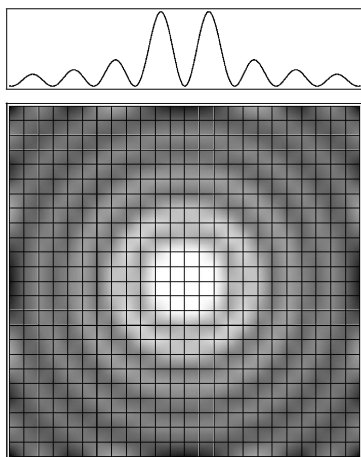


W największych istniejących na Ziemi urządzeniach badawczych, takich jak LHC i LIGO też używa się próżni jako izolatora. Cząstki krążące w LHC podróżują wewnątrz próżnej rury i utrzymywane są na odpowiednim torze za pomocą pól elektrycznych i magnetycznych. Światło laserowe w detektorach LIGO również porusza się w próżni i odbija się od lusterek zawieszonych także wewnątrz próżniowej komory. Próżnia w LIGO pozwala wyeliminować wpływ wielu czynników zewnętrznych, między innymi fal akustycznych, które nie rozchodzą się w próżni i dzięki temu nie poruszają lusterek.

W 1989 roku Hans G. Dehmelt i Wolfgang Paul otrzymali połowę Nagrody Nobla z Fizyki (drugą połowę otrzymał Norman F. Ramsey) za zbudowanie pułapki pozwalającej na utrzymywanie i badanie pojedynczych jonów. W swoim wykładzie noblowskim Wolfgang Paul pokazał mechaniczny analog swojej pułapki. Na powierzchni w kształcie siodła położył stalową kulkę, która, oczywiście, staczała się na jedną bądź drugą stronę – jej położenie było niestabilne. Kiedy jednak siodło wprawiane było w ruch obrotowy z odpowiednio dobraną częstością, kulka spoczywała stabilnie na powierzchni obracającego się siodła, oscylując wokół położenia równowagi. Pułapka Paula jest najpopularniejszą metodą wykorzystywaną obecnie w laboratoriach do kontrolowania pojedynczych jonów.



Rys. 1. Natężenie w wiązce Bessela

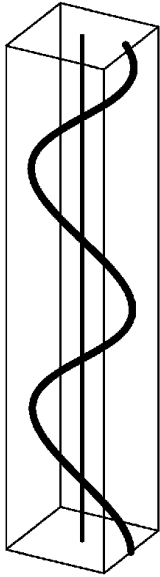
W poprzednim numerze pisaliśmy o falach niosących moment pędu. Wprowadziliśmy rozróżnienie na *spinowy* i *orbitalny* moment pędu. Ten pierwszy jest związany z *polaryzacją* fali i w związku z tym charakteryzuje tylko fale *poprzeczne*, dla których występuje zjawisko polaryzacji. Orbitalny moment pędu jest natomiast związany z kształtem *frontu falowego* i może być niesiony przez każdy rodzaj fali. Teraz zajmiemy się bliżej własnościami fal niosących orbitalny moment pędu.

Kluczowym elementem wielu współczesnych eksperymentów fizycznych jest skuteczne izolowanie badanego układu od otoczenia. Dotyczy to, na przykład, eksperymentów z kondensatem Bosego–Einsteina (o których pisaliśmy w Δ_{16}^3), w których trzeba uwięzić i schłodzić do bardzo niskiej temperatury chmurkę kilkuset tysięcy atomów. Jony wykorzystywane do obliczeń kwantowych (pisaliśmy o tym w Δ_{17}^{12}) również wymagają izolacji od otoczenia, które wpływając na ich stan, niszczyłoby obliczenia kwantowe. W tych i wielu innych eksperymentach nie ma mowy o tym, aby cząstki miały kontakt z jakimkolwiek materialnym naczyniem – jedyny możliwy do zastosowania izolator to ten najlepszy z istniejących, czyli próżnia. Należy więc wypompować z naczynia powietrze i jakoś badany układ zawiesić wewnątrz pustego naczynia z daleka od jego ścianek. Takie zawieszenie nazywa się *pułapkowaniem*, ponieważ elementy badanego układu znajdują się w pułapce – obszarze w przestrzeni, którego nie mogą opuścić. Skoro nie można takiej pułapki zbudować z materii, to wykonuje się ją z pola sił. W warunkach ziemskich jest to zawsze jakaś konfiguracja złożona z pola elektromagnetycznego i wszechobecnego pola grawitacyjnego naszej planety. Istnieje wiele różnych rodzajów pułapek wytwarzanych za pomocą magnesów, cewek, laserów itp. odpowiednich do rodzaju pułapkowanego materiału. Badania nad doskonaleniem systemów pułapkowania i poszukiwanie nowych metod chwytania i więzienia cząstek to ważna gałąź współczesnej fizyki.

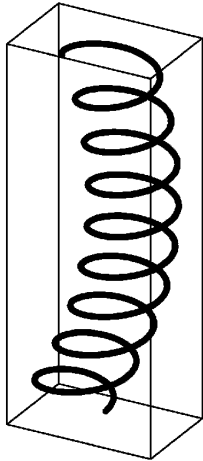
W 1861 roku James Clerk Maxwell zebrał i uzupełnił prawa opisujące klasyczne pole elektromagnetyczne, formułując zestaw czterech równań, które noszą jego nazwisko. Równania te przewidywały istnienie fal elektromagnetycznych, których pierwszej kontrolowanej emisji i absorpcji w zakresie innym niż światło dokonał Heinrich Hertz w 1886 roku. Badania nad własnościami klasycznego promieniowania elektromagnetycznego mają więc już grubo ponad stuletnią historię, dlatego zaskakujący może wydawać się fakt, że ciągle znajduje się nowe rozwiązania równań Maxwella o interesujących, nieznanych wcześniej własnościach. Takim zaskakującym odkryciem jest, stosunkowo niedawno opisana, własność wiązki promieniowania elektromagnetycznego niosącego orbitalny moment pędu (pierwsza publikacja na ten temat [1] jest z roku 2004). Wiązki takie mają charakterystyczną linię wirową, wokół której „kręci się” pole elektromagnetyczne. Charakterystyczny kształt frontu falowego takiej fali pokazaliśmy i opisaliśmy w poprzednim numerze *Delty*. Okazuje się, co odkryto właśnie niedawno, że takie wiązki pułapkują naładowane cząstki wokół wspomnianej linii wirowej. Oznacza to, że taka schwytna w pułapkę cząstka porusza się, mniej więcej, wzdłuż linii wirowej, wykonując wokół niej niewielkie drgania, co zostało pokazane na rysunku 2.

Przykładem rozwiązania równań Maxwella, będącego falą niosącą orbitalny moment pędu i mającego własność pułapkowania cząstek, jest tzw. *wiązka Bessela*. Swą nazwę wiązka zawdzięcza temu, że zapisując składowe pole elektromagnetyczne w naturalnych dla tego rozwiązania współrzędnych walcowych (ρ, ϕ, z) , zależność od współrzędnej radialnej ρ opisuje funkcja Bessela, czyli jedna z bogatego zbioru tzw. funkcji specjalnych. Wiązka ta ma wiele ciekawych własności. W przeciwieństwie do większości wiązek nie rozplywa się w czasie propagacji, w szczególności ma symetrię śrubową – jeżeli przesuniemy wiązkę wzdłuż osi z (która jest tak wybrana, aby pokrywać się z linią wirową fali) i jednocześnie obrócimy o odpowiedni kąt wokół tej osi, to rozwiązanie się nie zmieni, tzn. przesunięte i obrócone rozwiązanie przyjmie w każdym punkcie przestrzeni te same wartości.

Oddziaływanie wiązki Bessela na cząstki naładowane ma tę zaskakującą własność, że zarówno cząstki naładowane dodatnio, jak i ujemnie, są przyciągane do



Rys. 2. Trajektoria cząstki uwięzionej w otoczeniu linii wirowej



Rys. 3. Trajektoria cząstki wykonującej szybki ruch po okręgu, którego środek powoli dryfuje. Krzywa przedstawiona na tym rysunku jest powiększeniem małego wycinka krzywej pokazanej na rysunku 2

osi wirowej. Jest to zachowanie sprzeczne z intuicją opierającą się tylko na doświadczeniach z polami statycznymi. Wszak zarówno pole elektrostatyczne, jak i magnetostatyczne działa na cząstki o przeciwnych ładunkach siłami o przeciwnych zwrotach. Dzięki temu można łatwo w doświadczeniach odróżnić ładunki przeciwnych znaków, wpuszczając je w obszar stałego pola magnetycznego – tory przeciwnych ładunków uginają się w przeciwnych kierunkach. Aby wyjaśnić ten zaskakujący fakt, że cząstki o przeciwnych znakach zachowują się tak samo, należy dokładniej przyjrzeć się trajektorii ruchu cząstki. W rozważanej sytuacji fizycznej mamy do czynienia z dwiema skalami czasowymi i ruch cząstki jest złożeniem dwóch ruchów, z których każdy ma inny charakter. Krótka skala czasowa wyznaczana jest przez częstość ω , z jaką oscyluje fala. Ponieważ wiązka Bessela ma tę własność, że w każdym punkcie przestrzeni wektory natężeń pola elektrycznego i magnetycznego obracają się z częstością ω , więc zmuszają ładunek do wykonywania ruchu po okręgu w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki. Ruch ten jest bardzo szybki, ale ma tak małą amplitudę, że na rysunku 2 go nie widać. Aby go zobaczyć, należy wielokrotnie powiększyć wycinek pokazanej trajektorii. Zobaczymy wtedy obrazek jak na rysunku 3, czyli ruch po okręgu w płaszczyźnie xy , który złożony ze swobodnym ruchem wzdłuż osi z , daje ruch po linii śrubowej. Widać jednak, że środek okręgu, po którym krąży cząstka, powoli dryfuje – jest przyciągany do osi wiązki. Prędkość tego powolnego dryfu wyznacza drugą, znacznie większą, skalę czasową, która opisuje okres, w jakim cząstka wykonuje oscylacje wokół osi wiązki.

Powstaje pytanie: skąd bierze się ten powolny dryf? Pułapkująca wiązka ma tę własność, że natężenie pola znika na jej osi (widać to na rysunku 1). W miarę oddalania się od osi natężenie pola rośnie, aż do pewnego maksimum, aby potem spaść do zera i przechodzić przez kolejne coraz niższe maksima. Jeżeli cząstka porusza się w obszarze bliskim osi, czyli w bezpiecznej odległości od pierwszego maksimum, to czuje silniejsze pole wtedy, kiedy się oddala od osi, i słabsze, kiedy się do niej zbliża. Gdyby natężenie pola było stałe w przestrzeni, a jedynie jego kierunek obracałby się z częstością ω , to cząstka poruszałaby się po okręgu, którego środek tkwiłby cały czas w jednym punkcie. Jednak nasza cząstka wykonując ruch po okręgu, na zmianę zbliża się i oddala od osi wiązki i w konsekwencji przechodzi przez obszary silniejszego i słabszego pola. Oddalając się od osi, czuje siłę dośrodkową o trochę większej wartości niż ta, którą czuje, będąc bliżej osi fali. Ponieważ średnica okręgu jest bardzo mała, więc różnica tych sił jest bardzo niewielka. Jednak różnica ta działa konsekwentnie cały czas w tę samą stronę, co powoduje powolny dryf cząstki w stronę linii wirowej. Jak już cząstka „rozpędzi się” w stronę osi, to ją z rozpędu przekracza i następnie siła pułapkująca wyhamowuje ją, zwraca z powrotem do osi i powtarzają się powolne oscylacje (rysunek 2). Cząstki o przeciwnych ładunkach wykonują ruch po okręgu (czy też śrubowy) w przeciwnych kierunkach – czyli zgodnie z intuicją, że przeciwnie naładowane cząstki poruszają się w przeciwne strony. Jednakże, wirując bardzo szybko w przeciwnych kierunkach, powoli dryfują w tę samą stronę, ponieważ opisane powyżej rozumowanie wyjaśniające powolny dryf nie zależy od znaku ładunku cząstki. Więcej o tym mechanizmie można przeczytać w [2].

Niestety, wiązki Bessela nie da się wytworzyć w rzeczywistości. Rozwiązanie to miałyby nieskończoną energię, ponieważ zbyt wolno zanika w nieskończoności (podobnie jak fala płaska). Okazuje się jednak, że można w laboratorium generować wiązki bardzo zbliżone do wiązek Bessela, za pomocą których udało się potwierdzić doświadczalnie zjawisko pułapkowania. Opisany tu mechanizm ogranicza ruch cząstek w dwóch kierunkach, pozwala im natomiast poruszać się swobodnie wzdłuż osi wiązki. Krzyżując dwie wiązki, można uwięzić cząstkę w obszarze ograniczonym we wszystkich kierunkach, a dodając do wiązki Bessela inne fale, można uzyskać pułapkowanie wokół innych krzywych, a nie tylko wokół linii prostych.

Na zakończenie opuścimy odmęty elektromagnetyzmu i zanurzymy się myślami w morzu promieniowania grawitacyjnego, o którym jest ostatnio tak głośno. Czy w tym grawitacyjnym morzu również można wzbudzać fale o podobnych własnościach? Okazuje się, że tak. Grawitacyjne wiązki Bessela, niosące orbitalny moment pędu, są rozwiązaniami zlinearyzowanej teorii grawitacji [3]. Badania teoretyczne nad pułapkowaniem przez takie wiązki są w toku, wstępne wyniki wyglądają obiecująco, ale to temat na kolejną opowieść.

Literatura

- [1] I. Białynicki-Birula, Phys. Rev. Lett. **93**, 020402 (2004).
- [2] I. Białynicki-Birula, Z. Białynicka-Birula i N. Drozd, Trapping of charged particles by Bessel beams, w *The Angular Momentum of Light*, (Cambridge University Press, 2012).
- [3] I. Białynicki-Birula, Z. Białynicka-Birula, New J. Phys. **18**, 023022 (2016).