisać.

4.3. Rozpad α

O prawdopodobieństwie rozpadu α decyduje przede wszystkim przenikanie cząstki α przez barierę potencjału. Jest to bariera prawie kulombowska, więc dosyć regularna. Stąd i zależność czasu życia jądra T_α ze względu na ten rozpad jest dosyć gładką funkcją liczby protonów Z i neutronów N . Większe osobliwości występują jedynie dla jąder zbliżonych do jąder o zamkniętych powłokach, dla których występują gwałtowne zmiany efektów powłokowych przy przejściu od jednego jądra do drugiego.

Opis rozpadu α jest stosunkowo prosty (pozostajemy wciąż przy jądrach parzysto-parzystych i nie wchodzimy w pewne szczegóły tego rozpadu). Zadowolający jest już tutaj jednociąłowy model rozpadu, przyjmujący, że cząstka α

jest już uformowana w jądrze, które ma się rozpaść, i porusza się w nim swobodnie „uderzając” z wielką częstością o barierę potencjalną. Przy każdym uderzeniu może ona przeniknąć barierę z prawdopodobieństwem obliczonym kwaziklasycznie. Prowadzi to do prostego wzoru wyrażającego czas T_α przez energię rozpadu α , Q_α , i zawierającego kilka parametrów fenomenologicznych. Jedną z postaci takiego wzoru jest [30]

$$\log T_\alpha(s) = (aZ + b)Q_\alpha^{-1/2} + (cZ + d), \quad (4.2)$$

gdzie Z jest liczbą atomową rozpadającego się jądra a czas T_α podany jest w sekundach. Parametry fenomenologiczne dobrane są tak [31], by uwzględniły wyniki pomiarów otrzymane ostatnio dla najcięższych jąder. Wynoszą one

$$a = 1.66175, \quad b = -8.5166, \quad c = -0.20228, \quad d = -33.9069. \quad (4.3)$$

4.4. Samorzutne rozszczepienie

Rozszczepienie samorzutne jest procesem bardziej złożonym od rozpadu α . Wprawdzie jest ono także przenikaniem przez barierę potencjalną, ale inną, bardziej skomplikowaną. W rozpadzie α jest to bariera względem oddalania cząstki α od środka jądra macierzystego, w rozszczepieniu zaś – względem deformowania jądra poprzez długą sekwencję kształtów coraz bardziej wydłużonych i przewężonych w okolicy jego środka, aż do rozerwania go na dwie, na ogół porównywalne części. Właśnie znalezienie takiej sekwencji kształtów, wśród ogromnej liczby możliwych, która najłatwiej prowadzi do rozszczepienia, jest głównym problemem opisu tego procesu.

Czas życia ze względu na rozszczepienie samorzutne obliczany jest ze wzoru (np. [32])

$$T_{sf} = \ln 2/nP, \quad (4.4)$$

gdzie n jest liczbą „uderzeń” jądra o barierę w jednostce czasu, a P – prawdopodobieństwem jego przeniknięcia przez barierę, przy każdym uderzeniu. Prawdopodobieństwo to, obliczone w przybliżeniu kwaziklasycznym, ma postać

$$P = [1 + \exp(2S(L_{\min}))]^{-1}, \quad (4.5)$$

gdzie $S(L)$ jest całką działania, która zależy od drogi (trajektorii) rozszczepieniowej L . Całka ta ma postać

$$S(L) = \int_{s_1}^{s_2} \left\{ \frac{2}{\hbar^2} B_L(s) [V_L(s) - E] \right\}^{1/2} ds, \quad (4.6)$$

gdzie $V(s)$ jest energią potencjalną a $B(s)$ – efektywną bezwładnością jądra na drodze L , zaś E – energią jądra w stanie, w którym się ono rozszczepia. Parametr s opisuje położenie jądra na drodze L , przy czym s_1 i s_2 oznaczają odpowiednio punkt wejścia i wyjścia z bariery. Trajektorja L_{\min} we wzorze (4.5) oznacza drogę (sekwencję kształtów jądra), wzdłuż której całka działania jest najmniejsza, a więc prawdopodobieństwo przeniknięcia bariery największe.

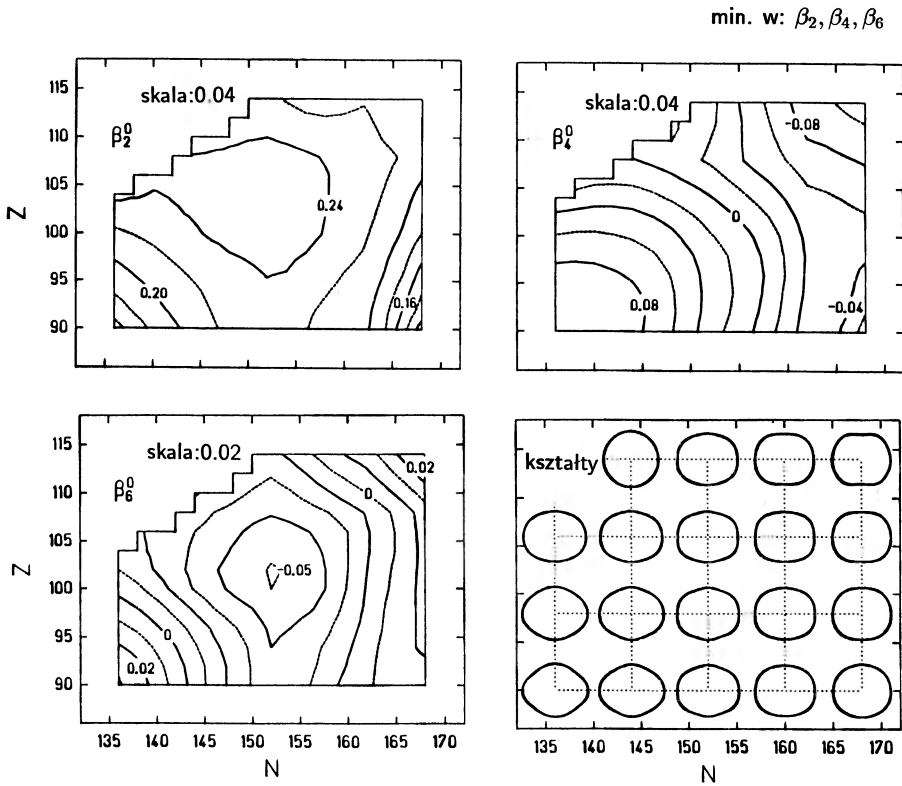
Ze wzoru (4.6) widoczne jest, że całka ta jest tym mniejsza im mniejsza jest bariera (niższa lub węższa) oraz im mniejsza jest bezwładność jądra względem jego deformowania wzdłuż L (mówiąc jakościowo, bezwładność ta jest tym mniejsza im mniej musi się jądro „przebudowywać”, zmieniać swoją wewnętrzną strukturę przy tym deformowaniu).

Obliczanie prawdopodobieństwa przenikania jest rachunkiem wariacyjnym. Ponieważ już samo obliczenie całki działania wzdłuż jednej tylko trajektorji w dostatecznie bogatej (wielowymiarowej) przestrzeni deformacji jest skomplikowane, minimalizacja jej wśród wielkiej liczby tych trajektorji jest zadaniem dosyć złożonym.

5. Niektóre wyniki obliczeń

5.1. Deformacja jąder

Większość jąder ma w swoim stanie podstawowym kształt, który ma symetrię obrotową, a także symetrię odbiciową względem płaszczyzny prostopadłej do osi symetrii i przechodzącej przez środek masy jądra. Częściowo z eksperymentu a częściowo z obliczeń wynika, że dyskutowane tu jądra najcięższe mają także obie te symetrie. Kształt ich można zatem opisać parametrami deformacji β_λ (wzór (4.1)) o parzystym stopniu multipolowości: $\lambda = 2, 4, 6, \dots$. Rysunek 6 podaje wyniki obliczeń [33] deformacji równowagi β_λ^0 dla jąder o liczbie protonów $Z = 90-114$ i liczbie neutronów $N = 136-168$, tj. częściowo dla tych jąder, które są już dobrze znane, ale również i dla wielu takich, których jeszcze nie obserwowano. Deformacja równowagi to taka deformacja, przy której energia jądra osiąga minimum. Tutaj energia minimalizowana była w 3-wymiarowej przestrzeni deformacji $\{\beta_\lambda\}$, $\lambda = 2, 4, 6$. Widać, że deformacja kwadrupolowa β_2^0 jest duża w całym obszarze i stosunkowo niewiele się zmienia, szczególnie w środkowej części obszaru. Deformacja heksadekapolowa maleje zaś od wartości $\beta_4^0 \approx 0.08$, na początku obszaru, poprzez zero w okolicy środka, aż do wartości $\beta_4^0 \approx -0.10$ dla jąder

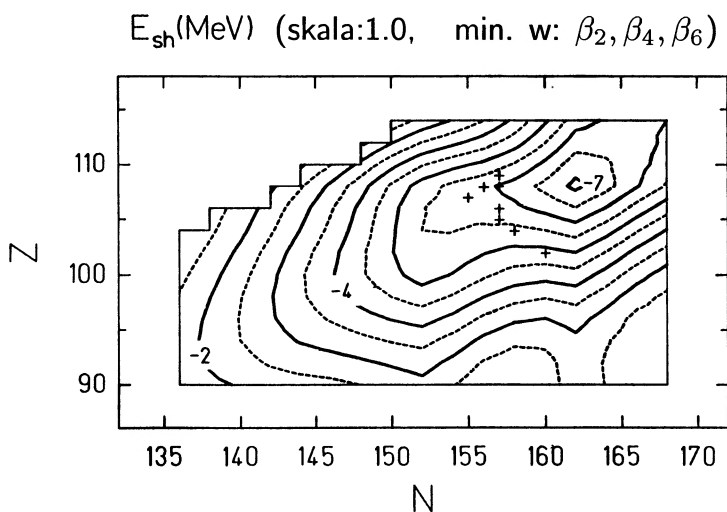


Rys. 6. Deformacje równowagi β_λ^0 ($\lambda = 2, 4, 6$) oraz kształty jąder. Liczby przy liniach konturowych podają wartość deformacji. Różnica wartości pomiędzy sąsiednimi liniami ciągłymi podana jest jako skala. Linie przerywane dzielą tę różnicę na pół [33]

najcięższych. Najszybciej zmienia się deformacja β_6^0 , która dwukrotnie zmienia znak na przestrzeni całego obszaru. Rysunek ilustruje także kształty rozważanych jąder. Widać, że są to kształty nieco wydłużone, z tendencją do pewnego pogrubienia w płaszczyźnie równikowej dla jąder najlżejszych i przewężenia dla jąder najcięższych.

5.2. Poprawka powłokowa

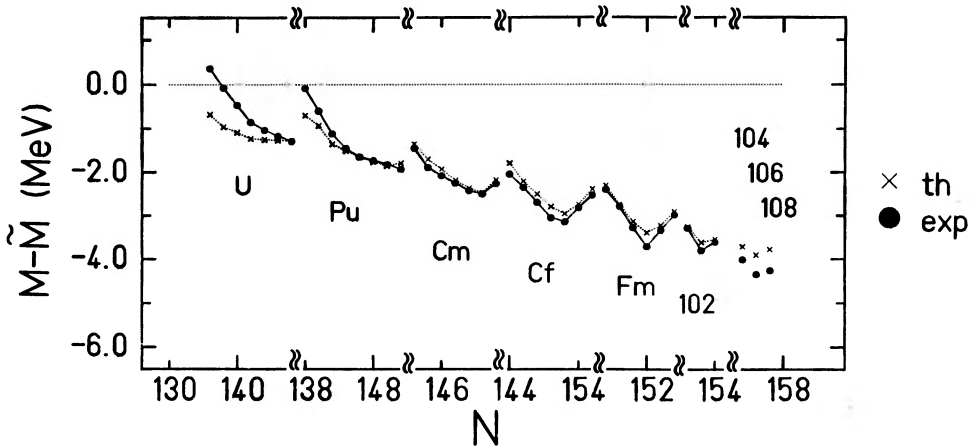
Rysunek 7 pokazuje mapę wartości poprawki powłokowej E_{sh} do energii jądra. Poprawka E_{sh} to ta część energii jądra, która pochodzi od jego struktury powłokowej. Bez takiej struktury poprawka ta byłaby równa zero. Widać, że dla wszystkich analizowanych jąder poprawka ta jest ujemna, tzn. obniża masę jądra, czyli zwiększa jego wiązanie i podwyższa na ogół jego trwałość. Poczynając



Rys. 7. Mapa poprawki powłokowej E_{sh} do energii potencjalnej jąder [33]

od wartości ok. 2 MeV (co do wartości bezwzględnej) dla jąder najbliższych, poprawka ta rośnie do ok. 7 MeV dla jąder najcięższych. Duża wartość poprawki E_{sh} dla jąder z otoczenia jądra $^{270}_{108}$ związana jest z przewidywaną zdeformowaną powłoką neutronową przy $N \approx 162$ [34-36,33] i protonową przy $Z \approx 108$ [33,36]. Dobrze znana doświadczalnie powłoka zdeformowana przy $N = 152$ przejawia się na rysunku w postaci płaskości przebiegu energii (czy nawet lokalnego minimum, przy sporządzeniu rysunku w dokładniejszej skali) w otoczeniu tej liczby neutronowej oraz liczby protonowej $Z \approx 100$. Krzyżyki na rys. 7 oznaczają najcięższe jądra, które dotychczas zaobserwowano. Widoczne jest, że korzystają one z dodatkowej energii wiązania ok. 6 MeV, pochodzącej z ich struktury powłokowej. Bez tej poprawki powłokowej jądra te nie mogłyby istnieć, jak zilustrowaliśmy to już na przebiegu bariery rozszczepieniowej na rys. 4.

Rysunek 8 pokazuje porównanie obliczonej poprawki powłokowej do masy jądra z poprawką (niemal) doświadczalną, pokazaną uprzednio na rys. 1 dla jąder, dla których znana jest z doświadczenia masa. Poprawka powłokowa do masy, $M - \tilde{M}$, różni się od poprawki do energii potencjalnej E_{sh} , pokazanej na rys. 7, stosunkowo niedużą poprawką powłokową do energii drgań zerowych, której tutaj nie omawiamy. Na rys. 8 widać, że teoria raczej dobrze opisuje doświadczalną poprawkę powłokową do masy. W szczególności dobrze jest opisany efekt zdeformowanej powłoki przy $N = 152$ (maksima w wartości bezwzględnej poprawki), dla wszystkich pierwiastków (Cm, Cf, Fm, 102), dla których obserwowany jest on doświadczalnie. Warto zwrócić tu uwagę, że dla ulepszenia opisu poprawki



Rys. 8. Porównanie między teoretyczną (th) a doświadczalną (exp) poprawką powłokową do masy jądra $M - \tilde{M}$ [33]

powłokowej w dyskutowanych tutaj jądrach ważną rolę odegrało uwzględnienie deformacji β_0^0 [33], pomijanej zwykle uprzednio. Największa rozbieżność otrzymana jest na rys. 8 dla jąder uranu. Z gładkiego przebiegu jej z liczbą neutronów można wnosić, że pochodzi ona raczej z niedoskonałości opisu makroskopowej części masy niż mikroskopowej.

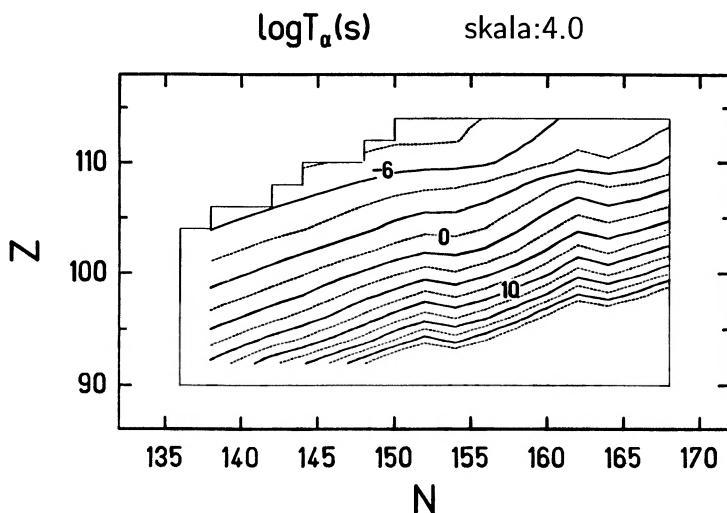
5.3. Czasy życia

5.3.1. Czas życia ze względu na rozpad α

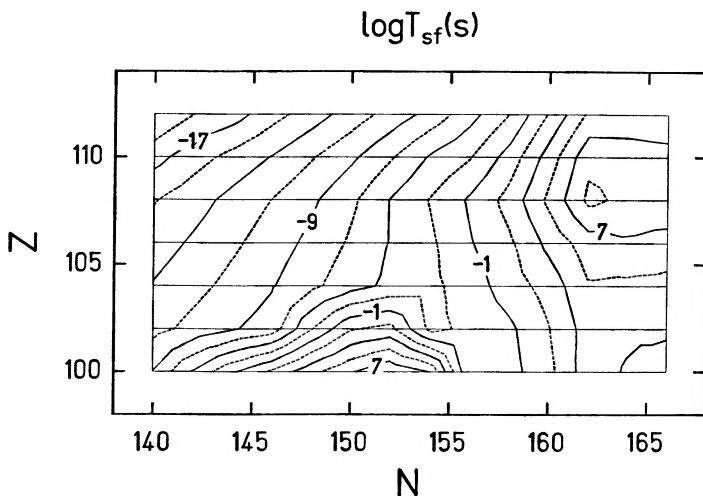
Rysunek 9 podaje mapę logarytmu czasu życia ze względu na rozpad α , T_α . Czas ten obliczony jest [33] ze wzoru (4.2). Widać, że spada on szybko ze wzrostem liczby atomowej Z rozpadającego się jądra. Obniża się wtedy bowiem bariera potencjalna, wobec wzrostu odpychania kulombowskiego pomiędzy emitowaną cząstką α a resztą jądra. Widać również, że zależność czasu T_α od liczby protonów Z i neutronów N jest raczej gładka. Pewnym zaburzeniem tej gładkości są efekty powłokowe, objawiające się jako lokalne maksima czasu T_α przy liczbach $N = 152$ i 162 , odpowiadających zamkniętym zdeformowanym powłokom neutronowym, dyskutowanym powyżej.

5.3.2. Czas życia ze względu na samorzutne rozszczepienie

Rysunek 10 przedstawia mapę czasów życia T_{sf} (dokładniej: logarytm T_{sf}) ze względu na samorzutne rozszczepienie, wziętą z pracy [37]. Widać, że mapa ta ma bogatszą strukturę niż mapa czasów T_α z rys. 9. Czasy T_{sf} silniej bowiem zależą od struktury powłokowej jądra, szybciej się zatem zmieniają przy przejściu od jądra



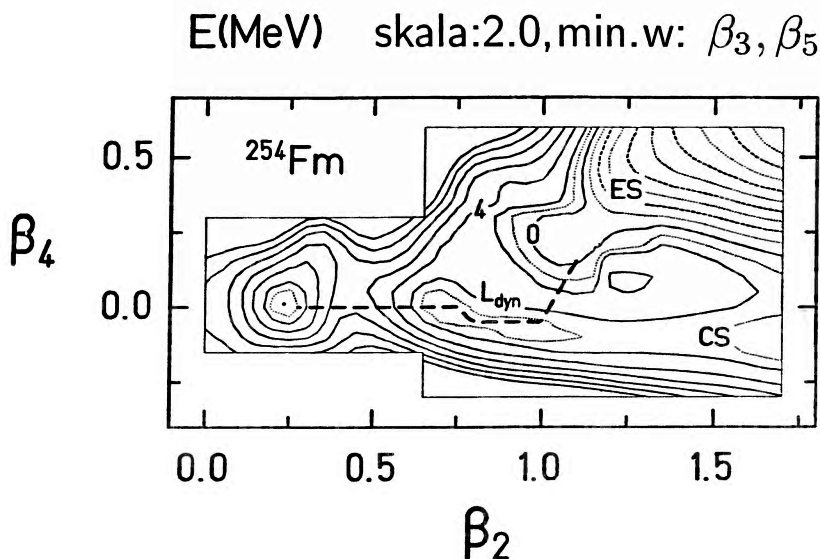
Rys. 9. Mapa logarytmu (dziesiętnego) czasu życia ze względu na rozpad α , T_{α} , podanego w sekundach [33]



Rys. 10. To samo co na rys. 9, ale dla czasu życia ze względu na samorzutne rozszczepienie T_{sf} [37]

do jądra. Na mapie widoczne są dwa maksima: jedno dla dobrze znanego jądra ^{252}Fm , a drugie dla jądra jeszcze nie obserwowanego $^{270}108$. Pierwsze związane jest ze znaną doświadczalnie, silną, zdeformowaną powłoką neutronową przy $N = 152$ oraz słabszą protonową przy $Z = 100$, a drugie z przewidywanymi powłokami

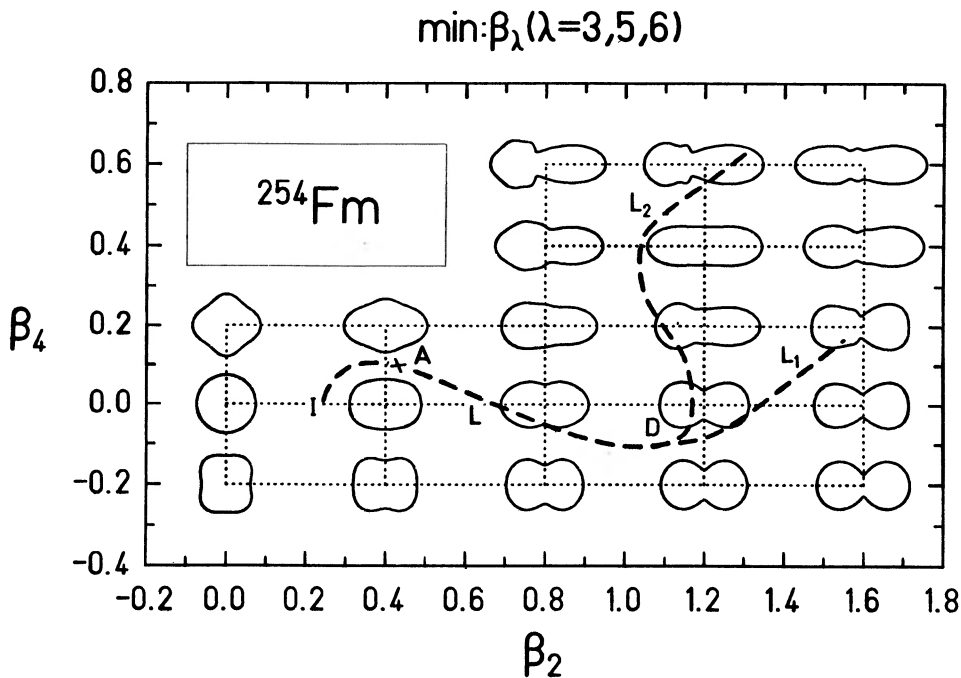
zdeformowanymi przy $N = 162$ i $Z = 108$. Wynikiem tych powłok są stosunkowo duże bariery rozszczepieniowe i, w konsekwencji, dłuższe czasy T_{sf} dla tych dwóch jąder i jąder zbliżonych do nich.



Rys. 11. Ilustracja przebiegu trajektorii rozszczepieniowej na mapie energii potencjalnej, dla jądra ^{254}Fm [37]

Rysunek 11 ilustruje, na przykładzie jądra ^{254}Fm , jak zostały otrzymane czasy życia z rys. 10. Przedstawia on mapę energii potencjalnej tego jądra w funkcji deformacji kwadrupolowej β_2 i heksadekapolowej β_4 . Przy każdej wartości β_2 i β_4 energia minimalizowana jest jeszcze w dwóch stopniach swobody: deformacji oktupolowej β_3 i deformacji o multipolowości $\lambda = 5$. Łącznie więc, proces rozszczepienia analizowany jest w 4-wymiarowej przestrzeni deformacji. (Od razu z góry można jednak powiedzieć, że jest to przynajmniej o jeden wymiar (β_6) za mało by była to analiza w pełni zadowalająca.) Trajektorja rozszczepieniowa, która minimalizuje całą działani (wzór (4.6)) i daje wobec tego największe prawdopodobieństwo przeniknięcia bariery, zaczyna się w pobliżu pierwszego (absolutnego) minimum energii potencjalnej (deformacja równowagi jądra), przechodzi przez pierwszy garb bariery o wysokości ponad 5 MeV i dochodzi do drugiego (lokalnego) minimum energii. Tutaj ma do wyboru: czy pójść do doliny odpowiadającej bardziej zwartym kształtom jądra (CS – compact shapes), czy bardziej wydłużonym (ES – elongated shapes). Okazuje się, że dla omawianego jądra wygodniej jest pójść do doliny ES, pokonując nieco wyższy, ale cieńszy, drugi garb bariery niż garb, który oddziela obszar drugiego minimum od doliny

CS. Widoczne jest, że trajektoria rozszczepieniowa ma tendencję do tego, by być możliwie prosta (lub złożona z niewielu prostych odcinków) i krótka. Trajektorię L , która minimalizuje całkę działania, nazywa się często dynamiczną (L_{dyn}), w odróżnieniu od rozważanej czasami trajektorii statycznej, która w każdym swoim punkcie minimalizuje jedynie energię potencjalną. Trajektoria statyczna nie daje z reguły minimum działania.



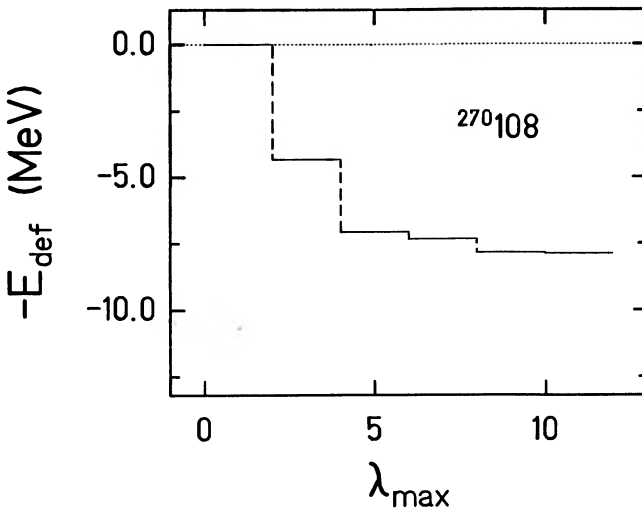
Rys. 12. Kształty jądra ^{254}Fm , jakie odpowiadają energii potencjalnej podobnej do podanej na rys. 11

Rysunek 12 ilustruje [29] kształty jądra, jakie odpowiadają energii potencjalnej tego rodzaju co pokazana na rys. 11. (Kształty te nie odpowiadają dokładnie energii pokazanej na rys. 11, gdyż przy ich otrzymaniu energia minimalizowana była w przestrzeni deformacji bogatszej o jeden stopień swobody (β_6). Nie prowadzi to jednak do jakiejś znaczącej różnicy kształtów.) Pokazana jest tu także statyczna trajektoria rozszczepieniowa (L), która wchodzi zarówno do doliny bardziej zwartych kształtów CS (L_1) jak i doliny kształtów bardziej wydłużonych EC (L_2). Porównanie z rys. 11 pokazuje, jak ścieżka statyczna różni się od dynamicznej. Rysunek 12 pozwala zorientować się jakie kształty jądra typu ^{254}Fm występują przy jego przenikaniu przez barierę rozszczepieniową.

6. Rola przestrzeni deformacji użytej w obliczeniach

6.1. Możliwość istnienia magicznych jąder zdeformowanych

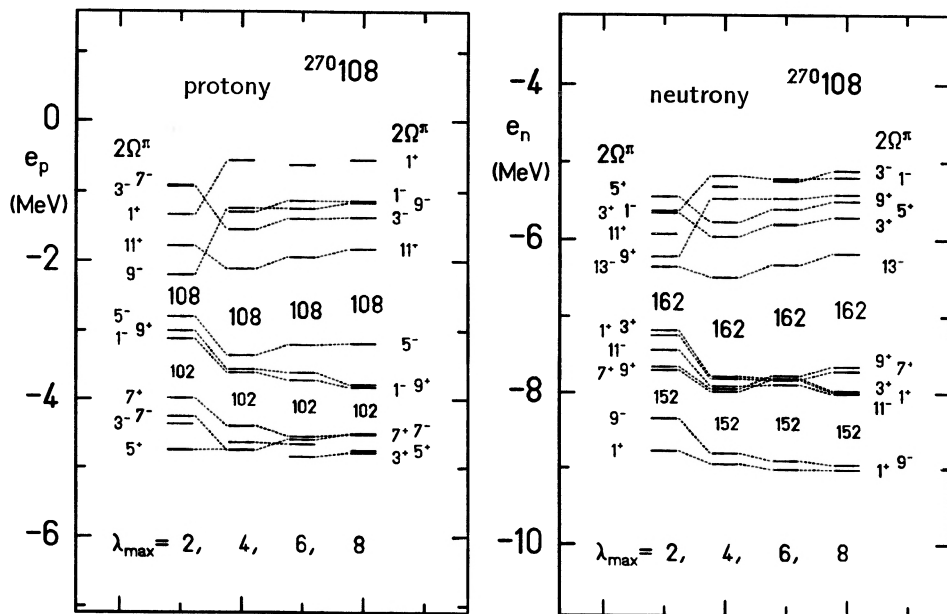
Mapa poprawki powłokowej do energii jądra (rys. 7) pokazuje, że poprawka ta osiąga szczególnie dużą (co do wartości bezwzględnej) wartość dla jądra $^{270}_{108}$, obniżając jego całkowitą energię (masę) o ok. 7 MeV. Jądro to powinno więc odpowiadać zamkniętym powłokom, jakie się tworzą w jego widmie, zarówno protonowym jak i neutronowym. Interesujące jest przyjrzeć się bezpośrednio tym widmom i roli przestrzeni deformacji jaka została użyta przy ich otrzymaniu.



Rys. 13. Zależność energii jądra $^{270}_{108}$ od najwyższej multipolowości λ_{\max} deformacji użytej przy jej minimalizacji [33]

Rysunek 13 pokazuje najpierw, jak energia jądra $^{270}_{108}$ zależy od przestrzeni deformacji, w której jest ona minimalizowana. Dokładniej, rysunek ten pokazuje zależność energii deformacji jądra (wziętej ze znakiem ujemnym, $-E_{\text{def}}$) od najwyższej multipolowości λ_{\max} deformacji użytej przy minimalizacji energii. Energia deformacji to energia, jaką zyskuje jądro przy jego deformowaniu. Widać, że włączenie deformacji kwadrupolowej pozwala jądro $^{270}_{108}$ obniżyć swoją energię aż o blisko 5 MeV. Dodanie deformacji heksadekapolowej (czyli minimalizacja energii w przestrzeni $\{\beta_\lambda\}$, $\lambda = 2, 4$) jeszcze zmniejsza energię jądra (czyli zwiększa energię jego wiązania) o ok. 2.5 MeV. Rozszerzenie przestrzeni o trzeci wymiar, β_6 , obniża energię niewiele, a o czwarty, β_8 , o 0.5 MeV. Dalsze rozszerzanie przestrzeni praktycznie nic już nie zmienia. Widać więc, że jeśli pozwolimy jądro $^{270}_{108}$ przyjąć kształt dla niego dogodny, to potrafi ono obniżyć swoją masę

(energię) o ok. 8 MeV (jest to dużo) w stosunku do masy, jaką miałyby przy kształcie kulistym. Jest to więc jądro dobrze, trwale, stabilnie zdeformowane. Przy tym kształt jaki przyjmuje jest dość złożony; oprócz najniższej składowej kwadrupolowej ma on także składowe wyższych multipolowości.



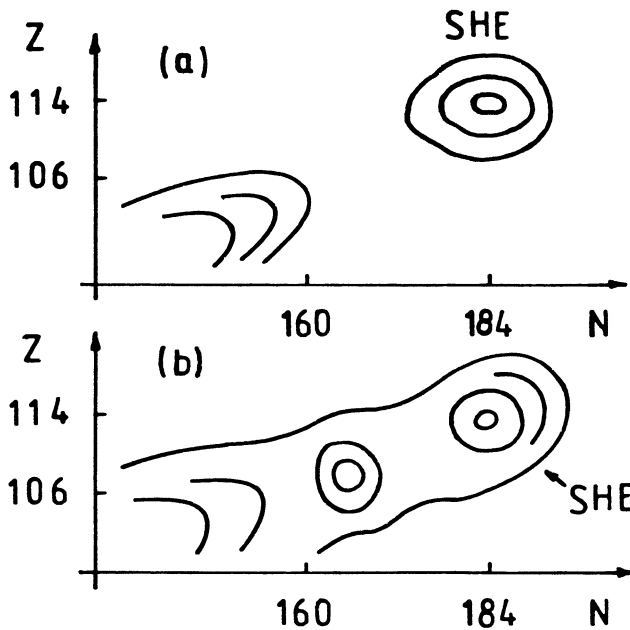
Rys. 14. Widmo jednocząstkowe (protonowe i neutronowe) jądra $^{270}_{108}$ w zależności od λ_{\max} . Przy każdym poziomie są dwie jego liczby kwantowe: rzut spinu na oś symetrii jądra (pomnożony przez 2), 2Ω , oraz parzystość, π [33]

Rysunek 14 pokazuje widmo jednocząstkowe (tzn. wzbudzeń jednonukleonowych), protonowe i neutronowe, jądra $^{270}_{108}$ w funkcji λ_{\max} . Widać jak deformacje o multipolowości wyższej od $\lambda = 2$ wpływają na widmo. W szczególności, widoczne jest, że włączenie tych deformacji powiększa przerwę energetyczną w widmie protonowym przy $Z = 108$ od ok. 0.6 MeV w przypadku kwadrupolowym ($\lambda_{\max} = 2$) do ok. 1.3 MeV w przypadku pełnej przestrzeni 4-wymiarowej ($\lambda_{\max} = 8$), a w widmie neutronowym przy $N = 162$, od ok. 0.8 MeV do ok. 1.4 MeV. Przerwy te, otrzymane w pełnej przestrzeni 4-wymiarowej są już zbliżone do przerw uzyskiwanych w sferycznych jądrach magicznych. Można więc mówić, że nie obserwowane dotychczas jądro $^{270}_{108}$ jest kandydatem na podwójnie magiczne jądro zdeformowane. Ograniczanie się przez wiele lat do zbyt ubogich przestrzeni deformacji (tylko β_2 lub pewnych, narzuconych dość sztucznie, kombinacji β_2 i β_4) prowadziło do niedoceniań efektów powłokowych w jądrach

zdeformowanych. Miało to i swoje konsekwencje na nasz pogląd na trwałość jąder najcięższych.

6.2. Ogólny „krajobraz” czasów życia

Uwzględnienie większych przestrzeni deformacji w obliczeniach czasów życia, a szczególnie czasów ze względu na samorzutne rozszczepienie, zmieniło nasz pogląd na czasy życia nie obserwowanych jeszcze jąder ciężkich. Ilustruje to jakościowo rys. 15 [37]. Przez wiele lat sądzono (np. [38,21,12,39]), że półwysp jąder



Rys. 15. Jakościowy obraz obszarów jąder najcięższych o stosunkowo długich czasach życia: jak wyobrażano go sobie dawniej (a) i obecnie (b) [37]

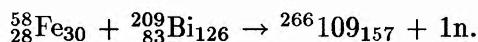
trwałych lub stosunkowo długożyciowych kończy się gdzieś w okolicy $Z \approx 106$ i dopiero jądra sferyczne zbliżone do hipotetycznego jądra podwójnie magicznego $^{298}114$ mogłyby mieć jeszcze mierzalne czasy życia. Tworzyłyby one wyspę jąder kulistych, tzw. superciężkich (SHE – SuperHeavy Elements), oddzieloną od znanego półwyspu „morzem” czy w każdym razie znacznym „przesmykiem” niestabilności (część górna rys. 15). Znaczny wzrost czasów życia na rozszczepienie T_{sf} jąder zdeformowanych, uzyskany w obliczeniach przez użycie wielowymiarowych przestrzeni deformacji [35,40,37,41], zmienia istotnie ten obraz. Przedłuża

on półwysp jąder o stosunkowo długich czasach życia aż do obszaru jąder superciężkich (dolna część rys. 15), które teraz przestałyby tworzyć wyspę [40]. Ten obecny obraz znajduje spore oparcie w odkryciu pierwiastków o $Z=107$, 108 i 109 (lata 1981–84), które wyprzedzając obliczenia wielowymiarowe sygnalizowało potrzebę modyfikacji obrazu z rys. 15a.

7. Synteza

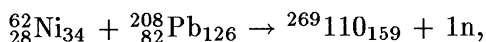
Jak wspomnieliśmy we wstępie, synteza najcięższych jąder odbywa się przez bombardowanie ciężkich jąder innymi ciężkimi jądrami (jonami), czyli w tzw. reakcjach z ciężkimi jonami. Zbliżenie do siebie dwóch jąder na odległość, na której zaczynają działać siły jądrowe powodujące ich połączenie, wymaga pokonania istniejącej między nimi bariery odpychania kulombowskiego. Dla omawianych tu jąder jest to bariera o wysokości ok. 6 MeV/nukleon (w układzie laboratoryjnym). Do takiej więc energii musi być przyspieszony pocisk. Nawet gdy energia ta jest dokładnie taka, że przy zetknięciu dwóch jąder nie mają one względem siebie energii kinetycznej, to przyciągające siły jądrowe wyzwalają przy połączeniu pewną energię, od kilkunastu do kilkudziesięciu MeV, która staje się energią wzbudzenia nowo powstałego jądra. Im wyższa jest ta energia, tym łatwiej jądro rozpadnie się już w stanie wzbudzonym (np. przez rozszczepienie), nie osiągając stanu podstawowego. Dla zwiększenia prawdopodobieństwa osiągnięcia stanu podstawowego należy więc dążyć do jak najniższej energii wzbudzenia (tzw. chłodna reakcja syntezy). Dokonuje się tego przez taki dobór jądra tarczy i pocisku, by były one szczególnie silnie związane, najlepiej magiczne. Wnoszą one wtedy do jądra powstającego z ich połączenia stosunkowo małą energię (masę). Na przykład, przy syntezie trzech najcięższych pierwiastków: 107, 108, 109, jako tarcza stosowane było jądro podwójnie magiczne ^{208}Pb lub sąsiednie do niego jądra ^{209}Bi i ^{207}Pb . W reakcjach tych jądro złożone miało energię wzbudzenia rzędu kilkunastu MeV (podczas gdy przy stosowaniu innych tarcz energia ta wynosiłaby do ok. 40 MeV) i przez emisję jednego neutronu (i ewentualnie dodatkowo kwantów gamma) przechodziło do stanu podstawowego.

Przy syntezie pierwiastka 109, była to reakcja



Do pokonania bariery kulombowskiej jądro pocisku ^{58}Fe przyspieszane było do energii 299 MeV, czyli do ok. 5.16 MeV na jeden nukleon.

Do planowanej w najbliższym czasie [42] syntezy jądra 110, ma być użyta reakcja



a więc także reakcja „chłodna” magicznego niklu ($Z = 28$) z podwójnie magicznym ołowiem ${}^{208}\text{Pb}$ ($Z = 82$, $N = 126$). Oszacowany dla niej przekrój czynny [42] jest bardzo mały i wynosi ok. 1 pb. Przy wszystkich możliwych obecnie ulepszeniach w natężeniu wiązki pocisków, selekcji właściwych produktów reakcji i efektywności ich detekcji, będzie to wymagało ponad miesiąca trwania eksperymentu, by mieć szanse zaobserwowania jednego czy dwóch atomów tego nowego pierwiastka.

8. Zakończenie

Opisane badania teoretyczne i doświadczalne nad jądrami najcięższymi są jakąś konsekwencją idei [43] hipotetycznych jąder superciężkich, oczekiwanych w otoczeniu podwójnie magicznego jądra kulistego ${}^{298}114$ [14,15], jednakże konsekwencją nieoczekiwaną. Jak wspomnieliśmy w par. 6.3, jądra te miały tworzyć wyspę (SHE na rys. 15a) na „morzu niestabilności” jąder bardzo ciężkich. Morze to miało m.in. oddzielać tę wyspę przesmykiem od półwyspu jąder znanych, który, jak oczekiwano, miał kończyć się na pierwiastkach o liczbie atomowej Z ok. 104–106. Przesmyk ten miały stanowić niestabilne jądra zdeformowane, których niestabilność miała być związana z brakiem symetrii kulistej. Sądzono bowiem, że tylko symetria kulista może dostarczyć tak ciężkim jądrom dodatkowej trwałości, by mogły istnieć.

W celu syntezy jąder superciężkich zbudowano lub przebudowano kilka akceleratorów i przeprowadzono wiele prób otrzymania ich, niestety bezowocnych. Dzisiaj nadal wydaje się, że przyczyna niepowodzenia leży nie w zbyt małym ich czasie życia lecz raczej w za małych przekrojach czynnych na ich syntezę.

Jednocześnie okazało się, że przy pewnych zabiegach (np. chłodna synteza) udaje się otrzymać jądra o Z nie tylko 105 i 106, ale aż do 109. Jądra te istnieją więc, bardzo zmniejszając przesmyk do wyspy SHE. Teoria przypisuje to silnym efektom powłokowym także w jądrami zdeformowanych, które to efekty przez długi czas były niedoceniane. Tylko, by efekty te ujawniły się w obliczeniach, trzeba pozwolić jądru przyjąć taki kształt, jaki jest dla niego wygodny. Kształt ten często odbiega od ubogich, zbyt uproszczonych kształtów jakie dopuszczano w poprzednich obliczeniach. Obliczenia przeprowadzone w bogatszych przestrzeniach deformacji pokazały, że efekty powłokowe w niektórych jądrami zdeformowanych mogą być prawie tak duże jak w jądrami sferycznych i że można wobec tego oczekiwać istnienia magicznych i nawet podwójnie magicznych jąder zdeformowanych. Te duże efekty powłokowe prowadzą do zupełnie nieoczekiwanych

własności także tych jąder zdeformowanych, lub procesów zachodzących w nich, które już dobrze znamy. (Przykładem jest niedawno odkryte [6] zjawisko dwóch rodzajów rozszczepienia.) Możliwość opisu tych efektów bardzo więc rozszerza możliwości badań i przewidywań. To właśnie wydaje się stanowić najważniejszą, bo bardzo ogólną, konsekwencję odkrycia nieoczekiwanych jąder bardzo ciężkich.

Konsekwencją dużo węższą jest oczekiwanie, że superciężkie jądra sferyczne (SHE) nie tworzą wyspy, jak sądzono dawniej, i że można będzie dojść do nich „krok po kroku”. Główną trudnością na tej drodze wydają się nie zbyt małe czasy życia jąder położonych na drodze do jąder superciężkich, jak i samych tych jąder, ale bardzo małe przekroje czynne na ich synteze.

Literatura

- [1] P. Armbruster, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **35**, 135 (1985).
- [2] Yu.Ts. Oganessian, Yu.A. Lazarev, *Treatise on heavy-ion science*, red. D.A. Bromley, t. 4 (Plenum Press, New York 1985) s. 3.
- [3] G.T. Seaborg, W.D. Loveland, *ibid.*, s. 225.
- [4] G. Münzenberg, *Rep. Prog. Phys.* **51**, 57 (1988).
- [5] D.C. Hoffman, L.P. Somerville, *Particle emission from nuclei*, red. D.N. Poenaru, M.S. Ivascu, t. 3 (CRC Press, Boca Raton 1989) s. 1.
- [6] E.K. Hulet, J.F. Wild, R.J. Dougan, R.W. Loughheed, J.H. Landrum, A.D. Dougan, P.A. Baisden, C.M. Henderson, R.J. Dupzyk, R.L. Hahn, M. Schädel, K. Sümmerer, G.R. Bethune, *Phys. Rev. C* **40**, 770 (1989).
- [7] S. Hofmann, *Proc. 24th Zakopane School on Physics*, t. 1, red. J. Styczeń, Z. Stachura (World Scientific, Singapore 1990) s. 199.
- [8] S.G. Nilsson, *Superheavy elements*, red. M.A.K. Lodhi (Pergamon Press, New York 1978) s. 237.
- [9] A. Sobiczewski, *ibid.*, s. 274.
- [10] A. Sobiczewski, *Int. Workshop on the physics and techniques of secondary nuclear beams*, Dourdan, France, red. J.F. Bruandet, B. Fernandez, M. Bex (Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette 1992) s. 157.
- [11] A. Sobiczewski, *Proc. 6th Int. Conf. on nuclei far from stability and 9th Int. Conf. on atomic masses and fundamental constants*, Bernkastel-Kues, Germany, red. R. Neugart, A. Wöhr (IOP Publ., Conf. Ser. no 132, Bristol and Philadelphia 1993) s. 403.
- [12] A. Sobiczewski, *Postępy Fizyki* **22**, 573 (1971).
- [13] A. Sobiczewski, *Postępy Fizyki* **26**, 419 (1975); **31**, 345 (1980).
- [14] A. Sobiczewski, F.A. Gareev, B.N. Kalinkin, *Phys. Lett.* **22**, 500 (1966).
- [15] H. Meldner, *Ark. Fys.* **36**, 593 (1967).
- [16] Z. Patyk, A. Sobiczewski, P. Armbruster, K.-H. Schmidt, *Nucl. Phys. A* **491**, 267 (1989).
- [17] W.D. Myers, W.J. Świątecki, *Ark. Fys.* **36**, 343 (1967).
- [18] H.J. Krappe, J.R. Nix, A.J. Sierk, *Phys. Rev. C* **20**, 992 (1979).

- [19] W.J. Świątecki, *Proc. 2nd Int. Conf. on nuclidic masses*, Vienna 1963, red. W.H. Johnson Jr. (Springer, Vienna 1964) s. 58.
- [20] V.M. Strutinski, *Nucl. Phys. A* **95**, 420 (1967); **122**, 1 (1968).
- [21] S.G. Nilsson, C.F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, C. Gustafson, I.L. Lamm, P. Möller, B. Nilsson, *Nucl. Phys. A* **131**, 1 (1969).
- [22] S. Ćwiok, J. Dudek, W. Nazarewicz, J. Skalski, T. Werner, *Comput. Phys. Commun.* **46**, 379 (1987).
- [23] M. Bolsterli, E.O. Fiset, J.R. Nix, *Proc. 2nd IAEA Symposium on physics and chemistry of fission* (IAEA, Vienna 1969) s. 183.
- [24] A. Bohr, B.R. Mottelson, *Nuclear structure*, t. 2 (Benjamin, Reading 1975).
- [25] V.V. Pashkevich, *Nucl. Phys. A* **133**, 400 (1969).
- [26] S.E. Larsson, *Phys. Scr.* **8**, 17 (1973).
- [27] S.G. Rohoziński, A. Sobiczewski, *Acta Phys. Pol. B* **12**, 1001 (1981).
- [28] A. Sobiczewski, Z. Patyk, S. Ćwiok, P. Rozmej, *Nucl. Phys. A* **485**, 16 (1988).
- [29] S. Ćwiok, P. Rozmej, A. Sobiczewski, Z. Patyk, *Nucl. Phys. A* **491**, 281 (1989).
- [30] V.E. Viola Jr., G.T. Seaborg, *J. Inorg. Nucl. Chem.* **28**, 741 (1966).
- [31] A. Sobiczewski, Z. Patyk, S. Ćwiok, *Phys. Lett. B* **224**, 1 (1989).
- [32] A. Baran, K. Pomorski, A. Łukasiak, A. Sobiczewski, *Nucl. Phys. A* **361**, 83 (1981).
- [33] Z. Patyk, A. Sobiczewski, *Nucl. Phys. A* **533**, 132 (1991).
- [34] S. Ćwiok, V.V. Pashkevich, J. Dudek, W. Nazarewicz, *Nucl. Phys. A* **410**, 254 (1983).
- [35] K. Böning, Z. Patyk, A. Sobiczewski, S. Ćwiok, *Z. Phys. A* **325**, 479 (1986).
- [36] Z. Patyk, A. Sobiczewski, *Phys. Lett B* **256**, 307 (1991).
- [37] Z. Patyk, J. Skalski, A. Sobiczewski, S. Ćwiok, *Nucl. Phys. A* **502**, 591c (1989).
- [38] S.G. Nilsson, J.R. Nix, A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, C. Gustafson, P. Möller, *Nucl. Phys. A* **115**, 545 (1968).
- [39] J. Randrup, S.E. Larsson, P. Möller, A. Sobiczewski, A. Łukasiak, *Phys. Scr. A* **10**, 60 (1974).
- [40] A. Sobiczewski, Z. Patyk, S. Ćwiok, *Phys. Lett. B* **186**, 6 (1987).
- [41] S. Ćwiok, A. Sobiczewski, *Z. Phys. A* **342**, 203 (1992).
- [42] S. Hofmann et al., *Proc. 6th Int. Conf. on nuclei far from stability and 9th Int. Conf. on atomic masses and fundamental constants*, Bernkastel-Kues, Germany, red. R. Neugart, A. Wöhr (IOP Publ., Conf. Ser. no 132, Bristol and Philadelphia 1993) s. 469.
- [43] W.D. Myers, W.J. Świątecki, *Nucl. Phys.* **81**, 1 (1966).

Herbert Walther

Sektion Physik der Universität München

i

Max-Planck-Institut für Quantenoptik

Garching, RFN

Doświadczenia z pojedynczymi atomami i sprawdzenie podstaw fizyki kwantowej*

Single atom experiments and the test of quantum physics

Abstract: In this paper, experiments performed with a one-atom maser and with a few ions stored in a Paul trap are reviewed. Special emphasis is laid upon experiments for the test of quantum physics.

1. Wprowadzenie

W ostatnich latach stało się możliwe przeprowadzenie doświadczeń z pojedynczymi atomami. W tym artykule zostaną omówione dwie grupy takich doświadczeń, ze szczególnym podkreśleniem wykorzystania ich do badania zjawisk kwantowych. Pierwsza grupa dotyczy jednoatomowego masera, druga zaś wykorzystania pułapkowanych jonów [1]. W ostatnich latach nastąpił również znaczny postęp w pułapkowaniu obojętnych elektrycznie atomów [2,3]. Ta metoda badawcza jest wielce obiecująca i szybko się rozwija. Jednakże, jak dotąd, nie wykonano żadnego doświadczenia tego typu w celu sprawdzenia podstaw fizyki kwantowej i dlatego metoda ta nie będzie tu szczegółowo omawiana.

*Wykład, który prof. Herbert Walther, jako Wykładowca Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, wygłosił w Warszawie w dniu 24 września 1992 r., opublikowany za zgodą Autora (przyp. Red.).

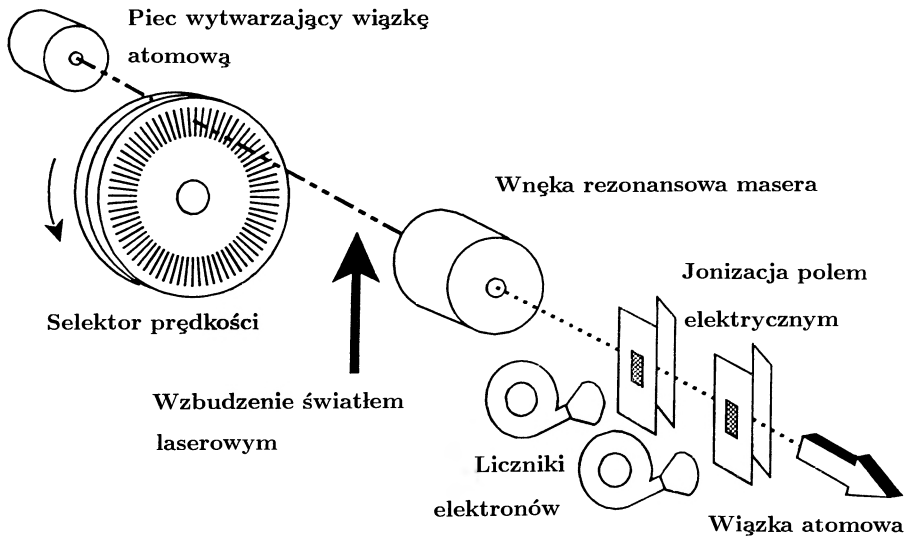
2. Maser jednoatomowy

Najbardziej obiecującym sposobem badania procesu generacji promieniowania w laserach i maserach jest wymuszanie za pomocą pojedynczych atomów działania masera, składającego się z jednomodowej wnęki rezonansowej. Na pierwszy rzut oka taki układ wydaje się kolejnym przykładem doświadczenia myślowego, jednak taki jednoatomowy maser naprawdę istnieje [4] i ponadto może być wykorzystany do badania podstawowych praw rządzących oddziaływaniem promieniowania z atomem. Zalety tego układu są następujące:

1. jest to pierwszy maser, który podtrzymuje drgania, gdy we wnęce jest średnio mniej niż jeden atom;
2. układ ten pozwala dokładnie zbadać warunki konieczne do uzyskania promieniowania nieklasycznego, w szczególności promieniowania o subpoissonowskiej statystyce fotonów, obecnego w samym maserze, oraz
3. można dzięki niemu badać różne zjawiska kwantowe, łącznie z procesem pomiaru kwantowego.

Co sprawia, że to urządzenie działa? Realizacja takiego jednoatomowego masera była możliwa dzięki olbrzymiemu postępowi w konstrukcji nadprzewodzących wnęk i przygotowaniu atomów wysoko wzbudzonych światłem lasera, tzw. atomów rydbergowskich. Atomy rydbergowskie mają dosyć szczególne własności [5,6], które sprawiają, że świetnie nadają się do takich doświadczeń. Prawdopodobieństwo przejść wymuszonych między sąsiednimi stanami w atomie rydbergowskim jest proporcjonalne do n^4 , gdzie n oznacza główną liczbę kwantową. Co za tym idzie, już kilka fotonów wystarcza do nasycenia przejścia między sąsiednimi poziomami. Ponadto, czas życia stanu wysoko wzbudzonego jest bardzo długi. Maser uzyskujemy przez wstrzyknięcie atomów rydbergowskich do nadprzewodzącej wnęki o dużej dobroci. Prędkość wstrzykiwania jest taka, że w każdej chwili w rezonatorze jest średnio mniej niż jeden atom. Przejście między sąsiednimi poziomami rydbergowskimi jest rezonansowo sprzężone z jednomodowym polem wnęki. Z racji dużej dobroci wnęki czas zaniku promieniowania jest znacznie dłuższy od charakterystycznego czasu oddziaływania pola z atomem, który jest równy odwrotności częstości Rabiego dla przejścia jednofotonowego. Dzięki temu możliwe jest śledzenie dynamiki [7] wymiany energii między atomem i modelem pola, prowadzącej do zanikania i odżywiania oscylacji Rabiego. Ponadto, wewnątrz wnęki powstaje pole, kiedy średni czas między wstrzyknięciem do niej kolejnych atomów jest krótszy od czasu zaniku promieniowania we wnęce.

Schemat układu doświadczalnego jednoatomowego masera jest przedstawiony na rys. 1. Doskonale skolimowana wiązka atomów rubidu przechodzi przez selektor prędkości Fizeau. Atomy, zanim wejdą do nadprzewodzącej wnęki rezonansowej,



Rys. 1. Schemat masera jednoatomowego. W celu zapobieżenia wymuszaniu przejść do sąsiednich stanów przez promieniowanie ciała doskonale czarnego, atomy rydbergowskie są wzbudzane w środowisku chłodzonym ciekłym helem

są wzbudzane do górnego stanu przejścia maserowego $63p_{3/2}$ drugą harmoniczną światła z barwnikowego lasera pierścieniowego o pracy ciągłej. Częstota światła laserowego jest dobrana do przejścia atomowego $5s_{1/2} \rightarrow 63p_{3/2}$ o szerokości wyznaczonej przez szerokość linii laserowej i poszerzenie wynikające z czasu przelotu, co łącznie daje kilka MHz. W ten sposób można przygotować bardzo stabilną wiązkę atomów wzbudzonych. Światło nadfioletowe jest spolaryzowane liniowo, równoległe do kierunku pola elektrycznego wnęki. Zatem zarówno wiązka laserowa, jak i pole mikrofalowe wzbudzają tylko przejścia o $\Delta m = 0$. Wykonana z niobu nadprzewodząca wnęka rezonansowa masera jest chłodzona za pomocą kriostatu z ^3He do temperatury 0.5 K. W tak niskiej temperaturze liczba fotonów termicznych o częstoci 21.5 GHz maleje do ok. 0.15. Kształt kriostatu jest tak dobrany, aby zapobiec dostawaniu się do wnęki fotonów mikrofalowych, odpowiadających temperaturze pokojowej, ponieważ zwiększyłyby to temperaturę pola promieniowania znacznie powyżej temperatury ścian rezonatora. Dobroć wnęki wynosi 3×10^{10} , co odpowiada czasowi magazynowania fotonów równemu ok. 0.2 s. Wnęka jest starannie osłonięta przed wpływem pól magnetycznych przez kilka warstw kriopermu. Ponadto zastosowano trzy pary cewek Helmholtza w celu skompensowania ziemskiego pola magnetycznego do wartości kilku mG w obję-

tości $10 \times 4 \times 4 \text{ cm}^3$. Jest to niezbędne dla uzyskania dużej dobroci i zapobieżenia mieszanemu różnych stanów magnetycznych poziomów maserowych w czasie oddziaływania atomu z polem promieniowania. Badane są dwa przejścia maserowe z poziomu $63p_{3/2}$ do poziomów $61d_{3/2}$ i $61d_{5/2}$.

Atomy rydbergowskie w górnym i dolnym stanie maserowym są wykrywane przez dwa oddzielne detektory wykorzystujące jonizację atomów w polu elektrycznym. Natężenie pola jest tak dobrane, aby mieć pewność, że w pierwszym detektorze są jonizowane atomy w górnym stanie, a nie te w stanie dolnym, które z kolei są jonizowane przez drugie pole.

Aby pokazać działanie masera, wnękę stroi się do rezonansu z przejściem $63p_{3/2} \rightarrow 61d_{3/2}$ i jednocześnie rejestruje się strumień wzbudzonych atomów. Przejścia z uprzednio przygotowanego stanu $63p_{3/2}$ do stanu $61d_{3/2}$ (21.50658 GHz) rejestruje się jako zmniejszenie liczby zliczeń elektronów.

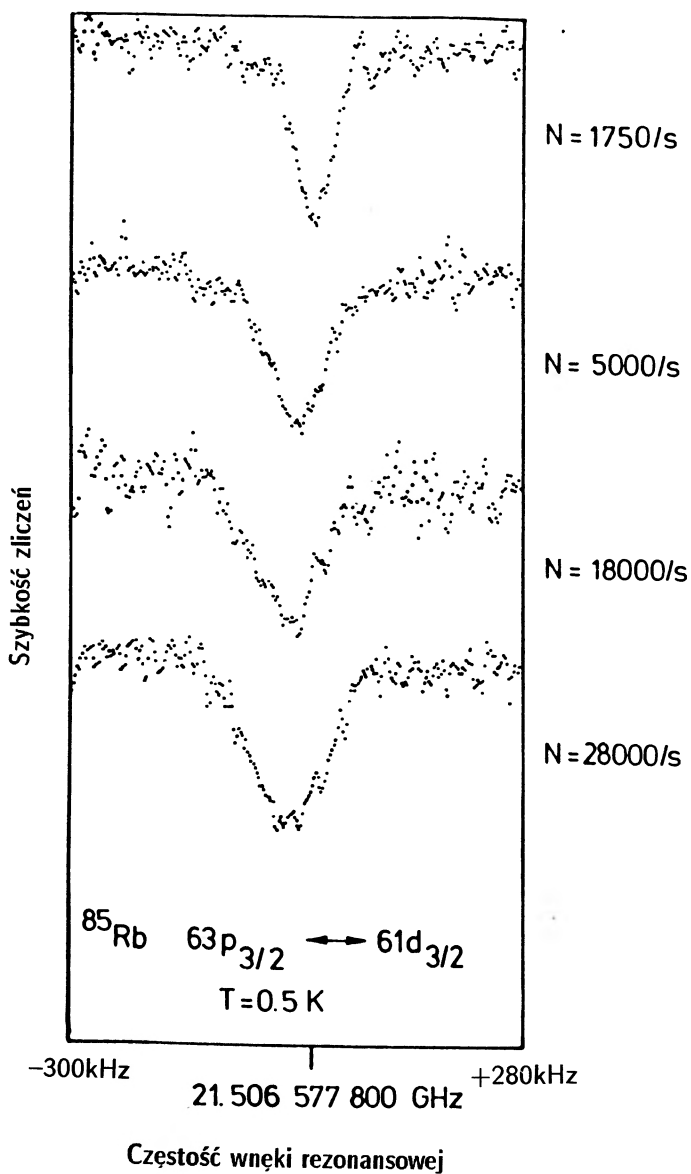
W przypadku pomiarów, których wynik pokazano na rys. 2, prowadzonych przy temperaturze wnęki równej 0.5 K, zmniejszenie sygnału ze stanu $63p_{3/2}$ jest dobrze widoczne już dla tak małego strumienia atomów, jak 1750 atomów/s. Zwiększenie strumienia atomów powoduje poszerzenie nasyceniowe (ang. power broadening) i małe przesunięcie linii. Przesunięcie to jest przypisane dynamicznemu zjawisku Starka, wywołanemu głównie przez przejścia wirtualne do sąsiednich poziomów rydbergowskich. Dla strumienia atomów między 1750 i 28000 atomów/s, wielkość sygnału jonowego w rezonansie nie zależy od strumienia cząstek, co wskazuje na nasycenie przejścia. Fakt ten oraz obserwowane poszerzenie nasyceniowe świadczą o wielokrotnej wymianie fotonów między atomami rydbergowskimi i polem wnęki.

Ze średniej wartości czasu przelotu atomów rydbergowskich przez wnękę, równej $50 \mu\text{s}$, i strumienia 1750 atomów/s wnioskujemy, że we wnęcie jest średnio w przybliżeniu 0.09 atomów rydbergowskich. Zgodnie ze statystyką Poissona wynika z tego, że w więcej niż 90% przypadków z polem oddziałują pojedyncze atomy. Pokazuje to wyraźnie, że pojedyncze atomy mogą podtrzymywać we wnęcie rezonansowej ciągłe drgania pola o średniej liczbie fotonów od jednego do kilkuset.

3. Nowe źródło światła nieklasycznego

Jednym z najciekawszych zagadnień związanych z jednoatomowym maserem jest statystyka fotonów pola elektromagnetycznego generowanego w nadprzewodzącej wnęcie. Problem ten zostanie omówiony w tym rozdziale.

Promieniowanie elektromagnetyczne może wykazywać własności nieklasyczne



Rys. 2. Przejście maserowe w jednoatomowym maserze przejawia się zmniejszeniem liczby atomów w stanie wzbudzonym. Strumień atomów wzbudzonych N decyduje o natężeniu pompowania. Poszerzenie nasyceniowe linii rezonansowej wskazuje na wielokrotną wymianę fotonu między polem wnęki i atomem przelatującym przez rezonator

[10-12], tzn. własności, które nie mogą być wyjaśnione przez klasyczną teorię

prawdopodobieństwa. Potocznie mówiąc, aby można było wnikliwiej przyjrzeć się tym cechom, należałoby wprowadzić „ujemne prawdopodobieństwa”. Zasadniczo znamy trzy zjawiska, które świadczą o nieklasycznym charakterze światła: antygrupowanie fotonów [13,14], subpoissonowska statystyka fotonów [15] i ściskanie (ang. squeezing) [16,17]. Do wytwarzania promieniowania nieklasycznego stosuje się głównie metody optyki nieliniowej. Ale także światło fluorescencji jednego atomu schwytanego w pułapkę wykazuje cechy nieklasyczne [18,19].

Innym generatorem światła nieklasycznego jest maser jednoatomowy. Przypomnijmy, że selektor prędkości Fizeau wybiera prędkość atomów. Czas oddziaływania jest więc dobrze określony, co stwarza warunki zwykle niemożliwe do osiągnięcia w typowych maserach [20-26]. Ma to bardzo ważną konsekwencję wtedy, kiedy natężenie pola masera rośnie w miarę, gdy coraz więcej atomów przekazuje swoją energię wzbudzenia polu. Nawet jeśli nie ma rozpraszania energii, ten wzrost liczby fotonów zostaje zatrzymany, kiedy wzrastająca częstość Rabiego prowadzi do sytuacji, w której atomy po reabsorpcji fotonu opuszczają wnękę w swoim górnym stanie. Można to osiągnąć dla dowolnej liczby fotonów dzięki odpowiedniemu dobraniu prędkości atomów. Wówczas pole masera już się nie zmienia i rozkład liczby fotonów we wnęce jest subpoissonowski [20,21], tzn. węższy od rozkładu Poissona. Stosując wnękę rezonansową o dostatecznie dużej dobroci można nawet generować stan Focka, to jest stan o dobrze określonej liczbie fotonów [22-24]. Jeżeli we wnęce nie ma fotonów termicznych — warunek osiągalny dzięki chłodzeniu rezonatora do skrajnie niskiej temperatury — wówczas ujawniają się bardzo interesujące cechy, takie jak stany pułapkujące [25]. Ponadto w polu jednoatomowego masera, pompowanego przez dwupoziomowe atomy wstrzyknięte w stanie spójnej superpozycji ich górnych i dolnych stanów, można generować makroskopowy stan ustalony w formie kwantowej superpozycji [26].

Niestety, pomiar nieklasycznej statystyki fotonów we wnęce nie jest taki prosty. Proces pomiaru pola powoduje sprzężenie z urządzeniem pomiarowym, co daje straty nieuchronnie prowadzące do zniszczenia własności nieklasycznych. Najnowsza metoda uzyskania informacji o polu wykorzystuje same atomy rydbergowskie. Jedną z możliwości jest pomiar statystyki fotonów poprzez dynamikę zachowania się atomów w polu promieniowania, czyli przez zanikanie i odżywianie oscylacji Rabiego. Jednakże, ponieważ statystyka fotonów zależy od czasu oddziaływania, który należy zmieniać przy pomiarach zanikania i odżywiania, znacznie lepiej jest mierzyć populacje atomów w górnym i dolnym stanie maserowym po opuszczeniu przez nie rezonatora. W tym przypadku czas oddziaływania jest stały. Ponadto taki pomiar jest stosunkowo łatwy, ponieważ do selektywnej jonizacji atomów można zastosować pola elektryczne. Czulość detekcji jest wy-

starczająco duża, aby można było badać statystykę atomów. Metoda ta odwzorowuje statystykę fotonów pola we wnęce za pośrednictwem statystyki atomów.

W ten sposób o liczbie fotonów maserowych można wnioskować ze zmierzonej liczby atomów w dolnym stanie [4]. Ponadto wariancja rozkładu liczby fotonów może być wyznaczona z fluktuacji liczby atomów w dolnym stanie [27]. W doświadczeniu interesującą nas więc głównie atomy w dolnym stanie maserowym. W następnym rozdziale są opisane doświadczenia tego rodzaju.

4. Wyniki doświadczalne — wiązka atomów o subpoissonowskiej statystyce

W warunkach stanu ustalonego statystyka fotonów pola jest zasadniczo scharakteryzowana bezwymiarowym parametrem $\Theta = (N_{\text{ex}} + 1)^{1/2} \Omega t_{\text{int}}$, który należy rozumieć jako parametr pompowania dla jednoatomowego masera [20]. Wielkość N_{ex} oznacza tutaj średnią liczbę atomów, które wpadają do wnęki w czasie życia pola T_c , t_{int} jest czasem przelotu atomów przez wnękę, a Ω jest stałą sprzężenia atomu z polem (jednofotonową częstością Rabięgo). Próg jednoatomowego masera osiąga się dla $\Theta = 1$. Dla tej wartości, jak również dla $\Theta = 2\pi$ i całkowitej wielokrotności tej wartości, statystyka fotonów jest superpoissonowska. W tych punktach pole masera podlega przejściom fazowym pierwszego rzędu [20]. Można oczekiwać, że w obszarach położonych między tymi punktami wystąpi statystyka subpoissonowska. Doświadczalne badanie fluktuacji liczby fotonów jest przedmiotem poniższych rozważań.

W doświadczeniach [28] liczba N atomów w dolnym stanie maserowym jest wyznaczana w określonym przedziale czasu T , w przybliżeniu równym czasowi gromadzenia fotonów T_c . Powtarzając ten pomiar wielokrotnie otrzymuje się rozkład prawdopodobieństwa $p(N)$ znalezienia N atomów w stanie dolnym. Wyznacza się unormowaną wariancję [29]

$$Q_a = [\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 - \langle N \rangle] / \langle N \rangle,$$

którą można wykorzystać do scharakteryzowania odchylenia od statystyki Poissona. Ujemna (dodatnia) wartość Q_a wskazuje na statystykę subpoissonowską (superpoissonowską), podczas gdy $Q_a = 0$ odpowiada rozkładowi Poissona z $\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 = \langle N \rangle$. Wariancja atomowa Q_a jest związana z unormowaną wariancją liczby fotonów Q_f równaniem

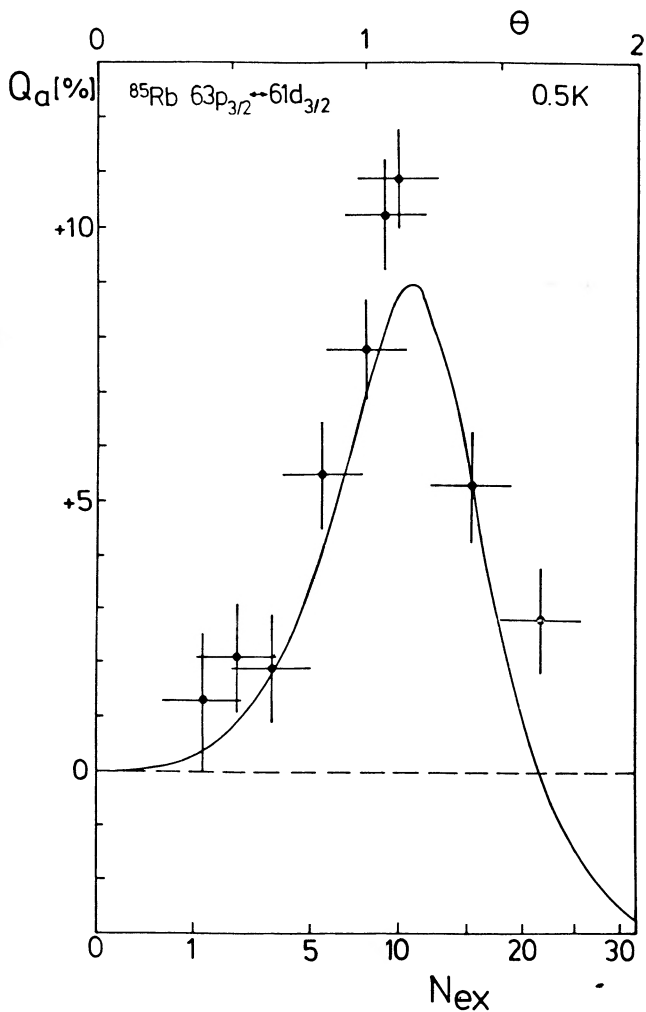
$$Q_a = \epsilon P Q_f (2 + Q_f), \quad (1)$$

które zostało wyprowadzone przez Rempego i Walthera [27], i w którym P oznacza prawdopodobieństwo znalezienia atomu w dolnym stanie maserowym. Z równania (1) wynika, że nieklasyczna statystyka fotonów może być obserwowana za pośrednictwem subpoissonowskiej statystyki atomowej. Wydajność detekcji ϵ atomów rydbergowskich umniejsza subpoissonowski charakter wyniku doświadczenia. W naszym doświadczeniu wydajność detekcji wynosiła 10%, z uwzględnieniem naturalnego zaniku atomów rydbergowskich w obszarze między wnęką i polem jonizującym. Wartość ta była wyznaczona zarówno z obserwacji nasyceniowo poszerzonej linii rezonansowej w funkcji strumienia atomów [4], jak i z obserwacji oscylacji Rabięgo dla stałego strumienia, lecz różnych czasów oddziaływania atomu z polem [9]. Ponadto wynik ten jest zgodny ze wszystkimi pozostałymi pomiarami, które będą tu przytoczone, w szczególności z tymi, które dotyczą drugiego maserowego przejścia fazowego.

Wyniki doświadczalne dla przejścia $63p_{3/2} \leftrightarrow 61d_{3/2}$ są pokazane na rys. 3. Zmierzona unormowana wariancja Q_a jest wykreślona w funkcji strumienia atomów. Czas oddziaływania atom – pole jest ustalony i wynosi $t_{\text{int}} = 50 \mu\text{s}$. Stała Ω sprzężenia atomu z polem jest dosyć mała dla tego przejścia, $\Omega = 10 \text{ kHz}$. Do przeprowadzenia jednoatomowego masera powyżej progu jest zatem potrzebny stosunkowo duży strumień atomów $N_{\text{ex}} > 10$. Duża dodatnia wartość Q_a obserwowana w doświadczeniu świadczy o znacznych fluktuacjach natężenia na początku oscylacji masera przy $\Theta = 1$. Ciągła linia jest wykreślona zgodnie z równaniem (1), w którym wykorzystano przewidywania teoretyczne wartości Q_f dla statystyki fotonów [20,21]. Błąd pomiaru wyznaczono ze statystyki rozkładu zliczeń $p(N)$. Aby błąd wyznaczenia Q_a utrzymać poniżej 1%, potrzeba ok. 2×10^4 przedziałów pomiarowych. Statystykę wiązki atomowej zmierzono przy odstrojonej wnęce. W wyniku otrzymano rozkład Poissona. Wielkość błędu określenia strumienia pochodzi z tego pomiaru. Zgodność teorii z doświadczeniem jest dobra.

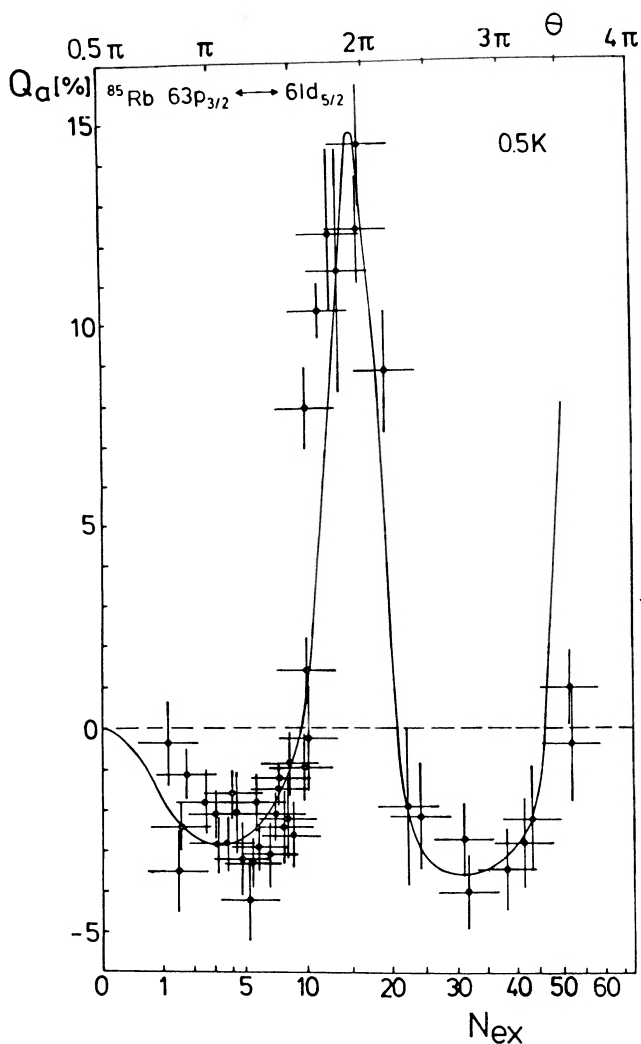
Nieklasyczna statystyka fotonów jednoatomowego masera jest obserwowana przy większym strumieniu atomów lub przy większej wartości stałej sprzężenia atomu z polem. Zatem badane jest przejście maserowe $63p_{3/2} \leftrightarrow 61d_{5/2}$ z $\Omega = 44 \text{ kHz}$. Wyniki doświadczenia są przedstawione na rys. 4. Użyto szybkich atomów o czasie oddziaływania atom – wnęka równym $t_{\text{int}} = 35 \mu\text{s}$. Do generacji nieklasycznego pola masera wystarcza bardzo mały strumień atomów $N_{\text{ex}} > 1$. Ma to miejsce dlatego, że pole próżni inicjuje przejście atomu do dolnego stanu maserowego i w ten sposób przenosi maser do stanu powyżej progu.

Statystykę subpoissonowską można objaśnić za pomocą rys. 5, na którym prawdopodobieństwo znalezienia atomu w górnym stanie jest wykreślone w funkcji strumienia atomów. Obserwowana oscylacja jest ściśle związana z nutacją Rabięgo, indukowaną polem maserowym. Krzywa ciągła została obliczona na



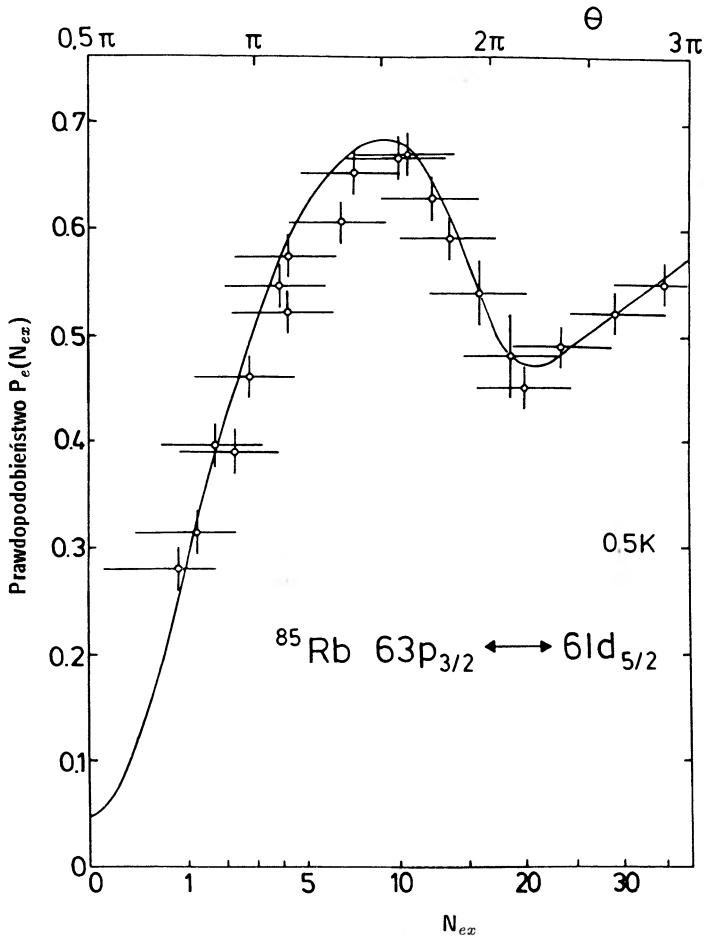
Rys. 3. Wariancja Q_a atomów w dolnym stanie maserowym w funkcji strumienia N_{ex} w pobliżu początku oscylacji masera dla przejścia $63p_{3/2} \leftrightarrow 61d_{3/2}$ [28]

podstawie teorii masera jednoatomowego z dyspersją prędkości równą 4%. Większy strumień zazwyczaj prowadzi do większej liczby fotonów, ale dla $N_{ex} < 10$ zmniejsza się prawdopodobieństwo znalezienia atomu w dolnym stanie. Wzrost liczby fotonów jest więc zrównoważony zmniejszeniem prawdopodobieństwa emisji fotonu we wnęce. To ujemne sprzężenie zwrotne prowadzi do ustalenia liczby fotonów [27]. Sprzężenie zwrotne zmienia znak przy strumieniu $N_{ex} \approx 10$, gdzie obserwuje się drugie przejście fazowe masera przy $\Theta = 2\pi$. Ponownie charakteryzuje się to dużymi fluktuacjami liczby fotonów. Tutaj prawdopodobieństwo zna-



Rys. 4. To samo co na rys. 3, ale powyżej progu dla przejścia $63P_{3/2} \leftrightarrow 61D_{5/2}$ [28]

leżenie atomu w dolnym stanie rośnie wraz ze wzrostem strumienia. Dla jeszcze silniejszych strumieni stan pola jest ponownie wysoce nieklasyczny. Ciągła linia na rys. 4 przedstawia wynik teorii masera jednoatomowego, w której do obliczenia Q_a posłużono się równaniem (1). Zgodność z doświadczeniem jest bardzo dobra. Subpoissonowska statystyka atomów w pobliżu $N_{ex} = 30$, $Q_a = -4\%$ i $P = 0.45$ (patrz rys. 5) jest generowana przez pole fotonów z wariancją $\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 = 0.3\langle n \rangle$, której wartość jest o 70% poniżej poziomu szumu śrutowego. I znowu ten wynik



Rys. 5. Prawdopodobieństwo $P_e(N_{ex})$ znalezienia atomu w górnym stanie maserowym $63p_{3/2}$ dla przejścia $63p_{3/2} \leftrightarrow 61d_{5/2}$, w funkcji strumienia atomów

jest w zgodzie z przewidywaniami teorii [20,21]. Średnia liczba fotonów we wnęce rezonansowej wynosi odpowiednio około 2 i 13 w obszarach $N_{ex} \approx 3$ i $N_{ex} \approx 30$. W pobliżu $N_{ex} \approx 15$ liczba fotonów gwałtownie zmienia się między tymi dwoma wartościami. Następne maserowe przejście fazowe o superpoissonowskim rozkładzie liczby fotonów występuje powyżej $N_{ex} \approx 50$.

Statystyka subpoissonowska jest ściśle związana ze zjawiskiem antygrupowania, dla którego prawdopodobieństwo rejestracji następnego zdarzenia wykazuje minimum natychmiast po zdarzeniu wyzwalającym. Długość przedziału czasowego ze zmniejszonym prawdopodobieństwem jest rzędu czasu spójności pola promieniowania. W naszym przypadku czas ten jest określony przez czas prze-

chowywania fotonów. Zatem wartość Q_a zależy od czasu pomiaru T . Dla $T > T_c$ mierzona wartość Q_a zbliża się do wartości niezależnej od czasu. Dla bardzo krótkich czasów próbkowania statystyka atomów w dolnym stanie wykazuje rozkład Poissona. Oznacza to, że wnęka nie może ustabilizować strumienia atomów w dolnym stanie w czasie krótkim w porównaniu z własnym czasem tłumienia.

Chcemy podkreślić, że przyczyna subpoissonowskiej statystyki atomowej jest następująca: zmieniający się strumień atomów zmienia częstość Rabięgo za pośrednictwem liczby fotonów zgromadzonych we wnęcie. Przez odpowiednie dopasowanie czasu oddziaływania można dobrać fazę cyklu nutacji Rabięgo tak, że prawdopodobieństwo opuszczenia wnęki przez atomy w górnym stanie maserowym wzrasta (bądź maleje) ze wzrostem strumienia, a tym samym ze wzrostem liczby fotonów. Subpoissonowską statystykę atomową obserwujemy w przypadku, gdy liczba atomów w dolnym stanie zmniejsza się ze wzrostem strumienia i liczby fotonów we wnęcie. Takie samo rozumowanie można przeprowadzić w celu wyjaśnienia nieklasycznej statystyki fotonów pola maserowego. Każde odchylenie liczby kwantów światła od wartości średniej jest równoważone przez odpowiednio zmienione prawdopodobieństwo emisji fotonu przez atomy. Zjawisko to prowadzi do naturalnej stabilizacji natężenia promieniowania masera w wyniku sprzężenia zwrotnego zawartego w dynamice układu atom – pole.

Przedstawione tu wyniki doświadczalne w sposób oczywisty wykazują subpoissonowską statystykę fotonów pola masera jednoatomowego. Wzrost strumienia atomów prowadzi do przewidzianego drugiego maserowego przejścia fazowego. Ponadto doświadczenie z maserem produkuje wiązkę atomową, która wykazuje fluktuacje liczby atomów w dolnym stanie maserowym aż do 40% mniejsze od fluktuacji rozkładu Poissona dla zwykłych wiązek atomowych. To jest interesujące, ponieważ atomy w dolnym stanie wyemitowały fotony aby skompensować straty wnęki, które nieuchronnie występują w warunkach ustalonych. Jest to jednak zjawisko czysto dysypatywne, dające przyczynek do fluktuacji. Mimo to atomy te nadal podlegają statystyce subpoissonowskiej.

5. Nowy test komplementarności w mechanice kwantowej

W poprzednim rozdziale omówiono sposób generowania pola nieklasycznego wewnątrz wnęki rezonansowej masera. Jednakże pole to jest szalenie kruche, ponieważ każde jego osłabienie powoduje znaczne poszerzenie rozkładu liczby fotonów. Dlatego trudno jest wyprowadzić to pole poza wnękę, jednocześnie zachowując jego nieklasyczny charakter. Lecz do czego takie pole służy? W tym rozdziale chcemy zaproponować nową serię doświadczeń do przeprowadzenia we-

wnętrz wnęki masera w celu sprawdzenia falowo-korpuskularnego dualizmu natury, lub inaczej mówiąc „komplementarności” w mechanice kwantowej.

Komplementarność [30,31] tkwi w samym sercu mechaniki kwantowej. Materia czasami wykazuje własności falowe, które przejawiają się w zjawiskach interferencji, a czasami własności korpuskularne, dostarczając informacji typu „którą drogą”¹. Nie ma innego doświadczenia, które by ilustrowało dualizm falowo-korpuskularny w sposób tak dobitny, jak klasyczne doświadczenie Younga z dwiema szczelinami [32,33]. W tym przypadku, obserwując obraz interferencyjny nie jesteśmy w stanie stwierdzić, przez którą szczelinę przeszło światło. Innymi słowy każda próba uzyskania informacji, którą drogę wybrało światło zakłóca je na tyle, że znikają prążki interferencyjne. Zostało to podkreślone przez Bohra, w jego krytyce zgrabnej propozycji Einsteina, aby w celu uzyskania informacji „którą drogą”, bez zakłócenia obrazu interferencyjnego, zastosować szczeliny z odrzutem [33]. Bohr dowodzi, że fizyczne położenia takich szczelin z odrzutem są znane tylko w granicach dopuszczonych przez zasadę nieoznaczoności. Ten błąd przyczynia się do losowego przesunięcia fazy w wiązkach światła, co powoduje zburzenie obrazu interferencyjnego.

Takie argumenty o losowej fazie, pokazujące w jaskrawy sposób jak informacja „którą drogą” niszczy związane ze spójnością fal aspekty interferencyjne danego układu doświadczalnego, są bardzo atrakcyjne. Niestety są one niekompletne. W zasadzie, oraz w praktyce, można zaprojektować doświadczenia, w których informację „którą drogą” uzyskamy za pośrednictwem detektorów, które w żaden zauważalny sposób nie zakłócą układu. Takie detektory „którą drogą” były ostatnio rozważane w kontekście badań dotyczących spójności spinów [34]. W tym rozdziale opiszemy doświadczenie z optyki kwantowej [35], które wykazuje, że utrata spójności spowodowana informacją „którą drogą”, tzn. obecnością w układzie detektora typu „którą drogą”, jest wywołana wprowadzeniem korelacji kwantowych. Nie jest to w żaden sposób związane z dużymi czynnikami losowej fazy, jakie występują w einsteinowskich szczelinach z odrzutem.

Szczegóły takiego zastosowania mikromasera są omówione przez Scully’ego, Englerta i Walthera [36]. Tu są przytoczone jedynie jego zasadnicze cechy. Rozważamy interferometr atomowy, w którym dwie wiązki cząstek, zanim osiągną dwie szczeliny interferometru Younga, przechodzą przez dwie wnęki rezonansowe masera. Obserwowany obraz interferencyjny jest zatem zależny także od stanu wnęki masera. Wyraz interferencyjny jest dany przez

$$\langle \Phi_1^{(f)}, \Phi_2^{(i)} | \Phi_1^{(i)}, \Phi_2^{(f)} \rangle,$$

¹ Po angielsku – which path, po niemiecku – welcher Weg.

gdzie $|\Phi_j^{(i)}\rangle$ i $|\Phi_j^{(f)}\rangle$ oznaczają początkowy i końcowy stan wnęki masera.

Przygotujmy oba jednoatomowe masery na przykład w spójnych stanach $|\Phi_j^{(i)}\rangle = |\alpha_j\rangle$ o dużej średniej liczbie fotonów $\langle m \rangle = |\alpha_j|^2 \gg 1$. Poissonowski rozkład liczby fotonów takiego stanu spójnego jest bardzo szeroki, $\Delta m \approx \alpha \gg 1$. Skutkiem tego te dwa pola nie zmieniają się tak bardzo przez dodanie do każdego z nich pojedynczego fotonu związanego z dwoma odpowiednimi przejściami. Możemy więc napisać

$$|\Phi_j^{(i)}\rangle \cong |\alpha_j\rangle,$$

co z bardzo dobrym przybliżeniem daje

$$\langle \Phi_1^{(f)}, \Phi_2^{(i)} | \Phi_1^{(i)}, \Phi_2^{(f)} \rangle \cong \langle \alpha_1, \alpha_2 | \alpha_1, \alpha_2 \rangle = 1.$$

Tak więc istnieje wyraz interferencyjny różny od zera.

Jeśli jednak oba pola maserowe przygotujemy w stanach Focka $|n_j\rangle$ [22-25], sytuacja będzie zupełnie inna. Po przejściu atomu do stanu d, to znaczy po emisji fotonu we wnęce, stanem końcowym jest stan

$$|\Phi_j^{(f)}\rangle = |n_j + 1\rangle,$$

a stąd

$$\langle \Phi_1^{(f)}, \Phi_2^{(i)} | \Phi_1^{(i)}, \Phi_2^{(f)} \rangle = \langle n_1, n_2 | n_1, n_2 + 1 \rangle = 0,$$

czyli wyraz interferencyjny znika i nie obserwuje się interferencji.

Na pierwszy rzut oka ten wynik może wydać się trochę zaskakujący, kiedy przypomnimy sobie, że w przypadku stanu spójnego przejście kwantowe nie eliminowało wyrazu interferencyjnego, to znaczy nie wpływało na prążki. Jednakże w przypadku stanów Focka możemy powiedzieć, chociażby „patrzac” na stan masera jednoatomowego, którą „drogę” wybrał atom.

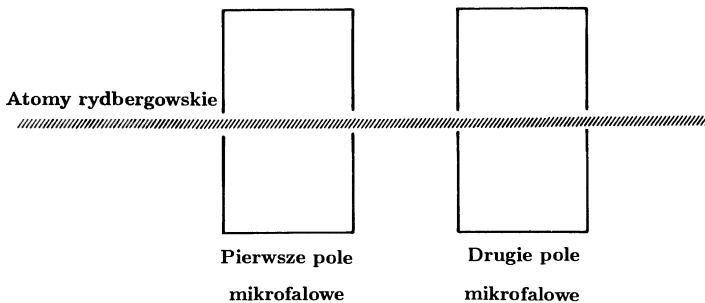
Należy podkreślić, że dudnienia znikają nie tylko dla stanu Focka. Na przykład pole termiczne także prowadzi do takiego rezultatu. Z tego względu warto zauważyć, że w celu zapewnienia interferencji nie wystarczy mieć nieokreśloną liczbę fotonów. Stan $|\Phi_j^{(f)}\rangle$ przechodzi w $a_j^\dagger |\Phi_j^{(i)}\rangle$, gdzie a_j^\dagger jest operatorem kreacji dla j -ego masera. Skutkiem tego wewnętrzny iloczyn

$$\langle \Phi_j^{(i)} | \Phi_j^{(f)} \rangle \rightarrow \langle \Phi_j^{(i)} | a_j^\dagger | \Phi_j^{(i)} \rangle,$$

i w ogólniejszym formalizmie macierzy gęstości mamy

$$\langle \Phi^{(i)} | \Phi^{(f)} \rangle \rightarrow \sum_n \sqrt{n+1} \rho_{n,n+1}^{(i)}.$$

Tak więc widzimy, że w celu wytworzenia dudnień potrzebna jest nediagonalna macierz gęstości. Na przykład pole termiczne o nieokreślonej liczbie fotonów nie prowadziłoby do interferencji, ponieważ w tym przypadku rozkład liczby fotonów jest diagonalny.



Rys. 6. Schemat doświadczenia Ramseya

Doświadczenie z atomową interferencją w połączeniu z wnękami masera jednoatomowego byłoby raczej skomplikowanym detektorem typu „którą drogą”. Istnieje znacznie prostszy sposób, który teraz pokrótce omówimy. Jest on oparty na idei słynnego doświadczenia z prążkami Ramseya. W tym doświadczeniu na atomy działają dwa pola mikrofalowe, jedno po drugim. Interferencja pojawia się, ponieważ przejście ze stanu górnego do stanu dolnego może zajść w pierwszym albo w drugim obszarze oddziaływania. W celu obliczenia prawdopodobieństwa przejścia musimy zsumować dwie amplitudy, a następnie podnieść sumę do kwadratu, uzyskując w ten sposób wyraz interferencyjny. Przedstawimy tu tylko ideę tego doświadczenia; bardziej szczegółowe omówienie można znaleźć w innej artykule [37]. W układzie, który omawiamy tutaj, dwa pola ramseyowskie stanowią dwie wnęki rezonansowe maserów jednoatomowych (rys. 6). Do pierwszej wnęki atomy wchodzi w górnym stanie i są poddane słabemu oddziaływaniu powodującemu przejścia do dolnego stanu $|b\rangle$. Oznacza to, że każda wnęka mikrofalowa indukuje małą amplitudę przejścia rządzoną przez iloczyn $m\tau$, gdzie m jest stałą sprężenia atomu z polem, a τ jest czasem jego przelotu przez wnękę.

Jeżeli teraz początkowy (końcowy) stan kwantowy pola w j -ej wnęcie jest dany przez $\Phi_j^{(i)}$ ($\Phi_j^{(f)}$), to stan układu atom + maser 1 + maser 2, w odpowiednich

różnych chwilach, wyraża się przez stałą sprzężenia m_j i czas oddziaływania τ_j , a początkowy $|\Phi_j^{(i)}\rangle$ i końcowy $|\Phi_j^{(f)}\rangle$ stan j -ego masera przez:

$$\begin{aligned} |\psi(0)\rangle &= |a, \Phi_1^{(i)}, \Phi_2^{(i)}\rangle, \\ |\psi(\tau_1)\rangle &\cong |a, \Phi_1^{(i)}, \Phi_2^{(i)}\rangle - im_1\tau_1|b, \Phi_1^{(f)}, \Phi_2^{(i)}\rangle, \\ |\psi(\tau_1 + T)\rangle &\cong |a, \Phi_1^{(i)}, \Phi_2^{(i)}\rangle - im_1\tau_1|b, \Phi_1^{(f)}, \Phi_2^{(i)}\rangle e^{-i\Delta\omega T}, \\ |\psi(\tau_1 + T + \tau_2)\rangle &\cong |a, \Phi_1^{(i)}, \Phi_2^{(i)}\rangle - im_1\tau_1|b, \Phi_1^{(f)}, \Phi_2^{(i)}\rangle e^{-i\Delta\omega T} \\ &\quad - im_2\tau_2|b, \Phi_1^{(i)}, \Phi_2^{(f)}\rangle, \end{aligned}$$

gdzie $\Delta\omega$ jest wielkością odstrojenia atom – wnęka, a czas przelotu między dwiema wnękami $T \gg \tau_j$. Jeśli interesuje nas prawdopodobieństwo P , że atom opuści wnękę 2 w dolnym stanie $|b\rangle$, to jest ono dane przez

$$\begin{aligned} P &= [\langle \Phi_1^{(f)}, \Phi_2^{(i)} | m_1^* \tau_1 e^{i\Delta\omega T} + \langle \Phi_1^{(i)}, \Phi_2^{(f)} | m_2^* \tau_2] \\ &\quad \times [| \Phi_1^{(f)}, \Phi_2^{(i)} \rangle m_1 \tau_1 e^{-i\Delta\omega T} + | \Phi_1^{(i)}, \Phi_2^{(f)} \rangle m_2 \tau_2] \\ &= m_1^* m_1 \tau_1^2 + m_2^* m_2 \tau_2^2 + (m_1^* m_2 \tau_1 \tau_2 e^{i\Delta\omega T} \langle \Phi_1^{(f)}, \Phi_2^{(i)} | \Phi_1^{(i)}, \Phi_2^{(f)} \rangle + \text{c.c.}). \end{aligned}$$

W zwyczajnym doświadczeniu Ramseya $|\Phi_j^{(i)}\rangle = |\Phi_j^{(f)}\rangle = |\alpha_j\rangle$, gdzie $|\alpha_j\rangle$ jest stanem spójnym, który nie ulega zmianie po dodaniu pojedynczego fotonu w j -ym maserze. Tak więc „prążki” pojawiają się zgodnie z $\exp(i\Delta\omega T)$. Rozważmy jednak sytuację, w której $|\Phi_j^{(i)}\rangle$ jest stanem Focka. Na przykład stan $|0_j^{(i)}\rangle$ oznacza, że początkowo w j -ej wnęcie nie ma fotonów, mamy wtedy

$$P = m_1^* m_1 \tau_1^2 + m_2^* m_2 \tau_2^2 + (m_1^* m_2 \tau_1 \tau_2 e^{i\Delta\omega T} \langle 1_1, 0_2 | 0_1, 1_2 \rangle + \text{c.c.}).$$

W tym przypadku jednoatomowe masery działają jak detektory „którą drogą”, a wyraz interferencyjny znika z powodu kwantowej korelacji atom – maser.

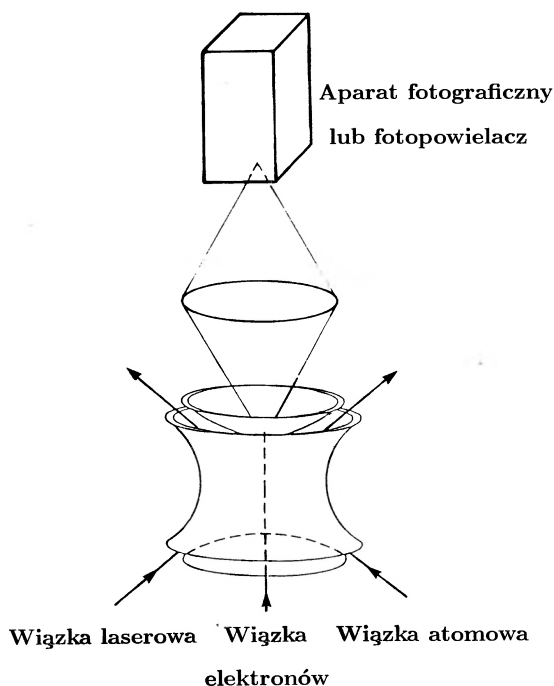
Zauważmy, że w bardziej typowym doświadczeniu z prążkami Ramseya w obu obszarach stosuje się działanie silnym „impulsem $\pi/2$ ”. Dla bieżących celów takie postępowanie jest zbyt wyrafinowane. Bardziej szczegółową analizę problemu jednoatomowego masera Ramseya przeprowadzono w pracy [37].

Na zakończenie tego rozdziału pragniemy ponownie podkreślić, że ten nowy i potencjalnie doświadczalny przykład dualizmu falowo-korpuskularnego oraz procesu pomiaru w mechanice kwantowej posiada cechę, która sprawia, że jest zdecydowanie różny od doświadczenia Bohra-Einsteina z odrzutem szczeliny. W tym ostatnim doświadczeniu spójność, to jest interferencja, zanika z powodu zaburzeń fazy wiązek światła. Natomiast w omawianym przypadku utrata spójności jest spowodowana powstaniem korelacji między układem i jednoatomowym maserem. Argumenty o przypadkowej fazie nie wchodzi w grę. Podkreślamy, że argument o stanie Focka, który nie ma dobrze określonej fazy, tutaj się nie stosuje; istotna dynamika zjawiska pochodzi z przejścia atomowego. Prawdą jest, że informacja „którą drogą” staje się osiągalna, co eliminuje wyrazy interferencyjne [36].

6. Pułapka Paula

W przeciwieństwie do elektrycznie obojętnych atomów, na jony, z racji ich ładunku, można łatwo wywierać wpływ za pomocą pól elektromagnetycznych. W większości doświadczeń korzysta się z pułapki Paula. Jak pokazano na rys. 7, składa się ona z jednej elektrody pierścieniowej i dwóch w kształcie czasz. Uwięzienie następuje wówczas, gdy między pierścien i dwie połączone przewodnikiem czasze przyłoży się zmieniające się w czasie pola elektryczne [38,39]. Dodatkowe stałe napięcie zmienia stosunek głębokości studni potencjału wzdłuż osi symetrii (na rys. 7 kierunek pionowy) do głębokości studni w kierunku prostopadłym. W takiej sytuacji równanie ruchu jonu jest równaniem różniczkowym Mathieu, dobrze znanym w mechanice klasycznej, które — w zależności od stosowanych w pułapce napięć (stałego i zmiennego o częstości radiowej) — daje rozwiązania stabilne lub niestabilne. Innym sposobem uzyskania uwięzienia jest zastosowanie stałego pola magnetycznego przyłożonego wzdłuż osi symetrii (pułapka Penninga [1,40]). W tym przypadku używa się tylko stałego napięcia przyłożonego między pierścieniem i czaszami.

W celu wyprodukowania jonów w pułapce Paula, wiązka obojętnych elektrycznie atomów jest wprowadzana do środka pułapki i jonizowana przez zderzenia z elektronami. Niestety, uwięzione w ten sposób jony mają bardzo dużą energię kinetyczną, która dla większości zastosowań, jak na przykład w spektroskopii, czyni je bezużytecznymi, muszą więc być chłodzone. Robi się to za pomocą światła laserowego. W tym celu częstość światła lasera ν dostraja się do wartości mniejszej od częstości rezonansowej, tak że energia fotonu nie jest wystarczająca do wzbudzenia atomu. Z grubsza jest tak, że brakującą energię jon może uzupełnić kosztem swojej energii kinetycznej. Innymi słowy, przesunięcie dopplerowskie



Rys. 7. Szkic pułapki Paula. Światło fluorescencji jest obserwowane przez otwór w górnej elektrodzie

dopasowuje atom do rezonansu, pokrywając w ten sposób odstrojenie Δ między laserem i częstotliwością rezonansową i atom absorbuje foton o pędzie $\hbar k = h\nu/c$. Po akcie absorpcji zmniejsza się pęd atomu i maleje jego energia kinetyczna. Najniższa osiągalna temperatura jest określona przez granicę dopplerowską [41] i leży w zakresie milikelwinów. Tak niskie temperatury można osiągnąć w czasie ułamka sekundy.

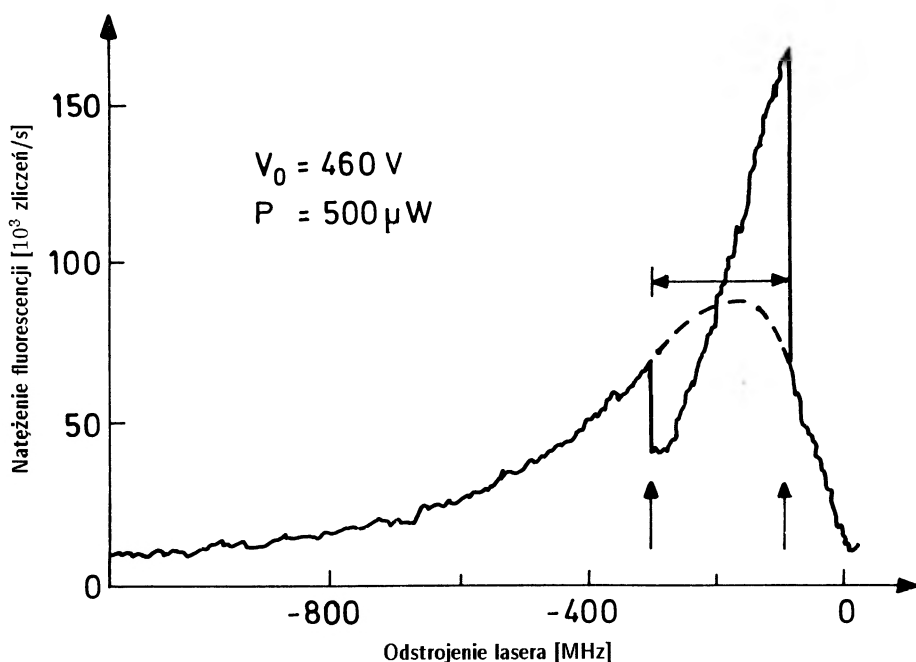
Wyniki omawiane w tym artykule zostały uzyskane za pomocą pułapki Paula o średnicy pierścienia równej 5 mm i odległości między czasami równej 3.54 mm [19,42]. Pułapka ta jest większa od większości pułapek jonowych stosowanych w doświadczeniach laserowych [1,43,44]. Częstota pola radiowego, użytego do dynamicznego pułapkowania, wynosi 11 MHz. Pułapka jest umieszczona wewnątrz komory wykonanej z nierdzewnej stali, która utrzymuje ultrawysoką próżnię. Dzięki małej liczbie zderzeń (ciśnienie resztek gazu wynosi zaledwie 10^{-10} mbar) możemy uzyskać czasy magazynowania rzędu godzin. Do pułapki wprowadza się termiczną wiązkę elektrycznie obojętnych atomów (w naszym przypadku są to atomy magnezu), które w pobliżu środka pułapki są jonizowane przez wiązkę elektronów,

wchodzącą do pułapki przez mały otwór w dolnej czaszy (rys. 7). Aby zapobiec zniekształceniu potencjału pułapki otwór jest przykryty drobną siatką molibdenową. Wiązka atomów Mg i wiązka laserowa przechodzą przez przerwy między elektrodami pierścieniową i czaszową. W celu odebrania jonom ich energii kinetycznej wykorzystuje się ciśnienie światła, jak to wyjaśniono wyżej. Częstość lasera jest przesunięta o wartość Δ poniżej częstości rezonansowej przejścia $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ w $^{24}\text{Mg}^+$ o długości fali 280 nm. W ten sposób każdy pojedynczy jon może być schłodzony do temperatury poniżej 10 mK. Fluorescencja jonów jest obserwowana przez otwór w górnej czaszy (rys. 7), który również jest pokryty siatką molibdenową. Duży rozmiar pułapki pozwala na to, by promieniowanie fluorescencji było zbierane z dużego kąta bryłowego i rejestrowane przez fotopowielacz lub za pomocą licznika fotonów i układu obrazującego. Aby można było obserwować jony, katoda układu obrazującego jest umieszczona w płaszczyźnie obrazowej obiektywu mikroskopu dołączonego do pułapki. W ten sposób można otrzymać obrazy jonów [45].

7. Porządek zamiast chaosu: kryształ zamiast chmury

Występowanie przejść fazowych w pułapce Paula objawia się w znaczących skokach natężenia fluorescencji jonów w funkcji odstrojenia Δ częstości lasera od częstości przejścia atomowego. Te nieciągłości są zaznaczone na rys. 8 pionowymi strzałkami. Występują one między dwoma typami widma: szerokim i wąskim, podobnym do widma fluorescencji pojedynczego, schłodzonego jonu. Szerokie widmo interpretujemy jako pochodzące od chmury jonowej, a wąskie jako widmo charakterystyczne dla układu wielu pojedynczych jonów. Zatem skoki wyraźnie wskazują na przejście ze stanu chaotycznego ruchu w granicach chmury do sytuacji, w której jony same porządkują się w regularną strukturę. W takiej krystalicznej strukturze kulombowskie odpychanie się jonów jest kompensowane przez zewnętrzny, dynamiczny potencjał pułapki. Obszar odstrojenia, w którym takie kryształy występują, jest zaznaczony na rys. 8 poziomą strzałką. Występowanie dwóch faz — kryształu i chmury — można zweryfikować doświadczalnie przez bezpośrednią obserwację za pomocą bardzo czułego układu obrazującego, oraz teoretycznie przez analizę torów jonów za pomocą symulacji komputerowej Monte Carlo [45,46].

Widmo wzbudzenia pokazane na rys. 8 i widoczne w nim skoki były zarejestrowane przy zmianie odstrojenia Δ od dużej wartości ujemnej do zera. Kiedy przechodzimy przez widmo w przeciwnym kierunku, skoki pojawiają się dla innych wartości Δ , co oznacza, że dla tych przejść fazowych występuje histereza



Rys. 8. Natężenie fluorescencji pięciu jonów, tj. liczba zliczeń fotonów na sekundę w funkcji odstrojenia lasera Δ . Pionowe strzałki wskazują wartości odstrojenia, przy których występują przejścia fazowe. Strzałka pozioma pokazuje zakres odstrojenia, w granicach którego obserwuje się trwały kryształ pięciojonowy. Widmo zostało zarejestrowane przy zmianie częstości od lewej do prawej

[45]. Takiej histerezy można oczekiwać w przypadku laserowo chłodzonych jonów, ponieważ moc chłodzącego promieniowania laserowego silnie zależy od rozkładu prędkości jonów. Zachowanie się jonów w pułapce jest sterowane napięciem przyłożonym do pułapki oraz odstrojeniem i mocą lasera. Pętle histerezy pojawiają się, ilekroć jeden z tych parametrów zmienia się w dół lub w górę, podczas gdy reszta jest stała.

Na rysunku 9 pokazano struktury jonowe obserwowane za pomocą układu obrazującego. Przy tych pomiarach do elektrod pułapki przyłożono jedynie napięcie zmienne o częstości radiowej: w tym przypadku potencjał jest dwukrotnie głębszy wzdłuż osi symetrii niż w kierunku prostopadłym do osi i dlatego płaskie struktury jonowe są widziane w płaszczyźnie prostopadłej do osi symetrii.

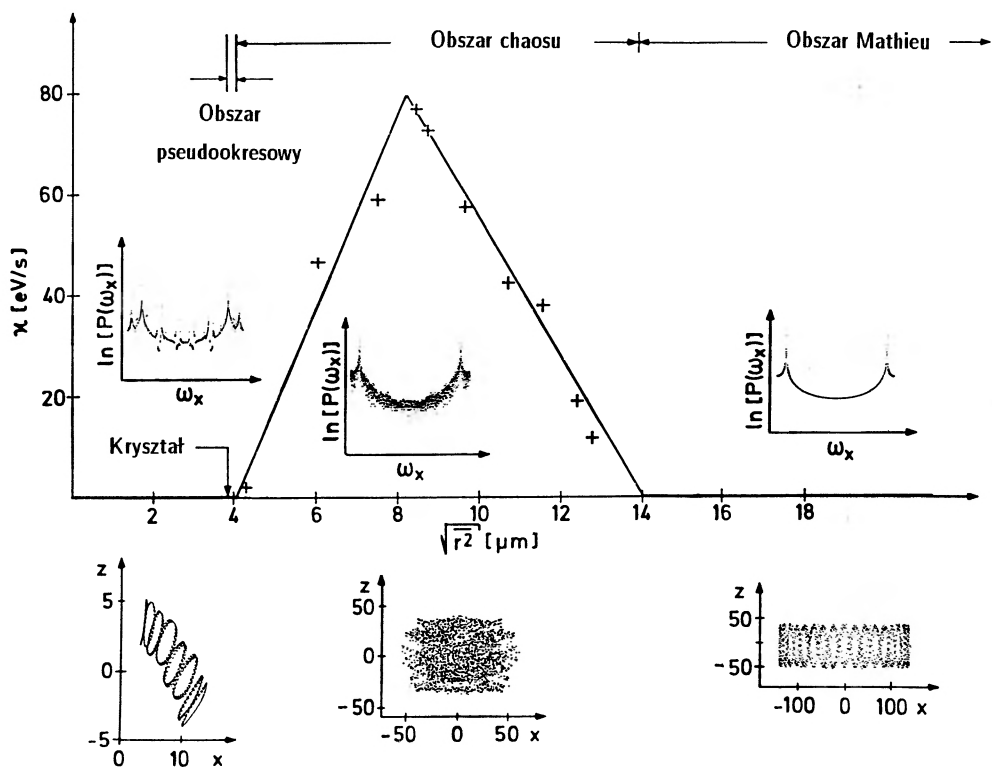
Jeśli już pogodziliśmy się z istnieniem kryształów jonowych i odpowiadających im przejść fazowych, to rodzi się pytanie w jaki sposób one powstają? Czy laser chłodzący nie wymusza natychmiastowej krystalizacji dowolnej chmury? Mechanizm grzania równoważący efekt chłodzenia laserowego powinien być odpowie-

dział na to pytanie, ale jaki mechanizm grzania? Od pierwszych dni stosowania pułapek Paula wielokrotnie było wspomniane tzw. grzanie polem częstości radiowej [1]. Jednakże brakowało głębszego zrozumienia tego zjawiska. Uzyskano je dopiero ostatnio, po dokładnym zbadaniu zależności przejść fazowych chmura \rightarrow kryształ i kryształ \rightarrow chmura od stosownych parametrów [45-47].

Jony zasadniczo są poddawane działaniu czterech różnych sił: pierwsza pochodzi od pola pułapkującego, dalej występuje oddziaływanie kulombowskie między jonami, siła chłodzenia laserowego i wreszcie przypadkowo ukierunkowana siła wynikająca z emisji spontanicznej fotonów. Biorąc pod uwagę te siły można przeprowadzić komputerową symulację ruchu jonów [45]. Zmieniając takie zewnętrzne parametry, jak moc lasera, odstrojenie lasera i zmienne napięcie o częstości radiowej, można odtworzyć zjawiska obserwowane w doświadczeniu [45]. Kilka wyników symulacji przedstawiono na rys. 10. Na wykresach przedstawiono parametr κ grzania dwóch jonów polem o częstości radiowej w funkcji rozmiaru chmury jonowej [47]. Dla zerowej mocy lasera i dużego r nie obserwowaliśmy żadnego efektywnego grzania jonów. Nasze doświadczenia to potwierdzają. Nawet pod nieobecność lasera chłodzącego, duże chmury jonów mogą pozostawać w pułapce Paula przez szereg godzin i nie są one grzane na tyle, by ją opuściły. Jony w chmurze znajdują się w dużej odległości od siebie, siła kulombowska jest mała i w zasadzie, w małych przedziałach czasu zachowują się one jakby były niezależnie, pojedynczo uwięzione. Dlatego tę część diagramu grzania nazywamy „reżimem Mathieu” [46,47]. Po włączeniu lasera o małej mocy średnia kwadratowa wartość promienia r gwałtownie maleje, ale ustala się przy wartości ok. $14 \mu\text{m}$. W tej odległości działająca między jonami nieliniowa siła Coulomba gra ważną rolę i ich ruch staje się chaotyczny. W tej sytuacji widmo mocy jonów staje się ciągłe i obserwuje się proces grzania polem częstości radiowej.

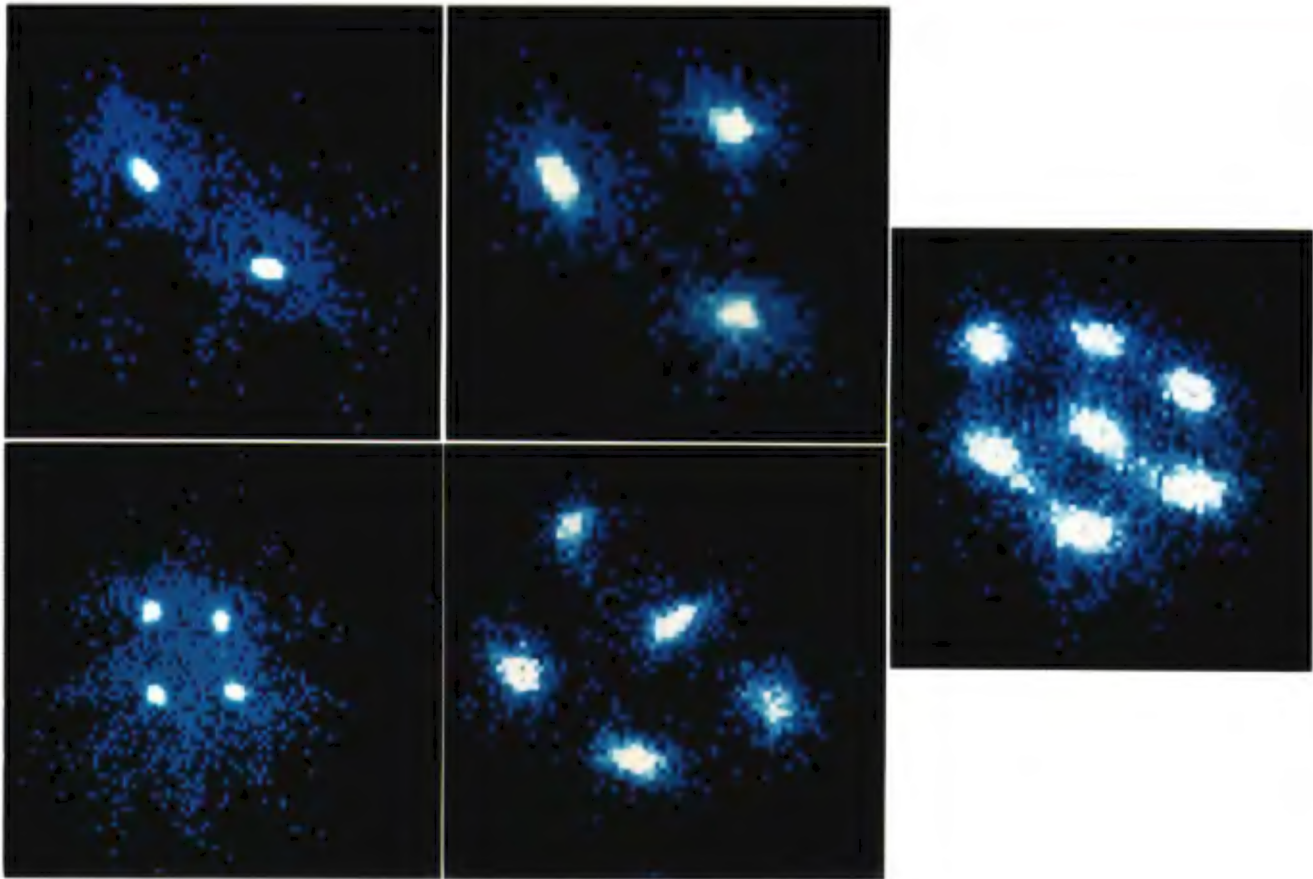
Dalsze zwiększanie mocy lasera powoduje dalsze zmniejszenie chmury. Mniejsza chmura powoduje bardziej chaotyczne grzanie polem o częstości radiowej, co wyraźnie widać z ujemnego nachylenia krzywej grzania w zakresie $8 < r < 14 \mu\text{m}$. Ostatecznie, w zakresie $4 < r < 8 \mu\text{m}$ występuje nadal grzanie chaotyczne, ale nachylenie krzywej grzania jest dodatnie. Dla mocy lasera ok. $P = 150 \mu\text{W}$, odpowiadającej $r \approx 8 \mu\text{m}$, powstaje wypadkowa krzywa grzania w kształcie trójkąta, co w konsekwencji powoduje, że moc chaotycznego grzania nie może nadal równoważyć mocy chłodzenia światłem laserowym i chmura zanika, przechodząc w stan krystaliczny, który obserwuje się przy $r \approx 3.8 \mu\text{m}$. W tym punkcie amplituda ruchu jonów jest tak mała, że nieliniowa część odpychającej siły Coulomba ponownie staje się zaniedbywalna, tak że zanika grzanie chaotyczne i pojawia się przejście fazowe.

Z powodu tego zaniku stanu chmury, w zakresie $3.8 < r < 8 \mu\text{m}$ nie można



Rys. 10. Średnia szybkość grzania κ dwóch jonów w pułapce Paula w funkcji średniej odległości między nimi. Wstawki pokazują widma mocy i odpowiadające im stroboskopowe przekroje Poincarégo (płaszczyznę prostopadłą do osi symetrii) względnej odległości dwóch jonów w trzech charakterystycznych obszarach: w stanie krystalicznym, w warunkach chaosu i w reżimie Mathieu. Jednostki na osiach to μm . W celu obliczenia widma mocy dla „kryształu” pokazanego w lewej części rysunku, dwa jony rozsunięto na odległość równą $1 \mu\text{m}$ od położenia równowagi. Reżim Mathieu pokazany w prawej części rysunku jest zdominowany przez ruch sekularny

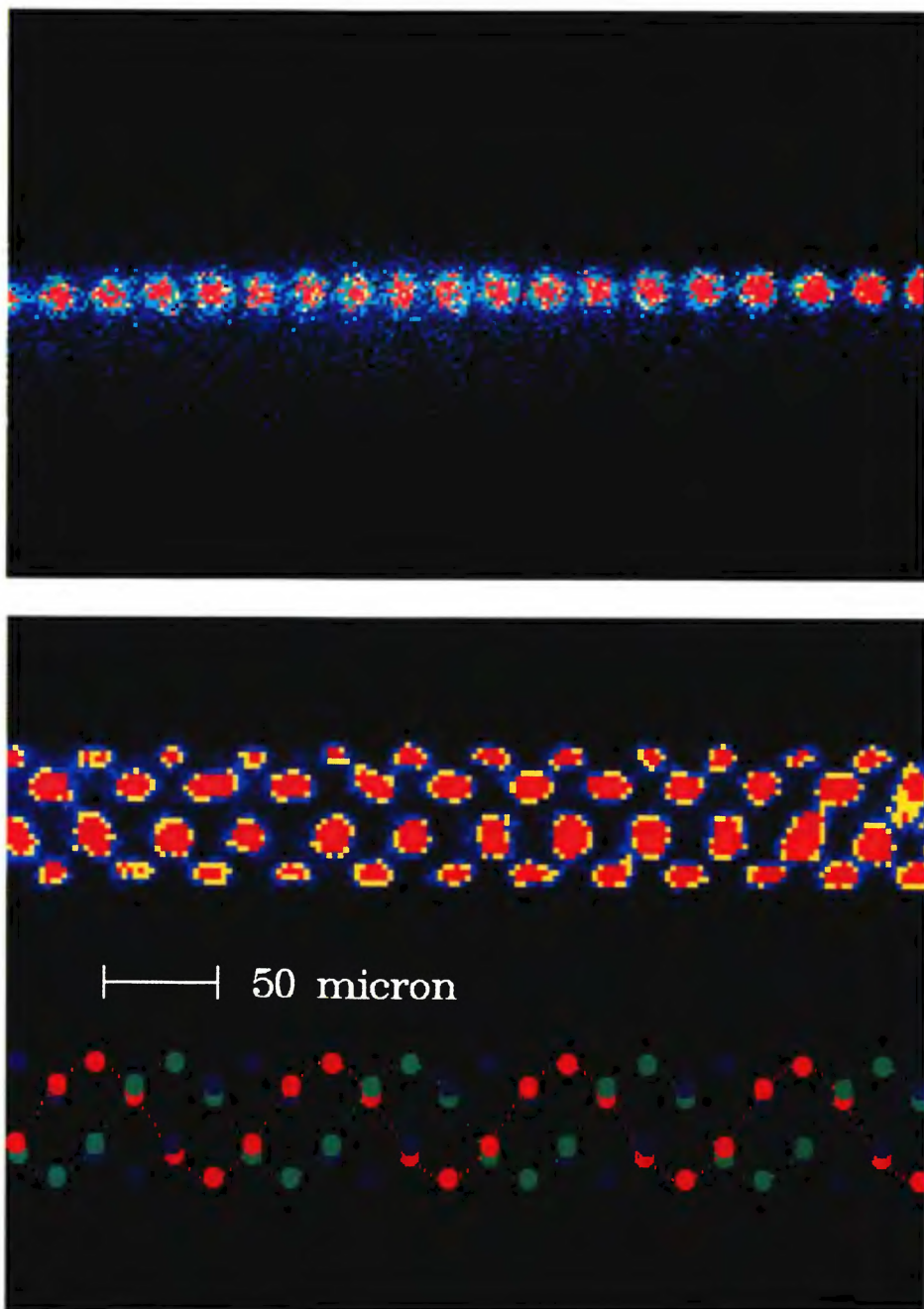
badać zachowania się szybkości grzania przez równoważenie chłodzenia laserowego grzaniem polem o częstotliwości radiowej. W tym przypadku startujemy ze stanu krystalicznego i w celu zbadania okolic kryształu nieznacznie przesuwamy jony. W zakresie $3.8 < r < 4 \mu\text{m}$ nie obserwujemy żadnego grzania, lecz ruch pseudookresowy i dlatego te warunki nazwaliśmy reżimem „pseudookresowym”. Górny brzeg reżimu pseudookresowego ($r \approx 4 \mu\text{m}$) nazywamy „progiem chaosu”. Tuż za progiem chaosu, to jest dla $r \approx 4 \mu\text{m}$, warunki początkowe prowadzą do grzania i rozszerzania się konfiguracji jonów. Dane liczbowe dla kształtu krzywej grzania mogą być otrzymane w czasie tej fazy wybuchu. W tego typu doświadczeniu moc lasera P jest równa zero. Przypuszczamy, że — pomijając trywialny przypadek



Rys. 9. Dwa, trzy, cztery, pięć i siedem jonów schwytych przez dynamiczny potencjał pułapki Paula, tworzących uporządkowaną strukturę w płaszczyźnie prostopadłej do osi symetrii pułapki. Średnia odległość między jonami wynosi $20 \mu\text{m}$



W czasie wykładu w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW prof. Herbert Walther przedstawił bardzo piękny pokaz analogii magnetycznej oddziaływania jonów w pułapce. W wypełnionym wodą okrągłym basenie o obrzeżu wyłożonym materiałem magnetycznym umieszcza się jeden, dwa lub więcej pływaków zawierających magnesiki. W wyniku odpychania wzajemnego pływaków i ich odpychania od brzegów naczynia tworzą się konfiguracje równowagi takie same jak ustawienia wzajemnie ochłodzonych jonów w pułapce – por. rys. 9: Konfiguracje o zaburzonej symetrii, obserwowane także w pewnych warunkach w pułapce jonowej (por. zdjęcie pięciu jonów na rys. 9), uzyskuje się przez przyłożenie z zewnątrz do obrzeża basenu dodatkowego magnesika. [Zdjęcie opublikowane dzięki uprzejmości prof. Krzysztofa Ernsta]



Rys. 12. Uporządkowane struktury jonów Mg^+ w pułapce kwadrupolowej. Górna część: struktura liniowa; odległość między jonami wynosi ok. $25 \mu m$. Kolor czerwony oznacza duże, a niebieski małe natężenie. Dolna część: struktura śrubowa, składająca się z trzech splecionych zwojów, które poniżej są przedstawione w różnych kolorach. Widoczne blisko siebie pary jonów znajdują się po przeciwnych stronach zwoju, co w rezultacie daje w tych miejscach dwukrotnie większe natężenie [51]

pojedynczego uwięzionego jonu — krzywa grzania jest uniwersalna, tzn. jej jakościowy kształt, włączając w to istnienie reżimu chaotycznego, nie zależy od liczby jednocześnie uwięzionych jonów, i stosuje się nawet do układów tak odległych, jak np. atomy rydbergowskie w silnych polach elektromagnetycznych.

Na rysunku 10, we wstawkach umieszczonych powyżej osi odciętych, są pokazane widma mocy odpowiadające reżimom: pseudookresowemu, chaotycznemu i Mathieu. Dane do tych wykresów były wprawdzie uzyskane dla przypadku dwóch jonów, lecz dla przypadku pięciu jonów nie różniłyby się znacznie. W obszarze pseudookresowym otrzymaliśmy widmo dyskretne, a w obszarze chaotycznym widmo skomplikowane i zaszumione. W obszarze Mathieu widmo ponownie jest dosyć proste i zdominowane przez częstość ruchu sekularnego. Pokazujemy też stroboskopowe obrazy rozmieszczenia jonów w płaszczyźnie prostopadłej do osi symetrii pułapki, charakterystyczne dla trzech obszarów (rys. 10 — wstawki poniżej osi odciętych).

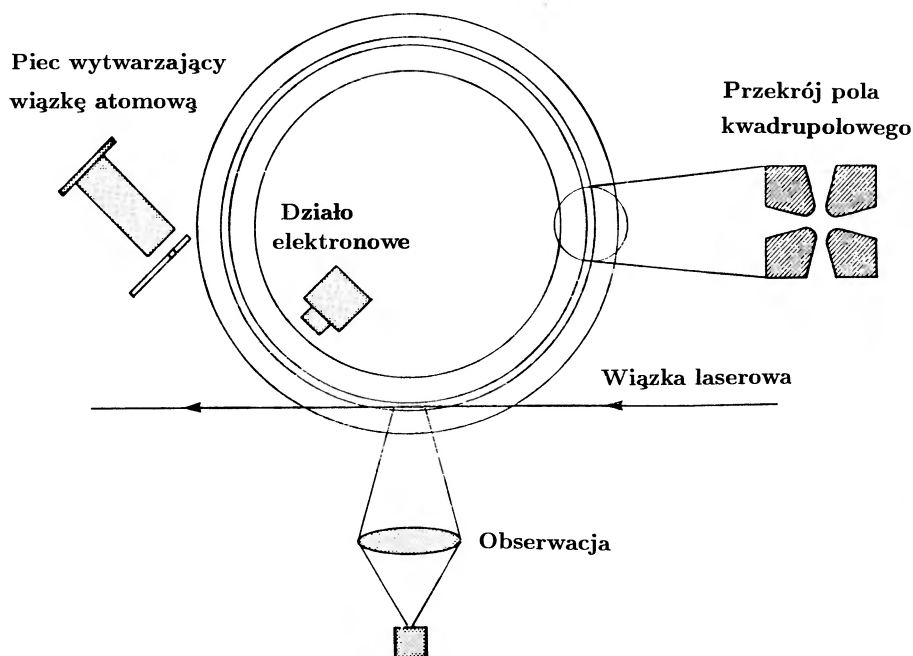
W miarę wzrostu zmiennego napięcia o częstości radiowej, próg chaosu przesuwa się w kierunku promienia konfiguracji krystalicznej. Jednakże, zanim próg chaosu osiągnie promień kryształu, równania ruchu jonów staną się niestabilne w kierunku osi symetrii, wskazując na to, że w tej szczególnej sytuacji cząstki mogłyby wypaść z pułapki. W celu osiągnięcia topnienia bez utraty cząstek, promień kryształu musi być sztucznie powiększony przez szum, tak aby rozmiar zniekształconego kryształu pokrył obszar chaotycznego grzania. Topnienie bez towarzyszącego mu szumu byłoby możliwe, gdybyśmy wystartowali ze stanu pseudookresowego, który jest pokazany w dolnej, lewej wstawce na rys. 10. Takie konfiguracje na początku mają duży promień i próg chaosu mógłby być osiągnięty przed początkiem niestabilności Mathieu dla pojedynczej cząstki, co w przeciwnym razie nie zachodzi [47].

8. Pierścień akumulujący jony

Gdyby można było wytwarzać, magazynować i przyspieszać kryształy kulombowskie w akceleratorach cząstek i pierścieniach akumulujących, to rozpoczęłyby się zupełnie nowa era dla fizyki akceleratorów. Praca z kryształami zamiast ze zwykle rozrzedzonymi, słabo sprzężonymi chmurami cząstek ma co najmniej jedną zaletę: świetlnosc akceleratorów (pierścieni akumulujących) mogłaby zostać znacznie zwiększona i reakcje (jądrowe), których przekroje czynne są zbyt małe, aby mogły być badane w obecnie istniejących akceleratorach, stałyby się dostępne doświadczeniu.

W dalszym ciągu chcielibyśmy bardzo krótko omówić nasze ostatnie doświad-

czenia, w których użyliśmy miniaturowego kwadrupolowego pierścienia akumulującego. Ten pierścień akumulujący jest podobny do tego, który jest opisany przez Dreesa i Paula [48] lub przez Churcha [49]. Zaobserwowaliśmy przejścia fazowe zmagazynowanych jonów, a obserwowane uporządkowane struktury jonowe były całkiem podobne do tych, jakie są oczekiwane w relatywistycznych pierścieniach akumulujących, ale znacznie łatwiejsze do osiągnięcia. Bodźcem do zbudowania tego małego pierścienia akumulującego było to, że w pułapce Paula mikroruch zakłóca struktury jonowe i jedynie pojedynczy uwięziony jon jest wolny od mikroruchu [1]. Zastosowana pułapka pierścieniowa składa się z pola kwadrupolowego, które daje harmoniczne wiązanie jonów w płaszczyźnie prostopadłej do elektrod kwadrupola i brak jakiegokolwiek ograniczenia ich ruchu wzdłuż osi (rys. 11). Jednakże ograniczenie wzdłuż osi osiąga się przez oddziaływanie kulombowskie między jonami, gdy pierścień jest zapełniany; wówczas całkowita liczba jonów w pierścieniu wyznacza średnią odległość między nimi.



Rys. 11. Kwadrupolowy pierścień akumulujący. Przekrój układu elektrod jest pokazany w prawej części rysunku. Pierścień ma średnicę 113 mm, a odległość między elektrodami wynosi 5 mm

Schemat pułapki pierścieniowej użytej w naszym doświadczeniu jest pokazany na rys. 11 [50,51]. Składa się ona z czterech elektrod pierścieniowych, których

przekroje są pokazane w prawej części rysunku. Hiperboliczny przekrój elektrod, niezbędny w celu uzyskania doskonałego pola kwadrupolowego, został tu przybliżony przez przekrój kołowy. Te doświadczenia wykonano także dla jonów Mg^+ . Jony były wytwarzane między elektrodami pierścieniowymi przez jonizowanie atomów ze słabej wiązki atomowej wytwarzanej w piecu. Atomy były wstrzykiwane stycznie do obszaru pułapki. Elektrony użyte do jonizacji pochodziły z działa elektronowego. Wiązka elektronów była prostopadła do wiązki atomowej. Przesłona umieszczona przed piecem pozwalała na przerywanie strumienia atomów. Komora, w której panowała ultrawysoka próżnia, była pompowana za pomocą pompy jonowej. Po odpowiednim wygrzaniu komory można było osiągnąć próżnię rzędu 10^{-10} Torr. W tych warunkach praktycznie godzinami utrzymywała się stała liczba jonów zmagazynowanych w pułapce.

Kiedy rozpoczyna się chłodzenie laserowe, wówczas występuje nagle zmiana natężenia fluorescencji, ogromnie przypominająca to, co obserwuje się w przypadku jonów zmagazynowanych w pułapce Paula (rys. 8). Wskazuje to na przejście fazowe i utworzenie uporządkowanej struktury jonowej. Struktura jonowa może tu być również ukazana za pomocą ultraczułego układu obrazującego. Obrazy typowych struktur jonowych są pokazane na rys. 12. Jony są wzbudzane światłem laserowym o strojonej częstotliwości, które wchodzi stycznie do pierścienia akumulującego. W ustawieniu liniowym jony nadal znajdują się w środku pola kwadrupolowego, dlatego nie wykazują mikroruchu i można je dalej chłodzić, aż do temperatur rzędu mikrokKelwinów. Nowe sposoby chłodzenia, zaproponowane przez Dalibarda i innych [41], mogą być użyte w przypadku jonów Mg^+ , tak że w procesie chłodzenia można osiągnąć granicę odrzutu. W tym ograniczeniu energia kinetyczna jonów jest mniejsza od energii wynikającej z „energii zerowej” ruchu harmonicznie związanych jonów. Struktura jonowa odpowiada więc kryształowi Wignera, który jest makroskopowym obiektem kwantowym. Konfiguracje jonów dotychczas obserwowane w kwadrupolowej pułapce pierścieniowej są opisane w artykule Birkla, Kassnera i Walthera [52].

Tłumaczyła z angielskiego *Aleksandra Kopystyńska*

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW

Warszawa

Literatura

- [1] D.J. Wineland, W.M. Itano, J.C. Bergquist, J.J. Bollinger, J.D. Prestage, *Atomic Physics 9*, red. R.S. van Dycke, Jr., E.N. Forston (World Scientific Publishing, Singapore 1984).
- [2] S. Chu, J.E. Bjorkholm, A. Ashkin, A. Cable, *Atomic Physics 10*, red. H. Narumi, S. Shimamura (North-Holland, Amsterdam 1986).
- [3] D.E. Pritchard, K. Helmerson, A.G. Martin, *Atomic Physics 11*, red. S. Haroche, J.C. Gay, G. Grynberg (World Scientific Publishing, Singapore 1988).
- [4] D. Meschede, H. Walther, G. Müller, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 551 (1985).
- [5] S. Haroche, J.M. Raimond, *Advances in Atomic and Molecular Physics*, t. 20 (Academic, New York 1985) s. 350.
- [6] J.A. Gallas, G. Leuchs, H. Walther, H. Figger, *Advances in Atomic and Molecular Physics*, t. 20 (Academic, New York 1985) s. 413.
- [7] E.T. Jaynes, F.W. Cummings, *Proc. IEEE* **51**, 89 (1963).
- [8] J.H. Eberly, N.B. Narozhny, J.J. Sanchez-Mondragon, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1323 (1980).
- [9] G. Rempe, H. Walther, N. Klein, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 353 (1987).
- [10] D.F. Walls, *Nature* **280**, 451 (1979).
- [11] D.F. Walls, *Nature* **306**, 141 (1983).
- [12] D.F. Walls, *Nature* **324**, 210 (1986).
- [13] H.J. Kimble, M. Dagenais, L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 691 (1977), H.J. Kimble, M. Dagenais, L. Mandel, *Phys. Rev. A* **18**, 201 (1978).
- [14] J.D. Cresser, J. Häger, G. Leuchs, M. Rateike, H. Walther, *Dissipative Systems in Quantum Optics*, t. 21 (Springer, Berlin 1982).
- [15] R. Short, L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 384 (1983).
- [16] R.E. Slusher, L.W. Hollberg, B. Yurke, J.C. Mertz, J.F. Valley, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2409 (1985).
- [17] R. Loudon, P.L. Knight, *J. Mod. Opt.* **34**, 707 (1987).
- [18] H.J. Carmichael, D.F. Walls, *J. Phys. B* **9**, L43, 1199 (1976).
- [19] F. Diedrich, H. Walther, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 203 (1987).
- [20] P. Filipowicz, J. Javanainen, P. Meystre, *Opt. Comm.* **58**, 327 (1986), *Phys. Rev. A* **34**, 3077 (1986), *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 906 (1986).
- [21] L. Lugiato, M.O. Scully, H. Walther, *Phys. Rev. A* **36**, 740 (1987).
- [22] J. Krause, M.O. Scully, H. Walther, *Phys. Rev. A* **34**, 2032 (1986), *Phys. Rev. A* **36**, 4547 (1987).
- [23] J. Krause, M.O. Scully, T. Walther, H. Walther, *Phys. Rev. A* **39**, 1915 (1989).
- [24] P. Meystre, *Opt. Lett.* **12**, 669 (1987).
- [25] P. Meystre, G. Rempe, H. Walther, *Opt. Lett.* **13**, 1078 (1988).
- [26] J.J. Slosser, P. Meystre, E.M. Wright, *Opt. Lett.* **15**, 233 (1990).
- [27] G. Rempe, H. Walther, *Phys. Rev. A* **42**, 1650 (1990).
- [28] G. Rempe, F. Schmidt-Kaler, H. Walther, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2783 (1990).
- [29] L. Mandel, *Opt. Lett.* **4**, 205 (1979).
- [30] D. Bohm, *Quantum Theory* (Prentice Hall, Englewood Cliffs 1951).
- [31] M. Jammer, *The Philosophy of Quantum Mechanics* (Wiley, New York 1974).
- [32] W. Wootters, W. Zurek, *Phys. Rev. D* **19**, 473 (1979).

- [33] J.A. Wheeler, W.H. Zurek, *Quantum Theory and Measurement* (Princeton University, Princeton 1983).
- [34] B.-G. Englert, J. Schwinger, M.O. Scully, *Found. Phys* **18**, 1045 (1988).
- [35] M.O. Scully, H. Walther, *Phys. Rev. A* **39**, 5229 (1989).
- [36] M.O. Scully, B.-G. Englert, H. Walther, *Nature* **351**, III (1991).
- [37] B.-G. Englert, H. Walther, M.O. Scully, *Appl. Phys. B* (1992), w druku.
- [38] W. Paul, O. Osberghaus, E. Fischer, *Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsmi-nisteriums Nordrhein-Westfalen*, No. 415 (1958).
- [39] E. Fischer, *Z. Phys.* **156**, 1 (1959).
- [40] H.G. Dehmelt, *Advances in Atomic and Molecular Physics*, t. 3, red. D.R. Bates, I. Ester-mann (Academic, New York 1967) s. 53-72.
- [41] J. Dalibard, C. Salomon, A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Cohen-Tannoudji, *Atomic Physics 11*, red. S. Haroche, J.C. Gay, G. Grynberg (World Scientific Publishing, Singapore 1988).
- [42] F. Diedrich, E. Peik, J.M. Chen, W. Quint, H. Walther, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2931 (1987).
- [43] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 233 (1978).
- [44] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, H. Dehmelt, *Phys. Rev. A* **22**, 1137 (1980).
- [45] R. Blümel, J.M. Chen, W. Quint, W. Schleich, Y.R. Shen, H. Walther, *Nature* **334**, 309 (1988).
- [46] R. Blümel, J.M. Chen, F. Diedrich, E. Peik, W. Quint, W. Schleich, Y.R. Shen, H. Walther, *Atomic Physics 11*, red. S. Haroche, J.C. Gay, G. Grynberg (World Scientific Publishing, Singapore 1988).
- [47] R. Blümel, C. Kappler, W. Quint, H. Walther, *Phys. Rev. A* **40**, 808 (1989).
- [48] J. Drees, W. Paul, *Z. Phys.* **180**, 340 (1964).
- [49] D.A. Church, *J. Appl. Phys.* **40**, 3127 (1969).
- [50] H. Walther, *Proc. of the Workshop on Light Induced Kinetic Effects on Atoms, Ions and Molecules*, red. L. Moi, S. Gozzini, C. Gabbanini, E. Arimondo, F. Strumia (ETS Editrice, Pisa 1991).
- [51] I. Waki, S. Kassner, G. Birkel, H. Walther, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2007 (1992).
- [52] G. Birkel, S. Kassner, H. Walther, *Nature* (1992), w druku.



Rys. 1. Gloria widziana ze szczytu Säntis w Alpach. Zdjęcie ze zbiorów pani doc. dr Haliny Lorenc z Instytutu Meteorologii i Gospodarki Wodnej w Warszawie

RÓŻNE

Witold Maciejewski

*Obserwatorium Astronomiczne
Uniwersytet Warszawski
Warszawa*

Gloria i inne efekty rozszczepienia światła słonecznego w atmosferze ziemskiej

**Glory and other effects caused by scattering of sunlight
in the Earth's atmosphere**

Abstract: The glory is a ring of prismatic colours, which sometimes can be seen in the mountains around the shadow of the observer's head on a cloud. The coloured rings of the glory are similar to those of the rainbow, but the cause of the glory is quite different and involves phenomena at the frontiers of physics. In this article the processes causing the rainbow and the glory are compared. Other apparitions, like aureola and diffraction corona, caused by scattering, are mentioned as well. The history of attempts to explain the glory is presented. The fundamental ideas of the correct explanation given by van de Hulst and Nussenzweig are described in details. Two appendices at the end of this article deal with the strict mathematical explanation of the rainbow.

Wrzesień 1989 roku był w Tatrach bardzo pogodnym i słonecznym miesiącem – wymarzone dla spacerów i wycieczek. Jednego z owych pięknych dni z grupą przyjaciół przemierzałem powolnym spacerem trasę od Świnicy do Kasprowego Wierchu. Nie było powodu do pośpiechu, zwłaszcza że widoki rozciągały się wspaniale. Wspaniale, lecz jednostronne (dosłownie): od północnej strony grzbietu w

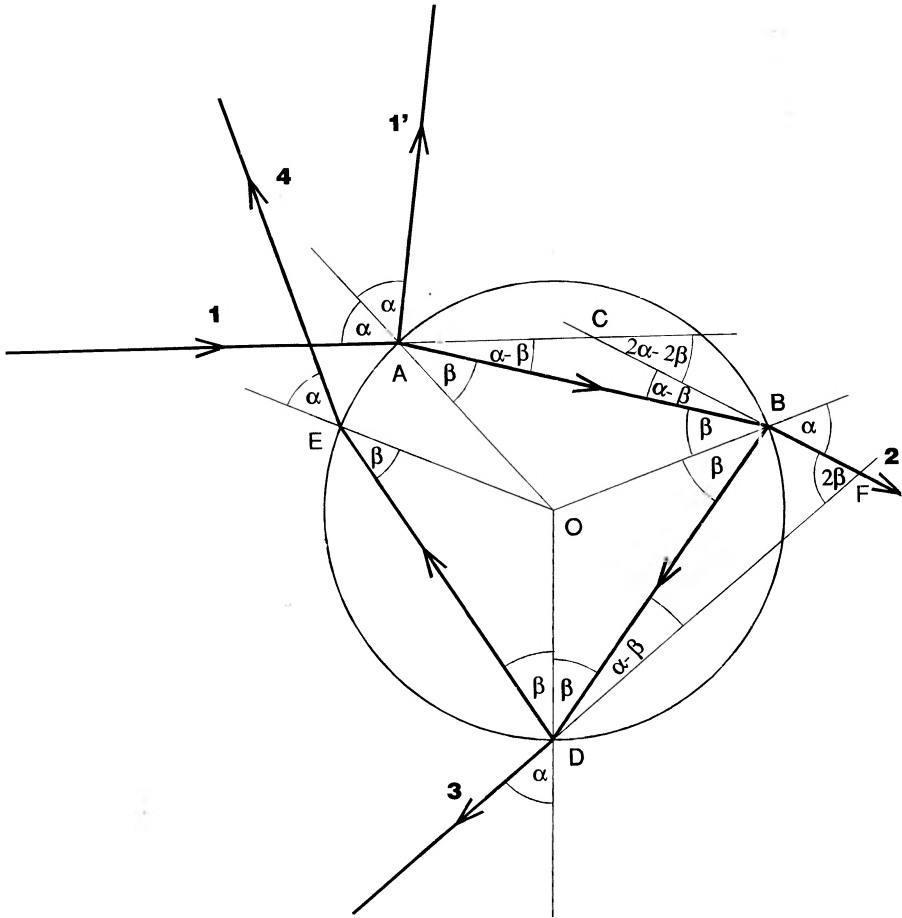
kotlinach leżała gęsta chmura. Kłębiła się ona, podnosiła i próbowała przedostać na słowacką stronę, ale na skutek dużej różnicy temperatur całe to białe kłębowisko było wyrzucane pionowo w górę, gdzie szybko się ochładzało, zawracało na północ i opadało. Szliśmy zatem, mając po prawej stronie kłębiącą się białą ścianę, zaś po lewej – niczym nie zakłócone, kryształowo czyste widoki na słowacką stronę Tatr. Było już dobrze po południu, gdy zbliżyliśmy się do Beskidu. Na szczycie góry stała grupka ludzi – wszyscy zwrócenii w stronę chmury – machali w jej kierunku i śmiali się. Zaiste dziwne było ich zachowanie. Szybko wdrapaliśmy się na szczyt. Spojrzałem na chmurę. Widniał tam z niezwykłą ostrością zarysowany mój cień otoczony szeroką aureolą w barwach tęczy. Barwy były tak samo wyraziste, a może nawet bardziej, niż w tęczy – imponujący widok. Przez chwilę poddałem się wrażeniu, ale zaraz potem ogarnęła mnie chęć zrozumienia zjawiska. Przystąpiłem do najprostszych obserwacji. Pierwszym faktem godnym odnotowania było to, że każdy widział aureolę dookoła własnej głowy. Jasne było, że Słońce, obserwator i cień byli na jednej prostej, więc na tej linii ustawiłem jeszcze jedną osobę. Tym razem byliśmy obydwój w centrum aureoli. Zaczęliśmy odchodzić od siebie w kierunku prostopadłym do prostej Słońce-cień. Skutek był taki, że każdy widział nadal własną postać pozostającą w centrum aureoli, podczas gdy cień drugiej osoby oddalał się od centrum w kierunku kręgów tęczy, powoli się w nich rozplywając. Gdy byliśmy od siebie oddaleni o około trzy metry, cień tej drugiej osoby wchodził w barwne kręgi i rozplywał się zupełnie. Sam wygląd aureoli był następujący (rys. 1): w centrum znajdował się cień obserwatora na białym tle, znacznie jaśniejszym niż oświetlona promieniami słonecznymi chmura poza aureolą; wewnętrzny krąg barwny miał promień około trzy razy mniejszy od promienia kręgu zewnętrznego, którego kąt widzenia można było oszacować na nie większy od 10° .

Poniżej przedstawiam opis kilku zjawisk związanych z rozszczepieniem światła słonecznego w atmosferze ziemskiej, których znajomość pozwoli na zrozumienie niełatwego z teoretycznego punktu widzenia zjawiska glorii, którego obserwacja była moim udziałem.

1. Tęcza

Najbardziej znanym i najlepiej opisanym zjawiskiem z dziedziny optyki atmosfery jest tęcza. Dlatego też z początku przypuszczałem, że obserwowałem szczególny rodzaj tęczy. Jak wiadomo, tęcza powstaje przez rozszczepienie światła słonecznego w kroplach deszczu. Światło przechodzące przez kroplę wody trafia na granicę dwu ośrodków: wody i powietrza, na której ulega odbiciu, załamaniu

i rozszczepieniu. Wyjaśnienie poglądowe tego zjawiska znajduje się m.in. w klasycznej już książce Stenza [1] i w książce Greenlera [2], której polski przekład ma się wkrótce ukazać. Ciekawy artykuł tegoż autora na temat tęczy w podczernieni zamieściły niedawno *Postępy Fizyki* [3]. Czytelnika chcącego dokładniej zrozumieć matematyczny mechanizm powstawania tęczy odsyłam do dodatków A i B. W rozdziale tym korzystam ze wzorów wyprowadzonych w dodatkach.



Rys. 2. Tor promienia światelnego w kropli wody. Promień światła białego oznaczony cyfrą 1 pada na kroplę w punkcie A, gdzie ulega odbiciu (promień 1' – światło białe) i załamaniu powodującemu rozszczepienie. W miejscach kolejnych wewnętrznych odbić (punkty B, D i E) kroplę opuszczają promienie rozszczepione 2, 3 i 4

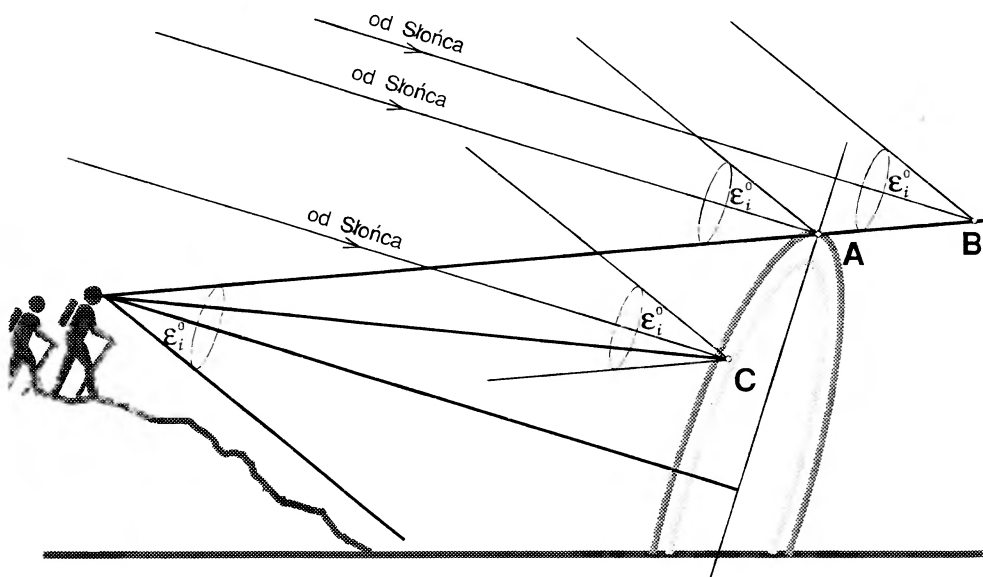
Równoległe promienie światła słonecznego padające na krople deszczu przechodzą przez nie, ulegając rozszczepieniu i wielokrotnemu odbiciu (rys. 2). Pro-

mienie padające pod różnymi kątami α do normalnej do powierzchni kropli wychodzą z niej pod różnymi kątami ϵ_i (rys. A1), ale dla każdego i -krotnego wewnętrznego odbicia istnieje pewien kąt ekstremalny ϵ_i^0 , dla którego obserwowane natężenie światła jest niezwykle duże, opisany wzorem

$$\epsilon_i^0 = 2 \arcsin \left(\frac{i(i+2) - n^2 + 1}{i(i+2)} \right)^{1/2} + i\pi - 2(i+1) \arcsin \left(\frac{i(i+2) - n^2 + 1}{n^2 i(i+2)} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

gdzie i – liczba wewnętrznych odbić promienia, n – współczynnik załamania światła dla wody. Współczynnik ten wynosi: dla światła fioletowego ($\lambda_f = 397$ nm) $n_f = 1.3435$, dla światła żółtego ($\lambda_z = 580$ nm) $n_z = 4/3$, dla światła czerwonego ($\lambda_{cz} = 656$ nm) $n_{cz} = 1.3311$. Dla promienia jednokrotnie odbitego wewnątrz kropli kąt ϵ_1^0 pomiędzy kierunkiem padania światła na kroplę a kierunkiem, w którym teoria przewiduje wysyłanie niezwykle dużego natężenia światła wynosi w zależności od barwy $\epsilon_{1f}^0 = 40^\circ 36'$, $\epsilon_{1z}^0 = 42^\circ 02'$, $\epsilon_{1cz}^0 = 42^\circ 22'$. Promień wysyłany w tym kierunku powoduje zjawisko tęczy i dlatego nazywany jest czasami promieniem tęczy. Wielobarwność zjawiska jest spowodowana tym, że dla danej barwy promień tęczy jest wysyłany w nieco innym kierunku niż dla barw sąsiednich. Tęcza powstała na skutek jednokrotnego wewnętrznego odbicia jest najczęściej obserwowanym rodzajem tęczy. Ma ona średni promień kątowy (wartość promienia koła na sferze jest kątem) równy 42° , od wewnątrz łuki niebieskie, od zewnątrz czerwone, zaś grubość jej wynosi ok. 2° . Można obliczyć, że tęcza składająca się z promieni wychodzących po dwu wewnętrznych odbiciach (tzw. tęcza drugiego rzędu) ma średni kąt rozwarcia (promień kątowy) równy 51° , kolejność barw odwróconą, a grubość ok. 3.5° . Rzadko obserwuje się tęcze wyższych rzędów.

Powyższy opis, tak jak i rachunki zawarte w dodatkach, dotyczyły pojedynczej kropli, będącej centrum układu odniesienia. Wszystkie kąty były określone względem niej. My jednak mierzymy kąty z położenia obserwatora. W celu przejścia od jednego układu do drugiego rozpatrzmy rys. 3. Na krople A i B, które akurat znajdują się w płaszczyźnie rysunku, padają promienie słoneczne. Krople wysyłają promień tęczy w stożek o rozwartości ϵ_i^0 . Obserwator oczywiście nie widzi całego stożka wysyłanego przez jedną kroplę (np. A), lecz tylko fragment – promień trafiający do jego oka. Pozostałe fragmenty tęczy uzyskuje on od innych kropeł będących, jak kropla C, już poza płaszczyznę rysunku (płaszczyzna rysunku jest pionową płaszczyzną symetrii tęczy i w trójwymiarowej rzeczywistości kropla C leży na lewo od tej płaszczyzny z punktu widzenia obserwatora). Istnieją krople (jest ich najwięcej), które wysyłają promień tęczy w stożek nie



Rys. 3. Zasada powstawania tęczy. Każda z trzech kropli A, B, C wysłała promień tęczy pod kątem ϵ_i^0 do kierunku padania światła słonecznego. Dla danej kropli promienie tęczy tworzą powierzchnię stożka o rozwartości ϵ_i^0 z kroplą w wierzchołku. Jeżeli obserwator znajdzie się na powierzchni tego stożka, to odbierze od danej kropli promień tęczy. Promienie tęczy odbierane przez obserwatora od różnych kropli również tworzą stożek o kącie rozwarcia ϵ_i^0 . Jest to promień kątowy tęczy na niebie

obejmujący obserwatora. Nie dają one żadnego przyczynku do tęczy przez niego obserwowanej. Wystarczyłoby jednak, aby obserwator przesunął się choć trochę, a już mógłby znaleźć się na powierzchni stożka od takiej kropli i wtedy od niej by odbierał promień tęczy, zaś od tej poprzedniej już nie. Wnioskujemy stąd, że tęcza obserwowana z dwu różnych miejsc jest tworzona przez dwie zasadniczo różne grupy kropli. Na rys. 3 widzimy, że promień kątowy tęczy na niebie dla obserwatora wynosi również ϵ_i^0 , zaś środek jej wypada na prostej Słońce-obszawator. W ten sposób dokonaliśmy przejścia od opisu tęczy w układzie odniesienia związanym z kroplą do opisu w układzie odniesienia obserwatora.

2. Czy jest możliwe, że obserwowane zjawisko było szczególnym rodzajem tęczy?

Z opisu zjawiska przedstawionego na wstępie wynika, że ze względu na zbyt mały kąt rozwarcia nie była to tęcza ani pierwszego, ani drugiego rzędu. Korzy-

stając ze wzoru (1) warto sprawdzić, czy nie był to wyższy rząd tęczy. Ze wzoru tego można obliczyć promienie kątowe kolejnych tęczy wstawiając za n współczynnik załamania dla wody przy interesującej nas długości fali światła padającego. Wzór (1) pozwala nam także obliczyć grubość tęczy traktowaną jako $|\epsilon_{it}^0 - \epsilon_{icz}^0|$. Obliczenia dają wyniki następujące:

rząd tęczy	3	4	5
kąt rozwarcia	41.5°	44°	49°
grubość	5.0°	6.0°	6.5°

przy czym tęcza rzędu trzeciego występuje od strony Słońca (zgodnie z przyjętą na rys. 3 konwencją kąt rozwarcia tej tęczy jest równy 138.5°). Jak widać, żaden rząd tęczy do piątego włącznie nie jest w stanie wytłumaczyć obserwacji. Wyższych rzędów nie ma sensu rozpatrywać, ponieważ żeby wyprodukować promień należący do tęczy i -tego rzędu, promień padający, oznaczony na rys. 2 numerem 1 musi dwa razy się załamać i i razy odbić, na skutek czego $i + 2$ razy będzie dzielony między dwa promienie: odbity i załamany. Doświadczenia pokazują, że już dla $i = 4$ niesie on tak mało światła, że tęczy czwartego rzędu nikt nie widział. Hipotezę tęczy wyższego rzędu trzeba zatem zdecydowanie odrzucić.

Dalsze poszukiwania wyjaśnienia obserwowanego zjawiska wymagają odejścia od uproszczonej geometrycznej teorii tęczy Kartezjusza i zajęcia się interferencyjną teorią tęczy, określaną niekiedy mianem teorii Airy'ego. Jej dokładną analizę można znaleźć np. w książce Humphreysa [4]. W odróżnieniu od analizy Kartezjusza, który traktował światło jako wiązkę promieni rozchodzących się po liniach prostych, interferencyjna teoria tęczy bada czoło fali i występujące w nim interferencje w otoczeniu klasycznego promienia ekstremalnego (promienia tęczy). Wyniki rachunków pokazują, że czoło fali ma kształt funkcji $y = hx^3$, gdzie h zależy od liczby wewnętrznych odbić promienia i współczynnika załamania. Rachunki te, prowadzone dalej, usuwają niespójność teorii Kartezjusza polegającą na przewidywaniu nieskończonego natężenia światła wysyłanego w kierunku promienia ekstremalnego. Według teorii Airy'ego natężenie światła wypromieniowanego w kierunku θ w zależności od parametru z będącego funkcją θ wynosi

$$I = \left[2k \left(\frac{3a^2 \lambda}{4h \cos \theta} \right)^{1/3} f(z) \right]^2, \quad (2)$$

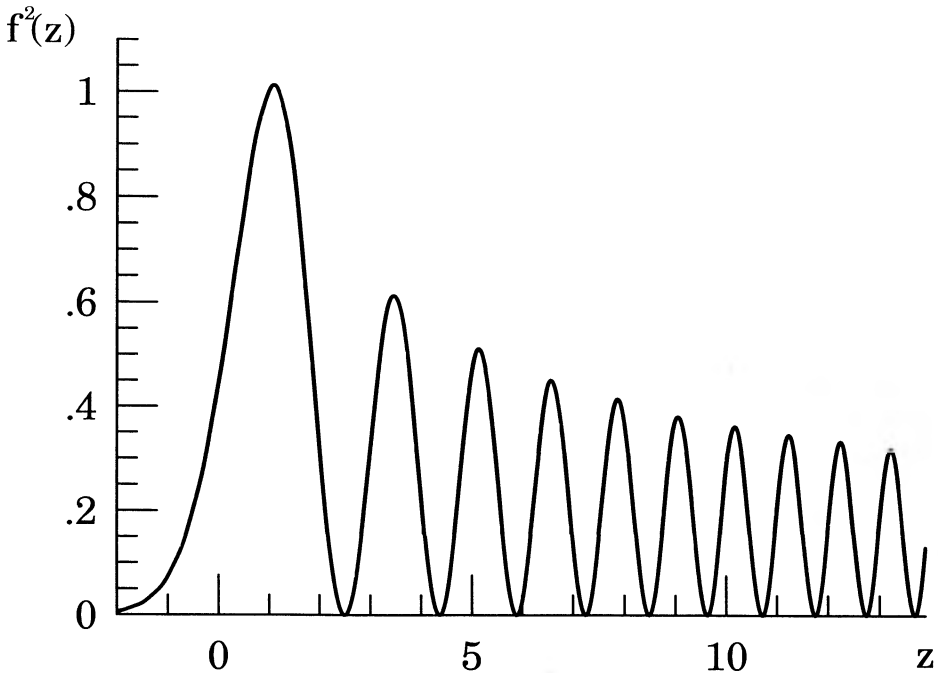
gdzie a – promień kropli, λ – długość fali światła padającego, θ – kąt pomiędzy kierunkiem promienia ekstremalnego a kierunkiem, w którym badamy natężenie (θ jest w teorii małe), k – liczba związana z amplitudą fali wychodzącej z kropli na powierzchni czołowej oraz

$$f(z) = \int_0^{+\infty} \cos \frac{\pi}{2}(u^3 - zu) du. \quad (3)$$

Parametr z wiąże się ze znanymi wielkościami zależnością (θ jest w rad)

$$z^3 = \frac{48a^2}{h\lambda^2} \theta^3. \quad (4)$$

Można zatem zapisać $f(z)$ jako $f(a, \theta, \lambda)$ i dostać natężenie $I(a, \theta, \lambda)$ zależne od promienia kropki, długości fali i kierunku. Wykres kwadratu funkcji $f(z)$ przedstawia rys. 4. Można z niego wywnioskować, że kąt, przy którym natężenie światła jest największe, jest zawsze mniejszy od kąta ekstremalnego Kartezjusza i że rozkład natężenia posiada dalsze, choć słabsze już maksima, co jest przyczyną obserwowanych „dodatkowych wąskich łuków barwnych przylegających do głównego łuku tęczy od strony wklęsłej” [1]. Dalsze wnioski, które są następstwem wzorów (2)-(4) przedstawiam poniżej.



Rys. 4. Wykres kwadratu funkcji $f(z) = \int_0^{+\infty} \cos(\pi/2)(u^3 - zu) du$ opisującej rozkład natężenia w interferencyjnej teorii tęczy

Po pierwsze, ze wzoru (4) mamy

$$\theta = \frac{z}{2a^{2/3}} \left(\frac{h\lambda^2}{6} \right)^{1/3}. \quad (4a)$$

Funkcja $f(z)$ jest stabilizowana i wiadomo, że posiada pierwsze maksimum dla $z = 1.0845$. Wstawiając taką wartość z do wzoru (4a) oraz przyjmując za długość fali $\lambda = \lambda_z = 0.58 \mu\text{m}$ dostaniemy zależność na kąt θ (a jest w μm)

$$\theta = \frac{1.0845}{2a^{2/3}6^{1/3}} h^{1/3} (0.58)^{2/3} = 0.208 h^{1/3} a^{-2/3}. \quad (4b)$$

Dla tęczy pierwszego rzędu $h \approx 4.89$, zatem $\theta[\text{rad}] = 0.353a^{-2/3}[\mu\text{m}]$ lub, wygodniej,

$$\theta[^\circ] = 20.224a^{-2/3}[\mu\text{m}]. \quad (4c)$$

Wzór powyższy pokazuje, że kąt θ rośnie gdy krople maleją, oraz podaje zależności liczbowe. Można obliczyć, że przy $a = 500 \mu\text{m}$ mamy $\theta = 20'$, zaś dla $a = 30 \mu\text{m}$ θ zwiększa się do $2^\circ 15'$. Są to najmniejsze krople, o jakich można mówić w granicach stosowalności teorii interferencyjnej, ponieważ dla mniejszych kropli ich rozmiar za bardzo zbliża się do długości fali padającego nań promieniowania.

Po drugie, jak widać z równ. (4a), kąt θ rośnie ze wzrostem długości fali, a maleje ze wzrostem promienia kropli a . Należy też dodać, że nie jest to kąt mierzony „bezwzględnie”, lecz dla każdej długości fali jedno jego ramię jest odpowiednim dla tej długości fali promieniem ekstremalnym Kartezjusza. Całość powoduje nakładanie się na siebie barw na różne sposoby. Dzięki wspomnianej przed chwilą względności pomiaru kąta θ , dla dużych kropli, kiedy z szybko zmienia się z θ , utrzymane zostaje rozdzielenie barw. Dla kropli małych jednak efekt ten zostaje wytłumiony przez zmieniającą się tym razem powoli z kątem θ funkcję $f(z)$. Otrzymamy tzw. tęczę białą powstałą na skutek ponownego zmieszania się barw.

Po trzecie wreszcie, współczynnik stojący przy $f(z)$ w równ. (2), opisujący natężenie wychodzącego światła, jest proporcjonalny do $a^{2/3}$. Zatem im mniejszy promień kropli, tym słabsza jest produkowana przez nią tęczą.

Skutki dwu ostatnich wniosków obserwujemy śledząc ewolucję tęczy. Zwykle zaraz po burzy mamy tęczę o wyraźnych barwach, która z czasem, gdy opadną większe krople, blednie i bieleje.

Uzupełniając teorię Kartezjusza o efekty interferencyjne nie znaleźliśmy wyjaśnienia obserwowanego zjawiska. Wprawdzie efekty interferencyjne pozwalają uzyskać mniejszy promień tęczy, ale przyczynek ten jest bardzo mały – wynosi,

jak obliczyliśmy, nieco ponad 2° dla kropli o promieniu $30 \mu\text{m}$. Co więcej, obliczenia numeryczne pokazują, że już dla kropli o promieniu $50 \mu\text{m}$ barwy stają się zupełnie nieodróżnialne i widzimy na chmurze biały pierścień. Dodatkowo przeciwko próbie interpretowania obserwowanego zjawiska za pomocą mechanizmu tęczy pierwszego rzędu na chmurze z bardzo małych kropeł przemawia spadek natężenia tęczy przy malejącym promieniu kropli.

3. Korony słoneczne i aureole

Poszukajmy innych niż tęcza zjawisk, powstających na odmiennej zasadzie, które również są skutkiem rozszczepienia światła w atmosferze i mogłyby posłużyć za wyjaśnienie poczynionej w górach obserwacji. Zwróćmy uwagę na lekko zabarwiony jasny krąg otaczający Księżyc w czasie, gdy znajduje się on za warstwą mgły lub cienkiej chmury. Jego promień wewnętrzny jest często ponad dwukrotnie mniejszy od promienia zewnętrznego, część znajdująca się bliżej Księżyca zabarwiona jest na niebiesko, zaś najbardziej oddalona – na czerwono. Taki układ barw wskazuje na dyfrakcyjne pochodzenie tego zjawiska, zwanego aureolą lub wieńcem, a w potocznym języku lisią czapą. Jasny krąg o podobnym, lecz bardziej intensywnym zabarwieniu, może być widoczny wokół Słońca przesłoniętego słabą chmurą, lecz zazwyczaj go nie zauważamy, bo któż by patrzył w dzień gołym okiem na Słońce. Jeżeli krąg powstaje wokół Słońca, to może udałoby się wynaleźć mechanizm, dzięki któremu powstawałby on też wokół punktu przeciw-słonecznego?

Opiszmy zjawisko aureoli. Tworzące aureolę rozszczepienie światła następuje jak zwykle na kroplach, ale tym razem nie rozważa się biegu promienia świetlnego wewnątrz kropli, gdyż krople są tak małe, że optyka geometryczna całkowicie przestaje obowiązywać. Przybliżenie dla obiektów rozpraszających o małych rozmiarach, które traktuje krople jako małe, nieprzezroczyste dyski umieszczone prostopadle do biegnącego promieniowania i wywołujące obraz dyfrakcyjny, daje następujący rozkład natężenia światła rozproszonego na kroplach w chmurze [4]:

$$I \propto \left[\frac{\lambda a}{\sin \theta} J_1(x) \right]^2, \quad (5)$$

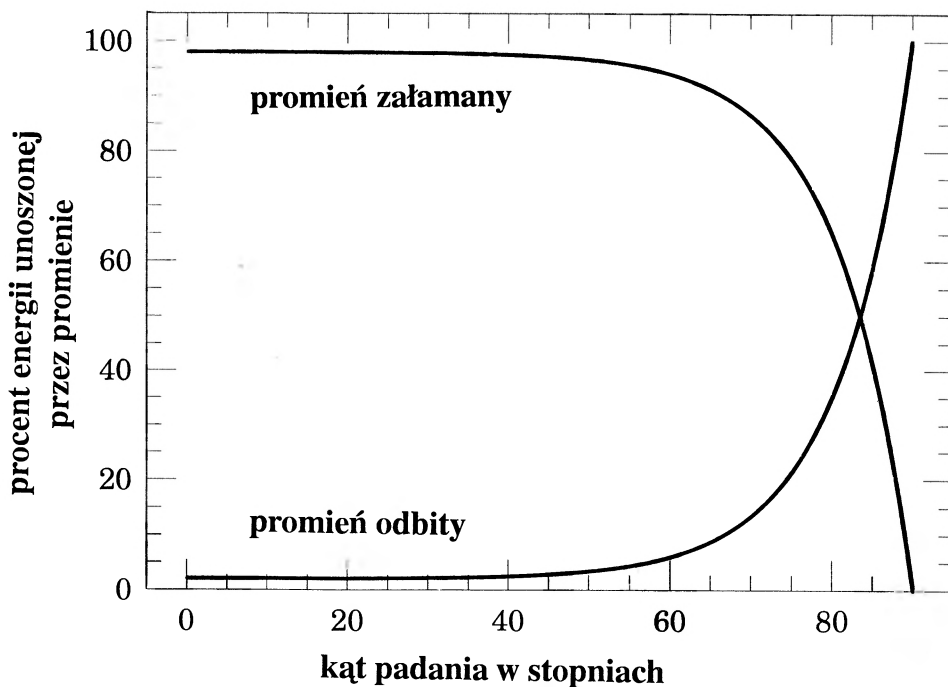
gdzie $x = (2\pi a \sin \theta)/\lambda$ (kątem θ mierzymy tym razem od kierunku padania promieni na kroplę), J_1 jest funkcją Bessela, zaś λ i a znaczą to samo co we wzorze (2). Dostajemy wynik bardzo podobny do otrzymanego przy rozważaniu interferencyjnej teorii tęczy. Dla aureoli zmiany natężenia opisane są przez całkę nie wyrażającą się przez funkcje elementarne (funkcję Bessela), której argument za-

leży od a w pierwszej potęgde i od θ w pierwszej potęgde (możemy przyjąć, że θ jest małe, skąd $\sin \theta \approx \theta$). Dla tęczy zmiany natężenia wyrażały się przez inną całkę (oznaczaną zwykle przez $f(z)$), a argument jej zależał od θ w pierwszej potęgde i od a w potęgde $2/3$ (wzór (4)). Należy wnioskować, że rozkład natężeń silniej zależy od promienia kropli w aureoli niż w tęczy i gdy mamy do czynienia z kroplami różnej wielkości, światło szybko się wymiesza i zamiast aureoli dostaniemy białą obwódkę wokół obiektu świecącego. Wynik ten jest zgodny z obserwacjami, gdyż rzadko się widzi kolorowe pierścienie wokół Księżyca. Należy jeszcze zwrócić uwagę na fakt, że teoria interferencyjna tęczy dlatego daje dość mocno wyodrębnione wielobarwne pierścienie, że kąt θ jest w niej liczony od innego kierunku dla każdej barwy. Dla aureoli kąt ten liczymy zawsze od kierunku Księżyc-obszawator i ewentualna dominacja jakiejś barwy w danym kącie θ jest jedynie wynikiem czynnika $1/\lambda$ w argumentie funkcji Bessela.

Podsumujmy zatem, co dała nam teoria aureoli. Po raz pierwszy uzyskaliśmy mały promień „kręgu tęczowego”, o rząd wielkości mniejszy niż dla tęczy. Uzyskaliśmy też grubość aureoli porównywalną z jej średnicą, co jest efektem zgodnym z tym, który nas interesuje. Niestety, obserwacje pokazują, że aureola jest przeważnie biała z ewentualnym zabarwieniem na krańcach, a z obliczeń numerycznych wynika, że teoria nie przewiduje istnienia barwnych kręgów.

Najgorsze, wydawałoby się, ograniczenie, polegające na tym, że wieniec obserwuje się wokół źródła światła, jest jednak do ominięcia. Rozpatrzmy wzór (B5) zawarty w dodatku B i opisujący natężenie światła rozproszonego wysyłanego w kierunku ϵ_i przez przezroczystą kulę, która jest oświetlona wiązką promieni równoległych. W przypisie zwraca się uwagę na to, że zerowanie się w mianowniku wzoru (B5) pochodnej $d\epsilon_i/d\alpha$ świadczy o nieskończonym według teorii geometrycznej natężeniu światła wychodzącego z kropli w kierunku promienia tęczy. Ale w mianowniku znajduje się jeszcze $\sin \epsilon_i$ – zatem mianownik zeruje się również dla $\epsilon_i = 0^\circ$ i 180° . W obu tych przypadkach światło wysyłane pod kątem ϵ_i do kierunku jego padania na kroplę również powinno mieć nieskończone natężenie według opisu geometrycznego, a nieskończoność powinna być usuwana przez teorię interferencyjną. Kąty powyższe odpowiadają przejściu światła przez kroplę bez odchylenia ($\epsilon_i = 0^\circ$) i całkowitemu jego zawróceniu ($\epsilon_i = 180^\circ$). Pierwszy przypadek przed chwilą omawialiśmy i nazwaliśmy go aureolą. Czyżby przypadek drugi miał być rozwiązaniem naszego problemu? Przyjrzyjmy się mu przez chwilę.

Promień padający na kroplę wody pod kątem α bliskim 0° zostanie albo odbity pod kątem również bliskim 0° , albo załamany pod kątem $\beta < \alpha$. Promień załamany odbije się od tylnej ścianki kropli, wróci i wyjdzie z kropli również pod kątem bliskim 0° (rys. 6). Te dwa promienie ulegną dyfrakcji na kroplach stoją-

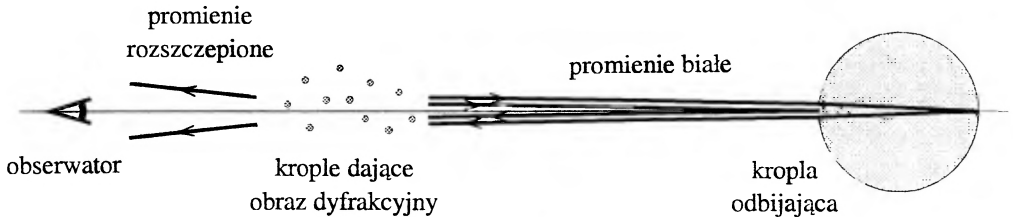


Rys. 5. Ilość energii unoszonej przez promień odbity i załamany powstałe z promienia padającego na granicę ośrodków powietrze-woda w zależności od kąta padania

cych na ich drodze i uzyskamy zjawisko identycznego pochodzenia jak aureola, ale teraz krąg uformuje się wokół punktu przeciwslonecznego. W starych książkach i czasopismach efekt ten określany jest terminami glorii bądź widma Brockenu i podaje się go jako wytłumaczenie obserwowanego czasami w górach zjawiska, kiedy to obserwator widzi swój cień na chmurze otoczony barwnymi kręgami. My się jednak już wcześniej przyjrzelśmy teorii aureoli i możemy wysunąć kilka argumentów przeciwko takiej interpretacji:

- 1) jak już pokazaliśmy wcześniej, teoria nie przewiduje powstania barwnych kręgów;
- 2) z rys. 5, który pokazuje, jaka część światła padającego na powierzchnię wody ulega odbiciu, a jaka załamaniu, w zależności od kąta padania, wynika, że światło odbite pod kątem bliskim 0° unosi zaledwie 2% energii światła padającego, a większość światła wchodzącego do kropli wydostaje się z niej przez tylną ściankę i tylko mały ułamek doznaje całkowitego wewnętrznego odbicia, zatem światło zawrócone przez kroplę jest bardzo słabe;
- 3) ponieważ cień na chmurze ma duże rozmiary kątowe, światło do obserwatora dochodzi dopiero od kropli, które nie leżą już na prostej Słońce-obszernik, lecz

są odchylone pod kątem $\approx 1^\circ$; krople, które mogłyby wysłać domniemane niekończące natężenie, są akurat przesłonięte przez cień obserwatora.



Rys. 6. Dawne tłumaczenie mechanizmu powstawania glorii, które obecnie uważamy za błędne. Promienie światła słonecznego padają na powierzchnię kropli odbijającej pod kątem bliskim 0° . Zarówno promień odbity od powierzchni zewnętrznej, jak i promień powstały po jednokrotnym wewnętrznym odbiciu zostają praktycznie zawrócone. Promienie te ulegają dyfrakcji na kroplach pomiędzy kroplą odbijającą a obserwatorem, a docierające po ugięciu do obserwatora tworzą zjawisko glorii

Okazuje się jednak, że choć przedstawione powyżej wytłumaczenie zjawiska glorii jest nieprawdziwe, to pomysł zwracania promieni świetlnych przez krople wody jest trafny i prowadzi do właściwego rozwiązania.

4. Pierwszy poprawny opis zjawiska: antykorony van de Hulsta

Podane w poprzednim rozdziale wytłumaczenie barwnych kręgów wokół cienia obserwatora znajdującego się na szczycie góry było przytaczane w różnych źródłach przez kilkadziesiąt lat. Jak pamiętamy, opierało się ono na spostrzeżeniu, że mianownik wyrażenia (B5), określającego natężenie promieniowania wysyłanego w kierunku ϵ_i , zeruje się dla $\sin \epsilon_i = 0$. Przypadkowi temu miała odpowiadać sytuacja z rys. 6, kiedy to promienie powodujące glorię padają na centrum kropli i zostają zawrócone. Sprzeciw wobec tej, jak się później okazało, błędnej hipotezy wyraził dopiero astrofizyk holenderski H.C. van de Hulst w artykule poświęconym teorii antykoron [5]. Wysunięta tam konkurencyjna koncepcja powstawania glorii doczekała się rozwinięcia w monografii tegoż autora [6]. Dla podkreślenia odrębności swojego stanowiska van de Hulst postanowił nawet zmienić nazwę zjawiska i nazwać je antykoroną uważając, że termin gloria jest nieadekwatny i zbyt się kojarzy z błędną teorią.

Podstawowy argument van de Hulsta był oczywisty. By go przedstawić, przepisujemy wzór (B5) używając nieco innych oznaczeń

$$I \propto \frac{\sin \alpha \cos \alpha}{(d\theta/d\alpha) \sin \theta}, \quad (6)$$

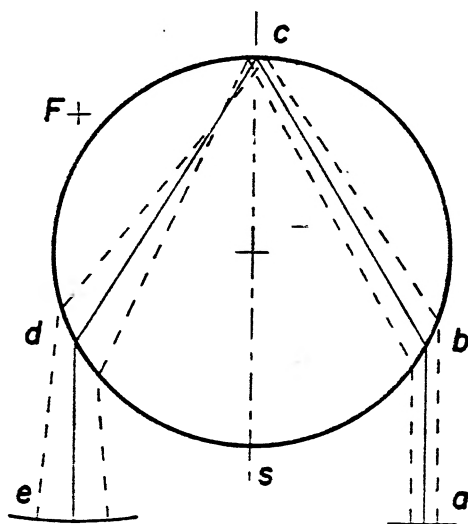
gdzie α – kąt między promieniem padającym a normalną do kropli w punkcie padania, θ – kąt między promieniem padającym a wychodzącym, I – natężenie promieniowania odbierane w kierunku θ . Dla $\theta \rightarrow 0$ otrzymujemy $\sin \alpha \rightarrow \sin \theta \rightarrow 0$, a więc w wyrażeniu (6) zeruje się również licznik i to w dodatku w taki sposób, że całe wyrażenie przy $\sin \theta = 0$ pozostaje skończone. Powód, dla którego powinny być widoczne zjawiska dyfrakcyjne w punkcie przeciwsłonecznym, przestaje istnieć. (Nie podważa to podstaw teoretycznych aureoli, które są efektem czysto dyfrakcyjnym, nieopisywalnym wzorem (6), który dotyczy promieni geometrycznych.)

W ten sposób część krytyczna pracy van de Hulsta została zakończona. Ciekawe jest, że część konstruktywna pracy również opiera się na wzorze (6), a konkretnie na przypadkach, gdy przewiduje on nieskończone natężenie światła w jakimś kierunku. Nauczony błędami poprzedników, van de Hulst przyjął, że do uzyskania nieskończonej wartości natężenia nie tylko mianownik musi się zerować, ale licznik musi pozostać niezerowy. Mianownik zeruje się dla $d\theta/d\alpha = 0$ i jest to przypadek tęczy, oraz dla $\sin \theta = 0$, co przecież wcale nie pociąga za sobą warunku $\sin \alpha = 0$, bądź $\cos \alpha = 0$. Może zająć sytuacja jak na rys. 7, kiedy dla niezerowego kąta padania uzyskujemy całkowite zawrócenie promienia. Tą sytuacją zajął się van de Hulst.

Obliczenia jego pokazują, że płaskie czoło a fali padającej zamienia się w czoło kołowe e fali wychodzącej z ogniskiem w punkcie F. Żeby dostać opis przestrzenny trzeba rys. 7 obrócić wokół osi cs i wtedy zobaczymy, że z kropli wynurza się toroidalne czoło fali zakreślone przez koło ogniskowe o promieniu r' równym odległości punktu F od prostej cs . Również z obliczeń wynika, że do opisu tego szczególnego przypadku rozpraszania wstecz trzeba uwzględnić kierunek polaryzacji światła padającego i rozproszonego. Ostateczny wynik rachunków przedstawia natężenie promieniowania rozproszonego w kierunku nachylonym pod kątem γ do kierunku światła padającego

$$I = \frac{1}{4}(C_1 + C_2)^2 J_0^2(u) + \frac{1}{4}(C_1 - C_2)^2 J_2^2(u), \quad (7)$$

gdzie C_1 i C_2 są pewnymi stałymi, J_0 i J_2 funkcjami Bessela, zaś $u \simeq r'\gamma$. Następnie van de Hulst przeprowadza to samo wyprowadzenie, ale tym razem wychodząc z szeregów Miego. W 1908 r. niemiecki fizyk Gustav Mie pokazał, że natężenie fali elektromagnetycznej rozproszonej na przezroczystej sferze może być obliczone z dowolną dokładnością dla każdego kąta rozpraszania, z rozpraszaniem wstecz



Rys. 7. Oryginalny rysunek z pracy van de Hulsta wyjaśniającej zjawisko glorii. Promień świetlny biegnie wzdłuż linii ciągłej kolejno przez punkty a, b, c, d, e . Po jednokrotnym wewnętrznym odbiciu otrzymujemy całkowite zawrócenie promienia. Linie przerywane obrazują dwa sąsiednie promienie i pozwalają wyobrazić sobie obliczone przez van de Hulsta toroidalne czoło fali wychodzącej z kropli wokół punktu e

włącznie. Mie przedstawił wynik w postaci wolnozbieżnych szeregów, które składają się ze skomplikowanych wyrażeń matematycznych i choć dają w każdym przypadku rozpraszania ściśle rozwiązanie, to jednak nie podają fizycznego mechanizmu zjawiska. Natomiast wyniki van de Hulsta otrzymane na drodze geometrycznej są identyczne z tymi, jakie otrzymał on po zastosowaniu do swej koncepcji szeregów Miego. Zbieżność jest iście zaskakująca, gdy się weźmie pod uwagę, że sytuacja przedstawiona na rys. 7 nie ma miejsca w teorii geometrycznej. By się przekonać, że tak jest spójrzmy na rys. A1 dołączony do dodatku A, przedstawiający tory równoległych promieni świetlnych padających na przezroczystą kulę i ulegających jednokrotnemu wewnętrznemu odbiciu. Widzimy, że wraz ze wzrostem kąta padania α , kąt rozpraszania ϵ rośnie aż do kąta ekstremalnego, a potem maleje nie osiągając jednak zera, a tym samym nie realizując sytuacji z rys. 7. Nietrudno pokazać, że promień może być tak zawrócony dopiero dla współczynnika załamania $n > \sqrt{2}$. Pamiętajmy jednak, że są to rozważania czysto geometryczne, zaś analizowane przez van de Hulsta rozwiązanie szeregów Miego pokazuje, że optyki geometrycznej nie można stosować dla promieni padających blisko brzegu kropli oraz że sytuacja przedstawiona na rys. 7 po odrzuceniu przybliżenia optyki geometrycznej ma prawo istnieć. Promień wychodzący z kro-

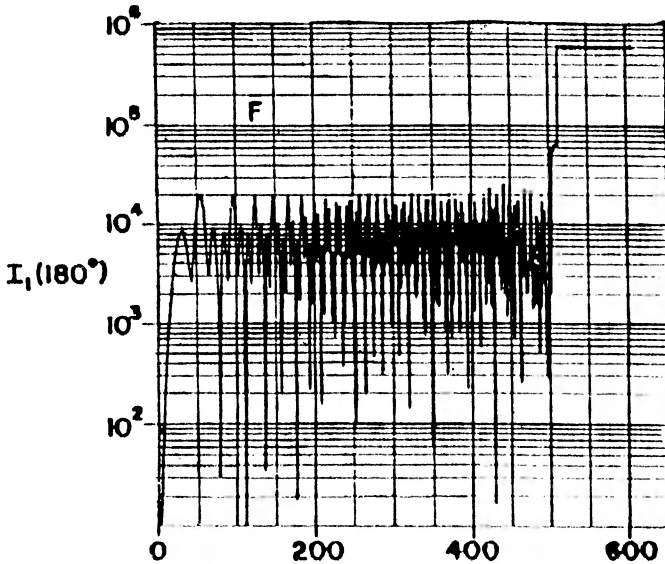
pli jest promieniem glorii. Na koniec van de Hulst porównuje wyniki swojej teorii z obserwacjami glorii przyjmując różne wartości C_1 i C_2 , których nie obliczył. Zgodność jest zaskakująca.

Podsumujmy. Teoria van de Hulsta, oparta na ścisłym rozwiązaniu równań dla fal elektromagnetycznych, daje konsekwentny opis zjawiska glorii i pokazuje, że opis ścisły możemy geometrycznie przybliżyć przedstawiając bieg promienia świetlnego jak na rys. 7. Rachunki numeryczne dowodzą możliwości istnienia barwnych kręgów, przy czym możemy zobaczyć kilka „kompletów”, od niebieskiego do czerwonego. Najsilniejszy jest najmniejszy krąg, niebieski od wewnątrz a od zewnątrz czerwony, o promieniu wewnętrznym $1^{\circ}30'$ i zewnętrznym $3^{\circ}50'$, dla przeciętnych wielkości kropeł w chmurze ($a = 0.027$ mm). Gdyby nie brak obliczonych C_1 i C_2 , to teoria van de Hulsta mogłaby być uważana za kompletne wytłumaczenie zjawiska glorii bądź, jak woli autor, antykoron.

5. Rozwinięcie pracy van de Hulsta

Pięknym potwierdzeniem teorii van de Hulsta jest praca, którą w 1966 r. opublikowali Bryant i Cox [7]. Autorzy otrzymali wyniki liczbowe z sumowania kolejnych wyrazów szeregów Miego dla rozpraszania pod kątem 180° , czyli dla promienia glorii. Wyniki przedstawili na wykresie określającym natężenie wysyłanego światła w funkcji liczby członów szeregu Miego wziętych pod uwagę (rys. 8). Wykres ma dwie ważne cechy. Po pierwsze, od pewnego momentu dalsze człony nie wpływają już na wynik (prawe strony wykresu), po drugie, natężenie nie narasta stopniowo ze wzrostem liczby członów, lecz już po uwzględnieniu kilku pierwszych wyrazów szybko uzyskuje pewien poziom, wokół którego potem oscyluje, a drugi skok następuje tuż przed momentem ustabilizowania się krzywej. Zachowanie takie autorzy interpretują przyjmując, że n -temu członowi w szeregu Miego odpowiada promień świetlny przechodzący przez kroplę w odległości $n\lambda/2\pi$ od jej środka (jest to tzw. zasada lokalizacji – ang. localization principle). Wynika z tego, że pierwsza nasza uwaga odnośnie wykresu oznacza brak wkładu do strumienia światła rozproszonego wstecz od promieni przebiegających zbyt daleko od środka kropli. Są to po prostu promienie przechodzące obok. Druga uwaga pokazuje, że pewien wkład do natężenia światła rozproszonego wstecz wnoszą promienie padające bardzo blisko środka kropli, padające nieco dalej nie wprowadzają większych zmian, a największy wkład dają promienie padające na sam brzeg kropli (na rys. 8 są to promienie o $n \sim 500$). Na przyczynku od promieni padających na obszar centralny zasadzała się stara teoria glorii opisana pod koniec par. 3. Teraz widzimy, że ten przyczynek jest o ponad rząd wielkości mniejszy od

wkładu dostarczanego przez promienie z okolic brzegu, a na te przecież promienie wskazał w swojej pracy van de Hulst.

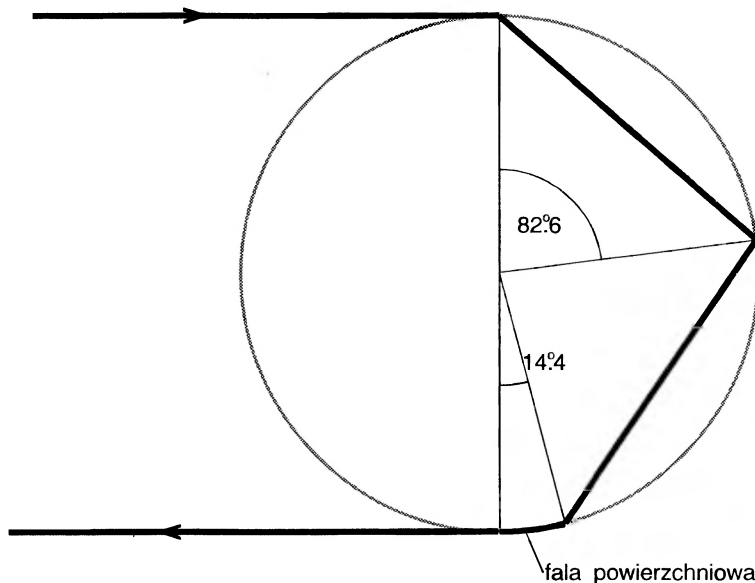


Rys. 8. Wykres obliczonego z szeregów Miego natężenia światła rozproszonego wstecz przez jednorodną przezroczystą kulę w zależności od liczby członów szeregu wziętych pod uwagę [7]

Rachunki numeryczne pozwoliły Bryantowi i Coxowi na wysunięcie koncepcji fal powierzchniowych. W konwencji optyki geometrycznej można powiedzieć, że promień padający stycznie na kropkę nie załamuje się, lecz ślizga po jej powierzchni, mogąc się załamać i wnikać do jej wnętrza w dowolnym momencie. W pracy [7] obliczono, że na skutek strat energii promień po jednym okrążeniu traci jedynie 0.008 swojej energii, czyli może wielokrotnie okrążyć kropkę.

O falach powierzchniowych wspomina również późniejszy artykuł Bryanta i Jarmiego [8]. Autorzy łączą w nim geometryczny opis przebiegu promienia przez kropkę z koncepcją fali powierzchniowej. Promień powodujący glorię pada stycznie na kropkę, załamuje się, odbija od wewnętrznej ścianki, a po ponownym dojsciu do powierzchni kropki brakujący odcinek przemierza jako fala powierzchniowa i dzięki temu kropkę opuszcza w kierunku równoległym do kierunku padania (rys. 9).

Wzmiankowany artykuł podaje poza tym opis ciekawych doświadczeń, jakie wykonali jego autorzy w celu bliższego zrozumienia zjawiska glorii. Pierwsze z nich zakłada już wiedzę, że glorię powodują promienie wychodzące z krawędzi kropki, na których światło jest rozpraszane. Dzięki temu chmurę można zastąpić czarną



Rys. 9. Promień świetlny powodujący glorię porusza się w kropli częściowo jako fala powierzchniowa

kartką papieru z powycinanymi w niej pierścieniami wielkości kropli. Autorzy rozwiązali problem techniczny rysując tuszem na kartce papieru 241 przypadkowo rozrzuconych okręgów, fotografując swoje dzieło, a negatyw fotografii, znacznie mniejszy od oryginału, wkładając w strumień światła laserowego. Na ekranie otrzymano obraz dyfrakcyjny o parametrach zgodnych z obserwacjami glorii.

Drugie doświadczenie, mające na celu wykazanie, że promień glorii wychodzi istotnie z brzegów kropli, wykonano używając bardziej rozbudowanego instrumentarium. W strumień światła słonecznego, wzmocniony przez heliostat i rzutowany na ekran, włożono przezroczystą kulę o średnicy 30.48 cm. Natychmiast na ścianach pomieszczenia ukazała się przepiękna tęcza, zaś przy pomocy lusterka umieszczonego na drodze promieni świetlnych można było popatrzeć, jak świeci kula w kierunku glorii. Rzeczywiście, świeciła tylko obwódka, a części wewnętrzne pozostały ciemne.

Interesujące są wyniki symulacji komputerowych podanych przez Stephensa, Raya i Kittermana [9,10]. Opisane w pracy [10] rachunki symulują doświadczenie, w którym impuls świetlny skierowany na dielektryczną kulę zostaje rozproszony, a detektor umieszczony na drodze padającego impulsu rejestruje czasy przybycia poszczególnych impulsów wtórnych rozproszonych wstecz. Z wyników wyraźnie widać, że jako pierwszy przybywa promień odbity od przedniej ścianki kuli, po-

tem ten odbity od tylnej, a następny impuls można zinterpretować właśnie jako promień glorii.

Rozwój maszyn liczących pozwalał na coraz pełniejsze i dokładniejsze rozwiązywanie równań opisujących fale elektromagnetyczne. Musiało to doprowadzić do ponownego przeanalizowania teorii van de Hulsta i krytyki poczynionych przezeń założeń. Dwa artykuły H.M. Nussenzweiga [11,12] przyniosły pełny opis teorii glorii.

6. Zmiany wprowadzone przez obliczenia Nussenzweiga

Teoria van de Hulsta całkowicie tłumaczyła wyniki obserwacji atmosferycznych. W celu sprawdzenia jej stosowności w innych zakresach widma na przełomie lat sześćdziesiątych i siedemdziesiątych powstało wiele prac podających wyniki zarówno symulacji komputerowych jak i obserwacji doświadczalnych dla rozpraszania wstecz przez sferę przezroczystą. Tym razem badano krople o różnych rozmiarach, odbiegających od typowych rozmiarów kropli w chmurach. Co więcej, zbadano zależność natężenia światła rozpraszanego wstecz od średnicy kropli rozpraszającej. W opisach wszystkie prace posługują się użytecznym parametrem β (parametr rozmiaru) zdefiniowanym następująco:

$$\beta = \frac{2\pi a}{\lambda}, \quad (8)$$

gdzie a – promień kropli, λ – długość fali światła padającego.

Glorię w przyrodzie obserwuje się dla β z przedziału 100–300, przy czym najczęstsze są obserwacje przy $\beta \simeq 160$. Obliczenia numeryczne pokryły zakres od $\beta = 50$ do $\beta = 10000$ i dzięki nim zauważono cechy zjawiska, których teoria van de Hulsta nie tłumaczy. Najważniejsze z nich to:

- 1) natężenie światła rozpraszanego wstecz jest gwałtownie zmieniającą się, quasiperiodyczną funkcją β z okresem zmienności $\Delta\beta = 0.81$;
- 2) gwałtowne skoki natężenia występują na wolnozmiennym tle, którego powstanie po części tłumaczy teoria van de Hulsta;
- 3) w okolicy skoku natężenie zmienia się o jeden lub dwa rzędy wielkości przy zmianie parametru β jedynie o 0.01 (wielkość porównywalna z rozmiarami atomowymi);
- 4) analiza Fouriera natężenia $I(\beta)$ wykazuje jeszcze trzy okresy poboczne: $\Delta_1\beta = 0.41$, $\Delta_2\beta = 1.1$, $\Delta_3\beta = 14$;
- 5) wykres $I(\beta)$ uśredniony po największym okresie $\Delta_3\beta$ ma szerokie maksimum w okolicy $\beta = 10^3$;

6) obliczenia pokazują inny charakter wzoru dyfrakcyjnego glorii w okolicy $\beta = 100$, a inny dla $\beta = 1000$; w pierwszym przypadku pierścienie dyfrakcyjne mają polaryzację równoległą, w drugim – prostopadłą.

W powyższych uwagach wszystkie wartości liczbowe są podane dla przypadku światła widzialnego padającego na kroplę wody (współczynnik załamania $n = 1.333$). Żadnej z wymienionych cech nie da się wyjaśnić za pomocą teorii van de Hulsta, która mówi, że dominujący jest przyczynek od promienia, który pada stycznie i ulega jednokrotnemu wewnętrznemu odbiciu, a część drogi w kropki przebiega jako fala powierzchniowa.

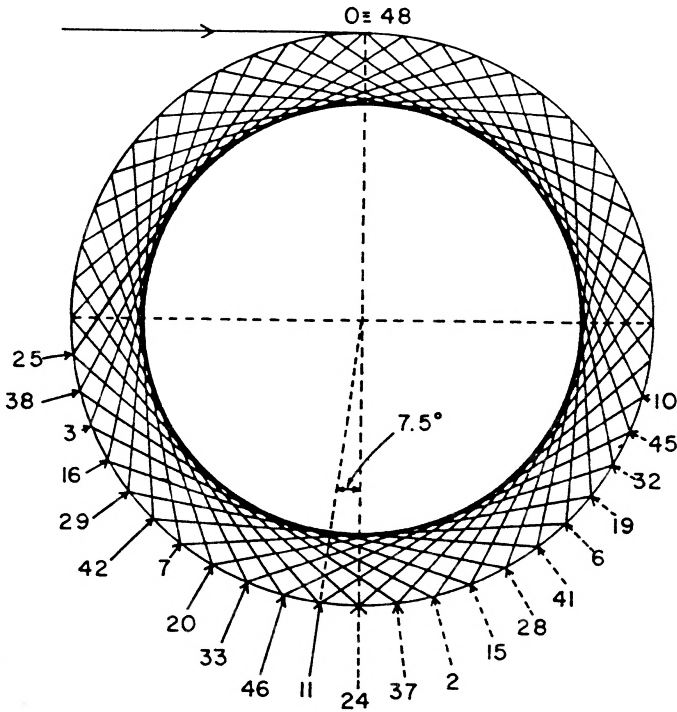
Pomysł Nussenzweiga polegał na tym, by do wyjaśnienia obserwacji wykorzystać teorię zespolonego momentu pędu (ang. complex angular momentum theory – CAMT), powstałą już wcześniej. Należy w tym miejscu podkreślić, że ani teoria van de Hulsta, ani Nussenzweiga, nie mają na celu ścisłego opisu matematycznego glorii. Taki opis, jak już wiemy, dają wynikające z teorii elektromagnetyzmu szeregi Miego określające rozkład natężeń światła rozproszonego przez sferę dielektryczną w dowolnym kierunku, a więc i dla glorii. Problem jednak polega na tym, że szeregi Miego nie mówią nic na temat zachowania się promienia świetlnego wewnątrz kropki, a nas właśnie interesuje, jakie promienie powodują zjawisko glorii.

Jesteśmy przyzwyczajeni do wyobrażania sobie optyki geometrycznie za pomocą promieni rzeczywistych. Teoria CAMT pozwala zastąpić sumowanie szeregów Miego przez całkowanie po residuach w płaszczyźnie zespolonej, ale przy takim podejściu promienie jako obiekty tej płaszczyzny zyskują składową urojoną – są opisywane zmiennymi zespolonymi, a każdy rodzaj bieguna ma swoją interpretację w kategoriach optyki geometrycznej.

Amplitudę światła rozproszonego pod kątem θ przez kulę o parametrze β można opisać wzorem

$$S(\beta, \theta) = S_0(\beta, \theta) + \sum_{p=1}^{\infty} S_p(\beta, \theta), \quad (9)$$

gdzie S_0 jest amplitudą światła odbitego zewnątrz od kropki, zaś S_p jest związane z promieniem odbitym wewnątrz ($p - 1$) razy. Możemy zauważyć, że zgodnie z naszymi dawniejszymi rozważaniami na temat tęczy wielokrotne wewnętrzne odbicie promienia w kropki powoduje tak znaczne jego osłabienie, że przyczynki od takich promieni można zaniedbać, zatem we wzorze (9) nie musimy sumować nieskończenie wielu wyrazów, lecz możemy ten szereg urwać, często nawet dla $p = 2$.



Rys. 10. Droga wewnątrz kropli promienia padającego na kropkę stycznie w górnej części rysunku. Przyjęto współczynnik załamania $n = [\cos(11\pi/48)]^{-1}$. Liczby w dolnej części rysunku oznaczają kolejne wewnętrzne odbicie promienia. Strzałki ciągle wskazują miejsca, z których wychodzą promienie tęczy wyższych rzędów, strzałki przerywane wskazują miejsca wyjścia tych promieni, które do glorii wnoszą wkład przebywając brakujący odcinek jako fala powierzchniowa

Tak jest dla większości kątów θ , ale gdy przyjmiemy, że rozpraszanie wstecz powodowane jest przez zewnętrzne warstwy kropli, nie może tak być dla $\theta = \pi$ i na tym spostrzeżeniu zasadza się cała interpretacja Nussenzweiga. Spójrzmy na rys. 10. Od lewej strony stycznie do powierzchni kuli pada promień światła. Załamuje się on pod kątem krytycznym β takim, że $\sin \beta = \frac{1}{n}$, przy czym z rys. 5 wiemy, że załamaniu ulegnie ok. 4% światła padającego, zaś reszta się odbije od powierzchni zewnętrznej. Światło załamane dojdzie ponownie do powierzchni kropli pod kątem krytycznym, gdzie ulegnie całkowitemu wewnętrznemu odbiciu, i gdyby nie mechanizmy niegeometryczne, nie wy dostałoby się z kropli. Ta argumentacja dobrze wyjaśnia konieczność uwzględnienia większej liczby członów we wzorze (9). Z drugiej strony w interpretacji Nussenzweiga korzysta się z tego, że

dla tęczy wyższych rzędów obliczony w dodatku A i opisany wzorem (A5) kąta padania na kroplę promienia powodującego tęczę rośnie i promień staje się coraz bardziej styczny. Obowiązuje tu mechanizm przed chwilą opisany, więc i przyczynku od tęczy wyższych rzędów nie można zaniedbać. Teoria CAMT przewiduje dokładnie, do którego członu we wzorze (9) powinno się prowadzić sumowanie. Liczba członów, które należy uwzględnić, rośnie wraz z β .

Biorąc pod uwagę dwa powyższe spostrzeżenia Nussenzweiga spróbujmy odpowiedzieć na zasadnicze pytanie: które z członów wzoru (9) są wiodące i jak je poklasyfikować według malejącej ważności? Pomocne do tego będzie nam jeszcze jedno spostrzeżenie Nussenzweiga: gdy przyjmiemy współczynnik załamania dla wody równy $n = (\cos(11\pi/48))^{-1}$, który mieści się w zakresie wartości dla przedziału widzialnego, to promień światła po 48 przejściach przez kroplę powróci do punktu, w którym na kroplę padał, czyli jego tor się zamknie (rys. 10). Liczby na rysunku oznaczają, które z kolei wewnętrzne odbicie występuje w danym punkcie. Po każdym wewnętrznym odbiciu część promieniowania opuszcza kroplę i wnosi swój przyczynek do zjawiska glorii. Liczby po prawej stronie rysunku oznaczają przyczynki do glorii od fal powierzchniowych (bo promień opuszczający wnętrze kuli z prawej strony musi do kąta $\theta = 180^\circ$ poruszać się jako fala powierzchniowa), liczby po stronie lewej to przyczynki od tęczy wyższego rzędu. Teoria CAMT pokazuje, że w zależności od β dominujące są różne z tych przyczynków, co jest uwarunkowane współzawodnictwem różnych rodzajów tłumienia fali świetlnej w kropli oraz wspomnianą wcześniej skończoną liczbą wyrazów znaczących w szeregu (9). Nussenzweig pokazał, że dla $\beta = 150$, czyli dla glorii obserwowanych w przyrodzie, rzeczywiście dominuje mechanizm van de Hulsta, ale dla $\beta = 500$ i większych zostaje on zdominowany przez przyczynek od tęczy dziesiątego rzędu. Pamiętamy, że nasze poszukiwania wśród tęczy wyższego rzędu zakończyliśmy na rzędzie piątym. Gdyby jednak we wzorze (1) podstawić $i = 10$, to otrzymamy $\epsilon_{10}^0 = 2^\circ 51'$ dla $n = 1.33$, czyli promień tęczy zostaje wysłany prawie dokładnie wstecz. Ze wzoru (5) wynika, że promień tęczy dziesiątego rzędu pada na kroplę pod kątem $85^\circ 25'$, czyli prawie stycznie. Dla bardzo dużych β znaczący staje się człon pochodzący od promienia 23 razy wewnątrznie odbitego. Jest to promień, który wychodzi z kropli dokładnie naprzeciw miejsca padania. Jak widać, zgodnie z wcześniej poczynioną uwagą, im większe β , tym bardziej zapętlone promienie dominują.

Wyjaśnijmy teraz za pomocą teorii Nussenzweiga fakty przytoczone na początku rozdziału, a nie mające wyjaśnienia w teorii van de Hulsta. Wiemy, że promień w kropli porusza się po torze zamkniętym lub prawie zamkniętym. Wiąże się z tym okresowość funkcji $I(\beta)$, natomiast gwałtowne skoki w natężeniu światła rozpraszanego pochodzą od rezonansów geometrycznych, kiedy to trzeba sumo-

wać nie tylko przyczynki z przedziału $(0,48)$, ale wszystkie z uwzględnieniem okresu $\Delta p = 48$. Wsumowanie po okresie prowadzi do zaobserwowanych gwałtownych maksimumów. Poboczne okresy funkcji $I(\beta)$ wymienione w punkcie 4) pochodzą z interferencji między promieniami: bezpośrednio odbitym, van de Hulsta i tęczy dziesiątego rzędu. Ponieważ pomiędzy $\beta = 500$ a $\beta = 1000$ przyczynek od tęczy dziesiątego rzędu wypiera przyczynek van de Hulsta, to na granicy dominacji możemy spodziewać się zmiany zachowania funkcji $I(\beta)$, a także odmiennych własności glorii w okolicach $\beta = 150$ i $\beta = 1000$. W ten sposób wszystkie zaobserwowane własności glorii zostały wyjaśnione.

Na koniec poczynię jedną uwagę na temat teorii Nussenzweiga. Przyjęty przez Nussenzweiga współczynnik załamania jest wybrany w sposób wyjątkowo dowolny, zwłaszcza że dotyczy skrajnie czerwonej części widma. Wystarczy zmniejszyć nieco długość fali światła padającego, a przyczynek od promienia odbitego wewnątrznie 23 razy przestanie być przyczynkiem od fali powierzchniowej, a stanie się przyczynkiem od tęczy. Co gorsza, dla promieniowania fioletowego ($n_f = 1.3435$) tor po 48 przejściach przez kroplę nie zamyka się nawet w przybliżeniu, lecz jego początek i koniec odległe są od siebie aż o $62^\circ 18'$. Dla tego zakresu fal znacznie lepiej pasowałoby podstawienie $n = (\cos(13\pi/56))^{-1} = 1.3411$ powodujące zamknięcie toru po 56 przecięciach. Nie znam wyników obserwacji bądź ścisłych obliczeń dla takiej długości fali, wszystkie zostały wykonane dla $n = 1.333$. Zamykanie się torów dla różnych długości fali przy różnych liczbach przecięć kropli przez promień wymaga ponownego rozpatrzenia pewnych aspektów teorii, co nie neguje szerokiej stosowalności teorii Nussenzweiga jako całości.

7. Podsumowanie

Wyjaśnienie zasadniczych mechanizmów leżących u podstaw zjawiska glorii jest zasługą prac van de Hulsta i Nussenzweiga. Ten drugi napisał nawet we wstępie swojego artykułu przedstawiającego teorię glorii: „Niniejsza teoria stanowi pierwsze pełne wyjaśnienie zjawiska glorii”.

Po raz pierwszy zanotowano obserwację glorii w 1735 r. Teoria Nussenzweiga została opublikowana w r. 1979. Tak długi okres czasu między tymi datami jest miarą złożoności zjawiska. Aby podkreślić najważniejsze aspekty glorii wymienimy je na koniec jeszcze raz:

- 1) gloria to tęczowe kręgi formujące się na chmurze wokół cienia obserwatora, gdy obserwator, Słońce i chmura znajdują się na jednej prostej, co jest możliwe przy obserwacji ze szczytu góry lub z samolotu;
- 2) gloria powstaje na skutek rozpraszania światła wstecz przez pojedyncze krople

chmury, przy czym dla typowych rozmiarów kropli w chmurze ($\beta = 150$) główną rolę odgrywa mechanizm van de Hulsta z drogą promienia świetlnego przebiegającą kroplę jak na rys. 9;

3) w przypadku mechanizmu van de Hulsta promień świetlny część swojej drogi w kropli przebywa jako fala powierzchniowa;

4) niezależnie od parametru β do glorii wnosi wkład jedynie zewnętrzna część kropli.

Uzbrojeni w tę wiedzę możemy się teraz śmiało wybrać w góry na poszukiwanie glorii. Ręczę jednak za to, że gdy się ją zobaczy, można zapomnieć o wszystkich rachunkach i teoriach. Zjawisko to jest po prostu piękne, a jego piękno stanowi wartość nieporównywalnie większą od najlepiej dopasowanej do obserwacji teorii.

Dodatek A

For promienia świetlnego w kropli wody

Rozpatrzmy promień światła padający na kroplę, która w dobrym przybliżeniu jest kulą (rys. 2). Od założenia kulistości kropeł wody nie będziemy w naszych rozważaniach odstępować. Oznaczmy punkt padania promienia na kroplę literą A , zaś kąt, jaki tworzy promień padający z normalną do powierzchni kropli, przez α . Promień padający, oznaczony cyfrą 1, może ulec odbiciu (promień $1'$), bądź załamaniu pod kątem β do normalnej do powierzchni kropli w punkcie A , spełniającym znaną zależność

$$n \sin \beta = \sin \alpha, \quad (A1)$$

gdzie n jest współczynnikiem załamania zależnym od długości fali światła padającego. Promienie padającego światła białego załamają się pod różnymi kątami, zależnie od barwy, i odtąd będziemy mieli do czynienia z rozszczepionym światłem wewnątrz kropli (promień odbity pozostaje nierozszczepiony). Ponieważ promień odbity opuszcza interesujący nas obszar, pozostaje do rozpatrzenia promień załamany. Dociera on do brzegu kropli w punkcie B , gdzie również może zostać odbity lub załamany. Zauważmy, że ponieważ trójkąt AOB jest równoramienny, to kąt między promieniem światła a normalnymi w punktach A i B jest taki sam (oznaczony na rysunku przez β).

Zajmijmy się promieniem wychodzącym z kropli, oznaczonym cyfrą 2. Promień ten jest nachylony do normalnej pod kątem α . Z trójkąta ABC możemy wywnioskować, że kąt w wierzchołku C jest równy $\pi - 2(\alpha - \beta)$, zatem kąt pomiędzy promieniem 1 i 2 wynosi $2(\alpha - \beta)$.

Sytuacja promienia wewnątrznie odbitego w punkcie B jest taka sama jak załamanego wyruszającego z punktu A . Dociera on do D i tam powtarza się sytuacja, którą już opisaliśmy w punkcie B . Nas interesuje jedynie kąt między promieniami 2 i 3. Z trójkąta BDF wynika, że kąt F jest równy 2β . Zatem kąt między promieniami 2 i 3 jest równy $\pi - 2\beta$.

Przy kolejnych odbiciach sytuacja będzie się powtarzać. Każdy kolejny promień będzie nachylony do poprzedniego pod kątem $\pi - 2\beta$. Ogólny wzór opisujący wszystkie promienie powstałe z promienia 1 po jego przejściu przez kroplę (bez promienia $1'$ od razu odbitego) przedstawia się następująco:

$$\epsilon_i = 2(\alpha - \beta) + i(\pi - 2\beta), \quad (A2)$$

gdzie i – liczba wewnętrznych odbić, ϵ_i – kąt między promieniem padającym, a wychodzącym po i wewnętrznych odbiciach.

Jak się jednak ma opisana tutaj sytuacja do zjawiska tęczy? Wiemy, że promień padł na kroplę i wchodząc do jej wnętrza uległ rozszczepieniu. Wszystkie zatem promienie wychodzące z kropli i opisane wzorem (A2) będą już rozszczepione. Niemniej jednak kąt ϵ_i zależy jawnie od kąta padania α . Jest rzeczą oczywistą, że α zmienia się od 0 do 90 stopni i kąty ϵ_i dla promieni wychodzących będą różne, więc rozszczepione światło znów się wymiesza dając z powrotem światło białe.

Przypadek wielu promieni padających na kroplę pod różnymi kątami dla jednokrotnego wewnętrznego odbicia przedstawia rys. A1. Promienie nie wychodzą w dowolnych kierunkach, lecz istnieje pewien maksymalny kąt nachylenia promienia wychodzącego do padającego. Zatem funkcja $\epsilon_i(\alpha)$ nie jest monotoniczna i gdzieś ma ekstremum, które można znaleźć. Wstawiając (A1) do (A2) otrzymujemy

$$\epsilon_i = 2\left(\alpha - \arcsin \frac{\sin \alpha}{n}\right) + i\left(\pi - 2 \arcsin \frac{\sin \alpha}{n}\right),$$

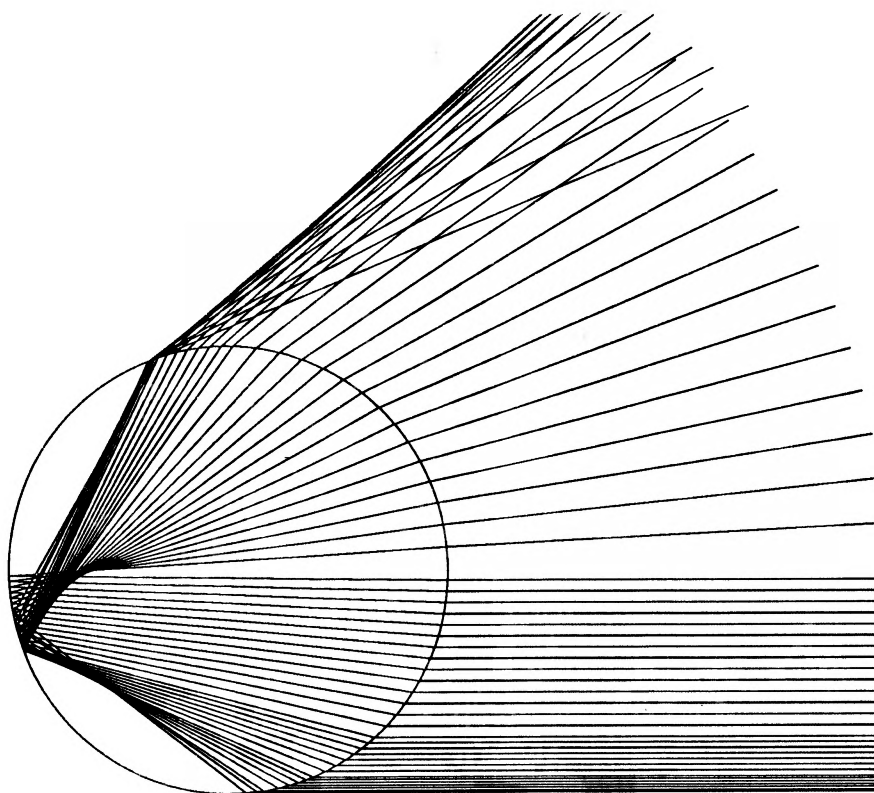
lub inaczej

$$\epsilon_i = 2\alpha + i\pi - 2(i+1) \arcsin \frac{\sin \alpha}{n}. \quad (A3)$$

Obliczmy pochodną określającą zmianę kąta ϵ_i spowodowaną zmianą kąta padania α :

$$\frac{d\epsilon_i}{d\alpha} = 2\left(1 - (i+1) \frac{\cos \alpha}{(n^2 - \sin^2 \alpha)^{1/2}}\right).$$

Ekstremum mamy dla $d\epsilon_i/d\alpha = 0$. Zatem dla kąta ekstremalnego α^0 otrzymujemy związek:



Rys. A1. Droga wiązki promieni równoległych w kropli wody. Promienie wychodzące z kropli po jednym wewnętrznym odbiciu nie mogą być nachylone pod dowolnym kątem do kierunku padania, lecz istnieje pewien maksymalny kąt nachylenia

$$1 = (i + 1) \frac{\cos \alpha^0}{(n^2 - \sin^2 \alpha^0)^{1/2}}, \quad (A4)$$

skąd

$$\cos \alpha^0 = \left(\frac{n^2 - 1}{i(i + 2)} \right)^{1/2}, \quad (A5)$$

oraz

$$\epsilon_i^0 = 2 \arcsin \left(\frac{i(i + 2) - n^2 + 1}{i(i + 2)} \right)^{1/2} + i\pi - 2(i + 1) \arcsin \left(\frac{i(i + 2) - n^2 + 1}{n^2 i(i + 2)} \right)^{1/2}. \quad (A6)$$

Otrzymaliśmy wyrażenie na cosinus kąta padania α^0 promienia, dla którego kąt ϵ_i^0 między nim, a powstałym z niego po i -tym odbiciu wewnętrznym promieniem

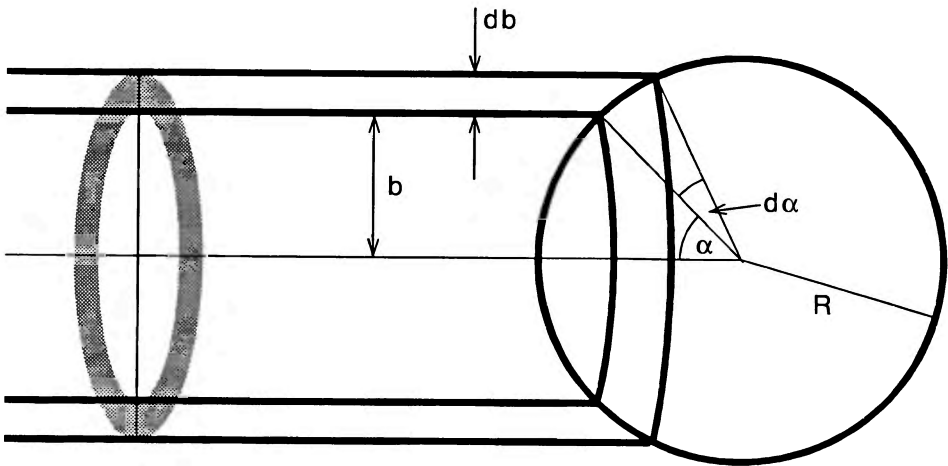
wychodzącym jest ekstremalny. Zauważmy, że ekstremum takie nie istnieje dla $i = 0$, czyli dla promienia wychodzącego bez wewnętrznego odbicia.

Dodatek B

Rozkład natężenia światła rozproszonego w funkcji kąta rozpraszania

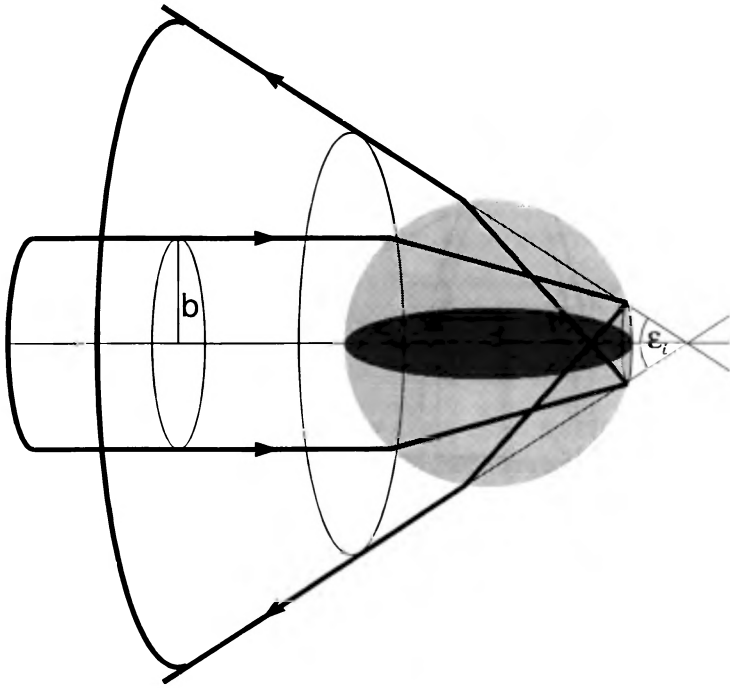
Pokażemy teraz, że promienie padające na kroplę pod kątem zbliżonym do α^0 zachowują się osobliwie. Poniższe rachunki opierają się na oryginalnej koncepcji A. Szymachy przedstawionej w książce [13]. Rozpatrzmy natężenie światła wychodzącego z kropli. W tym celu zastąpmy niewygodny dla dalszych rozważań kąt padania α parametrem zderzenia b , który z α związany jest zależnością:

$$b = R \sin \alpha \quad (B1)$$



Rys. B1. Wiązka promieni padających na kroplę scharakteryzowana przez parametr zderzenia b i grubość db

i zmienia się od 0 do R (rys. B1), gdzie R jest promieniem kropli. Do rozważań geometrycznych dotyczących biegu promieni wygodniej nam było rozpatrywać sytuację płaską, teraz zobaczmy, jak zjawisko wygląda przestrzennie, czyli tak jak jest w rzeczywistości. Promienie padające na kroplę z parametrem $b(\alpha)$ tworzą ścianę walca i rozchodzą się w tworzące stożka o kącie rozwarcia $\epsilon_i(\alpha)$ określonym wzorem (A3) (rys. B2). Rozpatrzmy teraz wiązkę promieni padających na kroplę pod kątem już nie ściśle określonym, lecz zawartym w przedziale



Rys. B2. Padające równoległe na kropkę promienie są rozpraszane w stożek

$(\alpha, \alpha + d\alpha)$. Nie będą one tworzyły walca, lecz rurę o promieniu b i niezerowej grubości $db = R \cos \alpha d\alpha$ (rys. B1). Niech promieniowanie będzie takie, że na jednostkę powierzchni prostopadłej do kierunku promieni pada światło o natężeniu I_0 . Pole przekroju rury $d\sigma$ wynosi

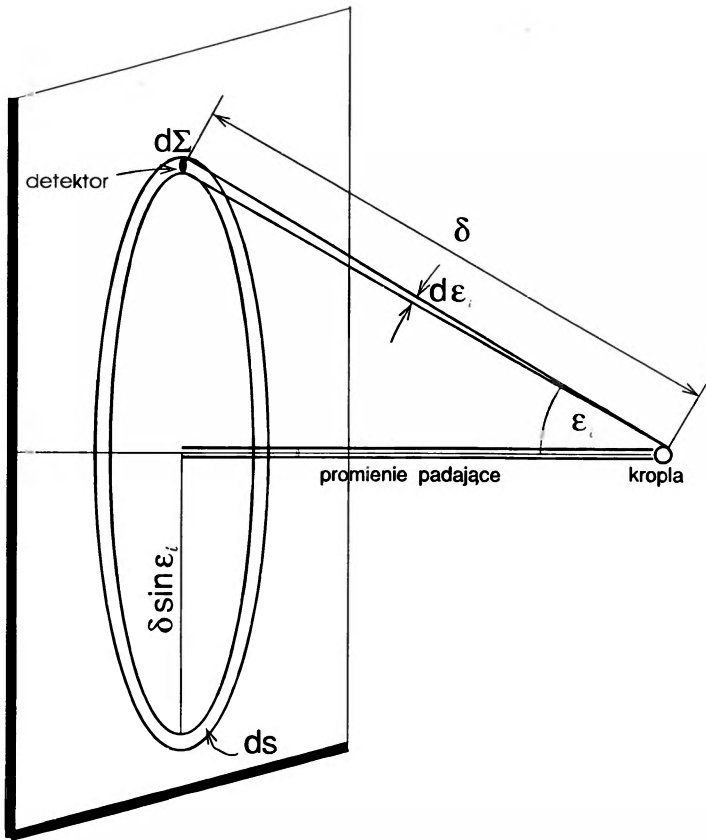
$$d\sigma = 2\pi b db = 2\pi R \sin \alpha R \cos \alpha d\alpha = 2\pi R^2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha.$$

Natężenie światła padającego wynosi

$$dI = I_0 d\sigma = 2\pi I_0 R^2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha.$$

Wiemy, że światło rozproszy się w obszar zawarty między dwoma stożkami o kątach rozwarcia $\epsilon_i(\alpha)$ i $\epsilon_i(\alpha + d\alpha)$. Różnica tych kątów wyraża się wzorem

$$\epsilon_i(\alpha) - \epsilon_i(\alpha + d\alpha) = \left| \frac{d\epsilon_i}{d\alpha} \right| d\alpha. \quad (B2)$$



Rys. B3. Wyznaczanie natężenia światła rozproszonego przez kroplę wody w zależności od kąta rozproszenia. W dużej odległości δ od kropli umieszczony jest detektor o powierzchni $d\Sigma$. Na prostopadłej do padającej na kroplę wiązki promieni świetlnych płaszczyźnie przechodzącej przez detektor rozproszone na kropli światło tworzy pierścień o promieniu $\delta \sin \epsilon_i$ i powierzchni ds

Umieśćmy teraz na drodze światła wychodzącego z kropli, w dużej odległości δ od niej, detektor o powierzchni $d\Sigma$ (rys. B3). Na ustawionej prostopadle do promieni świetlnych padających na kroplę, przechodzącej przez detektor płaszczyźnie zobaczymy pierścień o promieniu $R' = \delta \sin \epsilon_i$ i grubości $dR' = (\delta / \cos \epsilon_i) d\epsilon_i$ powstały z oświetlenia płaszczyzny przez rozproszone na kropli światło. Pole ds tego pierścienia wyraża się zatem wzorem

$$ds = 2\pi R' dR' = 2\pi \delta \sin \epsilon_i \frac{\delta}{\cos \epsilon_i} d\epsilon_i = 2\pi \delta^2 \operatorname{tg} \epsilon_i d\epsilon_i. \quad (B3)$$

Na tę powierzchnię pada całe natężenie światła dI (zaniedbujemy straty promie-

niowania), natomiast detektor będzie odbierał jego część określoną przez

$$dI' = \frac{d\Sigma}{\cos \epsilon_i} \frac{1}{ds} dI. \quad (B4)$$

Podzielenie $d\Sigma$ przez $\cos \epsilon_i$ wynika z tego, że detektor jest ustawiony prostopadle do promieni rozproszonych. Obliczmy dI' :

$$dI' = \frac{d\Sigma}{2\pi\delta^2 \cos \epsilon_i \operatorname{tg} \epsilon_i d\epsilon_i} 2\pi I_0 R^2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha = I_0 d\Sigma \frac{R^2 \sin \alpha \cos \alpha}{\delta^2 \left| \frac{d\epsilon_i}{d\alpha} \right| \sin \epsilon_i}. \quad (B5)$$

Uzyskany powyżej wzór jest niezwykle ważny, gdyż mówi nam, że w kierunku ϵ_i takim, że $d\epsilon_i/d\alpha = 0$ uzyskujemy nieskończone natężenie światła padającego na detektor (!). Rozumowanie zgodne z optyką geometryczną traci sens i dopiero teoria dyfrakcyjna przewiduje zgodny z obserwacjami znaczny wzrost natężenia w kierunku ekstremalnego kąta ϵ_i .

Literatura

- [1] E. Stenz, *Zjawiska optyczne w atmosferze* (Czytelnik, Warszawa 1950).
- [2] R. Greenler, *Rainbows, halos, and glories* (Cambridge University Press, Cambridge 1980).
- [3] R. Greenler, *Postępy Fizyki* **41**, 53 (1990).
- [4] W.J. Humphreys, *Physics of the Air* (McGraw-Hill, New York, London 1940).
- [5] J.C. van de Hulst, *J. Opt. Soc. Am.* **37**, 16 (1947).
- [6] J.C. van de Hulst, *Light Scattering by Small Particles* (Wiley, New York 1957).
- [7] H.C. Bryant, A.J. Cox, *J. Opt. Soc. Am.* **56**, 1529 (1966).
- [8] H.C. Bryant, N. Jarmie, *Sci. Am.* **231**, 60, No. 1 (1974).
- [9] P.S. Ray, J.J. Stephens, T.W. Kitterman, *Appl. Opt.* **14**, 2492 (1975).
- [10] J.J. Stephens, P.S. Ray, T.W. Kitterman, *Appl. Opt.* **14**, 2169 (1975).
- [11] H.M. Nussenzweig, *J. Opt. Soc. Am.* **69**, 1068 (1979).
- [12] W. Khare, H.M. Nussenzweig, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1279 (1977).
- [13] A. Szymacha, *Olimpiady fizyczne XXV i XXVI. Informacje ogólne, laureaci, zadania wraz z rozwiązaniami, olimpiady międzynarodowe* (Wydawnictwa Szkolne i Pedagogiczne, Warszawa 1980).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Drugie Sympozjum Maksa Borna

W dniach 24–27 września 1992 roku odbyło się II Sympozjum Maksa Borna pt. „Spinory, twistory, algebry Clifforda i deformacje kwantowe”. Są to zagadnienia na pograniczu matematyki i fizyki, więc zainteresowało ono przedstawicieli obu dyscyplin. Liczba zgłoszeń zwiększała się stopniowo w miarę zbliżania się terminu spotkania, więc najpierw przeniesiono jego miejsce z Wojnowic (tam odbywało się pierwsze Sympozjum w zeszłym roku) do Zamku w Sobótce-Górcze, a potem podjęto decyzję utworzenia sesji równoległych po południu i wieczorem.

W Sympozjum wzięło udział 65 fizyków i matematyków, w tym 21 z kraju i 44 z zagranicy. Reprezentowali oni 7 ośrodków krajowych (Uniwersytet Wrocławski, Warszawski i Łódzki, UJ Kraków, UAM Poznań, Politechnikę Częstochowską i WSP Zielona Góra) oraz 32 zagraniczne (z Austrii, Czecho-Słowacji, Danii, Estonii, Finlandii, Francji, Hiszpanii, Japonii, Kanady, Macedonii, Meksyku, Niemiec, Rosji, Rumunii, Szwecji, Ukrainy, USA, Wielkiej Brytanii i Włoch). Razem na porannych sesjach plenarnych i na równoległych sesjach popołudniowych i wieczornych wygłoszono 54 wykłady. Jak na imprezę czterodniową program był więc wyjątkowo bogaty.

Spróbuję wyjaśnić słowa występujące w tytule Sympozjum. Algebra Clifforda to taka algebra łączna, która zawiera jako swój podzbiór przestrzeń wektorową z zadaniem iloczynem skalarnym. Elementami algebry Clifforda są kombinacje wielowektorów różnego rzędu. Jeśli przestrzenią wektorową leżącą u podstaw algebry Clifforda jest nasza przestrzeń trójwymiarowa, to algebrę tę niektórzy nazywają algebrą geometryczną (zresztą za samym Williamem Cliffordem, matematykiem angielskim żyjącym w drugiej połowie XIX w.). Jeśli ową przestrzenią wektorową jest czasoprzestrzeń Minkowskiego, to algebrę Clifforda nazywa się algebrą czasoprzestrzenną. Trzeba wiedzieć, że algebra macierzy gamma występujących w równaniu Diraca to właśnie algebra czasoprzestrzenna. Algebry Clifforda znajdują zastosowanie fizyczne przede wszystkim w unifikacji oddziaływań fundamentalnych. Mają też zastosowanie w fizyce klasycznej, np. w elektrodynamice – ja sam popelnilem książkę na ten temat (*Multivectors and Clifford Algebra in Electrodynamics*, World Scientific 1988).

Pojęcie spinora jest znane każdemu, kto na wykładzie mechaniki kwantowej wysłuchał fragmentu o równaniu Diraca. Często mówi się, że spinor to obiekt przekształcający się względem obrotów zupełnie inaczej niż wektory i tensory – jest jakby pierwiastkiem kwadratowym z wektora. Od czasów Diraca pojęcie to rozrosło się niepomierne, otoczyło się mnóstwem kontekstów. Wystarczy wymienić terminy, jakie wystąpiły na wykładach Sympozjum: spinor prosty, spinor czysty, spinor chiralny, pół-spinor, spinor Focka. Dzięki pracom Marcela Riesz i Alberta Crumeyrolle obecnie wiemy, że zbiór spinorów to szczególna podprzestrzeń liniowa (pewien ideał) algebry Clifforda. Pojawiły się próby włą-

czenia spinorów do ogólnej teorii względności. Matematycy od geometrii różniczkowej twierdzą, że te próby nie są zadowalające, a relatywiści i specjaliści od supergravitacji nie widzą tu żadnego problemu.

Twistor to np. spinor dla algebry Clifforda odpowiadającej sześciowymiarowej przestrzeni wektorowej z iloczynem skalarnym o sygnaturze $(+++--)$. Zbiór twistorów jest reprezentacją grupy konforemnej szczególnie przydatnej w opisie pól kwantowych odpowiadających cząstkom bezmasowym (tzn. z masą spoczynkową równą zeru) w zakrzywionej czasoprzestrzeni. Termin twistor został wprowadzony przez Penrose'a w 1972 r.

Czwarta grupa zagadnień, czyli deformacje kwantowe, to dziedzina najmniej mi znana. Wiem tylko, że są to uogólnienia algebr Hopfa (służących jako alternatywny opis grup) z deformacjami mierzonymi przez zespolony parametr q . Jeśli $q = 1$, to wracamy do klasycznych znanych struktur.

Symposium dedykowane było prof. Janowi Rzewuskiemu z okazji 75 rocznicy jego urodzin. Profesor Rzewuski już w latach pięćdziesiątych twierdził, że zespolona przestrzeń spinorów jest ważniejsza od rzeczywistej czasoprzestrzeni. Pojęcie twistora – oczywiście pod inną nazwą – wprowadził Rzewuski, niezależnie od Penrose'a, mniej więcej w tym samym czasie. Trzy pierwsze człony tytułu Symposium (spinory, twistory i algebry Clifforda) odzwierciedlały dziedziny wiedzy, do których Jubilat wniósł swój wkład. Dziedziny te są nadal żywotne i skupiają zainteresowanie badaczy. Na Symposium zjawily się światowe autorytety z tego zakresu, np. Michel Dubois-Violette (Paryż), David Hestenes (Tempe, USA), Pertti Lounesto (Helsinki), Vladimir Souček (Praga), Paul Tod (Oxford), Dmitrij Wołkow (Charków) i wielu młodszych badaczy.

Natomiast grupa zagadnień „Deformacje kwantowe” była kontynuacją tematyki pierwszego Symposium z ub.r. Udało nam się zgromadzić większość specjalistów pracujących w tej dziedzinie, m.in. takie sławy jak Julius Wess (Monachium), Dmitri Gurewicz (Bonn) i Shahn Majid (Cambridge). Nasze Symposium – jak mamy nadzieję – będzie znaczącym krokiem w rozwoju tej dziedziny.

Główną robotę organizacyjną wykonywał zespół w składzie: Zbigniew Oziewicz (przewodniczący), Andrzej Borowiec i Bernard Jancewicz. Materiały Symposium zbierane od autorów w postaci elektronicznej będą przekazane do wydawnictwa Kluwer w Holandii; liczymy na ukazanie się książki w maju 1993 r.

Bernard Jancewicz

Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Wrocław

RECENZJE

A. Januszajtis: **Fizyka dla politechnik**, t. 3, Fale
Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1992, str. 380

Jest to trzecia z kolei część podręcznika z podstaw fizyki napisana przez tego Autora dla politechnik, mająca na celu dostarczenie studentom – przyszłym inżynierom – kompendium wiedzy z fizyki, która pozwoliłaby im nie tylko prawidłowo rozumieć różnorodność zjawisk przyrody na dostatecznie solidnym poziomie jakościowym, ale – co jeszcze ważniejsze i niewątpliwie trudniejsze – przygotować do samodzielnego czytania bardziej specjalistycznej literatury dotyczącej poszczególnych zagadnień, a może nawet dokonać oszacowań rachunkowych konkretnych wielkości obserwowanych w zjawiskach fizycznych, przynajmniej w prostszych przypadkach. Do takiego właśnie przekonania dochodzi się na podstawie lektury tej książki, która zresztą ma również wartość samodzielną, nie tylko jako część cyklu, chociaż Autor odwołuje się w niej parę razy do tomu drugiego swego podręcznika. Wprawdzie istnieje pozycja o tym samym tytule, a mianowicie F.S. Crawford, Jr. *Fale*, nadal zachowująca wysokie walory poznawcze, a zwłaszcza dydaktyczne, jednak akcentuje ona przede wszystkim koncepcje ogólne, podczas gdy omawiany podręcznik jest wyraźnie adresowany do studentów politechnik i stawia przed sobą głównie cele praktyczne. Taka komplementarność podejść w ramach analogicznego ujęcia całościowego przedmiotu (podział: cząstki, pola, fale) jest zjawiskiem pozytywnym.

Książka składa się z pięciu rozdziałów, w których omawiane są kolejno: drgania, ogólne cechy ruchu falowego oraz fale sprężyste w ciałach stałych i płynach, fale elektromagnetyczne i optyka falowa. W rozdziale pierwszym wyłożono podstawowe pojęcia fizyczne dotyczące drgań i ich opisu matematycznego. Jest tu, podobnie jak i w pozostałych rozdziałach książki, sporo konkretnych przykładów, które w intencji Autora (patrz Przedmowa, t. 1) mają spełniać rolę zadań do samodzielnego rozwiązania. Jednak problem drgań złożonych, tak ważny w technice, został potraktowany nazbyt skromnie, chociaż zapewne można było przytoczyć np. dwa, być może standardowe, ale zawsze pożyteczne przykłady: dwuwymiarowy oscylator harmoniczny i układ dwóch oscylatorów sprzężonych. Rozdział drugi zawiera ogólny opis ruchu falowego i jest niezbędny do rozumienia dalszych rozdziałów, w których rozważane są zjawiska rozchodzenia się fal różnego rodzaju w konkretnych ośrodkach. Materiał rozdziału trzeciego jest znacznie szerszy, niż wskazywałby na to jego tytuł (fale sprężyste). Autor najpierw szczegółowo wprowadza ogólne równanie elastodynamiki dla izotropowych ciał sprężystych i ogólne równania przepływu płynów, a następnie przechodzi do analizy ruchu falowego w tych ośrodkach. Ma to niewątpliwie zalety, chociaż nie jest niezbędne i zwiększa nieco objętość podręcznika. W rozdziale tym wyłożono również, w sposób bardzo interesujący i praktycznie użyteczny, podstawy akustyki, która w większości podręczników fizyki ogólnej stanowi problem marginalny. Rozdział czwarty poświęcony jest falom elektromagnetycznym, roz-

chodzącym się w ośrodkach o różnych własnościach elektrycznych i magnetycznych. Jasne i konsekwentne wywody Autora są tu, jak zresztą w całej książce, bezsprzecznie jej silną stroną. Nie wykluczają jednak celowości wzbogacenia i urozmaicenia ich rozważaniami o charakterze jakościowym, modelowym. Tak np. do zrozumienia zjawiska naskórkowości (s. 277) pomocne mogłyby być dwa proste rysunki obrazujące chwilowy kształt linii wirowych pól elektrycznych i magnetycznych w elemencie przewodnika (walcowego) ze zmiennym prądem elektrycznym. Na takich rysunkach bez trudu można dostrzec, że wirowe pole elektryczne zawsze przeciwdziała prądowi w środku przewodnika i wypycha go ku powierzchni. W ostatnim, piątym rozdziale omówione są zagadnienia rozchodzenia się światła w ośrodku anizotropowym, a także dyfrakcja i interferencja światła. Przedmiot został przedstawiony na poziomie makroskopowym, mającym wartość praktyczną. Można jednak zrobić tu uwagę analogiczną jak poprzednio, mianowicie: krótka dyskusja jakościowa mechanizmu oddziaływania fal elektromagnetycznych z atomami i molekułami ośrodka bardzo pomogłaby studentom w zrozumieniu przyczyn obserwowanych zjawisk, takich jak rozpraszanie, dyspersja, pochłanianie, zmiana prędkości światła przy przejściu z jednego ośrodka do drugiego i wielu innych.

Na zakończenie warto poczynić kilka uwag dotyczących strony redakcyjnej i wydawniczej. Otóż wydaje się, że całkowita rezygnacja z numerowania wzorów, nawet tych podstawowych, powoduje więcej niewygód, niż korzyści. Analogiczna uwaga dotyczy również braku przypisu, w którym umieszczone byłyby – z odpowiednimi komentarzami – wzory matematyczne, użyte w tekście. Dla wielu studentów pożyteczny byłby spis literatury uzupełniającej. Dostrzeżone błędy drukarskie są nieliczne, np. 38⁸: we wzorze na E_{el} brak czynnika q_m^2 , 249₃: zamiast y_0 powinno być y^0 , 255⁹: zamiast z_0 powinno być dwukrotnie z^0 .

Szata graficzna książki jest bardzo udana. To samo dotyczy formatu i papieru.

Sumując stwierdzam, że książka A. Januszajtisa *Fale* jest bardzo wartościową pozycją dydaktyczną, która istotnie wzbogaca dosyć skromny obecnie wybór podręczników dla studentów wyższych szkół technicznych w tym zakresie.

Bronisław Słowiński

Instytut Fizyki PW
Warszawa

LIST DO REDAKCJI

Spór o dopełniacz rzeczownika kwark*

Tak się ułożyły dzieje polskiej fleksji, że w niektórych przypadkach gramatycznych określenie reguł związanych z posługiwaniem się poszczególnymi końcówkami nie jest proste. Weźmy np. dopełniacz liczby poj. rzeczowników rodzaju męskiego. Poza jedną regułą, mówiącą o końcówce „-a” rzeczowników żywotnych (*brata, ojca, lwa, kota, kosa, wróbla*; wyjątek: *wołu, bawołu*), właściwie niczego więcej o zasadach użycia bądź „-a”, bądź „-u” powiedzieć się nie da. Tylko uzus, czyli powszechny zwyczaj, decyduje o naszym postępowaniu gramatycznym, o tym, że decydujemy się na postaci *uniwersytetu, teatru, radaru, ale – komputera, lasera, reaktora; roku, poniedziałku, wtorku, ale – marca, czerwca, grudnia; Paryża, Berlina, ale Londynu, Madrytu; dębu, klonu, ale – świerka (świerku – „drewna świerkowego”)*.

Wielkie rozterki przeżywają rodacy, gdy nazwa jakiegoś obiektu odpowiada wyrazowi z utrwaloną w polszczyźnie odmianą: z jednej strony – chciałoby się tę odmianę powtórzyć, z drugiej jednak – tendencja do ucieczki przed jednakowym brzmieniem też jest bardzo silna (por. *Turka* – „mieszkańca Turcji”, ale *do Turku* – „do miasta w woj. konińskim”, *świata*, ale *Nowego Świata* – „ulicy w Warszawie”).

We Wrocławiu jedni chodzą na zakupy do „*Feniksa*” (jak *feniksa* – „mitologicznego ptaka”), drudzy – do „*Feniksu*”, tak jak nieunikniona jest wariatywność form „*Kalam-bura*” i „*Kalamburu*” (dopełniacz nazwy teatru).

Nawet bardzo często używane słowa mają w dopełniaczu formy oboczne. Należy do nich *krawat*, od którego w drugim przypadku można urobić bądź postać *krawata*, bądź *krawatu* (ciekawe, że *Słownik poprawnej polszczyzny* pod red. Witolda Doroszewskiego i Haliny Kurkowskiej z r. 1973 za rzadszą uznaje konstrukcję *krawatu*, podczas gdy w *Słowniku języka polskiego* Maurycego Orgelbranda z r. 1861 występuje ona jako jedyna, co mogłoby świadczyć o pewnej dominacji końcówki „-a” w ostatnim okresie dziejów polszczyzny).

Jak na tym tle gramatycznym rozstrzygnąć spór dotyczący rzeczownika *kwark*? – Za postacią *kwarka* przemawiałaby stwierdzona wyżej pewna dominacja końcówki „-a”. Formę tę poleca także jako wyłączną *Słownik ortograficzny języka polskiego* pod red. Mieczysława Szymczaka z r. 1978 i myślę, że autorytet tego właśnie leksykonu spowodował jej coraz częstsze pojawianie się w czasopismach fizycznych.

Skoro jednak w środowisku tej dyscypliny naukowej utrwalona była postać *kwarku* –

*Niniejszy list jest komentarzem językoznawcy, prof. Jana Miodka z Instytutu Filologii Polskiej Uniwersytetu Wrocławskiego, do listu prof. Wojciecha Królikowskiego (*Postępy Fizyki* 41, 395 (1990)) na temat odmiany rzeczownika kwark. Komentarz ten prof. Miodek napisał na prośbę dra hab. Bernarda Jancewicza, wrocławskiego korespondenta naszego pisma (przyp. Red.).

z taką samą końcówką „-u”, jaką mają w dopełniaczu rzeczowniki *atom, proton, neutron, elektron (atomu, protonu, neutronu, elektronu)*, tworzące – oczywiście – rodzinę słów nazywających cząstki fizyczne, to nie widzę żadnego uzasadnienia, by ten gramatyczny zwyczaj na siłę zmieniać.

Jan Miodek

Instytut Filologii Polskiej
Uniwersytetu Wrocławskiego

K R O N I K A

P T F

**Pokazy doświadczeń z fizyki
w Opolu**

Opolski Oddział PTF wznowił systematyczne organizowanie pokazów z fizyki. Stało się to możliwe nie tylko dzięki nieustającemu entuzjazmowi członków Zarządu, ale także dzięki dotacji finansowej z ZG PTF jaką otrzymaliśmy w czwartym kwartale 1992 r. Pokazom nadaliśmy formę regularnych „czwartkowych spotkań z fizyką”, o zmieniającej się tematyce. Reklamujemy je na terenie szkół plakatami, adresowanymi do uczniów: „Jeśli nie cierpisz fizy, może zmienisz zdanie. Jeśli interesuje Cię fizyka, przyjdź tym bardziej. U nas zobaczysz spektakularne doświadczenia, których nie sposób wykonać w szkole. Zaskakujące zjawiska przeczące zdrowemu rozsądkowi znajdują tu swoje rozwiązanie. Tylko przyjdź na spotkanie z:...” Na pierwszy ogień poszło spotkanie z fizyką niskich temperatur. Takie były najczęściej powtarzające się propozycje tematyki zgłaszane przez nauczycieli. Kolejne tematy pokazów także uzgadniamy z nauczycielami. Mamy nadzieję, iż dzięki systematycznemu organizowaniu spotkań wykształci się stałe grono ich uczestników, a wówczas z satysfakcją uwzględnimy i ich propozycje tematyczne.

Prowadzony przez nas cykl spotkań trwa już trzeci miesiąc. Uczestniczyło w nim ponad tysiąc uczniów. Po raz kolejny przekonaliliśmy się, iż zapotrzebowanie na tego rodzaju formę popularyzacji fizyki jest ogromne. Uczniowie żywo uczestniczą w tych spotkaniach, podejmują rozmowę

przeradzającą się niejednokrotnie w dyskusję trwającą jeszcze długo po zakończeniu części „oficjalnej” spotkania. Nie bez znaczenia jest także fakt, iż dzięki tym czwartkowym spotkaniom kasę naszego Oddziału zasililo już kilka milionów złotych.

Bożena Pędzisz

Nominacje profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej, otrzymał w dn. 10 października 1992 r. Romuald Tyłenda (CAMK, Warszawa); w dniu 25 listopada 1992 r. tytuł otrzymali: Jan Gaj (UW, Warszawa), Andrzej Kołodziejczyk (AGH, Kraków), Jerzy Machalski (UJ, Kraków), Jan Nassalski (IPJ, Świerk), Marek Płoszajczak (IFJ, Kraków), Maria Szeptycka (IPJ, Świerk), Wiesław Wasilewski (WSI, Radom).

Sprawy Nauki, Nr 6 (1992)

**Komitet Koordynacyjny
Wschód–Zachód EPS**

Komitet Koordynacyjny Wschód–Zachód Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EWCC-EPS) został powołany przez EPS, a od roku uczestniczy w nim także Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne (APS). Pracom Komitetu przewodniczy dr A. Landesman z Editions Physique z Paryża, sekretarzem jest dr E.W.A. Lingeman z Instytutu NIKHEF w Amsterdamu. Bieżącymi celami Komitetu są:

1) Pomoc w uzupełnianiu księgozbiorów bibliotek. (W ramach tej pomocy otrzymaliśmy 3-letnią bezpłatną prenumeratę jed-

nego egzemplarza czasopism wydawanych przez APS (*Phys. Rev. A-D, Phys. Rev. Lett., Rev. Mod. Phys.* oraz *Physics Today*, które decyzją prezesa PTF przeznaczone będą dla tworzonego Międzynarodowego Centrum Fizyki Teoretycznej w IFT UW. Oprócz tego, APS chce przekazać 1-2 komputery IBM AT, które przeznaczone są dla Sekretariatu PTF).

2) Sporządzenie listy adresowej (z telefaksami i adresami komputerowymi) wszystkich instytutów fizyki w Europie Środkowej i Wschodniej. Lista taka ze strony polskiej została sporządzona przez sekretarza generalnego PTF dra Zygmunta Ajduka. Pełny zestaw w formie książkowej jest dostępny w Sekretariacie Zarządu Głównego PTF, Hoża 69, 00-681 Warszawa.

3) Obecnie kompletowana jest Europejska Sieć Komunikacji Elektronicznej (European Research Network). Proszę o informacje na ten temat osoby uczestniczące w tego typu programach w ramach EUnet, EARN, RARE, EPnet, czy innych sieciach paneuropejskich.

W ub.r. odbyły się 3 spotkania Komitetu: w styczniu w CERN-ie, w maju w Budapeszcie oraz w październiku w Amsterdamie. W skład Komitetu wchodzi przedstawiciele poszczególnych krajów, a także przedstawiciele EPS, APS, oraz CERN. Polskę reprezentuje niżej podpisany, który jest delegatem PTF powołanym przez prezesa PTF, prof. S. Pokorskiego. Adres: Instytut Fizyki Teoretycznej UW, Hoża 69, 000-681 Warszawa, adr.el.: jozef@fuw.edu.pl.

Józef Spatek

Europejskie Towarzystwo Astronomiczne

Europejskie Towarzystwo Astronomiczne (European Astronomical Society – EAS), założone jesienią 1990 r., odbyło swoje pierwsze Zebranie Ogólne latem 1992

r. w Liège. Jest ono stowarzyszeniem indywidualnych astronomów i astrofizyków (a nie towarzystw krajowych jak np. w przypadku EPS) i skupia obecnie ok. 1100 osób. Członkowie EAS płacą składki za pośrednictwem swoich stowarzyszeń krajowych, dzięki czemu unika się dodatkowych opłat bankowych.

Jednym z ważniejszych zamierzeń nowego stowarzyszenia jest usprawnienie koordynacji międzynarodowych programów Wspólnoty Europejskiej. Również EAS pragnie dopomóc kolegom z byłego ZSRR i z Europy Wschodniej, m.in. w zakładaniu sieci komputerowych.

Pierwszym prezesem EAS został wybrany Lodewyk Woltjer, poprzednio dyrektor generalny Europejskiego Obserwatorium Południowego, obecnie pracujący w Obserwatorium Haute Provence we Francji.

Phys. Today 45, Nr 12 (1992)

B. W.

Polskie Towarzystwo Wzrostu Kryształów

Polskie Towarzystwo Wzrostu Kryształów (PTWK) zostało zarejestrowane w dniu 8 czerwca 1991 r. w Krakowie, z siedzibą na Wydziale Chemii Uniwersytetu Jagiellońskiego. Sekretariat Towarzystwa znajduje się w Instytucie Technologii Materiałów Elektronicznych w Warszawie (ul. Wólczyńska 133, 01-919 Warszawa). Towarzystwo zostało przyjęte do Międzynarodowej Unii Wzrostu Kryształów w sierpniu 1992 r. w czasie X Międzynarodowej Konferencji Wzrostu Kryształów w San Diego, USA. Informacja o powstaniu Towarzystwa została zamieszczona w czasopiśmie *J. Crystal Growth* 114, 265 (1991).

Na zebraniu założycielskim, które odbyło się w Częstochowie w dniach 23-24 maja 1991 r. w obecności ok. 40 założycieli wybrano zarząd w następującym składzie: prezes – Anna Pajęczkowska, z-ca prezesa –

Stanisław Hodorowicz, sekretarz – Walde-
mar Giersz, z-ca sekretarza – Keshra San-
gwal, skarbnik – Ryszard Kubiak.

Celem Towarzystwa jest uprawianie i
krzewienie nauk o krystalizacji oraz nauk
pokrewnych, umacnianie więzi między oso-
bami zajmującymi się tą tematyką i pod-
noszenie ogólnego poziomu wiedzy poprzez
organizowanie „wędrujących” seminariów,
konferencji i wymianę informacji krajo-
wych i zagranicznych, a także utrzymywa-
nie kontaktów z podobnymi towarzystwami
w innych krajach.

W czasie dotychczasowej działalności
Towarzystwa odbyły się dwie konferencje,
pierwsza w Częstochowie, w 1991 r., połą-
czona z zebraniem założycielskim, na któ-
rej przedstawiono, na zaproszenie organiza-
torów, pięć wykładów i 19 komunikatów z
prac własnych. Wprowadzono tradycję wy-
głaszania wykładu imienia prof. Jana Czo-
chralskiego. Pierwszy wykład z tego cyklu
pt. „Promieniowanie synchrotronowe i jego
zastosowanie w badaniu struktury kryszta-
łów” wygłosił prof. J. Auleytner. W celu
przybliżenia osoby prof. Jana Czochralskiego,
polskiego naukowca, twórcy zna-
nej i cytowanej na całym świecie metody
krystalizacji z roztopu, dr P. Tomaszewski
wygłosił wykład pt.: „Profesor Jan Czo-
chralski i jego metoda otrzymywania krysz-
tałów”. Wykład był oparty na opracowa-
niu biograficznym P.E. Tomaszewskiego
pt. „Jan Czochralski” wydanym przez
Kujawsko-Pomorskie Towarzystwo Kultu-
ralne w Bydgoszczy w 1990 r. Druga kon-
ferencja PTWK odbyła się w Warszawie
w dniu 3 grudnia 1992 r. i była zorga-
nizowana przez Instytut Technologii Ma-
teriałów Elektronicznych (ITME). Uczest-
ników było ok. 40 z różnych ośrodków
naukowych w Polsce. Konferencja rozpo-
częła się od wygłoszenia dwóch wykładów:
prof. W. Marciniaka (dyrektora ITME),
„Wzrost kryształów i ich zastosowania w

ITME” oraz prof. C.F. Woensdregta (Insti-
tute of Earth Sciences, Utrecht, Holandia),
„Influence of Crystal Structure on Crystal
Growth. Theory and Application”. Następ-
nie dr K. Graszka przedstawił sprawozda-
nie z Konferencji ICCG-10 w San Diego.
Uczestnicy zwiedzili Instytut i omówili
sprawy organizacyjne Towarzystwa. Usta-
lono, że następna dwu-trzydniowa konfe-
rencja odbędzie się w 1993 r. w Warsza-
wie na terenie Instytutu Fizyki PAN. Pla-
nuje się zorganizowanie Międzynarodowej
Szkoły Wzrostu Kryształów w 1994 r.

Anna Pajęczkowska

Nagroda ICO dla Schleicha

Nagrodę Międzynarodowej Komisji
Optycznej (International Commission for
Optics – ICO) za rok 1992 otrzymał uczony
niemiecki Wolfgang Peter Schleich. Na-
groda ta, na którą składają się dyplom,
suma 1000 dolarów i medal, jest przy-
znawana corocznie za znaczący wkład do
optyki dokonany przed ukończeniem 40
lat. Schleich otrzymał ją za osiągnięcia
w zakresie teoretycznej optyki kwantowej,
szczególnie za prace na temat żyroskopii
laserowej, nieklasycznych stanów światła i
nieliniowej dynamiki jonów w pułapce.

Wolfgang Schleich urodził się w Möhl-
dorf w Bawarii w 1957 r. Kształcił się na
Uniwersytecie Monachijskim, gdzie uzyskał
dyplom uniwersytecki w 1981 r. i doktorat
w 1984 r. Po kilku latach spędzonych w róż-
nych ośrodkach badawczych w Niemczech
i USA, podjął w 1986 r. pracę w Instytucie
Optyki Kwantowej Towarzystwa Maxa
Plancka w Garching pod Monachium. W
1991 r. przeniósł się na Wydział Fizyki
Uniwersytetu w Ulm, gdzie jest obecnie
profesorem fizyki teoretycznej.

Schleich, autor ponad 50 artykułów
w czołowych czasopismach międzynarodo-
wych, jest uważany za doskonały przykład

teoretyka, którego prace stymulują badania doświadczalne i umożliwiają nowe spojrzenie na szerokie pole badań.

Dodajmy, że prof. Schleich wygłosi, na zaproszenie organizatorów, wykład na Międzynarodowej Konferencji „Quantum Optics III” organizowanej we wrześniu 1993 r. w Szczyrku przez Instytut Fizyki i Centrum Fizyki Teoretycznej PAN (por. Kalendarz Imprez, s. 333).

ICO Newsletter, Nr 13 (1992)

M. Ł.

Medal Holwecka

Medal Holwecka jest przyznawany na przemian w latach parzystych brytyjskiemu fizykowi przez Francuskie Towarzystwo Fizyczne i w latach nieparzystych przez brytyjski Instytut Fizyki fizykowi francuskiemu. W 1993 r. otrzymał go David Ruelle, profesor w Instytucie Wyższych Studiów Naukowych w Bures-sur-Yvette za swoje wybitne badania w dziedzinie kwantowej teorii pola, układów dynamicznych i chaosu.

Ruelle jest wychowankiem Wolnego Uniwersytetu Brukselskiego. W 1959 r. doktoryzował się w Zurychu u Resa Josta na podstawie pracy z kwantowej teorii pola. Zajmował się później mechaniką statystyczną stanów równowagowych, a następnie pracował nad układami dynamicznymi i chaosem. W 1971 r. wspólnie z F. Takensem wykazał, że równania różniczkowe układów dysypatywnych można często opisać przez wysoce nieregularne asymptoty, które nazwali oni „dziwnymi atraktorami” i które, według nich, są charakterystyczne dla słabych turbulencji. Ruelle uzyskał również podstawowe wyniki w ogólnej teorii układów dynamicznych (m.in. operator Ruelle’a). Sądzi on, że obecnie podstawowa teoria klasycznego chaosu jest już opracowana w sposób zadowalający. Interesuje się nadal zastosowa-

niami chaosu, ale główna jego uwaga skupia się teraz na zagadnieniach matematycznych układów dynamicznych, jak np. funkcja czasowej autokorelacji prostego układu deterministycznego. Uważa, że zbyt mało jeszcze jest wiadomo na temat „pamięci” układu dynamicznego.

Phys. World 6, Nr 1 (1993)

B. W.

Medal Maxa Borna 1993

Medal Maxa Borna jest przyznawany wspólnie przez Niemieckie Towarzystwo Fizyczne i brytyjski Instytut Fizyki na przemian raz fizykowi brytyjskiemu, raz niemieckiemu. W 1993 r. otrzymał go David Hanna, zastępca dyrektora Centrum Badań Optoelektronicznych Uniwersytetu Southampton w uznaniu jego wybitnego wkładu do optyki kwantowej.

Hanna (ur. 1941) od prawie 30 lat inspiruje w Wielkiej Brytanii i w Europie badania z dziedziny elektroniki kwantowej. Jego badania przyczyniły się do rozwoju laserów ciała stałego. Rozwijał podstawowe idee, a również zastosowania optyki nieliniowej. Szczególnie był zainteresowany możliwością konwersji częstości lasera i uzyskiwania w ten sposób źródeł światła pokrywających szeroki zakres widma. Ostatnio zajmuje się miniaturowymi laserami z włóknami optycznymi.

Phys. Bl. 49, Nr 3 (1993)

B. W.

W CERN-ie zniżka dla Niemiec

Rada CERN-u, biorąc pod uwagę trudności gospodarcze RFN wynikłe z przyłączenia dawnej NRD, uchwaliła obniżenie w latach 1994-96 składki RFN o ok. 10%. W 1995 r., jeśli sytuacja ekonomiczna Niemiec nie poprawi się dostatecznie, obniżka składki będzie mogła być prolongowana na lata 1996-98. Od 1999 r. RFN zobowiązała się płacić składkę w pełnej wy-

sokości.

Przypomnijmy tu, że Polska i Węgry również mają obniżoną składkę przez 3 najbliższe lata. Polska płaci teraz ok. 7 mld zł rocznie, a jeżeli nasza sytuacja gospodarcza poprawi się, to od 1996 r. nastąpi stopniowe podnoszenie składki, tak aby w 2000 r. osiągnęła ustalony dla członków CERN-u procent dochodu narodowego.

Budżet CERN-u na 1993 r. został zmniejszony o 15 mln CHF. Odbije się to na pensjach pracowników – nie będą podnoszone w tym samym tempie, w jakim rosną koszty utrzymania.

Phys. Bl. 49, Nr 2 (1993)

B. W.

Llewellyn Smith o dalszych planach CERN-u

Jak podawaliśmy w poprzedniej Kronice, dyrektorem generalnym CERN-u w kadencji rozpoczynającej się 1 stycznia 1994 r. będzie Christopher Llewellyn Smith, brytyjski fizyk teoretyk z Oxfordu.

Llewellyn Smith uważa, że jego podstawowym zadaniem będzie utrzymanie roli CERN-u jako wiodącego w świecie laboratorium fizyki cząstek elementarnych. Zamierza to realizować przez:

1) pełne wykorzystanie możliwości uruchomienia LEP (wielki zderzacz elektron-pozyton) drogą dwukrotnego zwiększenia energii, co powinno być wykonane w trakcie jego kadencji,

2) doprowadzenie do uruchomienia budowy wielkiego zderzacza hadronów (LHC), nad którego planami prace zaczęto za kadencji dotychczasowego dyrektora generalnego Carla Rubbii.

Llewellyn Smith nie spodziewa się aby prace nad LHC zostały zakończone do 1998 r. Prawdopodobnie z końcem 1994 r. Rada CERN-u zatwierdzi inicjatywę budowania LHC i do tego czasu będzie musiał przedstawić szczegółowe plany wraz z określeniem programu naukowego. Istnieje obawa,

ze Niemcy, które teraz są obciążone ogromnymi kosztami wynikającymi ze zjednoczenia (ma to również wpływ na gospodarkę całej Europy) mogą dążyć do spowalniania realizacji planów budowy tego akceleratora.

Phys. Today 45, Nr 11 (1992)

B. W.

Arka Noego

George Soros, finansista węgierskiego pochodzenia, działający najpierw w Anglii, potem w Stanach Zjednoczonych, ustanowił z majątku osobistego fundację w wysokości 100 mln USD rocznie dla podtrzymania badań podstawowych i kształcenia w naukach ścisłych w krajach dawnego Związku Radzieckiego. Jest to suma znacznie przekraczająca wszystkie dotychczasowe dary świata zachodniego. Celem International Science Foundation for the FSU (tak nazywa się ta fundacja) jest szybka pomoc materialna dla naukowców eks-radzieckich i powstrzymanie ich emigracji. Soros nazwał swoją inicjatywę „arką Noego”, która może uratować wielu z najlepszych i najzdolniejszych naukowców od czekającej ich osobistej i zawodowej katastrofy. Według niego trzy najbardziej narażone na niebezpieczeństwo grupy społeczne to: ludzie starzy, niepełnosprawni i naukowcy. Soros chciałby dopomóc w utrzymaniu w krajach dawnego Związku Radzieckiego doskonałych tradycji naukowych, tam gdzie one jeszcze istnieją, i stworzyć bardziej otwarty system badań naukowych i kształcenia naukowego. Tworzony przez niego program pozwoli naukowcom zwracać się bezpośrednio o fundusze, z pominięciem dawnych biurokratycznych dróg jakie istniały w instytutach naukowych i w uczelniach. Ma to, według niego, przyspieszyć zlikwidowanie nomenklatury, która uzyskiwała fundusze na podstawie przywilejów i lojalności partyjnej.

Zdaniem rosyjskiego ministra nauki i techniki, Borysa Sałtykowa, „takie podejście będzie dawać preferencje najbardziej twórczym ludziom i doprowadzi do przesunięcia możliwości od aparatczyków ku właściwym naukowcom”.

Wnioski o stypendia będą recenzowane przez grono kompetentnych międzynarodowych fachowców (podobnie jak jest to przyjęte w amerykańskiej Science Foundation). W pierwszej fazie działania Fundacji (pierwsze pół roku) będą przyznawane drobne stypendia w przypadkach wymagających nagłej pomocy – procedura przyznawania będzie tu znacznie uproszczona. Na ten cel przeznaczono 6 mln USD, dalsze 2 mln USD przeznaczono na szybką rozbudowę telekomunikacji między badaczami różnych krajów byłego ZSRR i z zagranicą, a 2 mln USD na prenumeratę czasopism i pomoc bibliotekom, oraz 1 mln USD na wyjazdy na zagraniczne konferencje. W drugiej fazie działalności będą rozpatrywane propozycje badań nadsyłane przez indywidualnych badaczy (60 mln USD) i przez zespoły (10 mln USD). Przeznacza się także 10 mln USD na poparcie specjalnych programów wybranych przez Radę Fundacji.

Soros podkreśla, że jego osobista filantropia nie może wystarczyć na uratowanie nauki w krajach byłego Związku Radzieckiego i wzywa rządy krajów zachodnich i prywatne stowarzyszenia do wzmożenia pomocy. Jego zdaniem, wybitnie wysoki poziom nauk ścisłych w krajach byłego ZSRR należy zachować wszelkimi środkami: „jeśli ze względu na nasze trudności finansowe opuścimy naukowców o poziomie światowym, będzie to strata dla całej ludzkości. Historia nie wybaczyłaby nam tego.”

Nie jest to pierwsza działalność filantropijna Sorosa. W ciągu ostatnich 5 lat rozprosił już 100 mln USD za pośrednictwem różnych fundacji na pomoc w kształceniu i odbudowie kulturalnej i eko-

nomicznej w krajach Europy Środkowej i Wschodniej. W 1990 r. finansował kształcenie podyplomowe w historii, ekonomii i zarządzaniu w Uniwersytecie Środkowoeuropejskim w jego oddziałach w Pradze i w Budapeszcie, jest założycielem dobrze w Polsce znanej Fundacji Stefana Batorego.

George Soros urodził się w 1930 r. w Budapeszcie. W 1947 r. wyemigrował do Anglii, gdzie studiował w London School of Economics. Od 1956 r. prowadzi działalność finansową w Stanach Zjednoczonych. Wiele jego posunięć finansowych jest ostro krytykowane, zwłaszcza przez bankierów i prasę brytyjską.

Phys. Today 46, Nr 1 (1993)

B. W.

Stypendia landauowskie

Centrum Badawcze Fizyki Jądrowej (KFA) w Jülich (RFN) ufundowało 20 stypendiów (nazwanych stypendiami landauowskimi) dla doktorantów z instytutów fizycznych Moskwy. Chodzi o to, aby tym młodym ludziom umożliwić wolne od trosk materialnych uzyskanie stopnia naukowego w ich macierzystych instytutach. Kandydatów do stypendiów wytypowały instytuty Landaua, Lebediewa i Kapicy.

Phys. Bl. 49, Nr 2 (1993)

B. W.

Kanadyjczycy w poszukiwaniu neutrin

W Kanadzie jest w stadium budowy wielkie podziemne obserwatorium, którego zadaniem będą pomiary natężenia, energii i kierunku neutrin przychodzących ze Słońca i z innych źródeł kosmicznych, np. z supernowych. Budowa tego laboratorium pod nazwą Sadbury Neutrino Observatory (SNO) jest przedsięwzięciem międzynarodowym – bierze w nim udział 5 uniwersytetów i 2 instytuty państwowe kanadyjskie, jak również 2 uniwersytety amerykańskie (Kalifornijski w Irvine i Uniwersytet

w Princeton), Los Alamos National Laboratory oraz jeden uniwersytet angielski (Oxford).

Obserwatorium umieszczone będzie na głębokości ok. 2000 m pod ziemią w kopalni niklu Creighton w pobliżu Sadbury (północne Ontario), należącej do firmy INCO. Przedsiębiorstwo państwowe Atomic Energy of Canada Ltd. wypożyczy 1000 ton ciężkiej wody do detektora neutrin.

Idea zbudowania w Kanadzie laboratorium podziemnego do badań oddziaływań cząstek elementarnych powstała już w pierwszej połowie lat siedemdziesiątych i ma oczywście na celu wyeliminowanie składowej słabiej przenikającego promieniowania kosmicznego. Po wstępnych studiach i badaniach geologicznych, które wykazały, że można będzie bezpiecznie w kopalni Creighton wydrążyć na poziomie 2000 m komorę o średnicy ok. 20 m i wysokości 30 m, ustalono, że koszt budowy wyniesie 48 mln dolarów, z czego 25% pokryją Stany Zjednoczone, 2.2% Wielka Brytania a resztę Kanada. Prace konstrukcyjne, rozpoczęte na początku 1990 r., mają być zakończone w 1994 r.

Podstawowym detektorem będzie ciężka woda. Neutrino oddziałują z deuteronami na trzy sposoby, co umożliwi pomiary zarówno strumienia neutrin elektronowych jak i całkowitego strumienia neutrin docierających do detektora. Jeżeli neutrino elektronowe wytworzone w Słońcu zmienia się po drodze w inny typ neutrina (oscylacje neutrin), to proces ten będzie można zaobserwować. Stosunkowo duży przekrój czynny deuteru na neutrina powinien zapewnić dużą szybkość zliczeń detektora. W doświadczeniach w SNO powinno się też dać zaobserwować oscylacje neutrin wymuszone przez materię, tzw. efekt MSW.

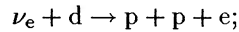
Przeprowadzone będą przede wszystkim pomiary: 1) strumienia i widma ener-

gii neutrin elektronowych dochodzących do Ziemi, 2) całkowitego strumienia neutrin wszystkich rodzajów powyżej energii 2.2 MeV.

Wyniki wykażą czy rzeczywiście zachodzą oscylacje neutrin oraz pozwolą na niezależne potwierdzenie modeli słonecznych przez wyznaczenie szybkości produkcji wysokoenergetycznych neutrin elektronowych we wnętrzu Słońca.

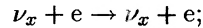
Trzy wspomniane reakcje neutrin z deuterem to:

1) reakcja „prądu naładowanego” (CC):



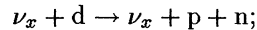
reakcja ta w detektorze SNO da dużo informacji o widmie, jest czuła na efekt MSW, jej duży przekrój czynny pozwala spodziewać się więcej niż 10 zliczeń na dobę, daje także nieco informacji kierunkowych;

2) rozpraszanie sprężyste (ES) neutrin na elektronach:



ta reakcja zachodzi w zwykłej wodzie (H₂O) dla wszystkich typów neutrin, jest ok. 10 razy mniej wydajna niż reakcja typu CC ale jest silnie kierunkowa z największą wydajnością ku przodowi, dostarcza więc informacji o kierunku neutrin;

3) rozpad deuteru z udziałem prądu neutralnego (NC):



obserwuje się go drogą detekcji promieniowania gamma powstającego w następującym wychwycie neutronu, zachodzi dla wszystkich typów neutrin i będzie służyć do wyznaczania całkowitego strumienia neutrin, szybkość zliczeń będzie prawdopodobnie ok. 10 na dobę.

Jako detektor służyć będzie 1000 ton ultraczystej ciężkiej wody (D₂O) o stopniu wzbogacenia w deuter 99.85%, zamkniętej w akrylowym zbiorniku o średnicy 12 m. Zbiornik będzie zanurzony w osłonie ze zwykłej, również ultraczystej, wody (H₂O). Naczynie akrylowe otoczone będzie 9600

fotopowielaczami, każdy o średnicy 20 cm. Oddziaływania neutrin w detektorze produkują albo relatywistyczne elektrony albo swobodne neutrony. Neutrony stermalizowane w wodzie są wychwytywane generując promieniowanie gamma, które z kolei wytwarza relatywistyczne elektrony, głównie przez rozproszenie comptonowskie. Elektrony z oddziaływań neutrin lub z wychwyty neutronów wytwarzają promieniowanie Czerenkowa, które przechodzi przez D_2O , osłonę akrylową i H_2O i jest rejestrowane przez fotopowielacze. Spodziewana szybkość zliczeń (10 na dobę) wymaga wyeliminowania możliwości powstawania tła od wysokoenergetycznych cząstek promieniowania kosmicznego i od promieniowania domieszek naturalnych izotopów promieniotwórczych z otaczających skał i materiałów budowlanych. Umieszczenie detektora na dużej głębokości i w osłonie wodnej sprawi, że tło to będzie do zaniedbania. Zawartość uranu i toru w wodzie detektora będzie specjalnie kontrolowana. Do fotopowielaczy użyte będzie specjalne szkło Schotta o znanej, minimalnej zawartości tych pierwiastków. Promieniotwórczość otaczających skał jest również znikoma.

Prace ekskawacyjne są na ukończeniu. Zainstalowanie pojemnika akrylowego i fotopowielaczy nastąpi w ciągu 1993 r. Napełnianie wodą rozpocznie się jesienią 1994 r., a pierwsze próby urządzenia mają się odbyć w marcu 1995 r.

Phys. in Canada 48, Nr 2 (1992)

B. W.

Esaki znów w Japonii

Leo Esaki, twórca diody tunelowej, laureat Nagrody Nobla 1973, do niedawna dyrektor laboratoriów badawczych IBM – Watson Research Center w Yorktown Heights w stanie New York, powrócił po 32

latach do Japonii aby objąć stanowisko rektora Uniwersytetu Tsukuba. Jest on jedynym spośród 97 rektorów uniwersytetów w Japonii nie wywodzącym się z profesury japońskiej, a do tego pracującym dotychczas stale poza Japonią.

Esaki kształcił się na Uniwersytecie Tokijskim, w 1959 r. uzyskał tam doktorat. Wkrótce po tym opuścił Japonię i pracował w Stanach Zjednoczonych w koncernie IBM. Ma największe osiągnięcia w badaniach zjawisk tunelowych i (w ostatnich latach) supersieci półprzewodnikowych.

Uniwersytet Tsukuba, założony w 1973 r., umiejscowiony jest w pobliżu powstałego przed 30 laty skupiska 45 instytutów naukowych i ok. 200 laboratoriów przemysłowych, tzw. Tsukuba Science City, które miało ściągać utalentowanych naukowców i techników. Uniwersytet nie miał dotychczas specjalnie wysokiej rangi wśród innych uniwersytetów japońskich. Esaki planuje zmienić tę sytuację, przede wszystkim przez ściślejsze powiązanie z instytutami Science City, tak aby studenci uniwersytetu mogli wykonywać swoje prace magisterskie i doktorskie w laboratoriach państwowych i przemysłowych tego ośrodka. Innym problemem, nie tylko lokalnego uniwersytetu lecz ogólnojapońskim, jaki wg Esaki należałoby rozwiązać, jest zbyt słabe finansowanie przez rząd badań podstawowych (w przeciwieństwie do finansowania badań stosowanych) oraz brak ogólnojapońskiego programu finansowania nauki – każde ministerstwo planuje samo potrzebne mu badania i odczuwa się brak koordynacji między resortami. Ostatnio jednak rząd japoński zapowiedział znaczne powiększenie funduszy na badania podstawowe i na kształcenie, można więc spodziewać się pozytywnej poprawy. Esaki powiedział: „uczę się czym jest biurokrata”.

Phys. Today 45, Nr 10 (1992)

B. W.

Wspinaczka dla uczczenia Tyndalla

W bieżącym roku mija setna rocznica śmierci Johna Tyndalla (1820-93), wybitnego fizyka urodzonego w Irlandii, który prowadził badania w dziedzinie magnetyzmu, akustyki, ciepła, a przede wszystkim optyki. Duże znaczenie miały jego prace nad rozproszeniem światła w ośrodkach mętnych (zjawisko Tyndalla). Wyjaśnił błękit nieba jako skutek opalescencji, przy czym sądził, że rozproszenie zachodzi na cząstkach kurzu i kropelkach mgły. Dopiero Smoluchowski doszedł do wniosku, że przyczyną rozproszenia są fluktuacje gęstości. Zajmował się też (w latach 1856-59) powstawaniem i ruchem lodowców w Alpach. Był również znakomitym wykładowcą i popularyzatorem nauki. Między innymi został zaproszony do Stanów Zjednoczonych by w latach 1872-73 wygłosić tam w kilku miastach odczyty. Ten cykl Tyndall opublikował i książka została przetłumaczona przez Wiktora Biernackiego i wydana w Warszawie w 1899 r. pt. *Sześć wykładów o świetle wygłoszonych w Stanach Zjedn. w 1872-1873*.

Tyndall był członkiem angielskiego Royal Society i profesorem w Royal Institution.

Poza działalnością naukową (a może nawet w pewnym stopniu w połączeniu z nią) Tyndall był świetnym alpinistą i miłośnikiem gór. Pierwszy dokonał wejścia na Weisshorn (4312 m), również jako pierwszemu udało mu się przejść przez Matterhorn – podchodził od strony południowej od Breil a schodził na stronę północną do Zermatt. Po wejściu na Weisshorn tak pisał w swoim pamiętniku: „Nigdy nie oglądałem widoku, który by mnie tak wzruszył... Chciałem zapisać w notatniku kilka obserwacji, lecz zaniechałem tego szybko. Było coś nieharmonijnego w tym, jeżeli nie profanującego, gdy myślom

naukowym pozwalałem wślizgnąć się, gdzie milcząca cześć zdawała się jedyną rozsądną czynnością.”

W związku ze stuleciem śmierci Tyndalla odbędzie się w dniach 11-19 września 1993 r. w Carlow w Irlandii Międzynarodowa Szkoła Tyndalowska poświęcona głównie zagadnieniom ochrony środowiska oraz Konferencja Wspinaczy. Klub Górski im. Tyndalla (the Tyndall Mountaineering Club) w Kilkenny (Irlandia), poza organizacją Konferencji Wspinaczy, postanowił powtórzyć te dwa historyczne wejścia alpejskie Tyndalla. Osoby zainteresowane powinny skomunikować się z prezesem Klubu Kevinem Higginsem (tel. 010 353 056 61044).

Phys. World 6, Nr 4 (1993)

B. W.

Bioimaging

Wydział wydawnictw brytyjskiego Instytutu Fizyki (Institute of Physics Publishing) rozpoczął publikowanie nowego czasopisma *Bioimaging*. Jest to kwartalnik poświęcony metodom analitycznym i uwidaczniającym, opracowanym przez fizyków a znajdującym zastosowania w biologii i medycynie. Ma zawierać następujące dziedziny: metody mikroskopowe, tworzenie obrazu, czujniki, spektroskopię optyczną i interferometrię, z położeniem nacisku na metody ilościowe i numeryczne. Redaktorami są: Thomas M. Jovin (Instytut Maxa Plancka Chemii Biofizycznej, Getynga, adr.el.: tjovin@karl.dnet.gwdg.de) i Ian (Ted) Young (Politechnika w Delft, adr.el.: young@ph.tn.tudelft.nl).

Phys. World 5, Nr 11 (1992)

B. W.

P.A. Czerenkow (1904 – 1990)

Dnia 6 stycznia 1990 r. zmarł Paweł Aleksiejewicz Czerenkow, dyrektor Oddziału Fizyki Wysokich Energii Instytutu

Fizyki im. Lebediewa w Moskwie.

Czerenkow urodził się 28 stycznia 1904 r. w Rosji w okolicach Woroneża, ukończył w tym mieście w 1928 r. Wydział Fizyki i Matematyki. W 1932 r. rozpoczął w Instytucie Fizyki i Matematyki w Leningradzie, pod kierunkiem S.I. Wawilowa, badania luminescencji wywołanej promieniowaniem gamma. Wkrótce dział Instytutu kierowany przez Wawilowa został przeniesiony do Moskwy do nowo utworzonego Instytutu im. Lebediewa. Tam właśnie, w drugiej połowie lat trzydziestych, Czerenkow odkrył nowe zjawisko, nazywane teraz promieniowaniem Czerenkowa – świecenie ośrodka, przez który przebiegają cząstki o prędkości większej od prędkości światła w tym ośrodku.

Istotę tego zjawiska właściwie zinterpretowali Ilia M. Frank i Igor E. Tamm. Początkowo odkrycie Czerenkowa nie było akceptowane przez środowisko fizyków, jedynie Wawilow był przekonany o poprawności obserwacji.

Publikacja Czerenkowa na ten temat „Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light” została odrzucona przez redakcję *Nature*. Ukazała się w 1937 r. w *Physical Review* i od razu

wzbudziła ogólne zainteresowanie. Powtórzono w różnych laboratoriach doświadczenia, uzyskując potwierdzenie wyników Czerenkowa. Obecnie promieniowanie Czerenkowa stało się jednym z podstawowych narzędzi w fizyce wysokich energii, wykorzystuje się je do rozróżniania cząstek o różnych masach i wyznaczania ich prędkości w doświadczeniach akceleratorowych. Liczniki Czerenkowa stosowane są także w astrofizyce do rejestracji promieniowania gamma i w podziemnych laboratoriach w detekcji neutrin.

Czerenkow, Frank i Tamm otrzymali w 1958 r. za swoje odkrycie Nagrodę Nobla z fizyki.

W 1946 r. Czerenkow przyłączył się do Włodzimierza I. Wekslera w pracach nad projektowaniem i budową akceleratorów – najpierw betatronu, a później synchrotronu przyspieszającego cząstki do energii 250 MeV, który na kilkanaście lat stał się głównym narzędziem badawczym Instytutu Lebediewa. W latach siedemdziesiątych Czerenkow kierował budową synchrotronu na 12.6 GeV. Od 1959 r. aż do śmierci kierował laboratorium wysokich energii tego Instytutu.

Phys. Today 45, Nr 12 (1992)

B. W.

KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, nazwa, instytucje organizujące, nazwisko osoby, która może udzielić bliższych informacji, Z – termin nadsyłania zgłoszeń, A – termin nadsyłania streszczeń, P – przewidziane wydanie materiałów, U – liczba uczestników, język (jeśli inny niż polski).

1993

28 czerwca – 2 lipca 1993, Toruń

Int. Conf. on Hamiltonian Mechanics: Integrability and Chaotic Behaviour – A NATO Advanced Research Workshop

Univ. of Aegean, Dept. of Mathematics, prof. J. Seimenis, GR-83200 Samos, Grecja, fax: 30 273 33896.

5 – 9 lipca 1993, Kraków

Energy Systems and Ecology, Int. Conf. ENSEC '93

Inst. Techniki Ciepłej Politechniki Śląskiej, Konarskiego 22, 44-100 Gliwice, tel: 314116.

18 – 28 sierpnia 1993, Piaski

23rd Mazurian Lakes Summer School on Nuclear Physics

Inst. Problemów Jądrowych, Uniw. Warszawski, Państw. Agencja Energii Atomowej, prof. Z. Sujkowski, IPJ, 05-400 Świerk, tel: 798627, adr.el.: sujkowski@plearn.bitnet.

P, U: 150, ang.

3 – 8 września 1993, Szczyrk

International Conference „Quantum Optics III”

Inst. Fizyki PAN, Centrum Fizyki Teor. PAN, dr Aleksander Błędowski, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel: (022) 436704, fax: (022) 430926, adr.el.: optics@planif61.bitnet.

P, U: 100, ang.

12 – 25 września 1993, Zakopane

1993 European School of High-Energy Physics

CERN, Miss S. M. Tracy, School of Physics, CERN/DG-A, CH-1211 Genève 23, Szwajcaria.

ang.

14 – 17 września 1993, Rydzyna

Non-Conventional Optical Imaging Elements

Inst. Fizyki Politechniki Wrocławskiej, doc. Jerzy Nowak, IF PWR, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, tlx: 712559 pwr pl lub 712254 pwr pl, fax: (071) 223664, adr.el.: adam@plwrtu11.bitnet.

P, ang.

20 – 23 września 1993, Kraków

XXXII Zjazd Fizyków Polskich

Oddział Krakowski PTF, prof. J. Niewodniczański, Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej AGH, Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków, tel: (012) 336377, tlx: 0322203 agh pl, fax: (012) 340010, adr.el.: zjazd@mifitj.ifj.edu.pl.

20 – 25 września 1993, Łódź

Euromech. Colloquium No 308, Chaos and Noise in Dynamic Systems

Politechn. Łódzka, prof. T. Kapitaniak, PŁ, Stefanowskiego 1, 90-924 Łódź.

21 – 23 września 1993, Warszawa

12th Symp. on Industrial Crystallization – Event of European Federation of Chemical Engin. (EFChE)

SITP – Chem. – NOT, Z. Rajkowski, Czackiego 3/5, skr. poczt. 903, 00-903 Warszawa.

1994

1994, Wrocław

11th Int. Conf. Solid Compounds of Transition Elements

Inst. Niskich Temp. i Badań Strukturalnych PAN, prof. W. Suski, INTiBS PAN, pl. Katedralny 1, 50-950 Wrocław.

maj 1994, Warszawa

4th Int. Symposium on Systems with Fast Ionic Transport

Inst. Fizyki Politechniki Warszawskiej, prof. W. Jakubowski, IF PW, Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, tel: 499831, tlx: 813307 pw.

16 – 20 maja 1994, Warszawa

Interferometry '94

SPIE – Polish Chapter, prof. M. Pluta, Inst. Optyki Stosowanej, Markowska 18, 03-742 Warszawa, tel: 184405, fax: 133265.

ang.

18 – 26 maja 1994, Ustroń-Jaszowiec

Int. School and Symposium on Synchrotron Radiation in Natural Science – ISSRNS '94

Polskie Towarzystwo Promieniowania Synchrotronowego, dr K. Ławniczak-Jabłońska, Inst. Fizyki PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel: 437001, fax: 430926, adr.el.: jablo@ifpan.edu.pl

P, U: 120, ang.

22 - 26 sierpnia 1994, Poznań

Int. Conf. on Magnetism, ICM '94

Inst. Fizyki Molekularnej PAN, prof. J. Morkowski, IFM PAN, Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań.

24 – 31 sierpnia 1994, Poznań

Symmetry and Structural Props. of Condensed Matter, Int. Summer School on Theor. Phys. (SSPCM '94)

W. Florek, Matejki 48/49, 60-769 Poznań, adr.el.: sspcm@plpuam11.bitnet
Z:1.6.94, A:15.4.94, P, ang.

19 – 23 września 1994, Kraków

2nd European Fluid Mechanics Conf.

IPPT PAN, prof. H. Zorski, Świętokrzyska 21, 00-049 Warszawa.

NOWE KSIĄŻKI

- Maciej Skwarczyński, *Geometria różnaitości Riemanna*, z dodatkiem Krzysztofa Maurina „Geometryczne idee Riemanna i ich rola w matematyce i fizyce”, PWN, Warszawa 1993, s. 395.
- Jerzy Kreiner, *Astronomia z astrofizyką*, wyd. II, PWN, Warszawa 1992, s. 283 + 10 wkł. kolor.
- Maksymilian Pluta, *Advanced Light Microscopy*, vol. 3 – Measuring Techniques, PWN, Warszawa 1993.
- Jay Orear, *Fizyka*, tłum. z angielskiego: B. Wojtowicz-Natanson, W. Doborzyńska-Głazek, E. Kaczmarek-Morawiec, P. Kacman, wyd. II, WNT, Warszawa 1993, t. I s. 352, t. II s. 249.
- J.L. Kulikowski, *Komputery w badaniach doświadczalnych*, PWN, Warszawa 1993.
- *Kto jest kim w fizyce. Polska 1993*, red. Jan Stankowski, Jerzy Małecki, Andrzej Wójtowicz, Komitet Fizyki PAN, OWN, Poznań 1993, s. 370.

U W A G A C Z Y T E L N I C Y !

Z przykrością stwierdziliśmy, że w części nakładu zeszytu 2 *Postępów Fizyki* z br. pojawiły się niezadrukowane strony. Za te błędy drukarskie serdecznie przepraszamy i prosimy o ew. przesłanie nam wybrakowanych zeszytów celem wymiany.

Redakcja

Informacje dla autorów

Komitet Redakcyjny prosi autorów o opracowywanie materiałów przeznaczonych do druku w *Postęпах Fizyki* zgodnie z podanymi niżej wytycznymi:

- 1) Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* **24**, 701 (1973); **33**, 299 (1982). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.
- 2) *Postępy Fizyki* są obecnie składane komputerowo. Aby skrócić cykl wydawniczy proponujemy Autorom przygotowującym swe artykuły na komputerach nadsyłać, **wraz z maszynopisami**, tekstów artykułów pocztą elektroniczną (nasz adres: postepy@fuw.edu.pl) lub na dyskietkach. Możemy przyjmować dyskietki 5.25" i 3.5", o dowolnej gęstości zapisu, w standardzie IBM lub Mac. Redakcja gwarantuje zwrot dyskietek natychmiast po skopiowaniu zapisów.
 - Osoby korzystające z \TeX -a mogą nadsyłać gotowe składy (zapisane krojem podstawowym, bez wyróżnień strony tytułowej itp.), najlepiej w formacie Plain z polskimi literami kodowanymi zgodnie z systemem MeX.
 - Teksty z ChiWritera (z podaniem klucza stosowanego dla polskich liter) możemy przyjmować w wersji oryginalnej.
 - Przy innych edytorach prosimy o przygotowanie niesformatowanego pliku ASCII i listy kodów, pod którymi ukryte są znaki polskiego alfabetu.
- 3) Maszynopisy pracy należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. Autorzy, którzy nie mogą dostarczyć tekstu artykułu pocztą elektroniczną lub na dyskietce, są proszeni o przesłanie **dwóch** egzemplarzy maszynopisu (także rysunków, tablic itd.). W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również komputerowy) do dalszej korespondencji.
- 4) Maszynopis winien być napisany **na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią** (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3.5 cm z lewej strony.
- 5) Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w rozmiarze 2 do 4 razy większym niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tablice (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.
- 6) Układ strony tytułowej, tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).
- 7) Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem Redakcji. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.
- 8) Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy.
- 9) Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

WARUNKI PRENUMERATY

1. Wpłaty na prenumeratę są przyjmowane na okresy półroczne.
2. Cena prenumeraty krajowej w 1993 r. wynosi 45 000 zł za pół roku. Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej.
3. Wpłaty na prenumeratę przyjmują:
 - prenumerata krajowa – jednostki kolportażowe „Ruch” i urzędy pocztowe właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora,
 - prenumerata zagraniczna – Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, konto: PBK, XIII Oddział Warszawa, nr 370044-1195-139-11.
4. Dostawa zamówionej prasy następuje:
 - przez jednostki kolportażowe „Ruch” – w sposób uzgodniony z zamawiającym,
 - przez urzędy pocztowe – pocztą zwykłą na wskazany adres. W przypadku zlecenia dostawy za granicę pocztą lotniczą, koszt przesyłki lotniczej w pełni pokrywa prenumerator.
5. Terminy przyjmowania prenumeraty krajowej i zagranicznej: do 20 stycznia – na I półrocze, do 20 maja – na II półrocze.

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF na cały rok, otrzymują 20% zniżki.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to the Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, Poland. Our banker: Państwowy Bank Kredytowy, XIII Oddział Warszawa, Poland, account no. 370044-1195-139-11.

SPIS TREŚCI

A. Sobiczewski – Własności i synteza najcięższych jąder	235
H. Walther – Doświadczenia z pojedynczymi atomami i sprawdzenie podstaw fizyki kwantowej	259
RÓŻNE	
W. Maciejewski – Gloria i inne efekty rozszczepienia światła słonecznego w atmosferze ziemskiej	287
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	317
RECENZJE	319
LIST DO REDAKCJI	321
KRONIKA	323

CONTENTS

A. Sobiczewski – Properties and synthesis of the heaviest nuclei	235
H. Walther – Single atom experiments and the test of quantum physics	259
MISCELLANEA	
W. Maciejewski – Glory and other effects caused by scattering of sunlight in the Earth's atmosphere	287
MEETINGS AND CONFERENCES	317
REVIEWS	319
LETTER TO THE EDITOR	321
CHRONICLE	323