# „Narzędzia zrobione ze światła” Nagroda Nobla z fizyki 2018, część I

*Piotr FITA**

*Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

Pomiędzy Nagrodami Nobla z fizyki przyznanymi za odkrycia i osiągnięcia w skali „kosmicznej” – detekcja fal grawitacyjnych nagrodzona w roku 2017 oraz prace teoretyczne z zakresu kosmologii i odkrycie planety pozasłonecznej wokół gwiazdy podobnej do Słońca, nagrodzone w roku 2019 – doceniono osiągnięcia w skali znacznie mniejszej: w roku 2018 przyznano Nagrodę Nobla za „narzędzia zrobione ze światła”. Podzielili się nią Arthur Ashkin, któremu przyznano połowę nagrody za skonstruowanie tzw. pęsety optycznej (zwanej też szczypcami optycznymi lub pułapką optyczną), oraz Donna Strickland i Gérard Mourou, którzy za opracowanie metody wytwarzania ultrakrótkich impulsów światła o dużej energii otrzymali po 1/4 nagrody. Użyte w oficjalnych materiałach prasowych Komitetu Noblowskiego słowo „narzędzia” nie ma tu znaczenia wyłącznie metaforycznego. Nagrodzone odkrycia naprawdę pozwalają mechanicznie manipulować materialnymi obiektami za pomocą światła: przenosić je, obracać, ściskać (za pomocą pęsety optycznej) lub przecinać czy przewiercać (za pomocą lasera generującego ultrakrótkie impulsy światła) niczym w warsztacie ślusarskim, ale w mikroskali i z najwyższą precyzją. Jak to możliwe? Przyjrzyjmy się najpierw pęsecie optycznej, a o ultrakrótkich impulsach napiszemy w kolejnym numerze *Delty*.

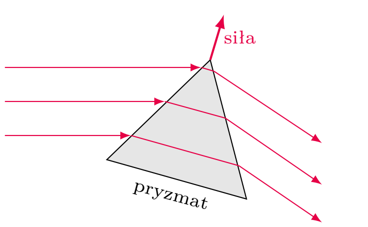
## Pęseta optyczna

Działanie pęsety optycznej oparte jest na fakcie, że światło niesie pęd. Pęd to miara ilości ruchu, którą definiujemy jako iloczyn masy ciała i jego prędkości. O ile światło w życiu codziennym niezbyt kojarzy się nam z ruchem – ze względu na bardzo dużą wartość prędkości światła światło albo jest, albo go nie ma i nie widać, żeby się poruszało – to jednak również ono niesie ze sobą pęd. W wyobrażeniu pędu światła pomaga obraz korpuskularny, czyli obraz światła jako strumienia poruszających się fotonów. Mimo że fotony nie mają masy, to każdy z nich ma pęd $p_{\mathrm{fot}}$ związany z jego energią $E$ (a więc długością fali, czyli barwą światła) równaniem

$$p_{\mathrm{fot}} = \frac{E}{c},$$

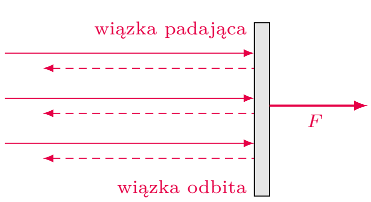
gdzie $c$ jest prędkością światła. W tym ujęciu pęd wiązki światła jest równy sumie pędów wszystkich fotonów, które składają się na tę wiązkę.

Jedną z własności pędu jest to, że jest zachowany, jeśli na ciało nie działa żadna siła zewnętrzna, natomiast zmiana pędu ciała wymaga działania siły. Pęd jest wielkością wektorową, a więc określa go zarówno jego wartość, jak i kierunek. To oznacza, że działanie siły jest niezbędne nie tylko wówczas, gdy zmianie ulega prędkość ciała, ale i kierunek jego ruchu. W odniesieniu do świata makroskopowego jest to dla nas intuicyjne. Gdy chcemy zmienić kierunek ruchu toczącej się kulki, to musimy zadziałać na nią siłą, np. popychając ją palcem. Przy tym da o sobie znać trzecia zasada dynamiki Newtona: nasz palec „poczuje” to pchnięcie, co oznacza, że kulka zadziała na niego siłą taką samą co do wartości, lecz przeciwnie skierowaną do siły, którą palec zadziałał na kulkę.




Te same prawa rządzą zjawiskami, w których światło zmienia kierunek, np. w wyniku odbicia lub załamania na granicy ośrodków. Oznacza to, że gdy światło odbija się od lustra, to na lustro działa siła! Podobnie, gdy wiązka światła ugina się w pryzmacie, siła działa na pryzmat. Obliczymy teraz wartość siły działającej na lustro, na które pada prostopadle do jego powierzchni wiązka światła o mocy $P$ i odbija się. Zmiana pędu wywołana działaniem stałej siły $F$ w czasie $\Delta t$ jest równa

$$\Delta\vec{p} = \vec{F}\cdot\Delta t.$$




Jeśli w czasie $\Delta t$ na lustro pada $N$ fotonów o tej samej energii, to ich całkowity pęd ma wartość

$$p_0 = N\frac{E}{c}.$$

Zmiana pędu równa jest różnicy pędu końcowego $\vec{p}_k$ i początkowego $\vec{p}_0$ (czyli $\Delta\vec{p} = \vec{p}_k - \vec{p}_0$), a w przypadku odbicia wstecznego zachodzi $\vec{p}_k = -\vec{p}_0$, z czego wynika, że $\Delta\vec{p} = -2\vec{p}_0$.

Wartość działającej na lustro siły $F$, skierowanej przeciwnie do początkowego kierunku padania światła, wynosi zatem

$$F = \frac{\Delta p}{\Delta t} = 2\frac{NE}{c\Delta t}.$$

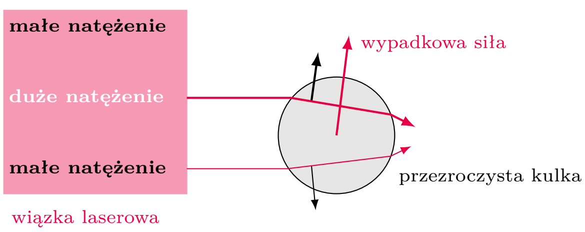
**Rozwiązanie zadania M 1633.**
Rozważmy dowolną spośród danych $n$ przekątnych. Ponieważ pozostałych $n-1$ przekątnych ją przecina, więc po obu stronach rozważanej przekątnej znajduje się po $n-1$ wierzchołków wielokąta. Stąd wniosek, że ta przekątna łączy przeciwległe wierzchołki $2n$-kąta foremnego, więc przechodzi przez jego środek.

Ułamek $\frac{NE}{\Delta t}$ to wartość energii przenoszonej przez światło w czasie $\Delta t$, a więc jego moc $P$. Ostatecznie więc wartość siły wywierana na lustro przez wiązkę światła o mocy $P$ jest równa

$$F = 2\frac{P}{c}.$$

Wartość tej siły dla wiązki światła o mocy 1 W to zaledwie $0{,}7 \cdot 10^{-8}$ N, bardzo niewiele w porównaniu z siłami, z którymi mamy do czynienia w świecie makroskopowym. Z tego względu na co dzień nie widzimy żadnych efektów związanych z siłami wywieranymi przez światło (tzw. ciśnieniem światła). Jednak siła przyciągania ziemskiego działająca na szklaną kulkę o promieniu 1 µm jest rzędu zaledwie $10^{-13}$ N. To oznacza, że siły związane ze zmianą kierunku propagacji światła są rzędu innych sił występujących w „mikroświecie”. Za pomocą wiązki światła o mocy rzędu miliwatów (moc wiązki ze wskaźnika laserowego jest rzędu 1 mW) powinno więc dać się z łatwością popchnąć lub podnieść mikrokulkę o średnicy rzędu mikrometrów.

Pęseta optyczna pozwala jednak na więcej. Za jej pomocą można „złapać” niewielkie obiekty w ognisku wiązki laserowej. Najłatwiej opisać to zjawisko w języku optyki geometrycznej, w którym bieg światła możemy przedstawić jako nieskończenie cienkie promienie, a wiązkę światła jako zbiór takich promieni. Język ten jest słuszny dla opisu oddziaływania światła z obiektami o rozmiarach znacznie większych niż długość fali światła, zajmiemy się więc najpierw takim przypadkiem. Pułapkowanie optyczne wymaga wykorzystania silnie zogniskowanych wiązek światła o relatywnie dużym natężeniu, co w praktyce oznacza wykorzystywanie wyłącznie wiązek światła laserowego. Rozkład natężenia światła w typowej wiązce laserowej ma kształt dzwonowy – natężenie jest największe na osi wiązki i maleje w miarę wzrostu odległości od osi.




Wyobraźmy sobie przezroczystą kulkę umieszczoną w wiązce laserowej, w pewnej odległości od jej osi, i prześledźmy bieg dwóch promieni, jednego znajdującego się blisko osi wiązki, drugiego w pewnej odległości od niej.

Jeśli kulka znajduje się w ośrodku o mniejszym współczynniku załamania niż współczynnik załamania materiału, z którego jest wykonana, to promienie załamują się na jej powierzchni w kierunku środka kulki. Z załamaniem tym związana jest siła działająca na kulkę, skierowana przeciwnie do kierunku, w którym załamuje się światło. Jest ona większa dla promienia pochodzącego z osi wiązki, a więc wypadkowa siła działająca na kulkę jest skierowana w kierunku osi wiązki. Taki sam wynik uzyskamy po zsumowaniu sił działających od wszystkich promieni tworzących wiązkę – wypadkowa siła działająca na kulkę ma składową „wciągającą” kulkę w centrum wiązki laserowej. Jeśli wiązka przesunie się, pojawi się siła „ciągnąca kulkę” tak, by podążała ona za ruchem wiązki.

**Rozwiązanie zadania M 1634.**
Przypiszmy kolejnym wierzchołkom danego wielokąta foremnego kolejne reszty z dzielenia przez $2n$ oraz oznaczmy przez $p_i$ resztę przyporządkowaną wierzchołkowi $P_i$.

Zauważmy, że $P_iP_j \parallel P_kP_\ell$ wtedy i tylko wtedy, gdy $p_i + p_j \equiv p_k + p_l \pmod{2n}$. Przypuśćmy nie wprost, że liczby $p_1 + p_2$, $p_2 + p_3$, …, $p_{2n} + p_1$ dają parami różne reszty przy dzieleniu przez $2n$. Wówczas ich suma daje resztę

$$\sum_{i=0}^{2n-1} i = n(2n-1) \equiv n \pmod{2n}.$$

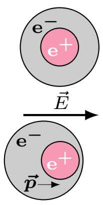
Z drugiej strony, rozważana suma jest równa

$$2\sum_{i=1}^{2n} p_i = 2\sum_{i=0}^{2n-1} i = \\ = 2n(2n-1) \equiv 0 \pmod{2n}.$$

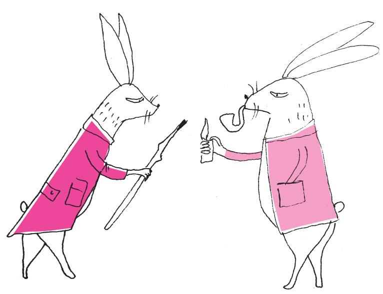
Uzyskana sprzeczność kończy rozwiązanie.

Wykorzystując ten mechanizm, można manipulować nie tylko kulkami ze szkła czy tworzyw sztucznych, ale także np. pojedynczymi komórkami umieszczonymi pod mikroskopem optycznym. Pozwala to łatwo segregować komórki, kierując je w odpowiednie miejsce na podstawie ich charakterystycznych cech. Można też złapać komórkę swobodnie pływającą w cieczy, by unieruchomić ją na czas analizy jej własności optycznych. Wykorzystując dwie wiązki pułapkujące, można złapać komórkę w dwóch punktach i deformować ją, badając jej własności mechaniczne. Można też stworzyć „mikronarzędzia”, działające podobnie do skalpela lub nożyczek z uchwytami. Po unieruchomieniu komórki za pomocą dwóch lub więcej wiązek laserowych można wykonywać „operacje” na pojedynczej komórce poprzez odpowiednie ruchy wiązek laserowych, spełniających rolę odpowiednich mikronarzędzi.

Poza zastosowaniami biologicznymi pęsety optyczne stosowane są w nanotechnologii, gdzie za ich pomocą można układać elementy składowe mikrourządzeń lub też je napędzać. Mimo że od ukazania się pierwszej pracy Arthura Ashkina minęło już ponad 50 lat, to zakres zastosowań pęsety optycznej powiększa się coraz dynamiczniej, głównie dzięki równoległemu rozwojowi nano- i mikrotechnologii oraz nauk biologicznych.




Zajmijmy się jeszcze oddziaływaniem światła z obiektami mniejszymi niż długość fali. W takim przypadku nie można zastosować przybliżeń optyki geometrycznej i trzeba odwołać się do opisu oddziaływania światła z materią na poziomie mikroskopowym. Do zrozumienia działania pęsety optycznej wystarczy ograniczenie się do klasycznego modelu materii, w którym atomy reprezentowane są przez punktowe, dodatnio naładowane jądra, otoczone sferyczną chmurą ładunku ujemnego. Jeśli taka chmura zostanie wychylona z położenia równowagi, to środek rozkładu ładunku ujemnego przesunie się względem jądra atomu i na chmurę zacznie działać przyciągająca siła oddziaływania elektrostatycznego jądra, przywracająca ją do położenia równowagi. Ze względu na skończoną masę elektronu, po powrocie do położenia równowagi rozpędzona chmura będzie kontynuować ruch w przeciwnym kierunku, zatrzymując się po osiągnięciu maksymalnego wychylenia, po którym rozpocznie powrotny ruch w kierunku jądra. W tym modelu atomy tworzą więc oscylatory, w których wychylone z położenia równowagi chmury elektronowe oscylują wokół jąder. Jednocześnie, wychylone z położenia równowagi oscylatory mają moment dipolowy, ze względu na przesunięcie środków rozkładu ładunków dodatnich i ujemnych. Czynnikiem pobudzającym takie oscylatory do drgań może być pole elektryczne fali elektromagnetycznej, które spowoduje pojawienie się (mówimy *wyindukowanie*) w ośrodku oscylujących dipoli elektrycznych. Energia ich oddziaływania z falą elektromagnetyczną będzie zależeć od tego, jaka jest relacja pomiędzy chwilowymi zwrotami pola elektrycznego fali i momentów dipolowych. Jeśli częstość fali jest mniejsza niż częstość rezonansowa drgań oscylatora, to dipol „nadąża” za zmianami zwrotu pola elektrycznego i jego moment dipolowy jest skierowany zgodnie ze zwrotem wektora pola elektrycznego. Gdy częstość fali jest większa niż częstość rezonansowa oscylatora, dipol „nie nadąża” i zmienia zwrot z opóźnieniem w stosunku do zmian pola elektrycznego. W efekcie zwrot wytworzonego momentu dipolowego jest zawsze przeciwny do zwrotu wektora pola elektrycznego. Energia $U$ oddziaływania dipola z polem elektrycznym o natężeniu $\vec{E}$ wyraża się wzorem:



$$U = -\vec{p} \cdot \vec{E},$$

czyli jest równa $-pE$, gdy zwroty momentu dipolowego i pola są zgodne (częstość fali mniejsza od częstości rezonansowej) i $+pE$, gdy są przeciwne (częstość fali większa od częstości rezonansowej). Jeśli założymy, że wartość wytworzonego momentu dipolowego jest wprost proporcjonalna do natężenia wytwarzającego go pola elektrycznego, $p \sim E$, to okaże się, że energia oddziaływania indukowanego dipola jest proporcjonalna do kwadratu natężenia pola elektrycznego (ze znakiem + lub −) w miejscu, gdzie się on znajduje, $U \sim \pm E^2$. Z kolei natężenie światła $I$ jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy drgań pola elektrycznego i ostatecznie otrzymujemy wynik, zgodnie z którym energia indukowanego dipola jest proporcjonalna do natężenia światła, $U \sim \pm I$, ze znakiem zależnym od częstości fali świetlnej.

Z powyższych rozważań wynika, że obiekt umieszczony w zogniskowanej wiązce laserowej będzie miał najmniejszą energię oddziaływania z polem elektrycznym fali, gdy znajdzie się w jej ognisku, o ile częstość fali będzie mniejsza niż częstość rezonansowa oscylatorów tworzących materię, z której składa się ten obiekt (czyli częstość fali pułapkującej musi być mniejsza niż częstości fal, które mogą być absorbowane przez ten obiekt, co oznacza użycie fali z zakresu widma, dla którego obiekt jest przezroczysty, jeśli mówimy o obiektach makroskopowych). Obiekt ten będzie więc dążył do znalezienia się i pozostania w ognisku wiązki – doszliśmy w ten sposób do zasady działania pęsety optycznej, nie posługując się przybliżeniami optyki geometrycznej. Opisany mechanizm oddziaływania indukowanych dipoli z polem fali świetlnej jest słuszny nawet dla pojedynczych atomów, co oznacza, że w pęsecie optycznej można pułapkować nie tylko kulki mikroskopowych rozmiarów, ale również pojedyncze atomy – w tym kontekście mówimy zazwyczaj o optycznej pułapce dipolowej, choć z fundamentalnego punktu widzenia nie różni się ona niczym od pęsety. Co ciekawe, Nagrodę Nobla za, między innymi, wykorzystanie optycznej pułapki dipolowej (ale nie tylko) do pułapkowania atomów otrzymał już w 1997 roku Stephen Chu, choć jego prace powstały kilkanaście lat później niż pierwsze prace Ashkina dotyczące pęsety optycznej.

Analizując zasadę działania pęsety optycznej, dla uproszczenia pominęliśmy siły związane z rozpraszaniem i odbiciem światła na granicy ośrodków. Wskutek tego w powyższym modelu pęsety opisywanej językiem optyki geometrycznej kulka jest utrzymywana w osi wiązki laserowej, ale jednocześnie popychana w kierunku propagacji światła. Tak jest, istotnie, w przypadku wiązki niezogniskowanej. Uwzględnienie wszystkich działających na kulkę sił pozwoliłoby zobaczyć, że jeśli wiązka światła jest zogniskowana, to również makroskopowa kulka zostanie złapana w okolicy jej ogniska.