

Interferometr atomowy

w sto lat po doświadczeniu Michelsona i Morleya

Dr hab. Jan KALINOWSKI



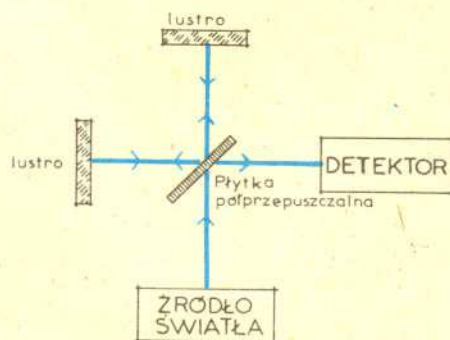
Każdemu słowo interferometr kojarzy się zapewne z nazwiskami Michelsona i Morleya. Warto może przypomnieć, że w ubiegłym roku minęła setna rocznica słynnego doświadczenia Michelsona i Morleya. Próbowali oni zmierzyć prędkość Ziemi względem eteru – hipotetycznego ośrodka, w którym miałyby rozchodzić się fale elektromagnetyczne. W 1887 r., w 34 tomie *American Journal of Science*, ukazały się dwie publikacje Michelsona i Morleya: w numerze listopadowym praca pt. *O ruchu względnym Ziemi i świetlistym eterze* i w numerze grudniowym – *Sposób wykorzystania długości fali świetlnej sodu jako praktycznego wzorca długości*. Przy pomiarze ruchu Ziemi względem eteru niezwykle istotne były precyzyjne pomiary odległości. Publikacja grudniowa była więc jakby produktem ubocznym prac nad doświadczeniem opisanym w artykule listopadowym. A jednak to ona przyniosła Michelsonowi natychmiastową sławę i w 1907 r. nagrodę Nobla. Artykuł listopadowy został naprawdę doceniony dopiero po sformułowaniu przez Einsteina teorii względności i przyniósł autorom trwałe miejsce w podręcznikach fizyki.

Do swoich doświadczeń Michelson i Morley użyli interferometru optycznego. Michelson udoskonalił interferometr, aby powtórzyć pomiar prędkości Ziemi względem eteru po raz pierwszy przeprowadzony przez niego w 1881 r. Doświadczenie dało wynik negatywny, to znaczy nie można było stwierdzić istnienia eteru. Doświadczenie wykonane w 1887 r., przeprowadzone z dziesięciokrotnie lepszą dokładnością dało znowu, tym razem bez wątpliwości, wynik negatywny. W 1899 r. Michelson w jednym z wykładów przyznał, że sam fakt skonstruowania interferometru wynagrodził mu negatywny wynik doświadczenia. Dopiero po wielu latach wynik ten nabrał znaczenia jako jeden z koronnych testów teorii względności Einsteina.

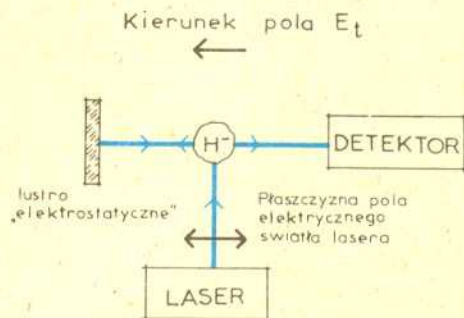
Interferometr był oczywiście znany wcześniej i używany w wielu dziedzinach nauki i techniki. Michelson wymienia w 1902 r. dziedziny, w których interferometr znalazł zastosowania: do pomiarów współczynnika załamania światła, grubości błonek mydlanych, współczynnika rozszerzalności, stałej grawitacji, skoku śrub, długości fali linii spektralnych, efektu Zeemana i pomiarów astronomicznych. Dzięki Michelsonowi interferometr optyczny stał się jednym z podstawowych precyzyjnych przyrządów w laboratoriach naukowych i przemysłowych, do czasów I Wojny Światowej.

W artykule tym zajmiemy się zupełnie nowym pomysłem wykorzystania zjawiska interferencji. Mowa tutaj będzie jednak nie o interferometrze optycznym, lecz o interferometrze atomowym, w którym elektron będzie interferował sam ze sobą. Pomysł ten został zrealizowany przez grupę doświadczalną pod kierunkiem Howarda Bryanta w laboratorium w Los Alamos, New Mexico, a wyniki badań zostały opublikowane w *Physical Review Letters* 58, 2412 (1987). Michelson próbował zmierzyć zmianę prędkości światła – w doświadczeniu Bryanta sam interferometr porusza się z prędkością bliską prędkości światła i może służyć do pomiaru charakterystycznego czasu oddziaływania fotonu z układem atomowym.

Układ doświadczalny, który autorzy nazwali interferometrem atomowym, działa podobnie jak interferometr Michelsona. Rysunek przedstawia schematycznie interferometry: optyczny i atomowy.



Interferometr Michelsona



Interferometr atomowy

Rozwiązanie zadania M 514.
Przyjmujemy, że trójkąt o wierzchołkach z_1, z_2 i z_3 nie zawiera punktu O .

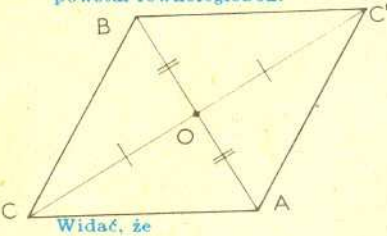
Można wtedy znaleźć obrót płaszczyzny, przeprowadzający liczby z_1, z_2, z_3 na liczby w_1, w_2, w_3 .
 $\operatorname{Re} w_i > 0$. Obrót płaszczyzny zespolonej to po prostu mnożenie przez liczbę u , gdzie $|u| = 1$. Mamy $w_i = u \cdot z_i$, zatem

$$\frac{1}{w_1} + \frac{1}{w_2} + \frac{1}{w_3} = \frac{1}{u \cdot z_1} + \frac{1}{u \cdot z_2} + \frac{1}{u \cdot z_3} = 0.$$

Jednak $\operatorname{Re} \frac{1}{w_i} > 0$, skąd sprzeczność.

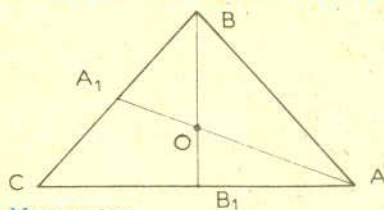
Rozwiązanie zadania M 515.
Jeśli $n = 1$, to liczby $n^2 + 1 = 3$, $(n + 1)^2 + 1 = 5$ są pierwsze. Gdy $n > 1$, mamy: jeśli n jest nieparzyste, to $n^2 + 1$ jest parzyste; jeśli n jest parzyste, to $(n + 1)^2 + 1$ jest parzyste. Zatem jedynym rozwiązaniem zadania jest $n = 1$.

Rozwiązanie zadania M 516.
Dorysujmy trójkąt ABC' tak, by powstał równoległobok.



$$2 \cdot CQ < AC + BC,$$

gdzie CQ jest środkową opuszczoną na bok AB . Dodając stronami trzy takie nierówności otrzymujemy pierwszą część tezy. Podobnie dowodzimy drugiej. Zauważmy, że punkt przecięcia środkowych dzieli je w stosunku 2 : 1.



Mamy zatem

$$AB < AO + OB = \frac{2}{3}(AA_1 + BB_1).$$

Następnie dodajemy trzy takie nierówności.

W interferometrze optycznym Michelsona światło rozdzielone na słabo posrebrzonej płytce szklanej po przebyciu różnych dróg do luster i z powrotem interferuje w detektorze. Charakter interferencji zależy od przesunięcia fazowego fal świetlnych, co z kolei zależy od różnicy dróg optycznych.

Bryant i współpracownicy badali proces fotoodłączenia elektronów od jonów wodoru H^- w obecności słabego zewnętrznego pola magnetycznego. Światło laserowe zderzało się z relatywistyczną wiązką ujemnie naładowanych jonów H^- o energii 800 MeV powodując przejście jonu w neutralny atom wodoru z emisją elektronu. Wiązki zderzały się pod kątem α (zdefiniowanym tak, że $\alpha = 0^\circ$ dla zderzenia „czołowego”). Przez zmianę kąta α można było płynnie zmieniać energię fotonu „widzianą” przez jon. Energia ta w układzie, w którym jon spoczywa, wynosi

$$E_\gamma = \gamma E_\gamma^L (1 + \beta \cos \alpha), \quad \beta = v/c, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2},$$

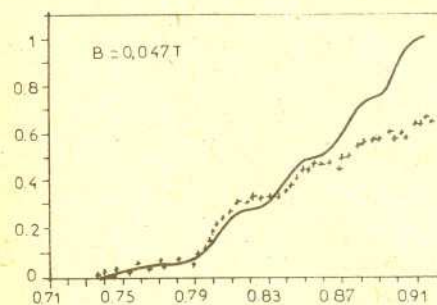
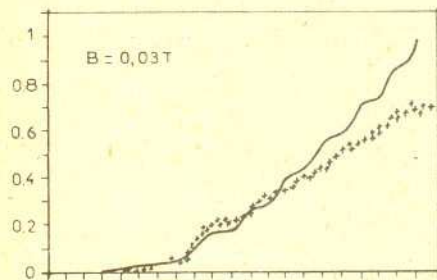
gdzie E_γ^L jest energią fotonów w układzie laboratoryjnym. Zdolność rozdzielcza pomiaru energii wynosiła około 10^{-3} eV. W miejscu przecięcia się wiązek przyłożone było słabe pole magnetyczne B o kierunku równoległym do wiązki laserowej. W układzie spoczynkowym jonu, zgodnie z relatywistycznym prawem transformacji pól, jon „widzi” nie tylko pole magnetyczne, ale i elektryczne E_t . To pole elektryczne E_t ma kierunek prostopadły do pola B i prędkości jonu, a więc jest prostopadłe do płaszczyzny reakcji. Natężenie pola E_t zależy od wartości B i prędkości jonów. Relatywistyczne jony poruszają się z prędkością $v = 0,842 c$, a więc „widzą” silne pole $E_t = vB \sin \alpha$ nawet dla słabych pól B . W doświadczeniu natężenie pola B wynosiło 0,03 T i 0,047 T, co odpowiada E_t rzędu 10^7 V/m.

Stałe pole E_t „widziane” w układzie spoczynkowym jonów działa na wyemitowane elektrony podobnie jak zwierciadło w interferometrze optycznym. Jeśli początkowo elektron porusza się w kierunku linii sił pola E_t , to będzie hamowany i następnie zawrócony w kierunku przeciwnym. Jego prędkość przy ponownym przejściu przez położenie początkowe będzie przeciwna do prędkości początkowej. Wygląda więc tak, jakby elektron został wyemitowany w przeciwnym kierunku, ale z pewnym opóźnieniem.

Zjawisko fotoodłączenia było badane dla dwóch polaryzacji wiązki laserowej, w których płaszczyzna pola elektrycznego światła lasera

a) była prostopadła do płaszczyzny reakcji, tzn. równoległa do kierunku E_t – tzw. polaryzacja π ;

b) leżała w płaszczyźnie reakcji, tzn. była prostopadła do E_t – tzw. polaryzacja σ . Względna liczba fotoodłączonych elektronów przy polaryzacji π światła lasera dla dwóch wartości pola B jest przedstawiona na wykresach. Wyraźnie widać regularne „falowanie” danych doświadczalnych. Przy polaryzacji σ nie zauważono żadnej regularnej struktury i wyniki niewiele różniły się od rezultatów uzyskanych z $B = 0$.



ENERGIA FOTONU

Względna liczba odłączonych elektronów jako funkcja energii fotonu. Linia ciągłą przedstawiono wyniki obliczeń teoretycznych.

Zgodnie z teorią kwantową stan elektronu wybitego przez foton jest opisany funkcją falową. Występowanie w danych doświadczalnych regularnej struktury możemy teraz wytłumaczyć jakościowo stosunkowo prosto. Przy polaryzacji π światła laserowego elektrony emitowane są w kierunku pola E_t . Funkcja falowa elektronu lecącego w kierunku zgodnym z E_t , „odbita” od bariery potencjalnej pola E_t , może interferować z funkcją falową elektronu wyrzuconego w przeciwnym kierunku. Jeżeli interferencja ma charakter konstruktywny (funkcje dodają się), to elektron może opuścić jon, jeśli destruktywny, to nie ma emisji. Charakter interferencji zależy od różnicy faz czy też opóźnienia funkcji falowej, tzn. od tego, jak daleko następuje „odbicie” elektronu. To z kolei zależy od energii kinetycznej elektronu, a więc od energii fotonów powodujących jego odłączenie. Elektrony o wyższej energii odlecają dalej, zanim zostaną zawrócone przez pole E_t . Dla nich „zwierciadło” znajduje się dalej. Ze wzrostem energii fotonów wzrasta liczba odłączonych elektronów. Na tle stałego wzrostu widać regularne falowanie, które odpowiada efektowi interferencji na przemian konstruktywnej i destruktywnej w miarę oddalania się „zwierciadła”.

Zanikanie interferencji przy energii fotonu $\geq 0,88$ eV można wytłumaczyć w podobny sposób. Interferencja może zająć pod warunkiem, że odległość do elektrostatycznego „zwierciadła” nie jest zbyt duża. Jeśli czas τ powrotu elektronu przekroczy charakterystyczny czas τ_0 oddziaływania fotonu z układem atomowym, to interferencja nie będzie mogła nastąpić, gdyż elektron musiał się już „zdecydować”: opuścić jon czy nie. W układzie spoczynkowym jonu czas przelotu elektronu o początkowej energii kinetycznej ϵ do bariery i z powrotem można oszacować korzystając z klasycznego wzoru dla ruchu jednostajnie przyspieszonego

$$\tau = 2v_0/a = (8m\epsilon)^{1/2}/eE_t.$$



Dla energii kinetycznej elektronu $\varepsilon = 0,13 \text{ eV}$ ($\varepsilon = \text{energia fotonu} - \text{energia progowa} = 0,88 \text{ eV} - 0,75 \text{ eV}$) i $E_t = 10^7 \text{ V/m}$ otrzymujemy $\tau_0 \approx 2,4 \cdot 10^{-13} \text{ s}$. Korzystając z zasady nieoznaczoności Heisenberga $\tau_0 \Delta E \approx \hbar$, możemy oszacować nieoznaczoność energii układu atomowego $\Delta E \approx 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$, co zgadza się bardzo dobrze z oszacowaną zdolnością rozdzielczą aparatury pomiarowej. Innymi słowy, wartość energii fotonu, przy której interferencja zanika, pozwala zmierzyć czas oddziaływania fotonu z jonem wodoru.

Autorzy pokusili się o przeprowadzenie bardziej szczegółowej analizy. Wyniki ich obliczeń przedstawione są na wykresach za pomocą linii ciągłej i jakościowo zgadzają się z danymi doświadczalnymi. Pełniejsza analiza powinna uwzględniać oddziaływanie elektronu z atomem wodoru w stanie końcowym.

Dla polaryzacji σ światła laserowego elektrony są emitowane przeważnie w kierunku poprzecznym do pola E_t . Nie ma więc odbicia elektronu od elektrostatycznej bariery potencjału, a więc nie ma również zjawiska interferencji.

Opisany układ zachowuje się więc rzeczywiście analogicznie do interferometru optycznego. Sam interferometr – jon i elektron – porusza się z prędkością bliską prędkości światła. W tym doświadczeniu badano szereg istotnych pojęć współczesnej fizyki. Czy interferometr ten może dostarczyć nowych, precyzyjnych testów teorii względności lub mechaniki kwantowej? Być może, że podobnie jak w doświadczeniu Michelsona i Morleya, przyjdzie poczekać na odpowiedź parę lat.

Domino

Potrącenie jednej z ustawionych w szereg kostek domina powoduje kolejne przewracanie się następnych. Zjawisko jest bardzo efektowne – znaleźli się nawet entuzjaści ustawiający setki tysięcy różnokolorowych kostek tylko po to, żeby obserwować, jak w ciągu kilkunastu sekund przewracają się „przez indukcję”, jedna po drugiej. Nakręcone podczas takich doświadczeń filmy były już wielokrotnie pokazywane w telewizji. Widać na nich wyraźnie przesuwanie się zaburzenia ze stałą prędkością. Wbrew pozorom obliczenie tej prędkości jest dosyć skomplikowane, jeżeli chcemy, by wynik był bliski wartości rzeczywistej.

Zjawisko jest bardzo proste. Przewracająca się kostka zwiększa prędkość kątową swego obrotu wokół nieruchomej krawędzi (zakładamy, że kostki nie ślizgają się po poziomym podłożu) kosztem energii potencjalnej. Uderzając w sąsiednią kostkę przekazuje jej część swojej energii kinetycznej. Uderzona kostka odskakuje „do przodu” i jeżeli uzyskuje energię kinetyczną wystarczającą do obrócenia jej o kąt φ zaznaczony na rysunku i odpowiadający tej fazie ruchu, w której jej środek ciężkości podnosi się, to będzie się przewracała dalej, uderzy następną itd. Początkowe prędkości po kolejnych zderzeniach mogą maleć lub rosnąć, zależy to głównie od rodzaju zderzenia i wzajemnych odległości elementów. Dla uproszczenia rozważań pominiemy przypadek wystąpienia wielokrotnego zderzenia między kolejnymi kostkami. Podobne założenie przyjął W. J. Stronge w pracy opublikowanej w 1987 roku w *Proceedings of the Royal Society of London*, A409 str. 199. Poniżej przedstawiamy w skrócie jego wyniki.

Na rysunku przedstawiony jest szereg kostek o grubości h i wysokości L rozstawionych w odległości λ . Zakładamy oczywiście, że kostki są jednorodne, a więc ich środki ciężkości leżą na przekątnej, na wysokości $L/2$. W położeniu początkowym przekątna krawędzi bocznej tworzy z pionem kąt $\varphi = \arctg(h/L)$, a w momencie uderzenia w sąsiada kąt ψ , przy czym $\psi + \varphi = \arcsin(\lambda/L)$. Krawędź kostki uderza w następną na wysokości $\xi = L \cos(\psi + \varphi)$. Początkową i końcową (w momencie zderzenia) prędkość kątową i -tej kostki oznaczmy odpowiednio przez $\dot{\varphi}_i$ i $\dot{\psi}_i$. Jak łatwo pokazać, ich stosunek wynosi

$$\frac{\dot{\psi}_i}{\dot{\varphi}_i} = \left(1 - \frac{\Delta P_i}{K_{0,i}} \right)^{1/2},$$

gdzie ΔP_i oznacza zmianę energii potencjalnej, a $K_{0,i}$ początkową energię kinetyczną.

