

Narodziny teorii kwantów (II)

Prof. dr Iwo BIAŁYNICKI-BIRULA, członek korespondent PAN

Za początek drugiego okresu w rozwoju teorii kwantów przyjęto uważać rok 1913, w którym ukazała się obszerna, złożona z trzech części praca Nielsa Bohra zawierająca nową, kwantową teorię budowy atomów i molekuł. Już wcześniej ukazało się było kilka prac, w których próbowano wprowadzić kwant działania Plancka do teorii atomu. Były to próby oparte na koncepcji drgań harmoniczných elektronów w atomie i wykorzystujące z reguły model atomu Thomsona. Według Thomsona atom przypomina płatek z rodzynekami; ciasto to dodatni ładunek, zaś rodzyнки obrazują ujemnie naładowane elektrony. Ponieważ siła działająca na ładunek ujemny zanurzony w jednorodnie naładowanej dodatnio kuli jest proporcjonalna do odległości elektronu od środka kuli, będzie on wykonywał drgania harmoniczne. Zgodnie z elektrodynamiką klasyczną tylko harmoniczny ruch ładunku może być źródłem monochromatycznego promieniowania, które obserwuje się w postaci linii widmowych.

Bohr przyjął za punkt wyjścia nowy *planetarny* model atomu, zaproponowany dwa lata wcześniej przez Rutherforda, i powiązał ten model z koncepcjami Plancka i Einsteina. W okresie, w którym powstawała praca Bohra, dane doświadczalne dotyczące liniowych widm pierwiastków były stosunkowo bogate i dokładność, z jaką wyznaczano długości fal linii widmowych, była duża. Błędy doświadczalne w niektórych przypadkach były równe zaledwie jednej stutysięcznej części. Wyniki doświadczeń nakładały więc silne ograniczenia na teorię. Pewnym ułatwieniem dla fizyka pragnącego odgadnąć prawa rządzące promieniowaniem światła przez atomy mogła być znana wówczas empiryczna zasada kombinacyjna Rydberga-Ritza, będąca czymś w rodzaju rozszerzenia wzoru Balmera, obowiązującego dla wodoru, na widma innych pierwiastków. Według tej zasady częstości linii widmowych dają się przedstawić jako różnice tak zwanych termów widmowych:

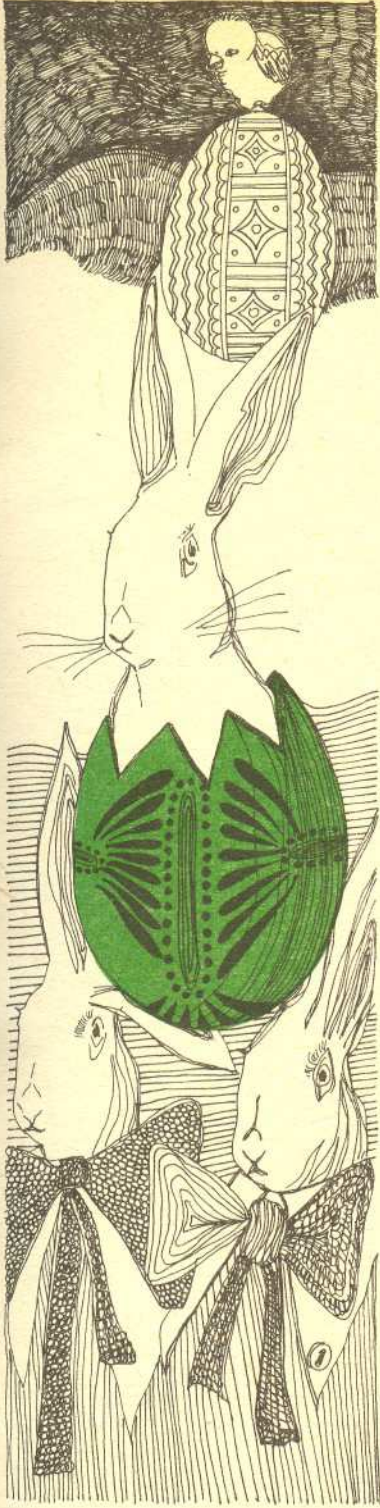
$$\nu = \frac{K}{(n + \alpha_r)^2} - \frac{K}{(m + \alpha_s)^2},$$

gdzie K jest stałą uniwersalną (stałą Rydberga), n i m są liczbami naturalnymi, zaś α_r, α_s — stałymi zależnymi tylko od pierwiastka. Wzór Balmera i zasada kombinacyjna odegrały pierwszoplanową rolę przy powstaniu teorii Bohra.

Planetarny model atomu, rozważany na gruncie klasycznej mechaniki i elektrodynamiki — jak na to wskazuje Bohr we wstępie do swojej pracy — nie wystarcza do opisu budowy rzeczywistych atomów. Nie ma bowiem w tym modelu żadnej wielkości, która mogłaby posłużyć do określenia rozmiarów atomu (z ładunków i mas nie można zbudować wielkości o wymiarze długości). Potrzebna jest do tego jeszcze jedna wielkość wymiarowa, za którą Bohr przyjął stałą Plancka. Podstawowe wyniki pracy Bohra opiszemy jego własnymi słowami przytaczając tłumaczenie fragmentu zakończenia historycznej pracy z *Philosophical Magazine*.

„W pracy tej wprowadzono następujące podstawowe założenia:

1. Energia promienista nie jest wysyłana (lub pochłaniana) w sposób ciągły, jak to przyjmuje się w zwykłej elektrodynamice, ale tylko podczas przechodzenia układu między różnymi „stacjonarnymi” stanami.
2. Dynamiczna równowaga układu w stanach stacjonarnych rządzona jest zwykłymi prawami mechaniki, podczas gdy prawa te nie obowiązują dla przejść układu między różnymi stanami stacjonarnymi.
3. Promieniowanie wysłane podczas przechodzenia układu między dwoma stanami stacjonarnymi jest jednorodne (monochromatyczne — przyp. I.B.B.) i związek między częstością ν i całkowitą wypromieniowaną energią E jest dany wzorem $E = h\nu$, gdzie h jest stałą Plancka.
4. Różne stany stacjonarne prostego układu składającego się z elektronu krążącego wokół dodatniego jądra są wyznaczone przez warunek, że stosunek całkowitej energii wypromieniowanej przy tworzeniu się tej konfiguracji (energii wiązania — przyp. I.B.B.) do częstości obiegu elektronu jest całkowitą wielokrotnością $h/2$. Przy założeniu, że orbita elektronu jest kołowa, postulat ten jest równoważny warunkowi, iż moment pędu elektronu wokół jądra jest równy całkowitej wielokrotności $h/2\pi$.
5. „Trwały” stan (stan podstawowy — przyp. I.B.B.) każdego układu atomowego, to znaczy stan, dla którego energia wypromieniowana jest największa, jest wyznaczony przez warunek, iż moment pędu każdego elektronu wokół środka jego orbity jest równy $h/2\pi$.



Rozwiązanie zadania M 327.
Oznaczmy przez a długość boku kwadratu.
Wówczas suma pól całych półkoli wynosi
 $4 \cdot \frac{1}{2} \cdot \pi \cdot \left(\frac{a}{2}\right)^2 = \frac{1}{2} \pi a^2$. Aby otrzymać pole „zielonej” figury, należy od tego odjąć pole koła bez pola kwadratu, czyli $\pi \left(\frac{a\sqrt{2}}{2}\right)^2 - a^2 =$
 $= \frac{1}{2} \pi a^2 - a^2$. Pole „zielone” jest zatem równe
 $\frac{1}{2} \pi a^2 - \left(\frac{1}{2} \pi a^2 - a^2\right) = a^2$.

Pokazano, że przy tych założeniach z pomocą modelu Rutherforda można wyjaśnić prawa Balmera i Rydberga wiążące częstości różnych linii w widmach liniowych”.

Założenie Bohra o istnieniu stanów stacjonarnych i o tym, że atom wysyła promieniowanie tylko przy przejściach między dwoma takimi stanami, jest bezpośrednim odzwierciedleniem zasady kombinacyjnej. Stanowi stacjonarnemu odpowiada określony term widmowy, zaś przejściu promienistemu — *dwa takie termy*. Mogłoby się wydawać nam obecnie, że zasada kombinacyjna wręcz narzuca taką interpretację, ale właśnie to genialnie proste spostrzeżenie Bohra stanowi o istotnej różnicy między jego teorią a teoriami wcześniejszymi, w których starano się łączyć promieniowanie i jego częstość z *jednym* tylko, drgającym i jednocześnie promieniującym stanem atomu.

Podstawowe założenia teorii Bohra, jak już podkreślaliśmy poprzednio, były niewątpliwie dopasowane do wzoru Balmera, ale za duży sukces tej teorii uznano wynikającą z niej wartość stałej Rydberga, bardzo bliską wartości otrzymywanej z pomiarów długości fal linii widmowych. Drugim, chyba jeszcze większym sukcesem było wyjaśnienie przez Bohra na gruncie swej teorii pochodzenia serii widmowej odkrytej pod koniec XIX wieku przez amerykańskiego astronoma Pickeringa w promieniowaniu gwiazdy ζ Puppis. Długości fal tej serii można było opisać wzorem zbliżonym bardzo do wzoru Balmera i dlatego przypisywano linie Pickeringa wodorowi znajdującemu się w wysokiej temperaturze. Według Bohra źródłem tego promieniowania były zjonizowane atomy helu. Przeprowadzone w roku 1914 doświadczenia laboratoryjne nad widmem helu otrzymanym metodą iskrowych wyładowań w gazie potwierdziły tę tezę. Dodatkowym pięknym argumentem za nową teorią było wykazanie przez Bohra, że drobne różnice między danymi doświadczalnymi a teorią znikają, gdy uwzględnimy ruch jądra wokół środka masy, to znaczy użyć we wzorach tzw. zredukowanej masy elektronu.

Dzięki swoim niewątpliwym sukcesom teoria Bohra szybko zyskała szerokie uznanie, choć wielu fizyków uważało — jak wiemy dziś zupełnie słusznie — że jest to teoria nazbyt fragmentaryczna i zawierająca zbyt wiele wzajemnie niepowiązanych założeń na to, iżby mogła stanowić pełną teorię wszystkich zjawisk atomowych. Z braku jednak nowych idei następne dziesięciolecie upłynęło pod znakiem starszej teorii kwantów, jak dziś nazywamy rozbudowaną i ulepszoną nieco teorię, która powstała na gruncie postulatów Bohra.

Rozbudowa teorii Bohra polegała przede wszystkim na podaniu ogólnej postaci warunków kwantowych, słusznej dla szerokiej klasy układów atomowych, a nie tylko dla atomu wodoru.

Warunki takie podał Arnold Sommerfeld, a także niezależnie od niego W. Wilson i J. Ishiwara. Warunki te, zwane obecnie warunkami Bohra-Sommerfelda, można nałożyć na ruch dowolnego układu zachowawczego (tzn. układu, dla którego obowiązuje zasada zachowania energii), odbywający się w ograniczonym obszarze przestrzeni, tylko wtedy, gdy równanie Hamiltona-Jacobiego daje się rozwiązać metodą rozdzielania zmiennych. Z grubsza mówiąc warunek ten oznacza, że ruch układu można uważać za złożenie niezależnych ruchów, z których każdy scharakteryzowany jest współrzędną q_k i pędem p_k .

Warunki Sommerfelda mają postać:

$$\oint p_k dq_k = n_k h,$$

gdzie całkowanie rozciąga się na taki obszar zmiennej q_k , któremu odpowiada pełny cykl ruchu w danej zmiennej.

Warunki Sommerfelda były uogólnieniem zarówno warunków Bohra, jak i wcześniejszych jeszcze rozważań Plancka na temat kwantowej teorii jednowymiarowego oscylatora harmonicznego.

Planck zauważył był bowiem, że prawidłowy wzór na kwantowe poziomy energii oscylatora harmonicznego można otrzymać żądając, by pole elipsy będącej obrazem ruchu oscylatora w przestrzeni fazowej było wielokrotnością stałej h

$$\oint_W p dq = nh, \text{ gdzie } W \text{ — w\u0142o\u015bciwo\u015b\u0107 elipsy ruchu.}$$

Ca\u0142ka ta, po podstawieniu do niej wyrażenia na p\u0119d oscylatora harmonicznego przedstawia w\u0142a\u015bnie pole elipsy ruchu

$$2 \int_{-q_{\max}}^{q_{\max}} p dq = 4 \int_0^{q_{\max}} dq \sqrt{2m \left(E - \frac{m\omega^2 q^2}{2} \right)} = \frac{2\pi E}{\omega}.$$

Przyr\u00f3wnuj\u0105c t\u0119 wielko\u015b\u0107 do nh otrzymujemy wz\u00f3r Plancka:

$$E = nh\nu.$$



Rozwi\u0105zanie zadania F 131.

Wykre\u015blaj\u0105c krzywe dyspersji (po\u0142o\u017cenie linii widmowej w zale\u017cnosci od d\u0142ugo\u015bci fali) na podstawie obu widm lub cho\u0107by pobie\u017anie analizuj\u0105c rozmieszczenie linii mo\u017cna przekona\u0107 si\u0119, \u017ce dla widma I linie roz\u0142o\u017cone s\u0105 r\u00f3wnomiernie, natomiast dla II wyst\u0119puje zag\u0119szczenie w obszarze d\u0142ugofalowym. Pierwsze z widm pochodzi wi\u0119c ze spektrografu siatkowego, a drugie z przyr\u0105dka przyzmatycznego. Dla siatki dyfrakcyjnej po\u0142o\u017cenia kolejnych maksimum wyra\u017ca wz\u00f3r

$$d \sin \theta = m \lambda,$$

gdzie d — sta\u0142a siatki,
 λ — d\u0142ugo\u015b\u0107 fali,
 m — rz\u0105d widma,
 θ — k\u0105t odpowiadaj\u0105cy maksimum.

Ograniczaj\u0105c si\u0119 do ma\u0142ych k\u0105t\u00f3w ugi\u0119cia i maj\u0105c na uwadze, \u017ce $x = h \tan \theta \approx h \theta$ (h — odlego\u015b\u0107 siatki od ekranu) otrzymuje si\u0119

$$x = m \frac{\lambda h}{d}.$$

Wynika st\u0105d, \u017ce Δx jest proporcjonalne do $\Delta \lambda$.

Dla przyr\u0105dka przyzmatycznego, obowi\u0105zuje zale\u017cnos\u0107

$$(*) \quad n = \frac{\sin \frac{\varepsilon + \varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}},$$

gdzie ε — k\u0105t najmniejszego odchylenia,
 n — wsp\u00f3\u0142czynnik za\u0142amania materia\u0142u,
 z kt\u00f3rego wykonany jest przyr\u0105dek,
 φ — k\u0105t \u0142ami\u0105cy przyr\u0105dka.

Wielko\u015bci ε i n zale\u017c\u0105 od d\u0142ugo\u015bci fali.

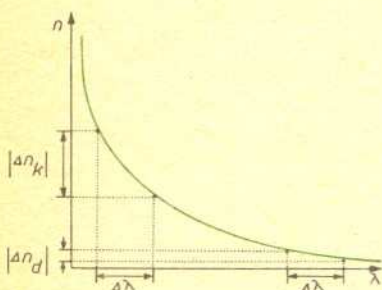
R\u00f3\u017cniczkuj\u0105c wzgl\u0119dem d\u0142ugo\u015bci fali otrzymujemy

$$\frac{dn}{d\lambda} = \frac{\cos \frac{\varepsilon + \varphi}{2}}{2 \sin \frac{\varphi}{2}} \frac{d\varepsilon}{d\lambda}.$$

Uwzgl\u0119dniaj\u0105c (*) i rozwi\u0105zaj\u0105c sko\u0144czone r\u00f3\u017cnice mamy

$$\Delta x \sim \Delta \varepsilon \approx \frac{2 \sin \frac{\varphi}{2}}{\sqrt{1 - \bar{n} \sin^2 \frac{\varphi}{2}}} \Delta n;$$

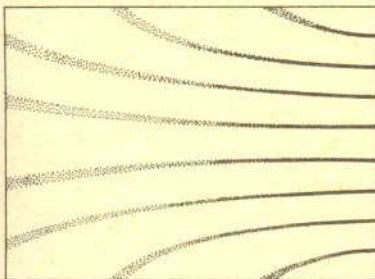
gdzie \bar{n} — \u015bredni wsp\u00f3\u0142czynnik za\u0142amania dla zakresu optycznego. Dla przyr\u0105d\u00f3w u\u017cywanych w spektroskopii typowy wykres $n = f(\lambda)$ przedstawia rysunek, z kt\u00f3rego wynika zag\u0119szczenie linii w zakresie d\u0142ugofalowym.





Rozwiązanie zadania F 132.

W płaszczyźnie ogniskowej lunetki spektroskopu powstają wielokrotne obrazy szczeliny (proste czy odwrócone ?); każdy odpowiada innej długości fali, a ich zbiór jest widmem analizowanego światła. Natężenie linii wzrasta ze wzrostem oświetlenia szczeliny odpowiednią długością fali. Gdyby podczas eksperymentu interferencyjnego użyto światła monochromatycznego, wtedy szczelina byłaby w pewnych miejscach mocno oświetlona (jasne prążki), w innych wcale (ciemne prążki). „Linia widmowa” będzie obrazem prążków i składać się będzie z leżących na przemian jasnych i ciemnych obszarów. Odległość ciemnych obszarów, jak wynika z warunków interferencji destruktywnej, musi wzrastać wraz z długością fali użytego światła. W przypadku światła białego obrazy szczelin zlewają się tworząc widmo ciągłe, na tle którego występują ciemne, zakrzywione linie (patrz rysunek).



czerwień fiolet

Warto zastanowić się nad następującymi pytaniami:

- Jakie zmiany w obrazie zauważylibyśmy, gdyby soczewkę zastąpiono inną — o większej zdolności skupiającej?
- Co pojawiłoby się w polu widzenia po zamianie szczeliny na siatkę dyfrakcyjną?

Z kolei warunek Bohra otrzymujemy rozważając ruch elektronu po orbicie kołowej w atomie opisany przy pomocy zmiennej kątowej φ . Pędem stowarzyszonym z kątem φ jest moment pędu mrv . Z warunku kwantowego

$$\int_0^{2\pi} mrv d\varphi = nh,$$

po wyrażeniu r i v w ruchu jednostajnym po kole pod wpływem siły kulombowskiej otrzymujemy wzór Bohra na poziomy energetyczne atomu jednoelektronowego

$$E_n = \frac{2\pi^2 me^4}{h^2 n^2}.$$

Sommerfeld nie tylko podał ogólne warunki kwantowe, lecz także zastosował je do wyznaczenia poziomów energetycznych atomu wodoru z uwzględnieniem dynamiki relatywistycznej. Był to bodajże najbardziej efektywny wynik otrzymany w starszej teorii kwantów. Wzór na poziomy energetyczne wodoropodobnego atomu o jednym elektronie i ładunku jądra Ze , otrzymany przez Sommerfelda, zawierał tym razem dwie liczby kwantowe, gdyż ruchu w relatywistycznym problemie Keplera nie można opisać przy pomocy jednej tylko zmiennej. We wzorze tym pojawiła się też po raz pierwszy stała subtelnej struktury $\alpha = 2\pi e^2/hc$, która odtąd będzie symbolem relatywistycznej i kwantowej teorii zjawisk elektromagnetycznych. Ze względu na to, iż stała subtelnej struktury jest mała (równa około $1/137$), wzór Sommerfelda

$$E_{nk} = mc^2 \{ [1 + \alpha^2 Z^2 (n-k + \sqrt{k^2 - \alpha^2 Z^2})^{-2}]^{-1/2} - 1 \},$$

po rozwinięciu na szereg względem α^2 , dawał jedynie niewielkie poprawki do wzoru Bohra:

$$E_{nk} = -\frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{h^2 n^2} \left[1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n^2} \left(\frac{n}{k} - \frac{3}{4} \right) + \dots \right],$$

a przez to tylko niewielkie poprawki do częstości linii widmowych. Opisywane tym wzorem niewielkie, proporcjonalne do α^2 , rozszczepienie linii widmowych wodoru zgadzało się doskonale z odkrytą jeszcze w 1891 roku przez A. A. Michelsona strukturą linii widmowych serii Balmera. Rozszczepienie to nazywano subtelnym i stąd nazwa: stała subtelnej struktury.

Mimo sukcesów w opisie widm atomów wodoropodobnych, starsza teoria kwantów ciągle pozostawiała wiele do życzenia pod względem zarówno ogólności sformułowania, jak i też możliwości opisu rozwoju układów w czasie. Warunki kwantowe można było bowiem stosować tylko do układów dających się opisać przez rozdzielone zmienne. Wiadomo jednak było, że rzeczywiste układy fizyczne nie spełniają tego warunku, gdyż wzajemne oddziaływanie (na przykład oddziaływanie międzycząsteczkowe w gazie) czyni ruch zbyt nieregularnym. Próbę obejścia tej trudności stanowiła zasada adiabaticzna sformułowana przez Bohra i Ehrenfesta, której zadaniem było otrzymywanie związków między poziomami energetycznymi układów bardziej skomplikowanych i układów prostych, pod warunkiem, że układy złożone można otrzymać z prostych przez powolne (adiabaticzne) odkształcenia (zmiany parametrów). Zastosowania zasady adiabaticznej okazały się jednak bardzo ograniczone.

Starsza teoria kwantów nie opisywała także w ogóle rozwoju układu w czasie, polegającego w myśl koncepcji Bohra na owych zagadkowych przeskokach między różnymi stanami dozwolonymi przez warunki kwantowe. Brak było jakichkolwiek informacji na temat mechanizmu tych przeskoków, a jedyne przewidywania co do rodzajów i częstości tych przeskoków można było otrzymać przy pomocy tzw. zasady odpowiedności sformułowanej przez Bohra.

Trudno jest dziś podać jednoznaczne sformułowanie tej zasady, gdyż sam Bohr zmieniał swoje poglądy na jej temat. W najbardziej ograniczonej postaci głosiła ona, że wszędzie tam, gdzie można pominąć stałą Plancka i związany z nią skokowy, ziarnisty charakter przemian atomowych (na przykład, gdy liczby kwantowe są tak duże, że ich zmiana o jeden jest niedostrzegalna), prawa kwantowe winny przechodzić w prawa fizyki klasycznej. Dzięki swojej genialnej intuicji Bohr potrafił jednak wykorzystać zasadę odpowiedności w dużo większym zakresie, wyprowadzając z niej wnioski słuszne także dla niewielkich liczb kwantowych. W ślad za Bohrem poszli inni fizycy. Zasada odpowiedności stała się dla nich drogowskazem pozwalającym wyjść z labiryntu starszej teorii kwantów na otwartą przestrzeń mechaniki kwantowej. Sommerfeld nazwał zasadę odpowiedności magiczną różdżką, mając chyba na myśli zarówno jej trochę mglistą treść, jak i ogromną pomoc w dociekaniach na temat poprawnej teorii, jaką dawała wtajemniczonym.

Zasada odpowiedności wydatnie ułatwiła odkrycie w latach 1925—1926 mechaniki macierzowej, która okazała się później być jedną z równoważnych form mechaniki kwantowej.

Odkrycie to było dziełem przede wszystkim Maxa Borna, Paula Diraca, Wernera Heisenberga i Pascuala Jordana.

Pierwsze zarysy mechaniki macierzowej odkrył Heisenberg latem 1925 roku. Jego artykuł na ten temat zawierał podstawowe dla mechaniki macierzowej przyporządkowanie wielkościom fizycznym układów liczb, numerowanych przez dwie liczby całkowite, podlegających pewnym dość dziwnym operacjom. W układach liczb Born i Jordan rozpoznali składowe macierzy, zaś dziwaczne operacje okazały się być po prostu mnożeniem macierzowym. W pracy Borna i Jordana, w niezależnej pracy Diraca oraz we wspólnej pracy Born, Heisenberga i Jordana sformułowane zostały ogólne podstawy mechaniki macierzowej. W odróżnieniu od starszej teorii kwantów była to teoria wewnętrznie spójna, o wyraźnie sformułowanych logicznych podstawach. Udało się to osiągnąć przez całkowite wyeliminowanie takich klasycznych pojęć, jak orbity elektronów, okresy ich obiegu wokół jądra itp.

Pełna eliminacja wszelkich pojęć używanych dotąd w fizyce atomowej, których nie można powiązać bezpośrednio z danymi doświadczalnymi, stanowiła podstawę programu naukowego i filozoficznego Heisenberga. W liście do Wolfganga Pauliego z czerwca 1925 roku napisał on o nowej teorii: „Podstawowa zasada brzmi: Przy obliczaniu jakichkolwiek wielkości takich jak energie, częstotliwości itp. należy korzystać wyłącznie ze związków zawierających wielkości w zasadzie obserwowalne”.

Mechanika macierzowa była logicznie zwarta i prosta, ale rachunkowo bardzo skomplikowana. Wynikające z niej związki między nieskończonymi macierzami nie poddawały się łatwo dalszej obróbce. Co prawda Pauliemu i Diracowi udało się rozwiązać problem wodoru i otrzymać wzór Balmera-Bohra, ale trudności rachunkowe zwolniły wyraźnie rozwój zastosowań mechaniki macierzowej. Pomoc przyszła z nieoczekiwanej strony. Przyniosła ją odkryta w 1926 roku przez Erwina Schrödingera mechanika falowa.

Punktem wyjścia teorii Schrödingera była idea „fal materii”, której autorem był Louis-Victor de Broglie. W swojej pracy doktorskiej zakończonej w 1924 roku de Broglie przyjął jako podstawowe założenie istnienie pewnego periodycznego zjawiska związanego z ruchem każdej porcji energii. Było to jakby odwrócenie koncepcji fotonów, które są porcjami związanymi z rzeczywistymi falami elektromagnetycznymi. Nie wiedząc jaką interpretację fizyczną należy przypisać owym falom, de Broglie proponował, aby traktować je na razie jako pewną formalną konstrukcję matematyczną. Nawet nazwa „fale fazowe”, której de Broglie używał w swoich pierwszych pracach, świadczyła o braku fizycznego obrazu owego „periodycznego zjawiska”. Za najważniejszy wynik swojej teorii uznał de Broglie otrzymanie przez niego warunków kwantowych Sommerfelda jako warunków rezonansu fal fazowych. Streścimy poniżej rozumowanie de Broglie’a, które doprowadziło go do tego wyniku.

Powiązanie fal z ruchem cząstek było najłatwiejsze dla ruchu swobodnego. Ruch cząstki scharakteryzowany jest przez energię E i pęd p . Z kolei najprostsza fala — fala płaska — scharakteryzowana jest przez częstość ν i wektor o kierunku rozchodzenia się fali i o długości równej odwrotności długości fali λ . De Broglie założył, że fala płaska jest związana z ruchem swobodnym cząstki i że charakterystyczne wielkości dla fali powiązane są z charakterystycznymi wielkościami dla cząstki związkami, które są rozszerzeniem związków Plancka

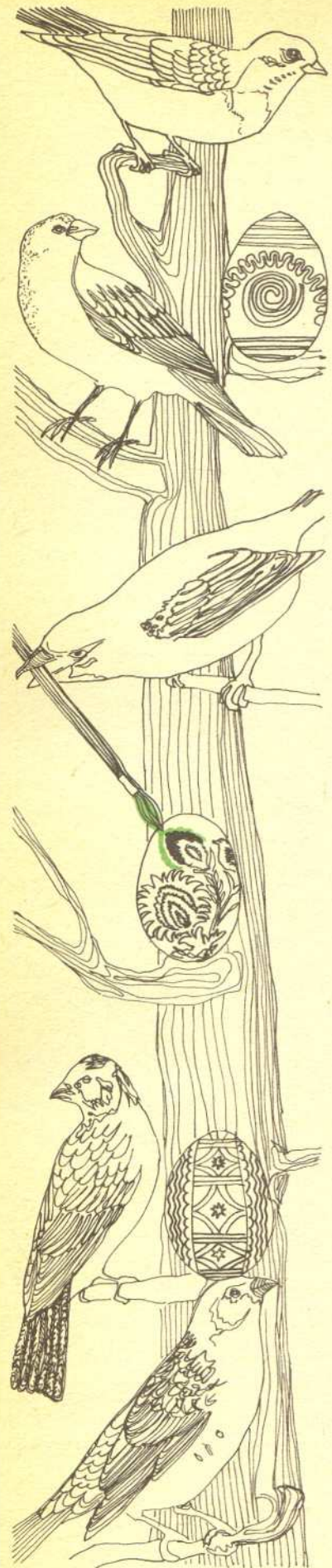
$$E = h\nu, \quad p = \frac{h}{\lambda} n,$$

gdzie n jest wektorem jednostkowym w kierunku rozchodzenia się fali. Dla cząstek poruszających się pod wpływem zewnętrznych sił de Broglie przyjął, że promienie „fal fazowych” pokrywają się z trajektoriami cząstek. Podstawiając zależność między pędem i długością fali do warunku kwantowania Bohra dla orbit kołowych otrzymał de Broglie warunek rezonansu

$$\oint p dq = \frac{h}{\lambda} \oint dq = \frac{2\pi R h}{\lambda} = nh.$$

Na zamkniętej orbicie kołowej winna się zmieścić całkowita liczba n długości fali.

Teoria de Broglie’a była pierwszą próbą ujednoczenia wszystkich znanych dotąd teorii kwantowych. Wszystko co kwantowe miało się charakteryzować dualnością własności korpuskularnych i własności falowych. Związki między tymi dwoma aspektami zjawisk kwantowych zawierały stałą Plancka — symbol teorii kwantowej. Teorii de Broglie’a brakowało jednakże dwóch istotnych elementów: równań określających propagację fal oraz, oczywiście, interpretacji fizycznej tych fal, bez których teoria ta była jedynie ciekawym dodatkiem matematycznym do istniejących teorii kwantowych. Obu tych elementów dostarczyła mechanika falowa.





Odkrywcą jej był Erwin Schrödinger. Równanie noszące jego imię stanowi podstawę mechaniki falowej i jest jednym z kilku najważniejszych równań fizyki współczesnej. Opisuje ono w całej ogólności zachowanie się w czasie i w przestrzeni „fal fazowych” de Broglie’a. W cyklu swoich epokowych prac, które ukazały się w 1926 roku, Schrödinger nie tylko wprowadził swoje równanie i pokazał, że z jego teorii wynikają warunki kwantowania Bohra-Sommerfelda, ale także udowodnił równoważność nowej teorii z mechaniką macierzową Heisenberga, Borna i Jordana.

Uderzające jest to, że Schrödinger odkrył poprawne równanie dla fal materii i zbudował formalizm matematyczny mechaniki falowej ciągle nie znając interpretacji fizycznej tych fal. Owo brakujące ogniwo odnalazł Born już w kilka miesięcy po ukazaniu się artykułów Schrödingera. Jest nim probabilistyczna interpretacja fal fazowych. Zgodnie z tą interpretacją fale de Broglie’a — Schrödingera wyznaczają tylko prawdopodobieństwo znalezienia elektronów i innych cząstek atomowych w przestrzeni i czasie. W ten sposób w 1926 roku powstała jednolita teoria zjawisk kwantowych, zwana obecnie mechaniką kwantową. Teoria ta przetrwała do dnia dzisiejszego w niezmienniczej postaci, choć została rozszerzona na wiele dziedzin fizyki. Obecnie przy pomocy mechaniki kwantowej opisujemy nie tylko widma atomowe, ale również inne własności atomów, a także własności fotonów, jąder atomowych, molekuł, gazów, cieczy, kryształów, plazmy... W ciągu pół wieku, które upłynęło od odkrycia mechaniki kwantowej, podjęto wiele prób wykrycia zjawisk, których opis w ramach mechaniki kwantowej byłby niezgodny z obserwacjami. Jak dotąd wszystkie te próby zakończyły się niepowodzeniem, ale w przyszłości załamanie się mechaniki kwantowej w dotychczasowej formie na pewno zostanie wykryte, bo nie ma teorii absolutnych.

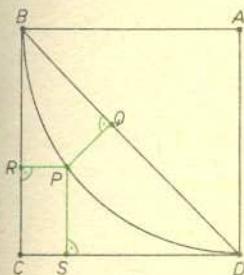


Zadania

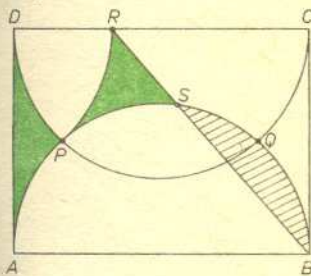
Redaguje mgr Krzysztof S. NOWIŃSKI

M 325. Z wierzchołka A kwadratu $ABCD$ zakreślono cyrklem łuk BD . Wykazać, że dla dowolnego punktu P tego łuku, jeśli Q jest jego rzutem prostokątnym na BD , R — na BC i S — na CD (rysunek 1), to PQ jest średnią geometryczną PR i PS .

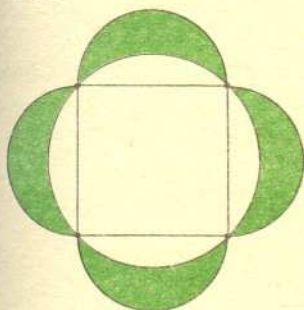
Rozwiązanie na str. 15



Rys. 1



Rys. 2



Rys. 3

M 326. Na przeciwległych bokach prostokąta $ABCD$ oparto dwa półokręgi przecinające się w punktach P i Q (rysunek 2). Niech R będzie takim punktem odcinka DC , że $AB = BR$ i niech S będzie punktem przecięcia odcinka BR z półokręgiem opartym na AB . Wykazać, że jeśli łuk

PR jest zakreślony promieniem $\frac{1}{2} AB$, to:

- poła figur zielonych są równe,
- figura zakreślona na czarno jest połową soczewki zawartej między półokręgami.

(nadesłał R. Bublewicz)

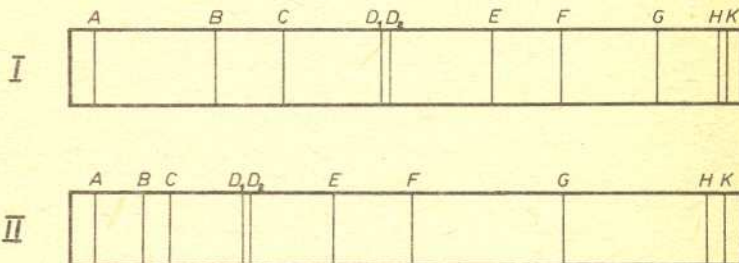
Rozwiązanie na str. 15

M 327. Na rysunku 3 mamy okrąg opisany na kwadracie i półokręgi oparte na bokach tego kwadratu. Wykazać, że pole „zielonej” figury jest równe polu kwadratu.

Rozwiązanie na str. 1

Redaguje mgr Tomasz TRATKIEWICZ

F 131. Rysunek przedstawia widma optyczne pewnego obiektu. Rozstrzygnąć, które zostało otrzymane za pomocą pryzmatu, a które za pomocą siatki dyfrakcyjnej.



Rozwiązanie na str. 2

F 132. Obraz interferencyjny od dwóch, oświetlonych białym światłem, szczelin (doświadczenie Younga) zrzutowano na szczelinę spektroskopu tak, że prążki są do niej prostopadłe. Co można zobaczyć w polu widzenia okularu?

Rozwiązanie na str. 3