

Fotografie ogniska plazmowego w świetle promieniowania rentgenowskiego. Oprócz promieniowania rentgenowskiego, pochodzącego z obłoku plazmowego (w pobliżu osi urządzenia), widoczne jest promieniowanie pochodzące z bombardowania elektronami zewnętrznej elektrody siatkowej wykonanej z prętów rozmieszczonych tak, że tworzą powierzchnię cylindryczną (fotografie różnią się grubością filtra aluminium, co pozwoliło oszacować temperaturę plazmy na około 2–3 mln. kelwinów)

I tak, bezpośrednim wskaźnikiem dużej energii elektronów (wysokiej temperatury elektronowej) jest obecność promieniowania rentgenowskiego. Istotnie, owinięta w metalowe folie różnej grubości (dla oceny twardości promieniowania rentgenowskiego, a w konsekwencji — energii elektronów) błona fotograficzna uległa zaczernieniu. Z analizy stopnia zaczernienia wynikało, że temperatury elektronowe kształtują się na poziomie kilku milionów kelwinów. Naświetlając błonę fotograficzną poprzez maleńki otworek wykonany w znajdującej się w pewnej odległości osłonie ołowianej (fotografia metoda *camera obscura*) można było uzyskać obraz plazmy w świetle promieniowania rentgenowskiego (patrz zdjęcie obok). Korzystając z układów scyntylacyjnych z fotopowielaczami można było dowiedzieć się o zmianach temperatury elektronowej w czasie. Przy szybko zachodzących procesach — a z takimi mamy do czynienia, gdyż całe zjawisko trwa milionowe części sekundy — nieodzwonne jest wykonanie innego typu pomiarów dla określenia temperatury jonowej. Aby wnioskować o temperaturze jonów, obserwowano poszerzenie doplerowskie linii widmowych. Pomiaru te wskazywały, że temperatura jonów jest rzędu wielu milionów kelwinów. Obserwacje spektroskopowe pozwoliły zorientować się w wielkości innego ważnego parametru, jakim jest gęstość plazmy. Otóż przy dużych gęstościach plazmy w poszerzeniu linii widmowych zaczyna odgrywać rolę inne zjawisko, tzw. zjawisko Starka. Dokładna analiza konturów linii widmowych wskazywała na znaczny stopień radialnej kumulacji (blisko stukrotny) i tworzenie się ogniska plazmowego o gęstości $\sim 10^{17}$ cząstek/cm³.

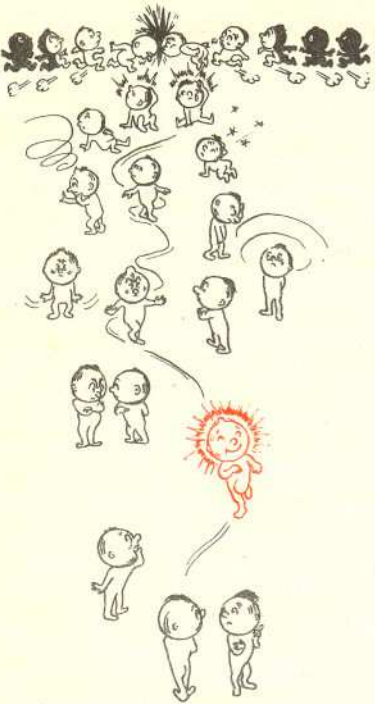
Dla precyzyjnego określenia przestrzennych rozkładów gęstości plazmy niezmiernie użyteczna jest interferometria laserowa i sondowanie plazmy wiązkami atomowymi. Dla pełnego rozpoznania procesów zachodzących w plazmie korzystamy z całej gamy jeszcze innych metod diagnostycznych. Powszechnie stosowane są sondy Langmuira, sondy magnetyczne, interferometria mikrofalowa, spektroskopia rentgenowska, analiza promieniowania jądrowego (pomiar neutronowe). Generalnie rzecz biorąc, technika pomiaru parametrów plazmy jest skomplikowana, a zarazem nadzwyczaj interesująca. Każda z przytoczonych metod warta jest poświęcenia jej specjalnego artykułu. Do niektórych z nich, jak też i innych prac prowadzonych w Zakładzie — takich, jak na przykład wytwarzanie supergęstej plazmy w eksperymencie *Plasma Focus* czy utrzymywanie plazmy w pułapkach magnetycznych — powrócimy jeszcze na łamach «Denty».

Ciężkie jony

Dr Krystyna SIWEK-WILCZYŃSKA

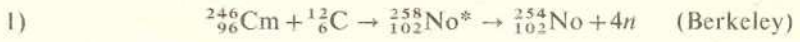
Terminem „ciężkie jony” przyjęto nazywać zjonizowane atomy pierwiastków cięższych od helu (a więc o liczbie atomowej $Z > 2$), przyśpieszane do stosunkowo wysokich energii; atomy te wykorzystuje się do bombardowania jąder atomowych. Popularnie stosowana nazwa „reakcje z ciężkimi jonami” oznacza więc reakcje pomiędzy wielonukleonowymi układami będącymi jądrami atomów.

Początek kariery ciężkich jonów datuje się na przełomie lat pięćdziesiątych i sześćdziesiątych. Skonstruowano wówczas pierwsze akceleratory wielokrotnie zjonizowanych atomów — w ZSRR (Dubna) i USA (Berkeley). Potrzeba przyśpieszania pocisków cięższych od ⁴He wynikała w związku z próbami sztucznego wytworzenia nie istniejących w stanie naturalnym pierwiastków o liczbach atomowych $Z > 92$ (zwanymi pierwiastkami transuranowymi). Co prawda ekstrakcja chemiczna produktów reakcji wielokrotnego wychwytu neutronów w reaktorach oraz w podziemnych wybuchach jądrowych umożliwia wyprodukowanie kilku kolejnych pierwiastków transuranowych, dalszy jednakże postęp tą drogą jest niemożliwy. Pierwiastki o liczbach atomowych $Z > 100$ można wytworzyć jedynie w reakcjach z ciężkimi jonami. Bombardując jądro $X(A_1, Z_1)$ (o liczbie masowej A_1 i posiadające Z_1 protonów) pociskiem $Y(A_2, Z_2)$ możemy doprowadzić do fuzji obu jąder, wytwarzając tym samym produkt $P(A_1 + A_2, Z_1 + Z_2)$. Tak utworzone jądro jest silnie wzbudzone. Przechodząc do stanu podstawowego, wzbudzone jądro emituje głównie neutrony i kwanty γ . Jeżeli uniknie ono konkurencyjnego procesu rozszczepiania ze stanów wzbudzonych, to osiągnie w końcu stan podstawowy jądra $T(A, Z)$, którego

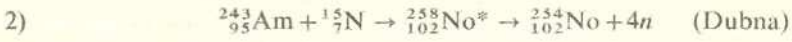


liczba masowa A różni się niewiele od $A_1 + A_2$, a $Z = Z_1 + Z_2$. Zadaniem fizyków poszukujących nowych pierwiastków transuranowych jest zidentyfikowanie jądra atomowego o danej liczbie protonów, znajdującego się właśnie w stanie podstawowym.

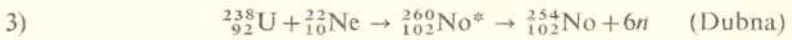
Fakt osiągnięcia stanu podstawowego wcale nie gwarantuje stabilności jądrowej transuranowych nuklidów. Rozpadają się one najczęściej przez emisję cząstek α lub też drogą rozszczepiania spontanicznego. Zbadanie charakterystyk rozpadu (energii rozpadu, czasu połowicznego rozpadu) stanowi jedyną drogę identyfikacji nowo odkrytych nuklidów. Oto, dla przykładu, trzy różne reakcje, w których dokonano syntezy jednego z izotopów pierwiastka o liczbie atomowej $Z = 102$, zwanego nobelium — No:



(zmierzone czas połowicznego rozpadu $T_{1/2} = (55 \pm 5)$ s oraz energie emitowanych cząstek α ($E_\alpha = 8,10$ MeV));



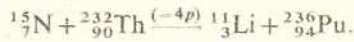
(zmierzone $E_\alpha = 8,11$ MeV);



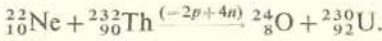
(zmierzone $T_{1/2} = (56 \pm 10)$ s); gwiazdka oznacza tu jądro wzbudzone. Stosując reakcje z ciężkimi jonami udało się wyprodukować w ostatnich latach kilkanaście izotopów pierwiastków o liczbach atomowych $Z = 102, 103, 104$ i 105 . Ostatnio, jak poinformowano na konferencji w Nashville (USA), grupa fizyków z Dubny dokonała syntezy pierwiastka o liczbie atomowej $Z = 106$. W reakcjach z ciężkimi jonami napotkali fizycy wiele zjawisk i procesów jądrowych nie obserwowanych w reakcjach z lekkimi cząstkami bombardującymi. Poza wspomnianymi reakcjami fuzji oraz reakcjami elastycznego i nieelastycznego rozpraszania zaobserwowano również szeroką klasę procesów, w których uczestniczące jądra wymieniają jeden, dwa i więcej nukleonów. Przy spełnieniu odpowiednich warunków dynamicznych liczba przekazywanych nukleonów może być stosunkowo duża. W wielu przypadkach obserwuje się więc bardzo egzotyczne reakcje prowadzące do utworzenia końcowych produktów znacznie oddalonych od tzw. „ścieżki β -stabilności” (zobacz IV str. okładki). Produkty te posiadają duży „deficyt” lub też „nadmiar” neutronów w stosunku do nuklidów występujących w przyrodzie. Wyprodukowanie ich w reakcjach z lekkimi cząstkami bombardującymi jest na ogół praktycznie niemożliwe.

Obserwowane produkty reakcji przekazania wielu nukleonów, które są stabilne jądrowo, tzn. nie emitują spontanicznie nukleonów, ale w większości przypadków ulegają przemianom jądrowym polegającym na emisji elektronów lub pozytonów (rozpad β), a także fotonów (rozpad γ). Technika pomiarowa, którą stosuje się do identyfikacji produktów reakcji przekazu nukleonów, umożliwia rejestrowanie tych produktów w czasie krótszym niż 10^{-7} sekundy, licząc od chwili ich utworzenia, tj. zanim mogą one ulec przemianom β , dla których najkrótsze półokresy rozpadu są rzędu 10^{-3} sekundy.

W reakcjach z ciężkimi jonami można stosunkowo łatwo wyprodukować tak egzotyczne nuklidy, jak ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{18}\text{C}$ czy ${}^{24}\text{O}$. Jądro ${}^{11}\text{Li}$ obserwowano na przykład w reakcji oderwania czterech protonów od jądra ${}^{15}\text{N}$. W tym celu bombardowano tarczę zawierającą jądro ${}^{232}\text{Th}$ jonami ${}^{15}\text{N}$ o energii 145 MeV:



Inny skrajnie neutronowo-nadmiarowy nuklid ${}^{24}\text{O}$ wyprodukowano w jeszcze bardziej skomplikowanej reakcji, w której dwa protony przechodzą od jądra-pocisku (${}^{22}\text{Ne}$) do jądra-tarczy (${}^{232}\text{Th}$), równocześnie zaś cztery neutrony są przekazywane w przeciwnym kierunku:



Tego typu reakcje były szeroko badane przez fizyków w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnie. Ogółem wyprodukowano tam około 30 nie znanych przedtem nuklidów lekkich pierwiastków o skrajnie „nadmiarowe” zawartości nukleonów.

Omówiliśmy dwa typy reakcji z ciężkimi jonami: reakcje fuzji (prowadzące do utworzenia tzw. jądra złożonego) oraz reakcje dwuciałowe, w których zderzające się jądra atomowe nie tracą swej „indywidualności”, wymieniają jednak część energii, momentu pędu, masy i ładunku. Jak wykazały szczegółowe badania,



Rozwiązanie zadania M51.

Ciągiem takim jest ciąg P złożony z zera i liczb naturalnych, które są sumami potęg dwójki o wykładnikach parzystych. Wiadomo bowiem, że każda liczba naturalna ma rozwinięcie dwójkowe, tzn. jest sumą potęg liczby 2 o różnych wykładnikach całkowitych ≥ 0 , i przedstawienie jej w postaci takiej sumy jest jedyne. Każdą liczbę naturalną N można więc przedstawić (i to w jeden tylko sposób) jako sumę

$$N = 2^{2n_1} + 2^{2n_2} + \dots + 2^{2n_k} + 2^{2m_1} + \dots + 2^{2m_l} + 1,$$

gdzie n_i, m_j są liczbami całkowitymi nieujemnymi i liczby n_i (podobnie liczby m_j) są parami różne. Może oczywiście być $k = 0$ lub $l = 0$. Jest więc

$$N = 2^{2n_1} + \dots + 2^{2n_k} + 2(2^{2m_1} + \dots + 2^{2m_l}),$$

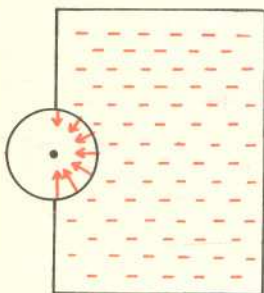
Każda liczba naturalna jest zatem sumą trzech wyrazów ciągu P , z których dwa są równe, i przedstawienie jej w postaci takiej sumy jest jedyne.



Rozwiązanie zadania F17.

Błąd w rozumowaniu tkwi w stwierdzeniu, że siła wyporu (działająca na zanurzoną w wodzie połówkę walca) jest przyłożona do środka masy tej połówki.

Siła wyporu bowiem, działająca na ciało zanurzone w płynie, jest wypadkową sił parcia działających na wszystkie elementy powierzchni ciała, które znajdują się pod działaniem ciśnienia płynu. Te siły parcia są w każdym punkcie powierzchni ciała prostopadłe do powierzchni ciała.



I więc w naszym przypadku moment każdej z nich (względem osi obrotu walca) jest równy zeru. Także zatem jest równy zeru wypadkowy moment siły wyporu. Siła wyporu nie może więc w żadnym razie spowodować ruchu walca.

Czytelnikowi zawiedzionemu zadaniem, które nie wymagało żadnych rachunków, proponujemy, by obliczył siłę wyporu (jej składowe pozioma i pionowa — albo bezwzględna wartość i kąt nachylenia do poziomu), jeśli dane są: długość l i promień R walca, gęstość ρ cieczy oraz wysokość h poziomu cieczy nad osią obrotu walca, a następnie, aby odpowiedział na pytania: Gdzie znajduje się punkt przyłożenia siły wyporu? Czy siła wyporu będzie skierowana na zewnątrz, czy do wnętrza naczynia? Dlaczego siła wyporu nie zależy od gęstości materiału, z którego wykonany jest walec? I wreszcie pytanie nieco ogólne: Czy zawsze siły powierzchniowe dadzą się zastąpić jedną siłą wypadkową, a jeśli tak, to czy zawsze można określić jej punkt przyłożenia (lub wypadkowy moment sił powierzchniowych)?

reakcje dwuciałowe są procesami peryferyjnymi, zachodzą wtedy, gdy powierzchnie jąder stykają się, tj. przy dużych wartościach względnego momentu pędu. W zderzeniach, w których dochodzi do ściślejszego kontaktu jądrowego, przeważają reakcje fuzji.

Jednym z najbardziej frapujących problemów współczesnej fizyki jąder atomowych jest istnienie stabilnych pierwiastków superciężkich. Obliczenia teoretyczne sugerują mianowicie, że nuklidy posiadające około 114 i więcej protonów i około 184 i więcej neutronów powinny charakteryzować się wyjątkową stabilnością jądrową w stosunku do nuklidów sąsiednich. Mówi się więc o tzw. „wyspie stabilności” wylaniającej się z „morza” niestabilnych nuklidów. (zob. IV str. okładki) Próby dokonania syntezy superciężkich pierwiastków przyczyniły się do systematycznego postępu w technice przyspieszania ciężkich jonów. Fizycy i technicy starają się przyspieszać coraz cięższe cząstki. Dotychczas standardowymi pociskami były jony ^{12}C , ^{16}O , ewentualnie ^{22}Ne i ^{40}Ar . Od kilku lat działa w Orsay (Francja) urządzenie zwane ALICE, będące połączeniem akceleratora liniowego i cyklotronu, w którym przyspieszane są jony ^{84}Kr . W 1971 r. rozpoczął pracę dubieński tandem dwóch cyklotronów. Może on przyspieszać jony ^{136}Xe . W Berkeley nastąpił niedawno rozruch urządzenia zwanego SUPERHILAC, a w bieżącym roku rozpocznie pracę najpotężniejszy i najkosztowniejszy (koszt budowy przekracza 100 milionów dolarów) akcelerator ciężkich jonów UNILAC w Darmstadt (RFN). Zarówno SUPERHILAC, jak i UNILAC będą zdolne przyspieszać jony wszystkich pierwiastków aż do uranu ($Z = 92$).

Dlaczego do wyprodukowania superciężkich pierwiastków potrzebne są aż tak ciężkie pociski? Otóż — jak mówiliśmy — reakcje fuzji prowadzą do silnie wzbudzonych stanów jądra końcowego. Im większe jest Z tego końcowego produktu, tym silniejszą konkurencją dla procesów przechodzenia do stanu podstawowego przez emisję neutronów stanowią procesy rozszczepienia od razu ze stanów wzbudzonych. Już w przypadku pierwiastka $Z = 106$ tylko jedno spośród 10 miliardów wyprodukowanych jąder złożonych osiąga stan podstawowy jądra $Z = 106$. Pozostałe jądra złożone ulegają rozszczepieniu, zanim zdołają osiągnąć stan podstawowy. Fizycy poszukują więc innej drogi wyprodukowania pierwiastków superciężkich niż ta, o której mówiliśmy na początku. Jedną z możliwych dróg jest fuzja dwóch bardzo ciężkich jąder (np. $^{232}_{92}\text{U} + ^{232}_{92}\text{U}$) i poszukiwanie nuklidu o $Z = 114$ wśród produktów rozszczepienia „jądra złożonego” o $Z = 184$. Spin tak utworzonego produktu rozszczepienia powinien być stosunkowo mały, co daje większą szansę „przetrwania” poszczególnych etapów „drogi” do stanu podstawowego. Próby syntezy pierwiastka o liczbie atomowej $Z = 114$ przeprowadza się już kilka lat; jak dotychczas — z wynikiem negatywnym. Jakie mogą być tego przyczyny? Częściową odpowiedź na to pytanie można znaleźć w rezultatach eksperymentów, które polegają na bombardowaniu jąder atomowych coraz cięższymi pociskami. Okazuje się mianowicie, że i na tej drodze napotykamy nieoczekiwane trudności. Otóż reakcje fuzji, które z olbrzymim prawdopodobieństwem zachodzą na przykład w zderzeniu $^{238}_{92}\text{U} + ^{22}_{10}\text{Ne}$, stają się procesami niezwykle rzadkimi, gdy zderzamy to samo jądro $^{238}_{92}\text{U}$ z jonami o wiele cięższymi niż poprzednio, takimi jak np. $^{84}_{36}\text{Kr}$. Przyczyna tego zjawiska tkwi w tym, że im większe Z pocisku, tym większe są siły odpychania kulombowskiego, które w przypadku zderzenia $^{238}_{92}\text{U} + ^{84}_{36}\text{Kr}$ prawie całkowicie niwelują siły przyciągania jądrowego. Należy oczekiwać, że dwa jądra uranu w ogóle nie mogą ulec fuzji, gdyż potencjał wzajemnego oddziaływania jest już prawdopodobnie dodatni (co odpowiada odpychaniu) w całym zakresie względnych odległości.

Sytuacja nie jest jednak beznadziejna. Jeżeli prawdopodobieństwo reakcji fuzji dla układu $^{238}_{92}\text{U} + ^{238}_{92}\text{U}$ spada do zera, to automatycznie musi wzrosnąć prawdopodobieństwo reakcji dwuciałowych. W zderzeniu $^{238}_{92}\text{U} + ^{238}_{92}\text{U}$ będziemy więc obserwować najrozmaitsze reakcje przekazu i wymiany nukleonów, zachodzące z dużym prawdopodobieństwem. Już teraz wiadomo, że liczba przekazywanych nukleonów może w tych reakcjach osiągać wartości w bardzo szerokich granicach. Być może wśród produktów egzotycznych reakcji przekazu i wymiany nukleonów zidentyfikujemy kiedyś jądro nuklidu z obszaru hipotetycznej na razie „wyspy stabilności”.

Prace badawcze trwają. Wciąż istnieje jeszcze wiele problemów, które będą rozwiązywane krok po kroku, w wyniku żmudnych badań prowadzonych w laboratoriach na całym świecie. Poszukiwanie egzotycznych nuklidów, takich jak np. nuklidy pierwiastka $Z = 114$, jest tylko jednym z celów. Na drodze do tego celu pogłębimy z pewnością naszą wiedzę o dynamicznych własnościach materii jądrowej — podstawowego składnika otaczającego nas świata.