

dr Maria KRAWCZYK

Zderzenia cząstek elementarnych odgrywają podstawową rolę w badaniach struktury mikroświata. Od wielu lat w ośrodkach naukowych świata odbywa się coś, co można by żartobliwie nazwać gigantyczną grą w kule. Chodzi tu o doświadczenia z wiązkami elektronów i protonów, jak również ich antycząstek, czyli odpowiednio: pozytonów i antyprotonów, zderzającymi się z energiami rzędu 100 - 1000 GeV (1 gigaelektronowolt = 1 GeV = = 10⁹ eV). Planowane są dalsze doświadczenia tego typu z jeszcze większymi energiami, umożliwiającymi dotarcie do głębszej struktury cząstek elementarnych.

Nieraz w grze tej jesteśmy jedynie biernymi obserwatorami. Tak właśnie jest przy oddziaływaniu promieni kosmicznych z atmosferą ziemską lub górną warstwą skorupy ziemskiej. Nazwą promieniowania kosmicznego określa się strumień cząstek elementarnych docierających do nas z Kosmosu. Są to cząstki różnego typu i pochodzenia. Odnoszą się one nieraz skrajnie dużymi energiami, znacznie większymi od tych, które mogą być osiągnięte w obecnych, a nawet planowanych na najbliższe lata, doświadczeniach. Największa energia zaobserwowana dotychczas w promieniowaniu kosmicznym wynosi 10²¹ eV. Poważecznie uważa się, że w przyszłości w badaniu struktury mikroświata będziemy korzystać w coraz większym stopniu z tego właśnie naturalnego i największego akceleratora cząstek elementarnych, jakim jest Kosmos. Jaką rolę w tych badaniach odgrywają fotony? Czy przejawiają one jakieś specjalne cechy, czy też możemy się nimi posługiwać podobnie jak elektronami i protonami i urządzać sobie fotonowy bilard? Jakie są największe energie fotonów dostępne obecnie w laboratoriach? Czy równie duże jak energie elektronów i protonów? Czy fotony o bardzo dużych energiach występują w promieniowaniu kosmicznym? Na te pytania chcielibyśmy odpowiedzieć, choćby częściowo, w niniejszym artykule.

Najpierw ustalmy pewne podstawowe fakty. Zaczniemy od tego, co to jest foton. Jak wiemy, promieniowanie elektromagnetyczne przejawia w pewnych warunkach własności korpuskularne, czyli zachowuje się jak cząstka. Foton jest właśnie taką „cząstkową” reprezentacją promieniowania elektromagnetycznego. Traktujemy go jak każdą inną cząstkę elementarną. Ogólne prawa rozchodzenia się sygnałów elektromagnetycznych wykazują, że foton ma zerową masę spoczynkową. Z tej własności fotonu wynika, że nigdy nie uda nam się utworzyć nieruchomej tarczy fotonowej. Można powiedzieć, że foton żyje jedynie w ruchu, jego prędkość w próżni wynosi $c \cong 3 \cdot 10^8$ m/s i jest taka sama w każdym inercjalnym układzie odniesienia. Pozostaje nam więc jedynie możliwość formowania wiązek fotonów o określonych pędach \vec{p} i energii E . Wielkości te są związane ze sobą w następujący sposób

$$E = c |\vec{p}|.$$

Masa spoczynkowa fotonu wynosi zero, pęd zaś wyraża się przez prędkość wzorem

$$\vec{p} = \frac{\vec{v}E}{c^2}.$$

Dla cząstki o masie spoczynkowej m różnej od zera,

poruszającej się z prędkością \vec{v} , związki te wyglądają następująco:

$$\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}, \quad E = c\sqrt{|\vec{p}|^2 + m^2c^2}.$$

Cząstki mogą się zderzyć elastycznie (sprężyste), tak że po zderzeniu mamy nadal do czynienia z tymi samymi cząstkami, choć na ogół ze zmienionymi pędami i energiami. Mogą również wystąpić procesy nieelastyczne z produkcją nowych cząstek, przy czym cząstki pierwotne mogą nawet całkowicie zniknąć. Zasady zachowania całkowitej energii i całkowitego pędu układu wyznaczają możliwe pędy i energie cząstek po zderzeniu. Nie wszystkie stany końcowe są równie prawdopodobne, a teoria kwantowa oddziaływań pozwala wyznaczyć prawdopodobieństwo pojawienia się konkretnego stanu końcowego.

Przechodzimy teraz do omówienia najprostszego, a zarazem najważniejszego, procesu z udziałem fotonu - elastycznego zderzenia fotonu z elektronem. Proces ten ma podstawowe znaczenie w fizyce cząstek elementarnych; rola jego wzrosła w ostatnich latach, gdyż okazuje się, że pozwala on również zrozumieć oddziaływanie fotonu z innymi cząstkami, na przykład z kwarkami.

Będziemy rozpatrywać elastyczne zderzenia fotonu z elektronem. Interesować nas będzie przebieg zderzeń w obszarze wysokich energii w trzech różnych przypadkach:
I. Energetyczny foton zderza się ze spoczywającym elektronem.
II. Zderzają się elektron i foton o dużych i, w przybliżeniu, równych energiach.
III. Energetyczny elektron zderza się z fotonem o małej energii.

Zamiast tych trzech różnych doświadczeń można by właściwie wykonać tylko jedno z nich, powiedzmy I, a przejście do pozostałych dwóch „zrealizować”, zgodnie ze szczególną teorią względności, przez odpowiednią zmianę układu odniesienia. My przyjmiemy tutaj punkt widzenia eksperymentatora, który obserwuje przebieg procesu zderzenia fotonu z elektronem w różnych warunkach doświadczalnych (I-III) w konkretnym układzie odniesienia - w swoim laboratorium.

I. Gdy zderzenie odbywa się ze spoczywającym elektronem, foton może część swojego pędu (i energii) przekazać elektronowi. Stan końcowy jest tutaj bardzo charakterystyczny. Obserwujemy poruszający się elektron oraz foton o energii mniejszej od początkowej. Jest to tak zwany proces Comptona, od nazwiska uczonego, który go po raz pierwszy zaobserwował w roku 1922.

Przy rozpraszaniu fotonu o energii ω na spoczywającym elektronie o masie spoczynkowej m , możliwe są tylko takie konfiguracje pędów rozproszonych cząstek, dla których kąt rozproszenia fotonu względem kierunku pędu początkowego θ i jego energia ω' związane są zależnością

$$(*) \quad \omega' = \frac{\omega}{1 + \frac{\omega}{mc}(1 - \cos \theta)}.$$

Dla konkretnej wartości ω' oraz θ stan rozproszonego elektronu jest wyznaczony jednoznacznie.

Nie wszystkie stany końcowe opisywane wzorem (*) są jednakowo prawdopodobne. Bardzo energetyczny foton o energii dużo większej od energii spoczynkowej elektronu mc^2 , niechętnie zmienia swoją energię i pęd. Oznacza to, że po zderzeniu najbardziej prawdopodobny jest stan z fotonem poruszającym się z tą samą energią ($\omega' = \omega$), i w tym samym kierunku, co foton początkowy (kąąt rozpraszania $\theta = 0^\circ$). Mówimy o tzw. rozpraszaniu do przodu.

Najmniejszą energią dysponuje foton rozproszony do tyłu względem kierunku początkowego ($\theta = 180^\circ$, $\omega' = \omega / (1 + 2\omega / mc^2)$). Odpowiada to, oczywiście, sytuacji, w której elektron syskuje największy „zastrzyk” energii.

II. Zobaczmy teraz, jak przebiega zderzenie fotonu z elektronem w przypadku, gdy poruszają się one naprzeciw siebie z pędami równymi co do wartości. Dla bardzo dużych wartości pędów możemy w rozważaniach pominąć masę spoczynkową elektronu w porównaniu z jego energią. Wtedy proces wygląda tak, jakby rozpraszaly się na sobie dwa, w przybliżeniu, bezmasowe obiekty. W zderzeniu energie poszczególnych cząstek nie ulegają zmianie, a najbardziej prawdopodobna konfiguracja pędów końcowych cząstek odpowiada rozpraszaniu do tyłu. Mamy tu sytuację analogiczną do zderzenia (centralnego) dwóch jednakowych kul z równymi co do wartości i kierunku, lecz przeciwnymi co do swrotu pędami. Po zderzeniu prawdziwe kule odekakują od siebie. W przypadku rozważanego przez nas procesu cząstki zachowują się najchętniej, tzn. z największym prawdopodobieństwem, tak samo jak kule.

III. Bardzo interesująco przebiega proces zderzenia fotonu z elektronem w przypadku, gdy przed zderzeniem foton miał bardzo małą energię, elektron zaś był bardzo energetyczny. Jest to sytuacja w pewnym sensie odwrotna do rozważanego przez nas rozpraszania na spoczywającym elektronie. Z tego powodu ten proces nosi nazwę odwrotnego procesu Comptona. W tym przypadku związek między energią fotonu przed (ω) i po zderzeniu (ω') i energią początkową elektronu E jest następujący

$$(**) \quad \frac{\omega'}{E} \cong 1 - \frac{m^2 c^4}{m^2 c^4 + 4\omega E}$$

Zauważmy, że foton po rozproszeniu może się stać bardziej energetyczny kosztem energii elektronu. Tym razem najbardziej prawdopodobna konfiguracja końcowa, powstająca w wyniku zderzenia fotonu i elektronu, odpowiada zamianie pędów elektronu i fotonu – znów jak dla zderzenia kul bilardowych. Dla skrajnie dużych energii elektronu w stanie końcowym mielibyśmy niskoenergetyczny elektron poruszający się z pędem równym początkowemu pędowi fotonu i skrajnie energetyczny foton o pędzie równym początkowemu pędowi elektronu.

Ostatnio zaproponowano, aby wykorzystywać tego typu procesy do „produkcji” fotonów o dużych energiach. Pomysł polega na zderzaniu elektronów o energiach $E = 1 \text{ TeV}$ ($1 \text{ TeV} = 10^6 \text{ GeV}$) ze światłem laserowym, czyli fotonami o energiach $\omega = 1,7 \text{ eV}$. Fotony w wyniku takiego zderzenia mogą uzyskać energię w przybliżeniu równą 1 TeV ! I to z dużym prawdopodobieństwem!

Zauważmy, że następuje tu przyrost energii fotonu od 1 eV do 1 TeV , czyli o czynnik 10^{12} (12 rzędów wielkości). Pojawia się pytanie, czy możliwe jest nadanie elektronom takiej ogromnej energii początkowej. Wydaje się, że jest to w zasięgu naszych możliwości. Już obecnie dysponuje

się wiązkami elektronów o energiach 50 GeV , planuje się uzyskanie energii około 100 GeV w najbliższej przyszłości. Dla tych całkiem realnych wartości energii elektronów odwrotny proces Comptona na fotonach z lasera o energiach $\omega \approx 2 \text{ eV}$ dawałyby fotony o energiach ω' w przybliżeniu równych połowie wyjściowej energii elektronów, to znaczy odpowiednio około 25 lub 50 GeV . Ciekawe, że pozostała część energii zderzenia jest tu „zamrożona” w postaci masy spoczynkowej elektronu. Gdy $E \approx 1 \text{ TeV}$, jak już wspominaliśmy, foton może odebrać elektronowi prawie całą energię, $\omega' \cong E$. Oznacza to, że dopiero dla takiej energii elektronu (przy ustalonej wartości $\omega = 1,7 \text{ eV}$) możemy konsekwentnie zaniedbać masę spoczynkową elektronu i uzyskać stosunek ω' do E bliski 1 , zgodnie ze wzorem (**). Oczywiście, decydujące o powodzeniu tej metody jest duże prawdopodobieństwo „zamiany” energii między elektronem i fotonem.

Metoda ta, choć w zasadzie bardzo efektywna, na razie nie może być stosowana ze względu na zbyt małe gęstości fotonów w wiązce światła laserowego. Nie wydaje się jednak, aby nie dało się tej trudności przezwyciężyć w przyszłości.

Trwają również badania nad wykorzystaniem kryształów do produkcji energetycznych fotonów. Doświadczenia z rozpraszaniem energetycznych elektronów o energiach do około 200 GeV na kryształach pokazały, że taki proces również może być efektywnym źródłem wiązek fotonów o dużych energiach. Oprócz innych efektów występuje tu również odwrotny proces Comptona. Zastosowanie kryształów w fizyce wysokich energii to nowa, szybko rozwijająca się i fascynująca dziedzina badań podstawowych.

Obecnie największe energie fotonów, zastosowane w praktyce do badania oddziaływań mikroświata, wynoszą około 100 GeV . Uzyskano je w wyniku promieniowania hamowania lub rozpadów energetycznych cząstek. W doświadczeniu przeprowadzonym w 1984 roku w ośrodku CERN foton o takich właśnie energiach zderzył się z tarczą protonową, co prowadziło do obfitej produkcji cząstek wtórnych. W świetle teorii oddziaływań silnych związane to jest z oddziaływaniem fotonów ze składnikami protonu – kwarkami. Zaobserwowano również interesujące przypadki z fotonem w stanie końcowym, które interpretuje się jako wynik rozpraszania Comptona na kwarkach.

W najbliższym czasie przeprowadzone zostanie doświadczenie w ośrodku DESY w Hamburgu, w którym będzie można obserwować coś w rodzaju odwrotnego procesu Comptona na kwarkach. Energia fotonów pochodzących z promieniowania hamowania szybkich elektronów wynosić będzie średnio 10 GeV , natomiast kwarki (pochodzące z protonów poruszających się z energiami 820 GeV) średnio będą miały energie znacznie większe ($\approx 250 \text{ GeV}$).

Na zakończenie kilka słów o danych kosmicznych dotyczących fotonów o skrajnie wysokich energiach 10^{14} – 10^{16} eV , czyli 100 – 1000 TeV . Sądzi się, że to właśnie odwrotny proces Comptona jest źródłem fotonów o tak wielkich energiach. Obserwowane oddziaływanie tych fotonów jest jednak dość nietypowe, między innymi produkują one w atmosferze zbyt dużo mionów. Pojawia się więc wątpliwość, czy są to aby na pewno fotony, a jeśli tak, to czy nasze wyobrażenia o nich i ich oddziaływaniach nie są fałszywe.