



Otoczający świat nieustannie demonstruje nieskończoną złożoność zjawisk fizycznych. Dla zrozumienia podstaw tych zjawisk nauki przyrodnicze, a przede wszystkim fizyka, budują uproszczone modele zajmujące się wybranymi aspektami rzeczywistości. Dla ich sprawdzenia przeprowadza się specjalnie zaaranżowane doświadczenia w sztucznych warunkach stworzonych w laboratoriach.

W warunkach naturalnych spotykanych na co dzień w przyrodzie także można czasem dostrzec efekty, które swą prostotą wyróżniają się w natłoku złożonych procesów i potwierdzają prawa ustalone wcześniej w warunkach laboratoryjnych. W tym artykule opisane są fizyczne podstawy kilku takich zjawisk zaobserwowanych w szczególnym laboratorium przyrody – Laboratorium Tatrzańskim.

*Instytut Fizyki, Politechnika Łódzka

Gorący potok

Zdarza się, że po dłuższych opadach, gdy lasy ociekają wodą, nad taflą potoku kłębi się „para”. Odnosi się nieodparte wrażenie, że woda w potoku musi być gorąca, gdyż ten obłok przypomina „parę” widoczną nad dzióbkiem czajnika, w którym gotuje się woda.

Słowo „para” użyte jest tu w znaczeniu potocznym. Fizyczny termin „para” oznacza lotny stan materii i jest synonimem terminu „gaz”. Para wodna, czyli woda w stanie lotnym, jest niewidoczna, podobnie jak większość gazów. To, co widzimy nad czajnikiem lub opisywanym potokiem, to ciekła woda w postaci drobnych kropelek. Aby mogła ona powstać z pary wodnej zawartej w powietrzu, para ta musi osiągnąć stan nasycenia. Oznacza to, że jej gęstość w danej temperaturze jest maksymalna, tj. masa wody w stanie lotnym jest w danej objętości największa z możliwych. (Stan ten charakteryzuje parę pozostającą w równowadze dynamicznej ze swoją cieczą: ilość cząsteczek opuszczających ciecz w jednostce czasu jest równa ilości cząsteczek powracających z pary do cieczy.) Jeśli gęstość pary jest mniejsza od maksymalnej, nazywamy ją nienasyconą. Jeśli masa wody zawarta w danej objętości przewyższa masę nasycającą tę objętość, to część wody pozostaje ciekła, a para z nią współistniejąca jest nasycona.

Gęstość pary nasyconej, ρ_{nas} , rośnie z temperaturą. A więc para o danej gęstości ρ_1 , która była nienasycona w wysokiej temperaturze T_2 , po ochłodzeniu może stać się parą nasyconą, gdy osiągnie temperaturę T_1 , w której jej gęstość okaże się równa $\rho_{nas}(T_1)$. Przy dalszym ochładzaniu jeszcze mniej pary wystarcza do nasycenia danej objętości, a więc jej nadmiar musi się skroplić.

Właśnie w ten sposób powstaje mleczny opar nad potokiem. Po deszczach para w powietrzu ma dużą gęstość ρ_1 . Nad potokiem temperatura maleje ze spadkiem wysokości, ponieważ woda w potoku oziębia powietrze w pobliżu powierzchni. Na pewnej wysokości h_1 panuje taka temperatura T_1 , w której para staje się nasycona, $\rho_1 = \rho_{nas}(T_1)$. Poniżej h_1 następuje skroplenie części pary, czyli powstanie mgiełki.

Przemiana izotermiczna w butelce

Konieczność uzupełniania płynów w organizmie podczas górskiej wycieczki jest oczywista. Nabieramy więc wody ze źródła w dolinie do plastikowej butelki. Szczelnie zakręcona butelka oprócz wody zawiera nieco powietrza. Kiedy wyjmujemy ją z plecaka tysiąc lub półtora tysiąca metrów wyżej, stwierdzamy, że butelka jest twarda, jakby silnie napompowana. Przy otwieraniu słychać syk wychodzącego z niej powietrza. Jest to widomy przejaw różnicy ciśnień atmosferycznych panujących na różnych wysokościach nad poziomem morza.

Weźmy pod uwagę powietrze o ustalonej masie m zamknięte w butelce. Jego przemiany można opisać prawem Clapeyrona dla gazu doskonałego: $pV = (m/\mu)RT$ (gdzie μ jest masą cząsteczkową; dla powietrza $\mu = 29$). Przyjmijmy dla uproszczenia, że temperatura powietrza w butelce nie zmienia się, co uprawnia nas do uznania, iż przemiana, jakiej ulega powietrze nad wodą, jest przemianą izotermiczną opisaną prawem Boyle’a i Mariotte’a: $pV = \text{const}$. W dolinie stan tego powietrza określony jest ciśnieniem atmosferycznym tam panującym, p_1 , objętością V_1 i temperaturą T . Na szczycie panuje ciśnienie $p_2 < p_1$. (Ciśnienie powietrza maleje z wysokością h . Przy stałej temperaturze zależność tę podaje wzór barometryczny: $p_2 = p_1 \exp(-\mu gh/RT)$. Dla niewielkich h można użyć przybliżenia $p_2 = p_1 - \rho gh$, gdzie ρ jest gęstością powietrza. Przy różnicach poziomów występujących w Tatrach, ρgh nie przekracza około 200 hPa.) Powietrze w zamkniętej butelce zwiększa odrobinę swoją objętość, tak jak na to pozwala ograniczona sprężystość plastikowej butelki, a jego ciśnienie nieco spada. Jest ono równoważone przez naprężenie ścianek i ciśnienie zewnętrzne. Po otwarciu butelki powietrze zyskuje ciśnienie równe zewnętrznemu, p_2 , a jego objętość znacząco rośnie do wartości $V_2 = p_1 V_1 / (p_1 - \rho gh)$. Jego część wylatuje z butelki, czemu towarzyszy syczący dźwięk.

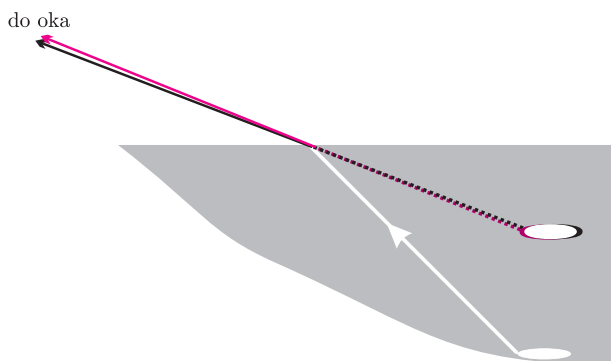
Ugasiwszy pragnienie, zamykamy na szczycie pustą butelkę. Po zejściu na dół stwierdzamy, że jest paskudnie wgnieciona. To również wynik przemiany izotermicznej. Powietrze, które wypełniło butelkę

na szczycie, miało ciśnienie p_2 i objętość V_3 , dlatego na dole pod ciśnieniem p_1 przyjmuje mniejszą objętość V_4 , przy czym $p_2V_3 = p_1V_4$. Jest to możliwe, ponieważ butelka nie jest sztywna, lecz podatna na zgniecenie.

Tęczowe pieniądze

Rozpanoszył się drażniący zwyczaj zaśmiecania toni górskich stawów monetami. Całe ich lawice widoczne są z brzegu. Można zauważyć, że nie są one po prostu srebrzyste, lecz tęczowe. Widać, że jeden skrawek monety jest czerwony, a przeciwległy – niebieski.

Oczywiście, przyczyną zabarwienia jest dyspersja, czyli zależność współczynnika załamania światła od długości fali, a więc od barwy. W wodzie dla światła czerwonego mamy $n_{cz} = 1,3311$, a dla niebieskiego $n_{nieb} = 1,3443$ (przy 15°C). Światło dochodzące z różnych kierunków do monety odbija się także w różnych kierunkach. Rozważmy promienie wychodzące z wybranego punktu i dochodzące do oka obserwatora stojącego na brzegu. Doznają one załamania na powierzchni jeziora. Obserwator odnosi wrażenie, że przedmiot znajduje się na przedłużeniu promieni załamanych. Jezioro wydaje się płytsze, niż jest w rzeczywistości. Wskutek dyspersji promienie światła różnych barw przebiegają po nieco różniących się drogach i do oka wpadają z nieco różniących się kierunków. Tworzą one różne zabarwione obrazy monet, które wydają się leżeć w różnych miejscach. Różnica kątów, pod jakimi widać obrazy o skrajnych barwach, zależy od głębokości, na jakiej spoczywa moneta i od odległości od obserwatora. Zwykle jest ona niewielka – mniejsza od rozmiarów kątowych monety, wskutek czego obrazy częściowo się nakładają. Środek widocznej monety jest biały, a jej przeciwległe krawędzie pozostają kolorowe – na bliższej dominuje barwa czerwona, na dalszej niebieska. Zjawisko to w uproszczeniu przedstawione jest na rysunku.



Dokładniejsza analiza przekonuje, że nawet jeśli powierzchnia wody jest idealnie płaska, to załamujemy promienie tak, że ich przedłużenia nie przecinają się w jednym punkcie. Tak więc nie istnieje punkt, w którym powstałby obraz pozorny doskonale odwzorowujący punkt na monecie. Monety (jak również dno, pstrągi i wszelkie przedmioty zanurzone) wydają się nieco nieostre.

Głośny potok

Wspinając się po zboczu doliny, której dnem płynie potok, słyszymy jego szum. Oczywiście, im dalej od niego się znajdujemy, tym słabszy dźwięk do nas dochodzi. Jednak można odnieść wrażenie, że spadek jego natężenia następuje powoli, wolniej niż w przypadku źródeł dźwięku znanych z codziennego doświadczenia, które mają zwykle ograniczone rozmiary (głośnik, silnik samochodu).

Szumiący po kamieniach potok jest rozciągląym źródłem dźwięku, w przeciwieństwie do praktycznie punktowego, jakim byłby odległy wodospad. W tym ostatnim przypadku natężenie byłoby odwrotnie proporcjonalne do kwadratu odległości. Natomiast potok można rozpatrywać – w grubym przybliżeniu – jak źródło liniowe o nieskończonej długości. Czoło fali dźwiękowej ma wtedy kształt walca. Niech odcinek źródła o długości h emituje w czasie t energię E . W odległości r_1 energia drgań powietrza, przypadająca na jednostkę powierzchni, wynosi więc $I_1 = E/2\pi r_1 ht$. Jeśli pominiemy straty związane z tarcieniem, to w odległości $r_2 > r_1$ energia E przypada na większą powierzchnię i $I_2 = E/2\pi r_2 ht$. A więc natężenie dźwięku jest odwrotnie proporcjonalne do odległości, a nie do jej kwadratu, spada więc wolniej.

Srebrzyste brzoskwinie

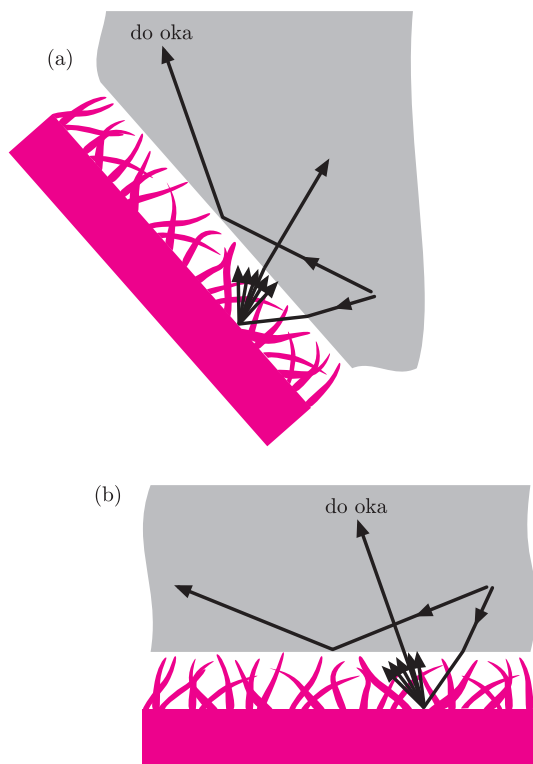
Płuczemy w potoku kupione na straganie brzoskwinie. Widać wtedy, że w niektórych miejscach, tam gdzie powierzchnia owoców jest widziana z ukosa, skórka lśni srebrzyście. Wrażenie to wywołane jest odbijaniem się światła dochodzącego z dołu i z boku. Jeśli te same miejsca oglądane są z góry, widoczny jest naturalny kolor skórki.

Lustrzany połysk jest wynikiem zjawiska całkowitego wewnętrznego odbicia światła. Jeśli światło pada na granicę dwóch ośrodków (o współczynnikach załamania n_1 i n_2), to jego część odbija się, a reszta, załamując się, przechodzi do drugiego ośrodka. Jeśli ośrodek, z którego światło pada, ma większy współczynnik załamania, $n_1 > n_2$, to kąt załamania jest większy od kąta padania. Nie może jednak przewyższyć wartości 90° , która jest osiągnięta przy pewnym granicznym kącie padania α_{gr} , takim, że $\sin \alpha_{gr} = n_2/n_1$. Jeśli kąt padania przekracza α_{gr} , to światło nie przechodzi do drugiego ośrodka, lecz w całości ulega odbiciu w pierwszym ośrodku.

Brzoskwinie pokryte są delikatnym meshkiem, którego woda nie zwilża. Między włoskami utrzymuje się cienka warstewka powietrza przylegająca do powierzchni owocu. Całkowite wewnętrzne odbicie zachodzi na granicy tego powietrza ($n_2 = 1$) i wody ($n_1 = 1,33$). Ulega mu światło padające pod dostatecznie dużymi kątami, tj. takie, które dochodzi do oka z miejsc widzianych z ukosa.

Z miejsc tych do oka docierają promienie, które doznały całkowitego wewnętrznego odbicia i nie oświetliły

powierzchni brzoskwinia. Niosą one obraz otoczenia, co sprawia, że brzoskwinia wydaje się mieć lustrzaną powierzchnię. W tych samych miejscach promienie, które dotarły do skórki i zostały przez nią rozproszone, nie trafiają do oka, ponieważ ich kierunki tworzą z normalną kąty mniejsze niż α_{gr} .



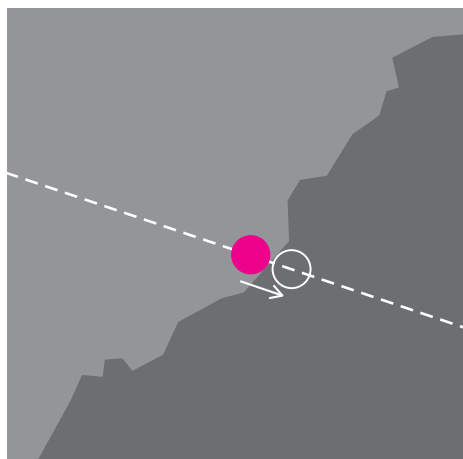
Z miejsc obserwowanych z góry dochodzi do oka światło, którego pierwotny kierunek padania umożliwił załamanie i dotarcie do powierzchni, a więc takie, które oświetliło skórki i rozproszyło się na niej. Światło rozproszone przechodzi do wody i dalej do obserwatora, niosąc widok naturalnej barwy owocu. Światło doznające zwykłego odbicia od granicy woda-powietrze (które do skórki nie dociera) ma bardzo niewielkie natężenie i jest niewidoczne. Promienie ulegające całkowitemu odbiciu mają inny kierunek i nie wpadają do oka, a więc nie widzimy srebrzystego lśnienia.

Zakrycie planety przez górę

Gdy spoglądamy na rozgwieżdżone niebo gołym okiem, to na podstawie samego wyglądu nie potrafimy odróżnić planet od jasnych gwiazd. W obu przypadkach widzimy bowiem jasne punkty. Już amatorski teleskop lub dobra lornetka ukazują różnicę: planety zyskują postać tarczki, podczas gdy gwiazdy pozostają punktami.

W górskich kotlinach otoczeni wyniosłymi szczytami mamy sposobność przekonania się o tej różnicy między planetą a gwiazdą, nie stosując żadnych przyrządów optycznych. Zdarza się bowiem, że w pobliżu grani rysującej się na tle wieczornego nieba widoczna jest planeta (najprawdopodobniej jest to Jowisz, Saturn lub Mars) i jakieś gwiazdy. Jeśli ustawimy się odpowiednio i zastygniemy nieruchomo, możemy być świadkami „zakrycia” gwiazdy lub planety przez górski grzbiet.

Łatwo wtedy przekonać się, że zakrycie planety trwa zauważalny czas, a zakrycie gwiazdy jest natychmiastowe. Najwyraźniejszy efekt zaobserwujemy w przypadku Jowisza, którego minimalna średnica kątowa wynosi około $0,5'$. Ziemia obraca się o taki kąt w ciągu około 2 sekund i co najmniej tyle czasu Jowisz chowa się za górę. Czas ten może być dłuższy, jeśli grani nie jest prostopadła do linii, wzdłuż której pozornie przesuwa się planeta po sklepieniu niebieskim.



W zasadzie taką obserwację można by przeprowadzić także w mieście, gdzie nie brak zasłaniających niebo budynków. Ponieważ jednak takie obiekty znajdują się stosunkowo blisko, niezbędne jest bardzo dokładne unieruchomienie głowy, co może nastęrczać trudności. W przypadku odległej grani drobne drgnięcia głowy nie wykluczają zaobserwowania opisywanego efektu.

Z trzmielom i bez trzmielom

Przysiadamy na chwilę na łące u wylotu doliny. Owady rozbudzone porannym słońcem skwapliwie krzątają się wokół bogatych ziołorośli. Kosmaty trzmiel co chwila przysiąda na żółtych kwiatach. Niewysoka łodyga ugina się pod jego ciężarem i wykonuje kilka powolnych drgań.

Zainteresowanie trzmielom tym kwiatem trwa krótko i owad odlatuje. Uwolniona roślina podnosi się i zanim zniuruchomieje, drga niemal dwa razy szybciej niż przedtem. Różnica częstości drgań w obu przypadkach jest uderzająca.

Widzimy tu przykład zależności częstości drgań układu drgającego od jego masy. Modelem kwiatu nęcącego owada jest obciążnik o masie m zawieszony na sprężynie o współczynniku sprężystości k (łodyżka wykazuje pewną sprężystość, jeśli nie jest nadmiernie zgięta). Częstość kołowa drgań wynosi wtedy $\omega_1 = \sqrt{k/m}$. Jeśli masa obciążnika wzrasta o M , to częstość maleje: $\omega_2 = \sqrt{k/(m + M)}$. Efekt jest wyraźnie widoczny, ponieważ masa trzmielom jest większa niż masa główki kwiatu.

Na zakończenie zauważmy, że większość z opisanych tu zjawisk można z powodzeniem zaobserwować w innych okolicznościach niż wycieczka w Tatry, ale przecież warto łączyć przyjemności...