

WIRTUALNE LABORATORIA FIZYCZNE NOWOCZESNĄ METODĄ NAUCZANIA

INNOWACYJNY PROGRAM NAUCZANIA FIZYKI
W SZKOŁACH PONADGIMNAZJALNYCH

Moduł dydaktyczny: fizyka - informatyka

Fizyka atomowa i jądrowa

Grzegorz F. Wojewoda



Człowiek - najlepsza inwestycja



KAPITAŁ LUDZKI
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI



WARSZAWSKA
WYŻSZA SZKOŁA
INFORMATYKI

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI
FUNDUSZ SPOŁECZNY



Projekt współfinansowany przez Unię Europejską w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego

Tytuł: *Fizyka atomowa i jądrowa*

Autor: *mgr Grzegorz F. Wojewoda*

Redaktor merytoryczny: *dr hab. inż. prof. WWSI Zenon Gniazdowski*

Materiał dydaktyczny opracowany w ramach projektu edukacyjnego
WIRTUALNE LABORATORIA FIZYCZNE NOWOCZESNĄ METODĄ NAUCZANIA.
PROGRAM NAUCZANIA FIZYKI
Z ELEMENTAMI TECHNOLOGII INFORMATYCZNYCH

www.wlf.wysi.edu.pl

wlf@wysi.edu.pl

Wydawca: Warszawska Wyższa Szkoła Informatyki
ul. Lewartowskiego 17, 00-169 Warszawa
www.wysi.edu.pl
rektorat@wysi.edu.pl

Projekt graficzny: *Maciej Koczanowicz*

Warszawa 2013

Copyright © Warszawska Wyższa Szkoła Informatyki 2013
Publikacja nie jest przeznaczona do sprzedaży

Człowiek - najlepsza inwestycja



KAPITAŁ LUDZKI
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI



WARSZAWSKA
WYŻSZA SZKOŁA
INFORMATYKI

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI
FUNDUSZ SPOŁECZNY



Projekt współfinansowany przez Unię Europejską w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego

MODUŁ 2

FIZYKA ATOMOWA I JĄDROWA

FIZYKA – ZAKRES PODSTAWOWY

OPRACOWANE W RAMACH PROJEKTU:
WIRTUALNE LABORATORIA FIZYCZNE NOWOCZESNĄ METODĄ NAUCZANIA.
PROGRAM NAUCZANIA FIZYKI
Z ELEMENTAMI TECHNOLOGII INFORMATYCZNYCH

Temat 1

Zjawisko fotoelektryczne

Wstęp

Intuicja oraz wiedza nabyta do tej pory podpowiada nam, że światło jest falą. Podczas realizacji bieżącego tematu przekonacie się, że falowy opis światła jest niekompletny. Opiszemy doświadczenia, których wyników nie można wyjaśnić dzięki teorii falowej światła. W przyrodzie istnieją zjawiska, które można zrozumieć tylko przy założeniu, że światło jest strumieniem kwantów promieniowania – fotonów. Omówimy również praktyczne zastosowanie zjawiska fotoelektrycznego. Nawet tak prozaiczna czynność, jak zmiana kanału w telewizorze za pomocą pilota odbywa się bowiem z wykorzystaniem kwantowej natury światła.

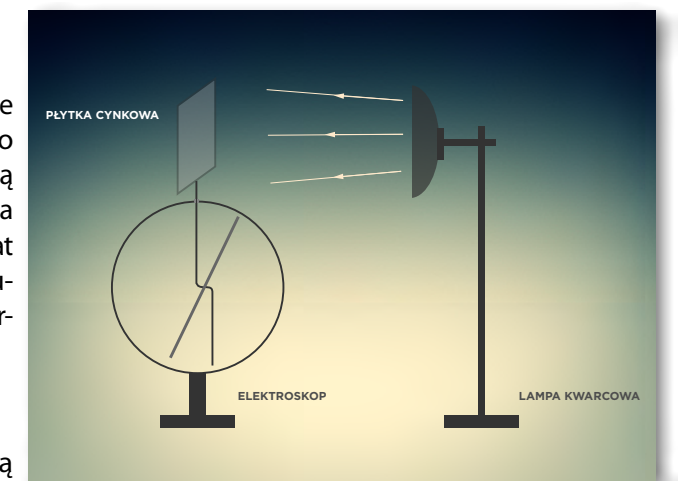
Pod koniec XIX wieku fizycy znali teorię Jamesa Clerka Maxwella fal elektromagnetycznych, w myśl której światło jest falą. Poznano i opisano matematyczne modele zjawisk dyfrakcji i interferencji. W roku 1887 Heinrich Hertz, przy okazji badań nad falami elektromagnetycznymi, odkrył zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne. Zjawisko to polega na emisji elektronów z powierzchni metalowej płytki w wyniku jej oświetlania. Spróbujmy wykonać proste doświadczenia związane z tym zjawiskiem.

Doświadczenie 1

Do przeprowadzenia tego doświadczenia potrzebne będą: lampa kwarcowa (źródło światła widzialnego oraz ultrafioletowego), elektroskop z płytą cynkową oraz pałeczki szklana i ebonitowa do elektryzowania elektroskopu. Na rysunku 1 przedstawiono schemat układu doświadczenia. Na elektroskopie mocujemy płytę cynkową. Przygotowujemy lampę kwarcową, za pomocą której oświetlimy płytkę.

Przebieg doświadczenia:

1. Wskazówki elektroskopu oraz cynkową płytkę elektryzujemy ładunkiem ujemnym, następnie oświetlamy płytkę.



Rys. 2.01. Schemat układu doświadczenia do badania zjawiska fotoelektrycznego.

Wynik: Po oświetleniu płytki wskazówki elektroskopu opadają. Oznacza to, że w wyniku oświetlenia elektrony opuszczają cynkową płytkę.

2. Wskazówki elektroskopu oraz cynkową płytkę elektryzujemy ładunkiem dodatnim, następnie oświetlamy płytkę.

Wynik: Po oświetleniu płytki wskazówki elektroskopu nie opadają. Za pomocą światła nie można zubożyć dodatnio naładowanego elektroskopu.

Wnioski z doświadczenia:

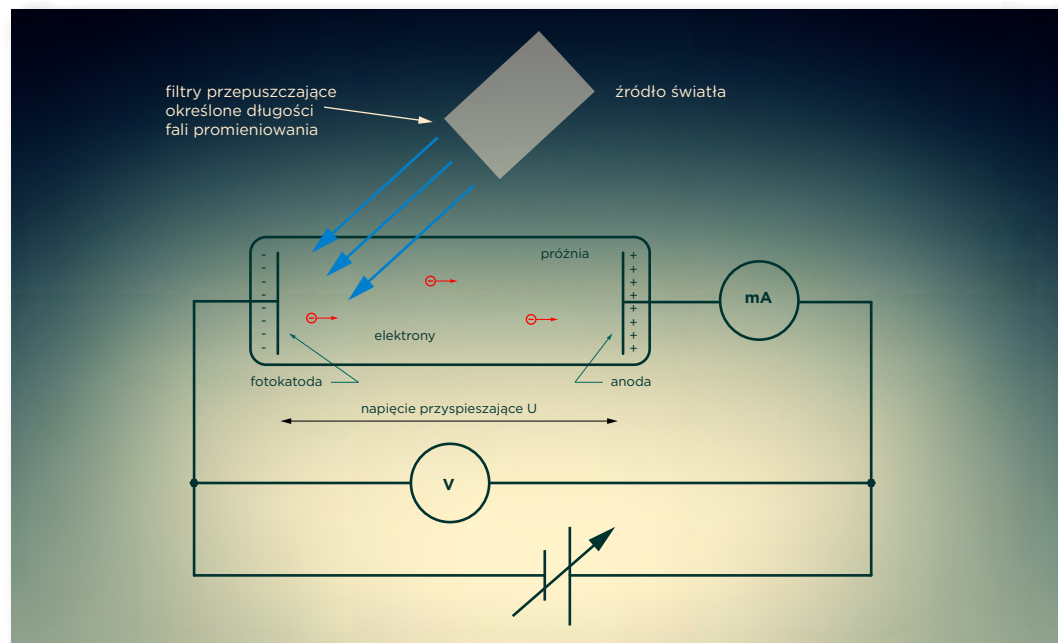
Skoro naładowany dodatnio elektroskop pod wpływem oświetlenia płytki nie rozładowuje się, a naładowany ujemnie elektroskop pod wpływem oświetlenia płytki rozładowuje się to oznacza, że światło wybija z powierzchni metalowej płytki elektrony.

Definicja:

Zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne polega na wybijaniu elektronów z powierzchni metalowej płytki.

Prawa zjawiska fotoelektrycznego

Nasze doświadczenie było tylko próbą jakościowego dotarcia do sedna tego zjawiska. Na początku XX wieku dokonano pierwszego dokładnego zbadania praw zjawiska fotoelektrycznego. W doświadczeniu użyto bańki, z której wypompowano powietrze (rys. 2.2.). Została ona wykonana z materiału przepuszczającego te długości fal promieniowania, które emitowało źródło. We wnętrzu bańki umieszczono dwie elektrody. Do elektrod podłączono źródło prądu stałego. Wartość napięcia między elektrodami można regulować. Można również zmieniać znaki ładunków na poszczególnych elektrodach w taki sposób, że najpierw między elektrodami panowało napięcie przyspieszające, a następnie hamujące. Za pomocą mikroamperomierza mierzono natężenie prądu płynącego między elektrodami w bańce. Jest ono proporcjonalne do ilości elektronów wybitych z fotokatody. Za pomocą woltomierza mierzono wartość napięcia między elektrodami.



Rys. 2.02. Schemat układu doświadczenia do badania zjawiska fotoelektrycznego.

Na podstawie wyników wielu doświadczeń możliwe było sformułowanie następujących wniosków.

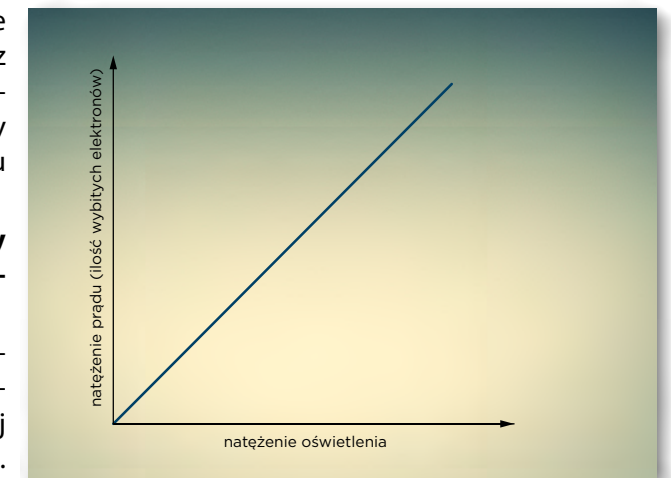
1. Liczba wybitych elektronów z powierzchni metalowej płytki jest proporcjonalna do natężenia padającego na tę płytkę promieniowania.

Nie zmieniało się napięcie panujące między elektrodami. Na płytkę padało promieniowanie o niezmiennej częstotliwości. Zmieniano natomiast natężenie tego promieniowania. Mierzono natężenie

prądu płynącego między elektrodami. Natężenie prądu płynącego między elektrodami wewnątrz bańki jest proporcjonalne do ilości wybitych z powierzchni płytki elektronów. Zależność między natężeniem promieniowania a natężeniem prądu przedstawia wykres (rys. 2. 3.).

2. Nie występuje opóźnienie w czasie między rozpoczęciem naświetlania a emisją elektronów.

Fizycy badający zjawisko fotoelektryczne spodziewali się, że elektrony będą potrzebowały pewnego czasu na zgromadzenie energii potrzebnej do wyrwania się z powierzchni metalowej płytki. Tymczasem okazało się, że elektrony są z niej wybijane bezpośrednio po oświetleniu płytki promieniowaniem o odpowiedniej długości fali.



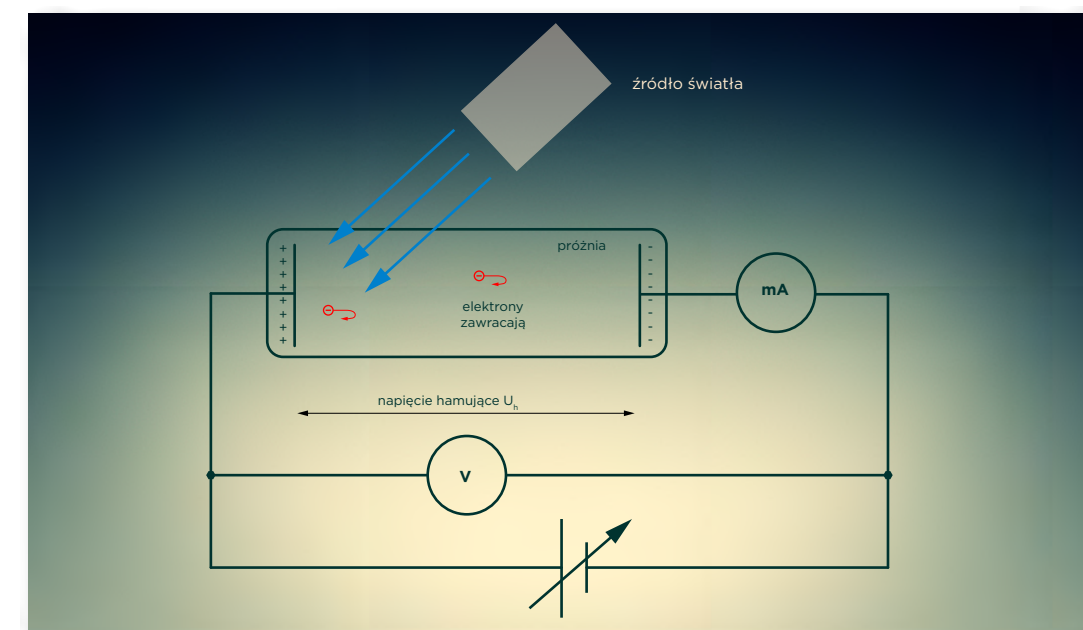
Rys. 2.03. Ilość elektronów wybitych z powierzchni metalu jest proporcjonalna do natężenia oświetlenia.

3. Energia kinetyczna wybitego z powierzchni metalu elektronu zależy od częstotliwości padającego promieniowania, a nie zależy od natężenia oświetlenia.

Na metalową płytkę padało promieniowanie, które powodowało wybijanie z niej elektronów. Najpierw stwierdzono, że gdy napięcie źródła jest równe zero, to zjawisko też zachodzi. Oznacza to, że wybite elektrony mają pewną energię kinetyczną pozwalającą na poruszanie się między elektrodami. Gdy przykładano napięcie przyspieszające, to w pewnym momencie wszystkie elektrony wybite z powierzchni płytki docierały do anody. Następnie przykładano coraz większe napięcie hamujące (rys. 2.4.). Elektrony wybite z powierzchni płytki były coraz bardziej spowalniane. Przypomina to trochę sytuację, w której na drodze toczącej się piłki stawiamy coraz wyższe równie pochyłe. Przy pewnej wysokości tej góry piłka nie może wtoczyć się na jej szczyt. Również dla elektronów istnieje pewne napięcie hamowania U_{h0} , przy którym wszystkie elektrony zostają cofnięte do płytki (rys. 2.5.). Maksymalna energia kinetyczna wybitego z płytki elektronu ma wówczas wartość:

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 = e \cdot U_{h0}$$

gdzie: e – ładunek elektronu



Rys. 2.02. Schemat układu doświadczenia do badania zjawiska fotoelektrycznego.

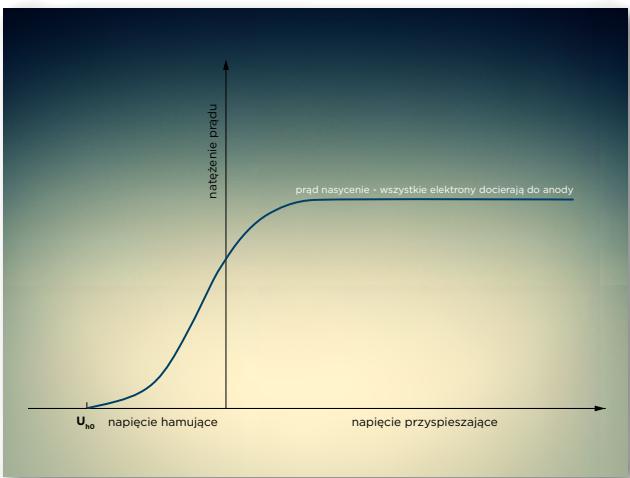
Jeśli wartość napięcia hamowania U_{h0} jest znana, można wyznaczyć maksymalną wartość energii kinetycznej elektronów opuszczających powierzchnię metalu. W wyniku dokładnych pomiarów okazało się, że wartość tej energii nie zależy od natężenia oświetlenia, ale od częstotliwości padającego promieniowania. Wynik ten jest trudny do wyjaśnienia na podstawie falowej teorii światła. Powinno bowiem być tak, że gdy na metalową płytkę będzie padać fala elektromagnetyczna, to elektron powinien przejmować od tej fali tym większą energię, im większa jest amplituda tej fali. Czyli energia wybitego elektronu powinna zależeć od natężenia padającego promieniowania. Ale nic takiego nie zaobserwowano. Zauważono natomiast, że dla danej częstotliwości promieniowania bardzo intensywna wiązka oświetlenia oraz bardzo słaba wiązka oświetlenia przekazują poszczególnym elektronom taką samą energię kinetyczną. Zauważono również, że gdy zwiększa się częstotliwość (maleje długość fali) padającego promieniowania, do całkowitego zatrzymania elektronów potrzebne jest coraz większe napięcie hamujące. Oznacza to, że energia kinetyczna wybitych elektronów zależy od częstotliwości promieniowania padającego na powierzchnię metalu (rys. 2.6.).

4. Dla każdego metalu istnieje pewna graniczna częstotliwość promieniowania, poniżej której zjawisko fotoelektryczne nie zachodzi.

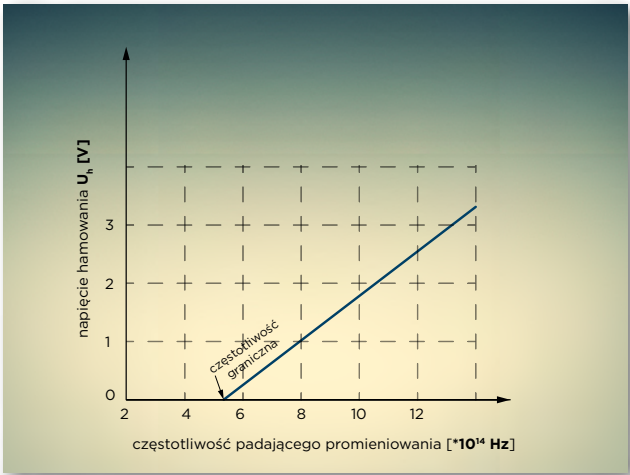
W toku dalszych badań zmieniano częstotliwość padającego promieniowania oraz wartość napięcia hamującego. Na rysunku 2.6. przedstawiono wyniki uzyskane przez Roberta Millikana w 1916 roku. Bez względu na intensywność padającego promieniowania, gdy częstotliwość tego promieniowania będzie zbyt mała, to zjawisko fotoelektryczne nie zachodzi. Stwierdzono również, że każdy metal ma charakterystyczną częstotliwość graniczną (maksymalną długość fali). W tabeli 1 przedstawiono wartości długofalowej granicy zjawiska fotoelektrycznego dla poszczególnych metali.

Tab. 1. Długofalowe granice zjawiska fotoelektrycznego dla poszczególnych metali

metal	cez (Cs)	potas (K)	wapń (Ca)	cynk (Zn)	magnez (Mg)	wolfram (W)	srebro (Ag)
częstotliwość graniczna promieniowania $\nu \cdot 10^{14} \text{ Hz}$	4,53	5,45	7,79	8,11	8,96	11,1	11,5
długość fali $\lambda_{gr} [nm]$	662	550	385	370	335	270	261
	światło widzialne		ultrafiolet				



Rys. 2.05. Zależność natężenia prądu płynącego między elektrodami od przyłożonego napięcia.



Rys. 2.06. Zależność napięcia hamowania od częstotliwości promieniowania padającego na powierzchnię płytki sodowej.

Na początku XX wieku uczeni mieli poważne problemy z wyjaśnieniem istoty zjawiska fotoelektrycznego. Nie można było wyjaśnić tego zjawiska korzystając z teorii falowej światła. Bo jeżeli światło jest wyłącznie falą, to energia niesiona przez falę świetlną powinna zależeć od natężenia światła. Czyli powinno rejestrować się wzrost energii kinetycznej wybitych z powierzchni metalowej płytki elektronów gdy zwiększa się natężenie światła padającego na płytkę. A doświadczalnie stwierdzono, że energia wybitych elektronów zależy od częstotliwości padającego promieniowania a nie od jego natężenia.

Naukowcem, który wyjaśnił mechanizm zjawiska fotoelektrycznego był Albert Einstein. Wykorzystał przy tym ideę Maxa Plancka. Max Planck w pracy na temat promieniowania ciał przedstawił hipotezę, w myśl której ciała emitują promieniowanie w postaci kwantów o energii proporcjonalnej do częstotliwości tego promieniowania. Kwanty promieniowania (nazywane fotonami) przenoszą energię, której wartość można obliczyć ze wzorów:

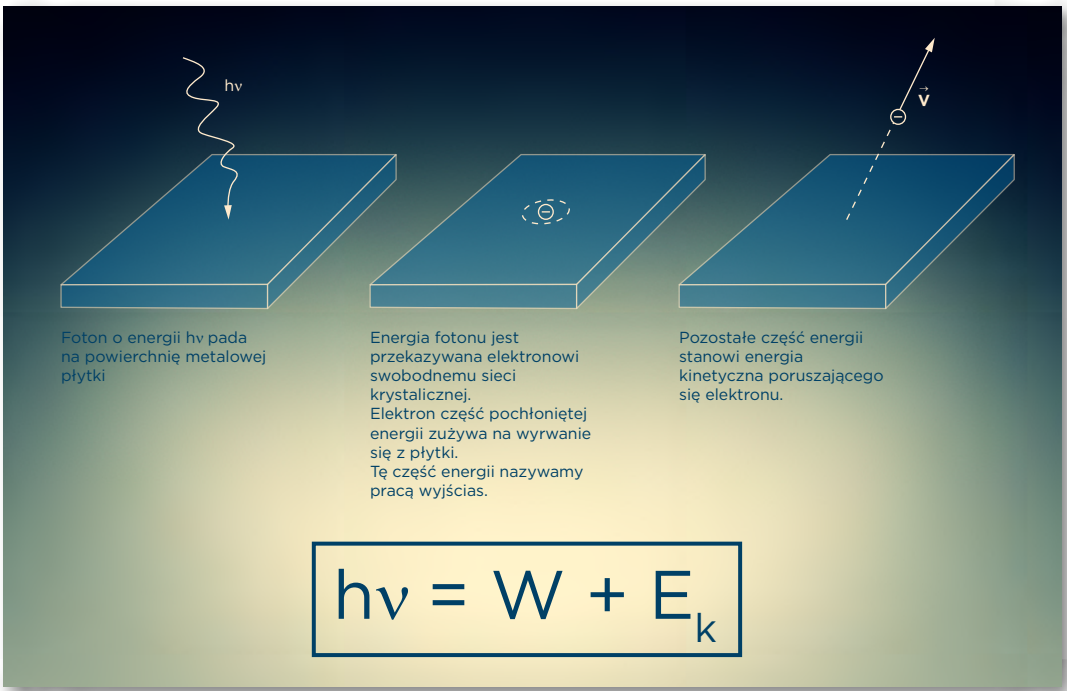
$$E_f = \frac{h \cdot c}{\lambda} \text{ lub } E_f = h \cdot \nu$$

gdzie: $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ – stała Plancka,
 ν – częstotliwość promieniowania,
 λ – długość fali,
 $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ – prędkość światła.

Albert Einstein zaproponował następujący model zjawiska fotoelektrycznego: fotony o energii $E_f = h \cdot \nu$ padają na powierzchnię metalowej płytki. Niektóre z nich trafiają na swobodne elektrony znajdujące się w sieci krystalicznej metalu. Elektrony przejmują energię fotonów. Część z tej energii elektrony zużywają na wyrwanie się z płytki. Energia ta jest nazywana **pracą wyjścia W**. Pozostała część energii przekazana elektronowi przez foton stanowi energię kinetyczną elektronu wybitego z płytki. Rozumowanie to można zapisać za pomocą równania:

$$h \cdot \nu = W + E_k$$

Wyrażenie to nosi nazwę równania Einsteina-Millikana. Równanie to można przedstawić za pomocą następującej grafiki (rys. 2.7).



Rys. 2.07. Schemat przebiegu zjawiska fotoelektrycznego zewnętrznego.

Sprawdźmy, czy model zjawiska fotoelektrycznego zaproponowany przez A. Einsteina radzi sobie z empirycznymi (tzn. wynikającymi bezpośrednio z doświadczenia) prawami tego zjawiska.

Pierwsze prawo: Im większe jest natężenie oświetlenia, tym więcej fotonów pada na płytkę, tym częściej trafiają one w elektrony, tym więcej elektronów zostaje wybitych z powierzchni metalu.

Drugie prawo: Bezpośrednio po trafieniu fotonu w elektron, przejmuje on całą energię fotonu i może wyrwać się z powierzchni metalu.

Trzecie prawo: Energia kinetyczna wybitego z powierzchni płytki elektronu jest tym większa im większa jest energia padającego fotonu (czyli częstotliwość promieniowania). Co można zapisać za pomocą równania: $E_k = h \cdot \nu - W$. Dla danego metalu praca wyjścia W jest stała.

Czwarte prawo: Jeżeli energia padającego na powierzchnię metalu fotonu jest mniejsza od pracy wyjścia, to elektron, który otrzymał energię od fotonu, nie może wydostać się z powierzchni metalu.

W tabeli 2 przedstawiono średnie wartości pracy wyjścia elektronów z danego metalu.

Tab. 2. Wartości pracy wyjścia elektronów z powierzchni metalu

metal	cez (Cs)	potas (K)	wapń (Ca)	cynk (Zn)	magnez (Mg)	wolfram (W)	srebro (Ag)
W [eV]	1,88	2,26	3,22	3,36	3,71	4,60	4,76

Pracę wyjścia elektronów z powierzchni metalu podano w elektronowoltach.

$$1eV = 1V \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} C = 1,6 \cdot 10^{-19} J$$

Jest to jednostka energii, którą będziemy używać do opisu własności atomów i jąder atomowych.

Pole elektryczne przyspiesza naładowane cząstki (rys. 2.8.). Gdy pole elektryczne, w którym między końcami panuje napięcie 1 V, przyspieszy cząstkę o ładunku elementarnym ($e = 1,6 \cdot 10^{-19} C$), to energia cząstki będzie miała wartość 1 eV.

Przykład 1

Na powierzchnię wolframu pada promieniowanie o długości fali 200 nm. Oblicz energię kinetyczną elektronu wybitego z powierzchni wolframu. Praca wyjścia elektronu z wolframu wynosi 4,6 eV.

Rozwiązanie:

Zgodnie z równaniem opisującym bilans energetyczny zjawiska fotoelektrycznego, mamy:

$$E_f = W + E_k$$

Obliczymy najpierw wartość energii niesionej przez foton ze wzoru: $E_f = \frac{h \cdot c}{\lambda}$

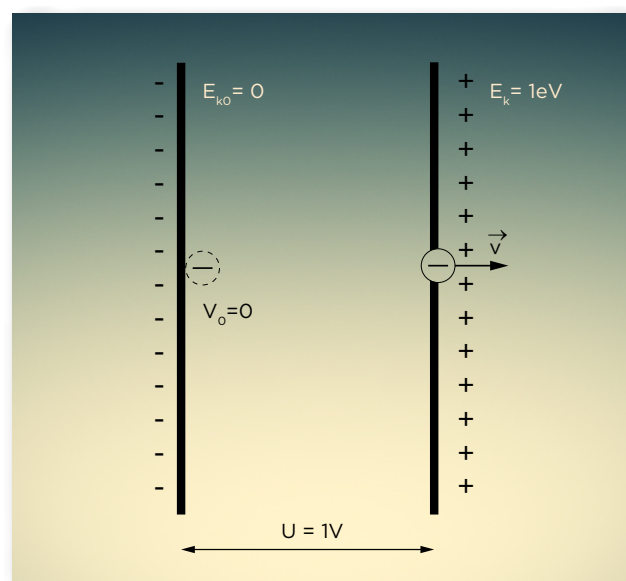
Podstawiając dane do tego wzoru, otrzymujemy:

$$E_f = \frac{6,63 \cdot 10^{-34} J \cdot s \cdot 3 \cdot 10^8 m/s}{200 \cdot 10^{-9} m} = 9,95 \cdot 10^{-19} J = 6,22 eV$$

Szukaną wartość energii kinetycznej elektronu obliczymy ze wzoru:

$$E_k = E_f - W = 6,22 eV - 4,6 eV = 1,62 eV$$

Odpowiedź: Elektron wybity z powierzchni wolframu ma energię kinetyczną 1,62 eV, czyli $2,59 \cdot 10^{-19} J$.



Rys. 2.08. Schemat ilustrujący definicję elektronowolta (1 eV).

Zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne

W życiu codziennym zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne ma ograniczone zastosowanie. Urządzenia fotoczułe wykorzystują efekt fotoelektryczny zachodzący w materiałach półprzewodnikowych. Ze względu na własności elektryczne ciała stałe można podzielić na trzy grupy – przewodniki, półprzewodniki oraz izolatory. Wewnątrz struktury krystalicznej **przewodników** znajdują się swobodne elektrony. Pod wpływem napięcia przyłożonego na jego końcach, elektrony te przemieszczają się wzdłuż przewodnika, tworząc prąd elektryczny. **Izolatory** nie mają swobodnych elektronów, a do wyrwania elektronów z atomów potrzebna jest stosunkowo duża energia. Półprzewodniki to grupa materiałów, w których w wyniku naświetlenia mogą pojawić się nośniki ładunku. Tę właśnie cechę półprzewodników wykorzystuje się do konstruowania urządzeń światłoczułych. Dzięki zjawisku fotoelektrycznemu wewnętrznemu po skierowaniu strumienia fotonów na płytkę odpowiednio przygotowanego półprzewodnika, elektrony wewnątrz jego struktury stają się nośnikami prądu. Wymaga to dostarczenia do elektronu dużo mniejszej energii niż w przypadku zjawiska fotoelektrycznego zewnętrznego. Zmiana własności elektrycznych półprzewodników odbywa się pod wpływem fotonów o dużo mniejszej energii (nawet dla fotonów z pasma podczerwieni). Na przykład piloty do telewizorów wysyłają strumień fotonów podczerwonych do czujnika w telewizorze. Padające na czujnik fotony powodują, że elektrony uwalniają się ze swoich atomów i mogą przenosić prąd elektryczny. Opis ten jest bardzo uproszczony i ma ukazać tylko podstawową ideę działania tego typu urządzeń.

Zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne jest również podstawą działania ogniw słonecznych oraz matryc cyfrowych aparatów fotograficznych i kamer wideo. Na rysunku 2.9. przedstawiono przykład wykorzystania ogniwa słonecznego do zasilania oświetlenia ulicznego.



Rys. 2.09.

Podsumowanie:

Zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne polega na wybijaniu elektronów z powierzchni metalu.

W wyniku przeprowadzonych doświadczeń można stwierdzić, że:

1. Liczba wybitych elektronów z powierzchni metalowej płytki jest proporcjonalna do natężenia promieniowania padającego na tę płytkę.
2. Nie występuje opóźnienie w czasie między rozpoczęciem naświetlania a emisją elektronów.
3. Energia kinetyczna wybitego z powierzchni metalu elektronu zależy od częstotliwości padającego promieniowania, a nie zależy od natężenia oświetlenia.
4. Dla każdego metalu istnieje pewna graniczna częstotliwość promieniowania, poniżej której zjawisko fotoelektryczne dla tego metalu nie zachodzi.

Światło można traktować jako strumień fotonów o energii: $E_f = h\nu = \frac{h \cdot c}{\lambda}$

Bilans energetyczny zjawiska fotoelektrycznego przedstawia równanie Einsteina-Millikana:

$$h \cdot \nu = W + E_k$$

W Internecie

<http://phet.colorado.edu> – strona, na której można znaleźć wiele symulacji zjawisk fizycznych w tym symulacja zjawiska fotoelektrycznego.

<http://rcl.physik.uni-kl.de> – portal zdalnie sterowanych eksperymentów, w którym można samodzielnie przeprowadzić badanie zjawiska fotoelektrycznego.

Temat 2

Widma atomowe

Wstęp

Zbudujemy spektroskop, za pomocą którego będziemy obserwować promieniowanie emitowane przez różne ciała. Opiszemy także, w jaki sposób – bez użycia odczynników chemicznych – można określić skład chemiczny substancji.

Widma emisyjne

Widmo emisyjne jest obrazem otrzymywanym w wyniku obserwacji świecących ciał. Aby zobaczyć widmo świecących ciał, wykorzystamy zjawisko rozszczepienia światła białego na siatce dyfrakcyjnej. Do oglądania widm potrzebny nam będzie spektroskop. Można go wykonać samodzielnie.

Doświadczenie 1

Do wykonania spektrografu potrzebne będą: tekturowa rura, siatka dyfrakcyjna, kawałki tektury, taśma izolacyjna oraz żyletka. Siatkę dyfrakcyjną można wykonać samodzielnie, pozbawiając lakieru płytę CD-ROM. Szczegółowy opis samodzielnej konstrukcji spektrografu znajdziecie na stronie internetowej Hands-On Universe.

Sposób wykonania:

Wycinamy z tektury dwa krążki o średnicy takiej samej, jak średnica tekturowej rury. W środku pierwszego krążka wycinamy prostokątny otwór. Otwór zasłaniamy ostrzami przeciętej żyletki (ostrożnie – ostrza żyletki są bardzo ostre i można bardzo łatwo uszkodzić naskórek), w taki sposób, aby powstała szczelina o szerokości około 0,5 mm (rys. 2.10.). W środku drugiego krążka wycinamy kwadratowy otwór o jak największym polu. Zasłaniamy go siatką dyfrakcyjną. Za pomocą taśmy izolacyjnej oba krążki mocujemy do tekturowej rury, dbając o właściwe ustawienie siatki dyfrakcyjnej względem szczeliny (linie siatki dyfrakcyjnej powinny być równoległe do szczeliny). W ten sposób otrzymaliśmy narzędzie do badania widm świecących ciał.



Rys. 2.10. Samodzielnie wykonany spektroskop do badania widm świecących ciał.

Doświadczenie 2

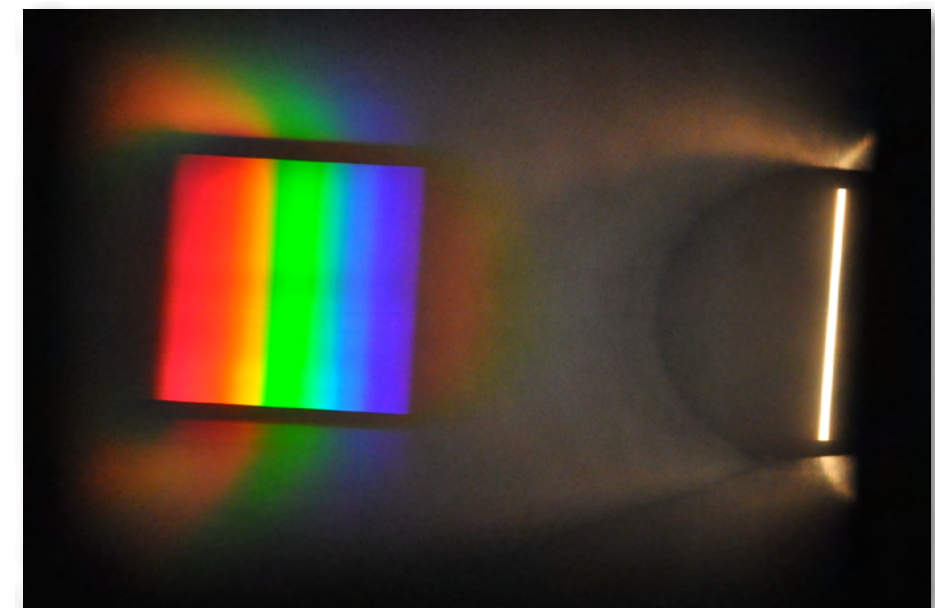
Do wykonania doświadczenia potrzebne będą: źródło światła, spektroskop

Przebieg doświadczenia:

Na szczelinę spektrografu kierujemy światło z różnych źródeł (tradycyjnej żarówki, świetlówki i soli kuchennej rozsypanej na palniku gazowym). Obserwujemy uzyskane obrazy.

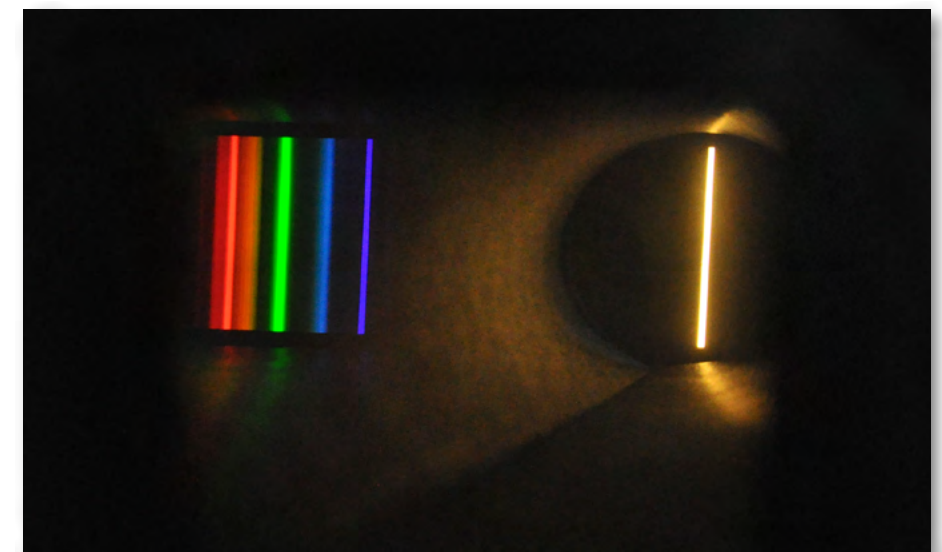
Wyniki doświadczenia:

Świecące włókno tradycyjnej żarówki – rysunek 2.11.



Rys. 2.11. Obraz świecenia żarówki uzyskany za pomocą spektroskopu.

Świecąca świetlówka energooszczędna – rysunek 2.12.



Rys. 2.12. Obraz świecenia świetlówki energooszczędnej uzyskany za pomocą spektroskopu.

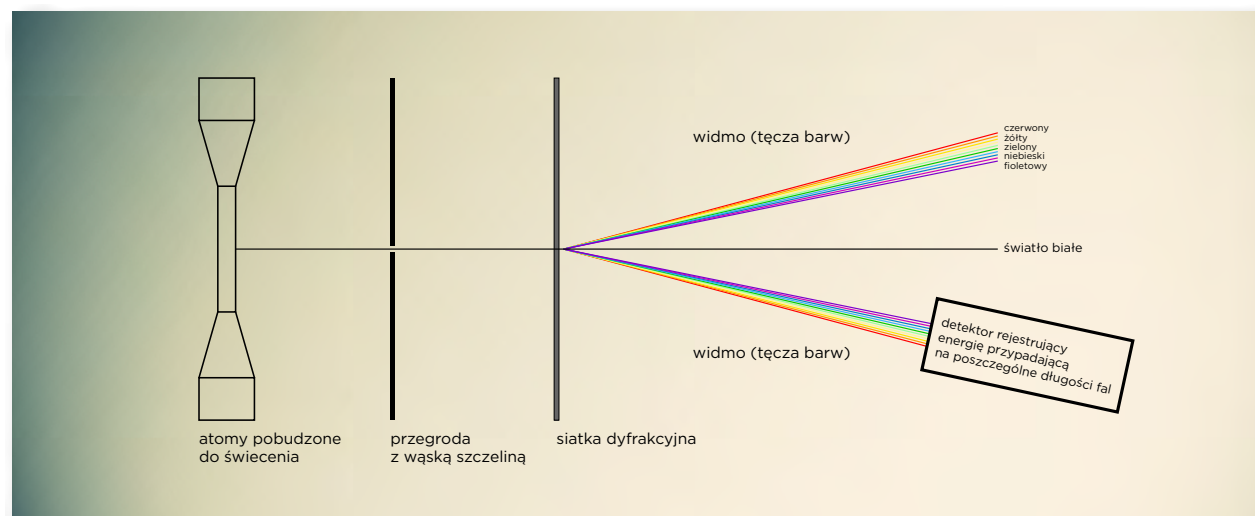
Świecąca w palniku gazowym sól kuchenna – rysunek 2.13.



Rys. 2.13. Obraz świecącego sodu uzyskany za pomocą spektroskopu.

Przeglądając się uzyskanym wynikom doświadczenia, można dostrzec różnice między poszczególnymi widmami. Pierwszy z uzyskanych obrazów to widmo promieniowania cieplnego, a pozostałe to widma promieniowania atomów i cząsteczek pobudzonych do świecenia. Różnice między widmami wynikają z różnych mechanizmów emisji promieniowania. Widma ciągłe promieniowania emitują rozgrzane ciała, takie jak na przykład Słońce czy rozgrzany drucik żarówki. Światło emitowane przez sól sypaną na palnik gazowy należy do widm liniowych. Widma takie składają się z pojedynczych linii widmowych, czyli określonych długości fal emitowanych przez atom.

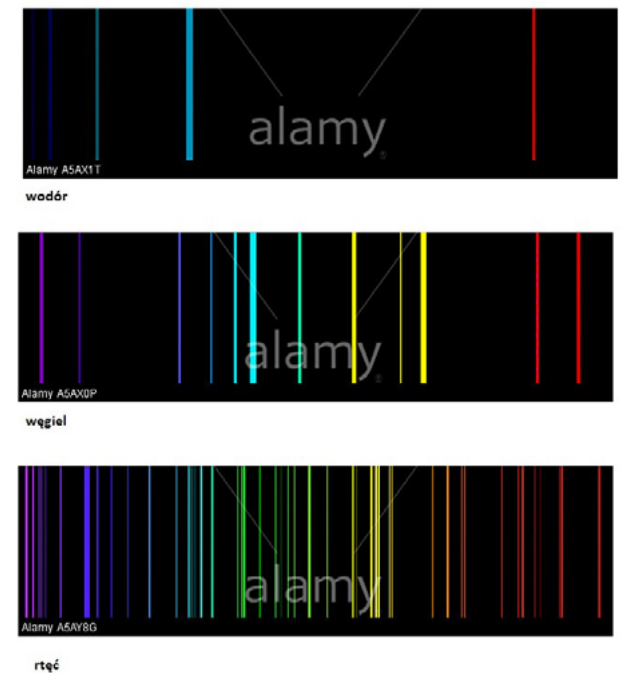
Aby przeprowadzić analizę widmową widm emisyjnych atomów, należy je pobudzić do świecenia. Dokonuje się tego na przykład poprzez wyładowania elektryczne w rozrzedzonych gazach. Światło otrzymane z pobudzonych do świecenia atomów formuje się w wąską wiązkę i kieruje na siatkę dyfrakcyjną. Siatka powoduje rozszczepienie światła na poszczególne długości fal (rys. 2.14). Następnie światło pada na element światłoczuły (detektor promieniowania), z którego można odczytać długości fal emitowanych przez atomy promieniowania. Analizując światło zarejestrowane przez detektor, można określić nie tylko to, jakie pierwiastki występują w danej substancji, ale również ich ilość. Na rysunku 2.15. przedstawiono widma emisyjne kilku pierwiastków.



Rys. 2.14. Schemat układu doświadczalnego do badania widm emisyjnych.

Otrzymane widma są widmami emisyjnymi, bo otrzymaliśmy je w wyniku świecenia atomów. Jak mogliście się przekonać, analizując wyniki doświadczenia, widma atomowe różnią się od siebie. Przeprowadzając analizę widmową, można stwierdzić, że każdy rodzaj atomów ma swój własny układ linii widmowych. Znając charakterystyczny dla danego pierwiastka układ linii widmowych, można stwierdzić obecność danego pierwiastka w danej substancji.

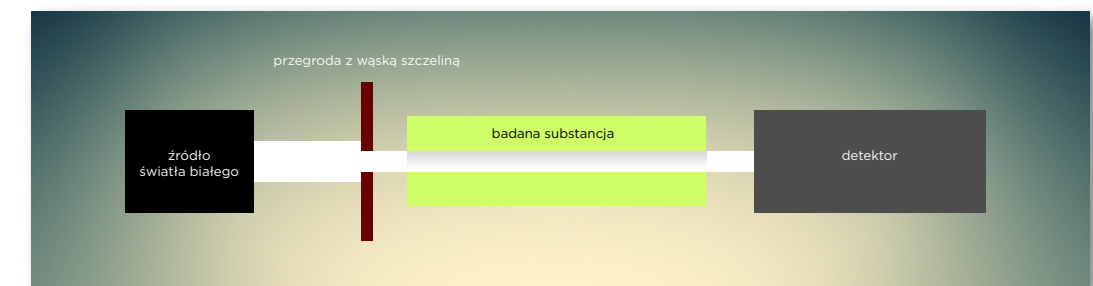
Posługując się analizą widmową, astronomowie potrafią podać skład chemiczny zewnętrznych części gwiazd. W tym celu używają układów pomiarowych bardzo podobnych do opisanego. Z oczywistych względów (świecenie gwiazd) nie ma tutaj potrzeby pobudzania atomów do świecenia.



Rys. 2.15. Przykładowe widma emisyjne pierwiastków

Widma absorpcyjne

Absorpcja to pochłanianie promieniowania przez atomy. Widma absorpcyjne otrzymuje się, kierując światło o widmie ciągłym na obszar, w którym znajdują się gazy lub pary danej substancji (rys. 2.16). Światło, które przeszło przez badaną substancję kieruje



Rys. 2.16. Schemat układu pomiarowego do badania widm absorpcyjnych.

jemy na detektor. Detektor mierzy jego natężenie dla różnych długości fal. Analizując obraz otrzymany z detektora, stwierdzamy, że na tle ciągłego widma światła białego występują ciemne linie (rys. 2.17). Ciemne linie mają takie same długości fal, co linie emisyjne tych samych świecących atomów. Analiza widm absorpcyjnych pozwala (podobnie jak analiza widm emisyjnych) na stwierdzenie obecności danego pierwiastka pomiędzy źródłem a detektorem oraz jego ilości.



Rys. 2.17. Widmo absorpcyjne wodoru

Widmo atomu wodoru

Pierwiastkiem o najprostszej budowie jest wodór. Składa się z jednego protonu oraz krążącego wokół niego elektronu. Gdy nie znano jeszcze budowy wewnętrznej wodoru, w widmie świecenia tego pierwiastka fizycy odkryli pewne prawidłowości. W 1855 roku Johann Balmer, na podstawie danych eksperymentalnych, ustalił empiryczny wzór opisujący długość fali linii widmowych wodoru:

$$\frac{1}{\lambda_B} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

gdzie $n = 3, 4, 5, \dots$

Występująca we wzorze stała R nosi nazwę **stałej Rydberga**. Jej wartość otrzymano z doświadczenia i wynosi ona: $R = 1.0974 \cdot 10^7 \frac{1}{m}$.

W części widzialnej promieniowania elektromagnetycznego wodór emituje fale o następujących długościach:

H_α – 656,3 nm – czerwień, H_β – 486,1 nm – błękit,

H_γ – 434,0 nm – fiolet, H_δ – 410,1 nm – fiolet.

Można sprawdzić, że te linie widmowe wodoru spełniają powyższą zależność. Z tego wzoru można również obliczyć długości fal leżących w ultrafiolecie. Wszystkie linie emisyjne spełniające powyższe równanie należą do serii widmowej Balmera.

Odkryto także inne serie widmowe spełniające określone wzory empiryczne:

Seria Lymana (leżąca w całości w ultrafiolecie):

$$\frac{1}{\lambda_L} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

gdzie $n = 2, 3, 4, \dots$

Seria Paschena (leżąca w całości w podczerwieni):

$$\frac{1}{\lambda_P} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

gdzie $n = 4, 5, 6, \dots$

Oprócz wymienionych powyżej trzech serii widmowych istnieje jeszcze kilka serii leżących w dalekiej podczerwieni.

Przykład 1

Oblicz największą długość fali obserwowanej w serii Balmera.

Rozwiązanie:

Długości fal linii widmowych w serii Balmera opisuje równanie:

$$\frac{1}{\lambda_B} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Największą długością fali w serii Balmera jest długość fali, dla której $n=3$:

$$\frac{1}{\lambda_{B\max}} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right)$$

Z równania tego wyznaczamy wartość szukanej długości fali:

$$\lambda_{B\max} = \frac{36}{5 \cdot R}$$

Podstawiając dane do wzoru, otrzymujemy:

$$\lambda_{B\max} = \frac{36}{5 \cdot 1,0974 \cdot 10^7 1/m} = 656,1 \text{ nm}$$

Odpowiedź: Największa długość fali w serii widmowej Balmera wynosi 656,1 nm (linia czerwona).

Posumowanie:

Widma emitowane przez pojedyncze atomy są widmami liniowymi, bo składają się z określonych długości fal emitowanych przez atomy. Każdy atom ma swój charakterystyczny układ linii widmowych. Na podstawie układu linii widmowych można stwierdzić obecność danego pierwiastka w świecącej substancji.

Temat 3

Model budowy atomu

Wstęp

Dlaczego atomy emitują promieniowanie tylko o określonej długości fali? Dlaczego długości fal emitowanych przez poszczególne atomy różnią się od siebie? Postaramy się odpowiedzieć na te pytania i wyjaśnimy, jaki jest związek emisji promieniowania przez atomy z zasadą zachowania energii.

Autorem pomysłu wyjaśnienia mechanizmu emisji promieniowania przez atomy wodoru był duński fizyk Niels Bohr. Do budowy modelu atomu wodoru wykorzystał następujące fakty:

- ➡ emisja promieniowania następuje na określonych długościach fal – wzory spektroskopowe,
- ➡ energia promieniowania przenoszona jest za pomocą fotonów – teoria Maxa Plancka,
- ➡ w środku atomu jest masywne, dodatnie jądro – doświadczenie Rutherforda (o tym doświadczeniu więcej w następnym temacie).

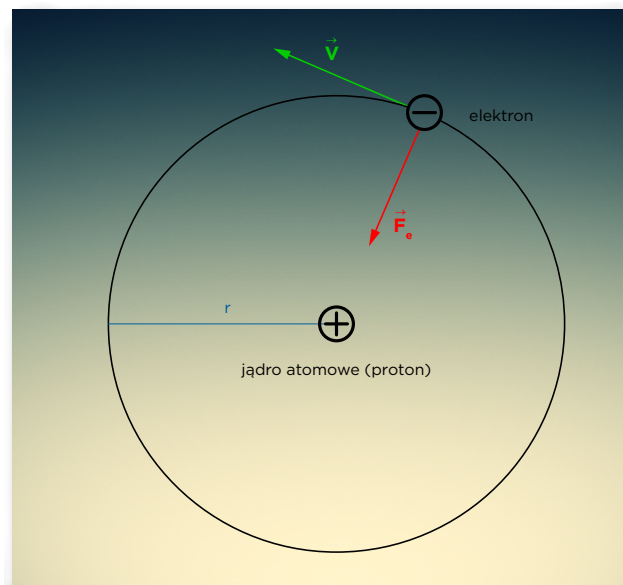
Według teorii Bohra ruch elektronu wokół jądra odbywa się w sposób nieco podobny do ruchu planet wokół Słońca. Podobnie jak w przypadku ruchu planet na elektron działa siła dośrodkowa. W atomie rolę siły dośrodkowej pełni siła przyciągania elektrycznego (rys. 2.18.). Korzystając z tego modelu można wyznaczyć energię elektronu krążącego wokół jądra. Jednak problem pojawia się wtedy, gdy za pomocą takiego modelu chcemy wyjaśnić zjawiska absorpcji oraz emisji promieniowania przez atomy. Zgodnie z prawami fizyki klasycznej powinny być możliwe orbity o dowolnych promieniach, a więc również ciągłe widmo promieniowania atomu. A obserwuje się widma składające się z pojedynczych linii widmowych. Elektron krążący wokół jądra to cząstka naładowana poruszająca się z pewnym przyspieszeniem. Zgodnie z prawami klasycznej elektrodynamiki elektron ten powinien w sposób ciągły emitować promieniowanie, tracić energię i spadać na jądro. A nic takiego nie obserwujemy. Aby uniknąć kolizji zachowania się elektronów z prawami fizyki klasycznej Niels Bohr sformułował pewne założenia, które opisują odstępstwa od klasycznego zachowania się elektronów w atomie. To był ważny krok w zrozumieniu otaczającego nas świata. Okazało się bowiem, że prawa przyrody, które świetnie opisują zjawiska w makroświecie nie są wystarczające do opisu mikroświata. Należy stworzyć nową teorię, która będzie w stanie opisać zjawiska mikroświata.

Postulaty Bohra budowy atomu wodoru:

1. Elektron w atomie wodoru krąży po orbitach kołowych pod wpływem sił przyciągania elektrycznego między jądrem a elektronem. Jednak dozwolone są tylko pewne orbity o dyskretnych (skwantowanych) wartościach energii E_n .

Tak jak pokazano na rysunku 2.18. siła oddziaływania elektrycznego działająca na elektron jest siłą dośrodkową. Ruch elektronu jest zgodny z prawami fizyki klasycznej. Elektron krążący wokół jądra na orbicie stacjonarnej nie emituje ani nie pochłania energii.

2. Atom emituje promieniowanie wtedy, gdy elektron przechodzi z orbity o wyższej energii na orbitę o energii niższej. Absorpcja (pochłanianie) promieniowania przez atom następuje wówczas, gdy elektron przechodzi z orbity o niższej energii na orbitę o energii wyższej.



Rys. 2.18. Schemat ruchu elektronu wokół jądra.

Potwierdzeniem słuszności tego postulatu są widma emisyjne oraz absorpcyjne atomów. Obserwujemy, że atomy emitują promieniowanie na poszczególnych długościach fal, czyli emitują porcje energii o określonych wartościach. Oznacza to, że struktura wewnętrzna atomu jest dyskretna, istnieją poziomy energetyczne o określonych wartościach.

Z modelu Bohra atomu wodoru wynika, że promień orbity stacjonarnej wynosi:

$$r_n = r_1 n^2$$

gdzie: $n = 1, 2, 3, 4, \dots$

$r_1 = 5,3 \cdot 10^{-11} \text{ m}$ – promień atomu wodoru w stanie podstawowym.

Najmniejsza wartości energii elektronu w atomie wodoru wynosi:

$$E_1 = -2,18 \cdot 10^{-18} \text{ J} = -13,6 \text{ eV}$$

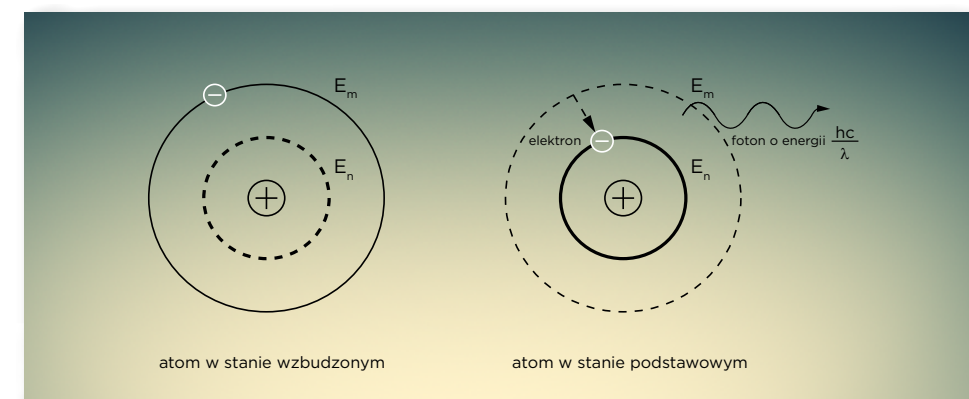
Jest to energia stanu podstawowego. Aby zjonizować atom, czyli aby oderwać elektron od jądra, należy przekazać elektronowi energię o wartości co najmniej 13,6 eV. W atomie wodoru elektron może przyjmować tylko skwantowane wartości energii.

Wartości energii poziomów energetycznych opisuje wyrażenie:

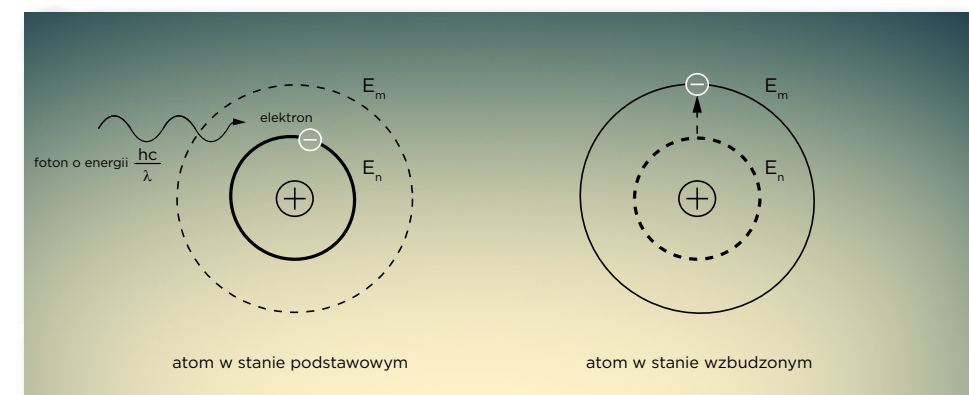
$$E_n = -13,6 \text{ eV} \cdot \frac{1}{n^2}$$

gdzie: $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ – główna liczba kwantowa.

Atom emituje promieniowanie, gdy elektron przeskakuje z wyższego poziomu energetycznego E_m na niższy E_n (rys. 2.19.). Na schemacie nie zachowano proporcji między wielkościami orbit oraz jądra atomowego. Gdy elektron przechodzi z niższego poziomu energetycznego E_n na wyższy E_m to atom pochłania promieniowanie (rys. 2.20.).



Rys. 2.19. Schemat emisji promieniowania przez atom.



Rys. 2.20. Schemat absorpcji promieniowania przez atom.

Energję kwantu wyemitowanego promieniowania zapisujemy za pomocą wyrażenia:

$$\frac{hc}{\lambda} = E_m - E_n = 13,6eV \left(\frac{1}{n_n^2} - \frac{1}{n_m^2} \right)$$

gdzie: $E_m > E_n$ i $n_m > n_n$

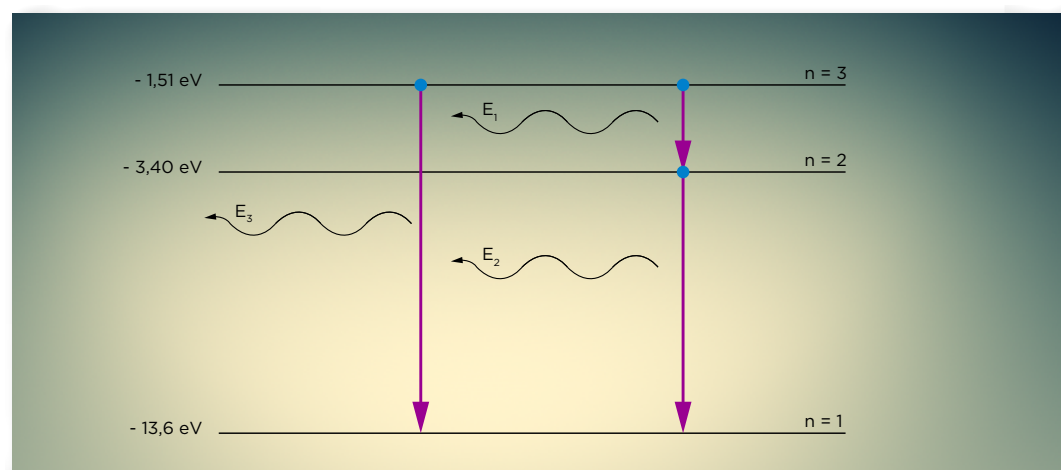
W poprzednim temacie mówiliśmy o seriach widmowych odkrytych już w XIX wieku. Okazało się, że model Bohra doskonale opisuje linie widmowe otrzymane za pomocą doświadczeń. Wyrażenie opisujące energie kwantów promieniowania emitowanego przez atomy wodoru są podobne do wzorów spektroskopowych podanych przez Balmera i innych. Na rysunku 2.21. przedstawiono schemat poziomów energetycznych w atomie wodoru.

Przykład 2

Atomy wodoru zostały wzbudzone tak, że znajdują się w stanie opisanym główną liczbą kwantową $n = 3$. Wyznacz, ile linii widmowych będzie można obserwować. Oblicz wartości energii wyemitowanych fotonów.

Rozwiązanie:

Na rysunku 2.22. przedstawiono schemat poziomów energetycznych w tym przypadku. Możliwe są następujące przejścia: z trzeciego poziomu energetycznego na drugi, z drugiego na pierwszy oraz z trzeciego na pierwszy.



Rys. 2.22. Schemat poziomów energetycznych.

Energia fotonu, który zostaje wyemitowany podczas przejścia z poziomu $n = 3$ na poziom $n = 2$:

$$E_1 = -1,51eV - (-3,40eV) = 1,89eV$$

Energia fotonu, który zostaje wyemitowany podczas przejścia z poziomu $n = 2$ na poziom $n = 1$:

$$E_2 = -3,4eV - (-13,6eV) = 10,2eV$$

Energia fotonu, który zostaje wyemitowany podczas przejścia z poziomu $n = 3$ na poziom $n = 1$:

$$E_3 = -1,51eV - (-13,6eV) = 12,09eV$$

Odpowiedź: Będzie można obserwować trzy linie widmowe. Energia wyemitowanych fotonów wynosi 1,89 eV, 10,2 eV, 12,09 eV.

Model Bohra nie jest doskonały, ale i tak jego twórca otrzymał za swoje prace Nagrodę Nobla. Między innymi za wskazanie, że należy szukać innego niż fizyka klasyczne modelu opisu zjawisk przebiegających na poziomie atomowym. Od czasów pierwszych prób zrozumienia struktury wewnętrznej atomów, w fizyce dokonał się znaczny postęp. Obecnie lepiej rozumiemy, w jaki sposób zbudowane są atomy. Ale wyjaśnienie zawłości mechaniki kwantowej przekracza poziom nauczania fizyki w zakresie podstawowym.

Podsumowanie:

Emisja promieniowania przez atomy jest ściśle związana z ich wewnętrzną budową. Energie elektronów w atomach są skwantowane.

Emisja promieniowania następuje, gdy elektron przeskakuje z wyższego poziomu energetycznego E_m na niższy E_n ($m > n$).

Najniższa wartość energii w atomie wodoru wynosi: $E_n = -13,6eV$.

Wartości pozostałych poziomów energetycznych obliczymy ze wzoru:

$$E_n = -13,6eV \cdot \frac{1}{n^2}$$

Temat 4

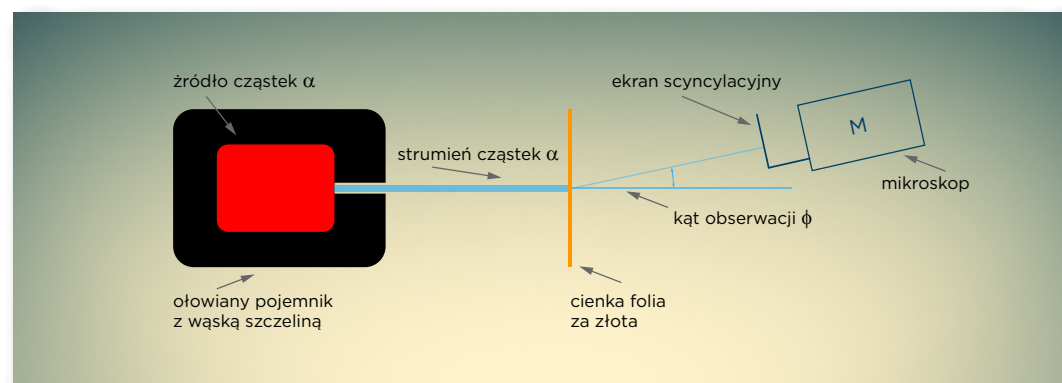
Budowa jądra atomowego

Wstęp

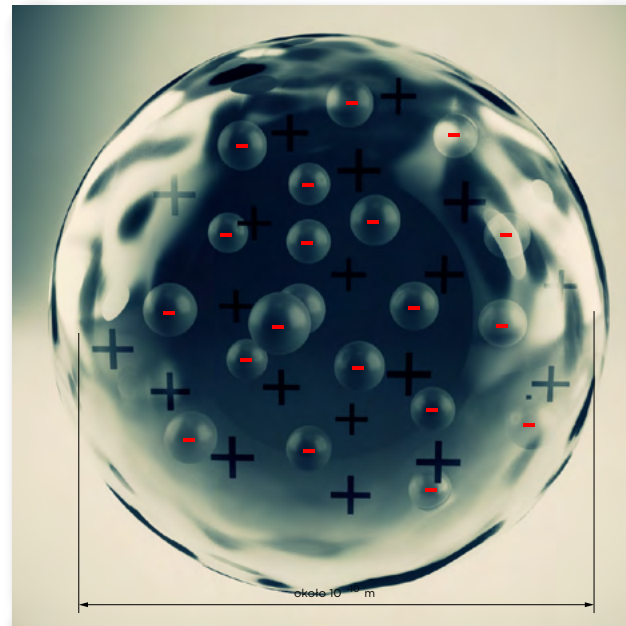
Atom to po grecku niepodzielny. W XIX wieku istniało wiele przekonujących doświadczeń świadczących o tym, że materia zbudowana jest z atomów. Gdy pod koniec XIX wieku Joseph Thompson odkrył elektron zaczęto podejrzewać, że atom może mieć wewnętrzną strukturę. W temacie tym wyjaśnimy w jaki sposób Ernest Rutherford odkrył istnienie jądra atomowego.

Na początku XX wieku Joseph Thompson ogłosił swój model budowy atomu. Według tego modelu atom to kula o rozmiarach około 10^{-10} m z równomiernie rozłożoną masą oraz ładunkiem dodatnim. Wewnątrz tej kuli, niczym rodzynek w ciście, umieszczone były elektrony (rys. 2.23.). Atom jako całość był obojętny elektrycznie, bo ilość elektronów była tak dobrana, aby równoważyć ładunek dodatni. Model ten wyjaśniał istnienie jonów dodatnich i ujemnych. Gdy „wydłubiemy” z atomu rodzynek – elektron, to powstanie jon dodatni. Gdy do atomu dostanie się więcej rodzyneków – elektronów powstaje jon ujemny. Natomiast model ten nie wyjaśnia mechanizmu powstawania widm atomowych.

Uczniem Thompsona był Ernest Rutherford. Rutherford zaczął badać oddziaływanie nowo odkrytej cząstki naładowanej dodatnio – cząstki α z materią. Wiedzano wówczas, że cząstka α to dwukrotnie zjonizowane jądro helu. Masa cząstki α jest około cztery razy większa od masy atomu wodoru, a jej ładunek jest dwa razy większy od ładunku pojedynczego elektronu. Źródłem cząstek α był pierwiastek promieniotwórczy polon. Schemat doświadczenia Rutherforda pokazano na rysunku 2.24. Ze źródła promieniotwórczego otoczonego ołowianą osłoną wylatuje wąska wiązka cząstek α . Wiązka ta kierowana jest na cienką folię wykonaną ze złota. Grubość folii wynosiła około 0,0001 mm. (Aby powstała warstwa o grubości 1 mm należałoby założyć 10 tysięcy arkuszy takiej folii.) Po przejściu przez folię cząstki α padały na detektor, który można było ustawiać pod różnymi kątami ϕ względem pierwotnego kierunku wiązki. Detektor składał się z ekranu scyntylacyjnego, który świecił pod wpływem uderzeń cząstek α . Pojedyncze błyski były bardzo słabe, więc do ich obserwacji użyto mikroskopu. Doświadczenie było bardzo żmudne i wymagało wielogodzinnych obserwacji błysków przez mikroskop.



Rys. 2.23. Model Thompsona budowy atomu.



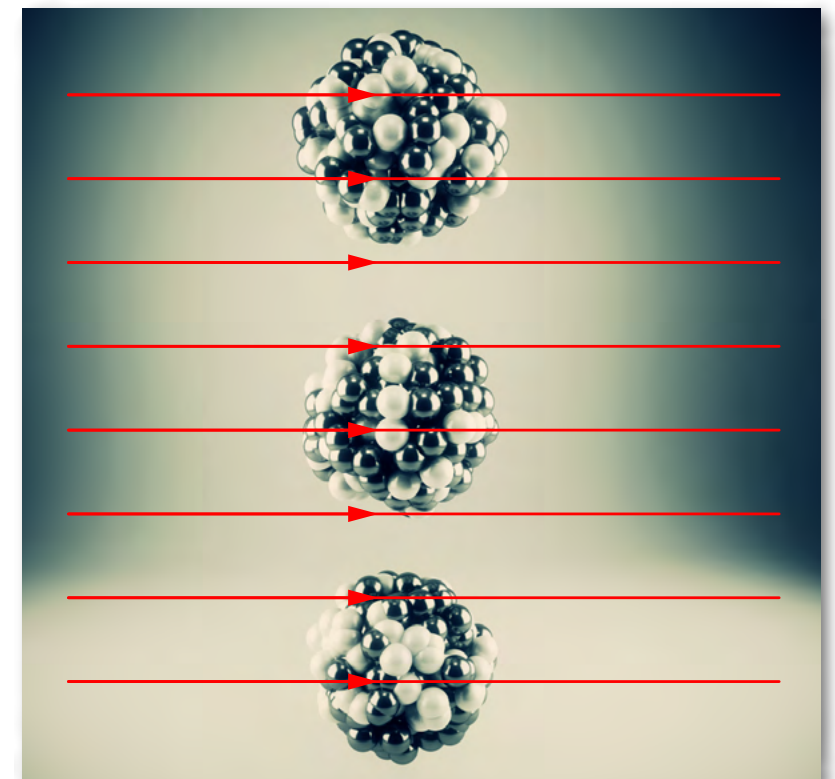
Rys. 2.23. Model Thompsona budowy atomu.

Wyniki doświadczenia:

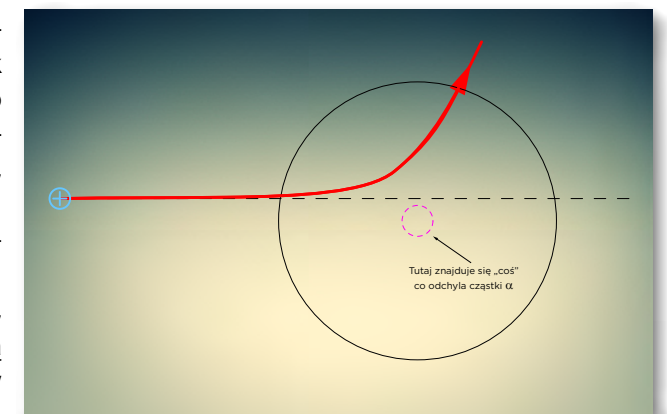
- Większość cząstek α przechodziła przez folię bez zmiany kierunku.
- Stwierdzono, że część cząstek α została odchylonych od pierwotnego kierunku lotu. Im większy jest kąt, pod którym prowadzono obserwacje, tym ilość cząstek jest mniejsza.

Każdy z was może powtórzyć doświadczenie przeprowadzone przez Rutherforda. Wystarczy skorzystać ze strony internetowej zdalnie sterowanych doświadczeń (Remotely Controlled Laboratories RCLs). Adres: <http://rcl-munich.informatik.unibw-muenchen.de/>

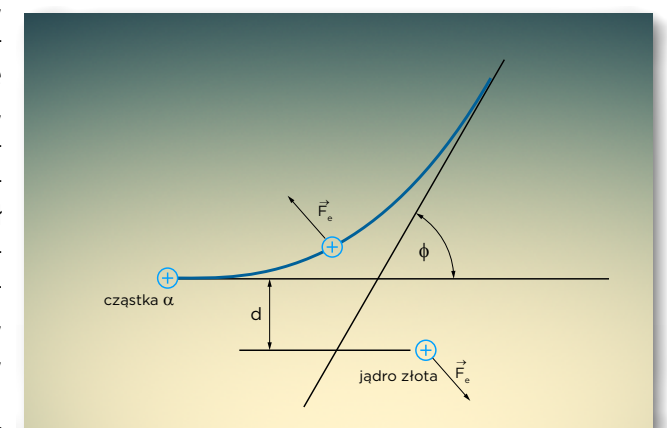
Pierwsza część wyników nie podważa modelu Thompsona (rys. 2.25.). Lekkie elektrony nie mogą zmienić kierunku lotu masywnych cząstek α (masa cząstki α jest około 1840 razy większa niż masa elektronu). Podobnie duże obszary dodatnio naładowanych atomów też nie mogą zmienić lotu cząstek α . Natomiast odchylenie toru cząstek α stanowiło spore zaskoczenie (rys. 2.26.). Aby je wyjaśnić posłużmy się pewną analogią. Wyobraźmy sobie, że zbudowaliśmy ścianę z prostokątnych słomianych snopków (snopki takie można zauważyć na polach w czasie żniw). Do takiej słomianej ściany strzelamy z karabinu. Spodziewamy się, że pociski powinny bez problemu przebić taką ścianę – to wyjaśniałoby pierwszą część wyników doświadczenia. Ale zauważamy, że niektóre pociski są odchylane od pierwotnego kierunku lotu. Co może być tego przyczyną? Wyobraźmy sobie, że tylko coś masywnego i twardego może zmienić tor lotu pocisku. To „coś” jest jednocześnie niewielkie w porównaniu z rozmiarami snopka, bo odchylenia pocisków są bardzo rzadkie. W podobny sposób wynik doświadczenia wyjaśnił Ernest Rutherford (rys. 2.27.). Rutherford wykazał (korzystając z metod matematycznych wykraczających poza wiedzę z podstawy programowej z matematyki w szkole ponadgimnazjalnej), że w środku atomu znajduje się niewielki obszar, w którym skupiony jest cały ładunek dodatni atomu oraz większość jego masy. Obszar ten został nazwany później jądrem atomowym. Roz-



Rys. 2.25. Według modelu Thompsona strumień cząstek α powinien przechodzić przez atomy bez zmiany kierunku.



Rys. 2.26. W rzeczywistości cząstki α ulegają odchyleniu.



Rys. 2.27. Schemat odchylenia cząstki α przez jądro złota.

miary jądra atomowego są około kilkadziesiąt tysięcy razy mniejsze niż rozmiary atomu. Na przykład promień atomu węgla wynosi $7 \cdot 10^{-11}$ m, a promień jądra tego atomu jest rzędu $2,7 \cdot 10^{-15}$ m. Jeżeli byśmy powiększyli jądro tego atomu do wielkości piłki do siatkówki, to promień atomu węgla miałby około 3 kilometrów.

Po odkryciu przez E. Rutherforda nastąpił dalszy rozwój wiedzy na temat budowy atomu i dzisiaj już wiemy, że jądra atomowe zbudowane są z **protonów** (posiadających ładunek dodatni) oraz obojętnych elektrycznie **neutronów** (rys. 2.28.). Protony i neutrony noszą nazwę **nukleony**. Rozmiary jądra atomowego można oszacować korzystając z wyrażenia:

$$R_j = 1,2 \cdot 10^{-15} m \sqrt[3]{A}$$

gdzie: **A** – suma ilości protonów i neutronów (czyli **liczba nukleonów**) w jądrze.

Przykład 1

Oszacuj rozmiary jądra izotopu $^{238}_{92}\text{U}$ uranu.

Rozwiązanie:

Korzystając z definicji otrzymujemy:

$$R_U = 1,2 \cdot 10^{-15} m \sqrt[3]{238} = 7,4 \cdot 10^{-15} m$$

Odpowiedź: Jądro izotopu $^{238}_{92}\text{U}$ ma promień $7,4 \cdot 10^{-15}$ m

Liczba protonów w jądrze decyduje o rodzaju pierwiastka. Liczbę protonów nazywamy **liczbą atomową** – **Z**. Atomy tych samych pierwiastków mogą posiadać różne liczby neutronów. Atomy o tej samej liczbie protonów w jądrze, ale o różnej liczbie neutronów nazywamy **izotopami**. W sposób schematyczny dany izotop zapisujemy tak:

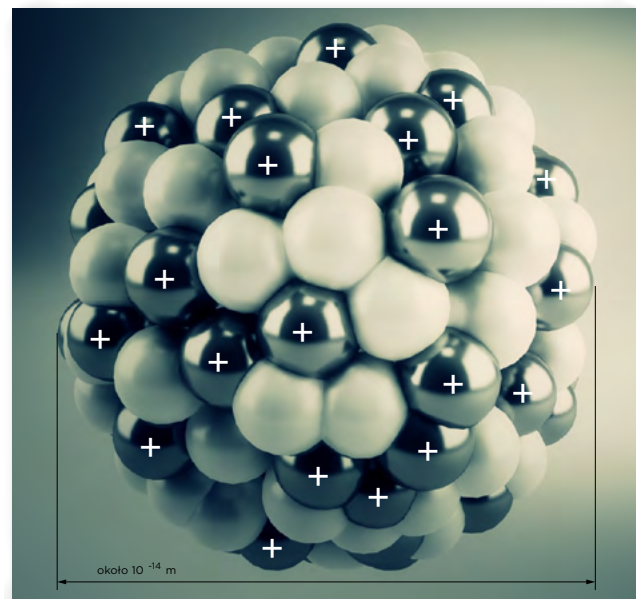


Na przykład jądro helu, mające 2 protony oraz 2 neutrony w jądrze zapisujemy w sposób następujący: ^4_2He . W przyrodzie występują 3 izotopy wodoru: ^1_1H – wodór (jeden proton), ^2_1D – deuter (jeden proton i jeden neutron), ^3_1T – tryt (jeden proton i dwa neutrony).

Ale jak to jest możliwe, że odpychanie elektrostatyczne między protonami (czyli cząstkami obdarzonymi ładunkiem dodatnim) nie powoduje rozpadu jąder. Okazało się, że oprócz sił odpychania elektrycznego na składniki jąder atomowych działają inne siły. Są to **siły jądrowe**. Siły te charakteryzują się niewielkim zasięgiem, bo rzędu 10^{-15} m. Działają zarówno na protony jak i neutrony. Siły jądrowe silne działają tylko między najbliższymi nukleonami w jądrze.

Podczas prac badawczych nad budową jąder atomowych okazało się, że wyznaczone doświadczalnie masy jąder nie zgadzały się z prostym sumowaniem mas ich składników. Suma mas składników jąder jest większa od masy całego jądra. Różnica mas jest **nazywana niedoborem masy**. Niedobór masy można obliczyć z wyrażenia:

$$\Delta m = \frac{E_w}{c^2}$$



Rys. 2.28. Model jądrowy atomu.

gdzie: c – wartość prędkości światła,

E_w – energia wiązania.

Energia wiązania to taka ilość energii, jaką należy dostarczyć do jądra atomowego, aby je rozdzielić na protony i neutrony ($E_w = \Delta m \cdot c^2$). Okazało się, że w jądrach atomowych zgromadzona jest olbrzymia ilość energii. O sposobach uzyskiwania tej energii będziemy jeszcze wspominać.

Przykład 2

Oblicz energię wiązania jądra helu ^4_2He . Niezbędnych danych poszukaj w dostępnych źródłach.

Rozwiązanie:

Wyznaczona doświadczalnie masa jądra helu wynosi $M_{He} = 6,645 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$, suma mas dwóch protonów oraz dwóch neutronów wynosi $M_s = 6,696 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

Niedobór masy jądra helu wynosi: $\Delta M = M_s - M_{He} = 0,051 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$

Energia wiązania jądra helu: $E_w = \Delta M \cdot c^2 = 0,051 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \left(3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} \right)^2 = 4,59 \cdot 10^{-12} \text{ J}$

Dla porównania, energia wiązania cząsteczki wody wynosi około $E_{H_2O} = 8,9 \cdot 10^{-17} \text{ J}$

To ponad 50 tysięcy razy więcej. Czyli „stworzenie” jądra helu z dwóch protonów oraz dwóch neutronów spowoduje wydzielenie energii 50 razy większej niż energia wydzielona podczas powstania jednej cząsteczki wody z dwóch atomów wodoru oraz jednego atomu tlenu.

Odpowiedź: Energia wiązania jądra helu wynosi $4,59 \cdot 10^{-12} \text{ J}$

Podsumowanie:

Materia zbudowana jest z atomów. Atomy składają się z jąder atomowych oraz krążących wokół nich elektronów. Rozmiary jądra atomowego są około kilkadziesiąt tysięcy razy mniejsze niż rozmiary atomu. Jądra atomowe zbudowane są z protonów i neutronów. Nukleony w jądrze działają na siebie siłami jądrowymi silnymi. Suma mas składników jąder jest większa od masy całego jądra. Energia wiązania to taka ilość energii, jaką należy dostarczyć do jądra atomowego, aby je rozdzielić na protony i neutrony.

Temat 5

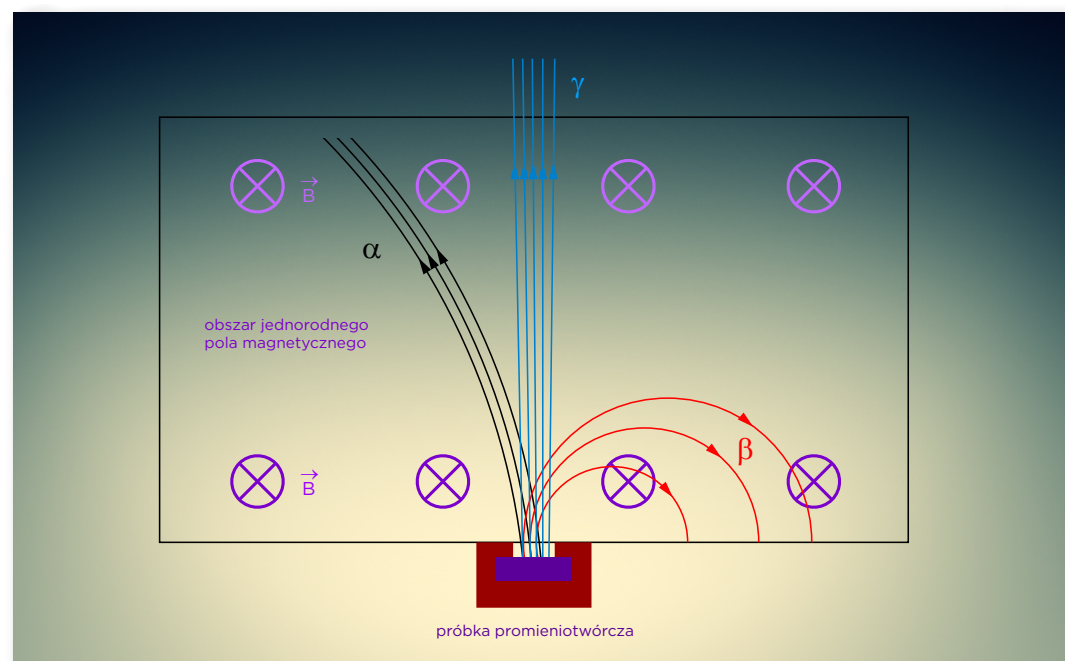
Rozpady promieniotwórcze

Wstęp

Pojęcie promieniotwórczości wprowadziła do nauki Maria Skłodowska-Curie. Pod koniec XIX wieku ta młoda doktorantka z Polski pracująca pod kierunkiem profesora H. Becquerela badając promieniotwórcze związki uranu odkryła dwa nowe pierwiastki chemiczne. W temacie tym będziemy zajmować się właściwościami promieniowania α , β oraz γ .

W roku 1896 Henri A. Becquerel sprawdzał hipotezę, w myśl której zdolność emisji odkrytych rok wcześniej promieni X ma związek ze zjawiskiem fosforescencji (fosforescencja to zdolność do opóźnionego wysyłania światła po naświetleniu danej substancji). Becquerel naświetlał światłem słonecznym kawałek siarczanu uranowo-potasowego a następnie zawiązał go papierem fotograficznym i sprawdzał czy papier ten ulegnie zaczernieniu. Przez jakiś czas w wyniku pogorszenia się pogody próbki nie były naświetlane. Ale ku zdumieniu Becquerela nastąpiło zaczernienie kliszy fotograficznej. Becquerel ogłosił, że ruda uranowa sama z siebie emituje nieznane przenikliwe promieniowanie. Pod koniec 1997 roku, poszukując tematu na rozprawę doktorską Maria Skłodowska-Curie postanowiła przeprowadzić systematyczne badania różnych substancji pod kątem możliwości wysyłania przez nie promieniowania. Zamiast kliszy fotograficznej użyła czułego elektrometru. Dzięki temu mogła porównać natężenie promieniowania pochodzące z różnych źródeł. Bardzo szybko okazało się, że natężenie promieniowania emitowanego przez próbki zawierające uran nie było proporcjonalne do ilości uranu w tych próbkach. Na podstawie tego wyniku M. Skłodowska-Curie wysunęła hipotezę, że istnieje nieznany pierwiastek promieniotwórczy. W wyniku szczegółowych badań, do których dołączył jej mąż – Piotr Curie – odkryła w roku 1998 dwa pierwiastki polon i rad.

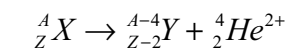
Odkrycie te spowodowały wzrost zainteresowania naukowców promieniowaniem emitowanym przez niektóre pierwiastki. W wyniku badań okazało się, że pierwiastki promieniotwórcze emitują trzy rodzaje promieniowania, nazwano je α , β oraz γ . Gdy próbkę preparatu promieniotwórczego umieścimy w polu magnetycznym, to promieniowanie źródła rozdzieli się na trzy części (rys. 2.29.).



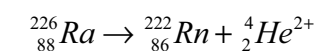
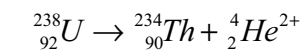
Rys. 2.29. Różnice w zachowaniu się promieniowania w polu magnetycznym.

Własności promieniowania α , β , γ – promieniowanie α

Ogólny zapis reakcji rozpadu jądra prowadzący do powstania cząstek α jest następujący:



Przykładowe rozpady prowadzące do powstania cząstek α :

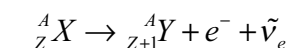


Ten ostatni rozpad jest zapisem reakcji prowadzącej do powstanie radioaktywnego radonu, gazu który może gromadzić się w jaskiniach oraz nieodizolowanych od gruntu piwnicach.

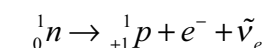
Promieniowanie α jest to strumień cząstek naładowanych dodatnio. Cząstki α są to jądra atomu helu. Ich ładunek wynosi $+2e$, masa jest w przybliżeniu równa czterem masom protonu. Energie kinetyczne cząstek α powstałych w czasie rozpadów promieniotwórczych są rzędu kilku MeV. Zasięg tego promieniowania w powietrzu jest rzędu kilku centymetrów, jest ono zatrzymywane na przykład przez kartę papieru oraz skórę.

– promieniowanie β

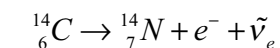
W trakcie szczegółowych badań okazało się że jądra atomowe emitują promieniowanie β^- (elektrony) oraz promieniowanie β^+ (pozytony). Ogólny zapis reakcji rozpadu jądra prowadzący do emisji elektronów jest następujący:



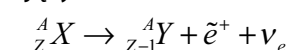
Aby jądro mogło wyemitować elektron neutron rozpada się na proton i elektron:



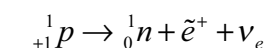
Przykładowy rozpad prowadzący do powstania emisji elektronów przez jądro:



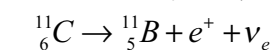
Schemat emisji pozytonów jest następujący:



Aby jądro mogło wyemitować pozyton, proton rozpada się na neutron i pozyton:



Przykładowy rozpad prowadzący do powstania emisji pozytonów przez jądro:



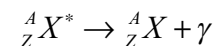
Rozpad neutronu na dwie cząstki o mniejszych masach nie powinien was dziwić. Chociaż suma mas protonu i elektronu jest nieco większa od masy neutronu. Trudniej jest wyjaśnić rozpad protonu (cząstki o mniejszej masie), w którym powstaje neutron (cząstka o większej masie). Na naszym poziomie rozumienia zjawisk przebiegających w jądrach atomowych musi wystarczyć wyjaśnienie, że pozyton jest antycząstką. Jego masa jest „ujemna”, więc bilans się zgadza. Oprócz elektronu i pozytonu rozpadom β towarzyszy powstanie jeszcze jednych cząstek, a mianowicie neutrin. Są to cząstki obojętne elektrycznie o znikomo małej masie.

Promieniowanie β jest to strumień naładowanych cząstek. Energia wyzwolana w rozpadzie β jest w granicach od kilkunastu keV do kilkunastu MeV. Zasięg w powietrzu elektronów zależy od ich energii i może być rzędu metrów. W trakcie ruchu elektronów w powietrzu następuje jego jonizacja. Strumień elektro-

nów jest zatrzymywany przez metalowe blaszki. Ważne jest przy tym, aby zatrzymywanie elektronów nie było zbyt gwałtowne. Bardzo szybkie spowolnienie elektronów o dużej energii kinetycznej prowadzi do powstawania promieniowania rentgenowskiego. Dlatego do wykonania osłon próbek emitujących promieniowanie β używa się aluminium a nie ołowiu.

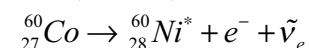
– promieniowanie γ

Ogólny zapis reakcji rozpadu jądra prowadzący do emisji promieniowania γ jest następujący:

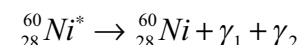


gdzie: ${}^A_Z X^*$ – jest jądrem wzbudzonym.

Przykładem procesu prowadzącego do emisji przez jądro promieniowania γ jest rozpad kobaltu ${}^{60}_{27}\text{Co}$:



Jądro niklu jest wzbudzone. Do stanu podstawowego przechodzi emitując dwa kwanty promieniowania γ :



Promieniowanie γ to promieniowanie elektromagnetyczne o dużej energii. Energie niesione przez kwanty γ w powyższym przykładzie wynoszą 1,17 MeV oraz 1,33 MeV. Dla porównania energia kwantu emitowanego przez atom wodoru na długości fali odpowiadającej niebieskiej linii widmowej wynosi 2,56 eV. Kwanty promieniowania γ są bardzo przenikliwe, do ich zatrzymania niezbędne są grube ołowiane osłony. Podczas rozchodzenia się w powietrzu powodują jego jonizację.

Istnieją w przyrodzie izotopy, które są stabilne, w których nie obserwuje się rozpadu. Ale są również izotopy, które ulegają rozpadowi promieniotwórczemu. Wielkością fizyczną charakteryzującą źródło promieniotwórcze jest jego aktywność.

Aktywność promieniotwórcza źródła jest definiowana jako ilość rozpadów promieniotwórczych ΔN , które zaszły w pewnym czasie Δt do tego czasu:

$$A = \frac{\Delta N}{\Delta t}$$

Jednostką aktywności promieniotwórczej jest 1 Bq (bekerel): $1\text{Bq} = \frac{1 \text{ rozpad}}{1 \text{ sekunda}}$

Im więcej izotopów promieniotwórczych znajduje się w danej substancji, tym jej aktywność promieniotwórcza jest większa. Znaczna część substancji, z jaką mamy do czynienia na co dzień zawiera izotopy promieniotwórcze, jednak z reguły ich aktywność jest do pominięcia. Na przykład człowiek o masie 70 kg ma aktywność promieniotwórczą około 7000 Bq, kilogram rudy uranowej o zawartości 3 % uranu ma aktywność około 500 tys. Bq, 1 m³ w przeciętnym polskim mieszkaniu ma aktywność około 50 Bq.

Prawo rozpadu promieniotwórczego

Przeanalizujemy zmiany zawartości izotopu promieniotwórczego zachodzące w czasie. Niech w chwili początkowej zawartość izotopów promieniotwórczych w pewnej próbce wynosi N_0 . Po uruchomieniu pomiaru czasu, czekamy, aż z początkowej liczby jąder izotopu promieniotwórczego pozostanie połowa. **Czas połowicznego rozpadu** $T_{1/2}$ to czas, po którym z początkowej liczby jąder izotopu promieniotwórczego pozostanie połowa (50% N_0). Gdy będziemy dalej badać ilość izotopu promieniotwórczego, to okaże się, że po następnym czasie $T_{1/2}$ pozostanie połowa z pozostałej po pierwszym okresie $T_{1/2}$ ilości jąder. Czyli po czasie $2T_{1/2}$ pozostanie 25% N_0 , po czasie $3T_{1/2}$ pozostanie 12,5% N_0 i tak dalej. Na rysunku 2.30. przedstawiono wykres zależności ilości jąder izotopu promieniotwórczego w danej próbce od czasu. Krzywą przedstawioną na wykresie można opisać wyrażeniem:

$$N = N_0 \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T_{1/2}}}$$

Wraz ze zmniejszaniem się liczby jąder izotopu promieniotwórczego maleje aktywność promieniotwórcza źródła:

$$A = A_0 \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T_{1/2}}}$$

Przykład 1

Próbka, w skład której wchodzi izotop fosforu ${}^{32}\text{P}$, zawiera 2 mg tego izotopu po 28 dniach od jej powstania. Okres połowicznego rozpadu izotopu ${}^{32}\text{P}$ wynosi 14,28 dnia. Oszacuj początkową masę izotopu ${}^{32}\text{P}$ w próbce.

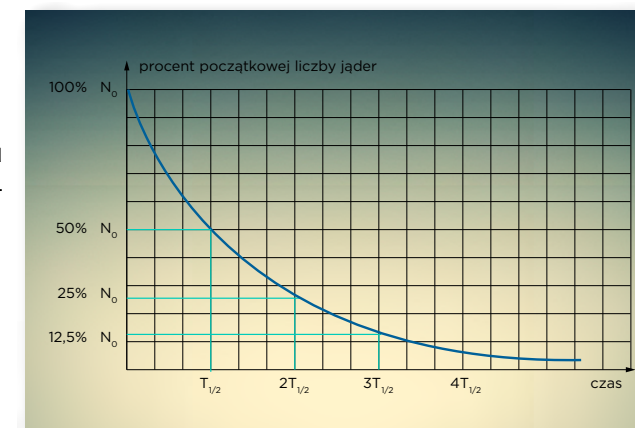
Rozwiązanie:

Czas trwania próbki wynosi niecałe dwa okresy połowicznego rozpadu. Oznacza to, że końcowa masa izotopu fosforu stanowi 25% masy początkowej.

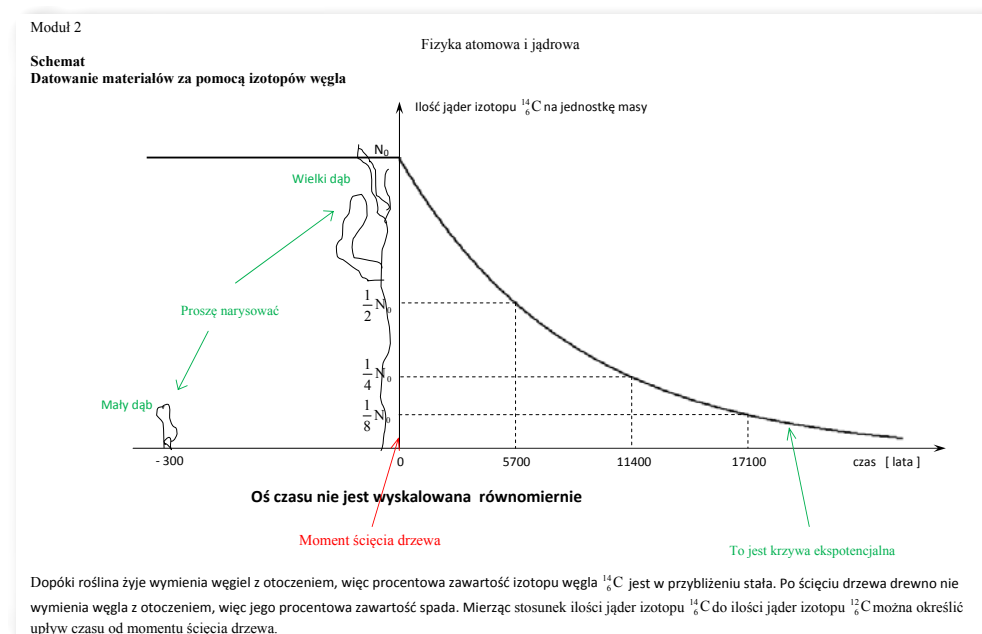
Odpowiedź: Początkowa masa izotopu fosforu ${}^{32}\text{P}$ wynosiła 8 mg.

Zmniejszanie się aktywności próbki zawierającej izotopy promieniotwórcze wykorzystuje się do datowania materiałów, czyli do określania wieku danej próbki. Do szacowania daty powstania substancji pochodzenia roślinnego lub zwierzęcego najczęściej służy datowanie za pomocą izotopu węgla ${}^{14}\text{C}$. Zawartość izotopu w atmosferze ziemskiej jest stała, gdyż nieustannie powstaje w górnych jej warstwach w wyniku oddziaływania azotu z promieniowaniem kosmicznym. Procentowa zawartość tego izotopu względem pozostałych izotopów węgla wynosi 0,00000000012%, czyli jest go $1,2 \cdot 10^{14}$ razy mniej niż izotopu ${}^{12}\text{C}$. Czas połowicznego rozpadu izotopu węgla ${}^{14}\text{C}$ wynosi około 5730 lat. Podczas procesów życiowych organizmy nieustannie wymieniają węgiel z otoczeniem, stąd procentowa zawartość jego izotopów pozostaje stała.

Gdy organizm przestaje żyć, ustaje wymiana węgla i procentowa zawartość izotopu węgla ${}^{14}\text{C}$ maleje. Badając wzajemne relacje między ilością węgla ${}^{12}\text{C}$ a ilością węgla ${}^{14}\text{C}$ można ustalić od jak dawna organizm przestał żyć. Ważne jest przy tym, że można oszacować tą metodą jak dawno



Rys. 2.30. Krzywa rozpadu promieniotwórczego.



temu dany kawałek drewna przestał być drzewem, a nie można oszacować jak dawno temu ktoś z danego kawałka drewna uczynił jakiś przedmiot.

Do określania daty powstania próbki pochodzenia nieorganicznego stosuje się porównanie zawartości uranu oraz ołowiu. Końcowym produktem szeregu rozpadu promieniotwórczego uranu jest stabilny izotop ołowiu. Znajac wzajemne relacje zawartości izotopów uranu oraz ołowiu można oszacować wiek próbki. Metodę tę można stosować również do określania wieku skał pochodzenia pozaziemskiego.

Przykład 2

Stwierdzono, że w pewnej próbce izotopu węgla ^{14}C jest $0,3 \cdot 10^{14}$ razy mniej niż izotopu węgla ^{12}C . Oszacuj wiek danej próbki.

Rozwiązanie:

Początkowo izotopu ^{14}C było $1,2 \cdot 10^{14}$ razy mniej niż izotopu ^{12}C . Oznacza to, że zawartość procentowa węgla ^{14}C jest obecnie 4 razy mniejsza niż na początku. Więc od chwili początkowej upłynęły dwa okresy połowicznego rozpadu.

Odpowiedź: Wiek badanej próbki wynosił około 11,5 tys. lat.

Podsumowanie:

Promieniowanie α oraz β to strumienie naładowanych cząstek. Cząstki α to jądra helu, zaś cząstki β to elektrony (β^-) oraz pozytony (β^+).

Promieniowanie γ to wysokoenergetyczne promieniowanie elektromagnetyczne.

Ilość jąder izotopu promieniotwórczego zmienia się w czasie zgodnie ze wzorem:

$$N = N_0 \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T}}$$

Badając zamiany zawartości izotopów promieniotwórczych można oszacować wiek danej próbki.

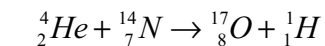
Temat 6

Reakcje jądrowe

Wstęp

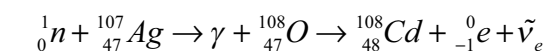
Do tej pory omawialiśmy procesy zachodzące wewnątrz jąder atomowych bez ingerencji człowieka. Ale ludzie nauczyli się wymuszać reakcje zachodzące w jądrach atomów. Skutki tych działań mogą być tragiczne (wybuchy bomb jądrowych nad japońskimi miastami) lub pozytywne (energetyka jądrowa, medycyna nuklearna). Wyjaśnimy też, skąd bierze się energia emitowana przez gwiazdy.

Jedną z pierwszych wywołanych sztucznie reakcji jądrowych była reakcja cząstki α z jądrem azotu $^{14}_7\text{N}$. Reakcję tę przeprowadził w roku 1911 Ernest Rutherford. Przebieg tej reakcji był następujący:



W wyniku zderzenia cząstki α z jądrem azotu powstaje jądro tlenu oraz proton. Dzisiaj można powiedzieć, że była to pierwsza wywołana przez człowieka przemiana jednego pierwiastka w inny. Zapisując reakcję jądrową musimy zawsze dbać o to, żeby zgadzały się liczby nukleonów po obu stronach równania.

Doprowadzając do zderzeń cząstek α , protonów lub neutronów z jądrami atomowymi można doprowadzić do zmiany ich właściwości. Na przykład stabilny izotop srebra $^{107}_{47}\text{Ag}$ po pochłonięciu neutronu najpierw emituje kwant promieniowania γ a potem rozpada się w procesie β^- . Reakcja ta ma następujący przebieg:



Bardzo ważną wielkością fizyczną opisującą własności jąder atomowych jest energia wiązania. Jak już wiecie jest to energia, jaką należy dostarczyć do jądra, aby rozdzielić je na swobodne nukleony:

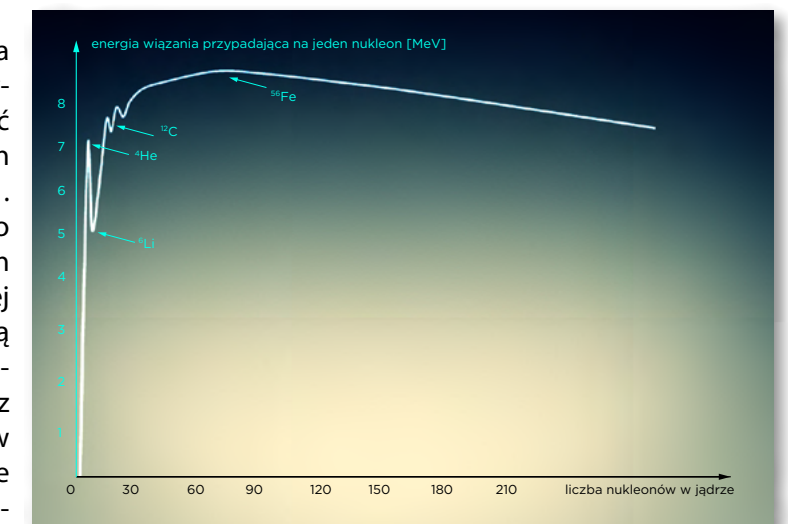
$$E_w = \Delta m \cdot c^2$$

gdzie: Δm – jest to różnica mas między sumą mas składników jądra a masą jądra jako całości.

Do wyznaczania różnicy mas wygodniej jest stosować, inną niż kilogramy, jednostkę masy. Masy jąder atomowych będziemy wyrażać za pomocą **atomowej jednostki masy**. Jest ona równa 1/12 masy atomu węgla $^{12}_6\text{C}$:

$$1 \text{ u} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

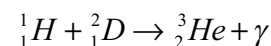
Istotnym parametrem opisującym jądra atomowe jest energia wiązania przypadająca na jeden nukleon. Zależność energii wiązania przypadającej na jeden nukleon przedstawiono na rysunku 2.31. Z wykresu tego widać, że początkowo energia wiązania przypadająca na jeden nukleon rośnie. Dwa jądra o mniejszej liczbie nukleonów łącząc się ze sobą tworzą jądro w którym energia wiązania jest większa. Podczas syntezy coraz cięższych jąder z lżejszych składników jest wydzielana energia. Powstawanie cięższych pierwiastków z lżejszych zachodzi w gwiazdach i jest podstawowym źródłem ich energii.



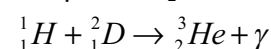
Rys. 2.31. Zależność energii wiązania przypadającej na jeden nukleon od ilości nukleonów w jądrze.

Cykl reakcji termojądrowych zachodzących w Słońcu.

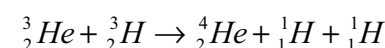
Dwa protony łączą się tworząc jądro deuteru:



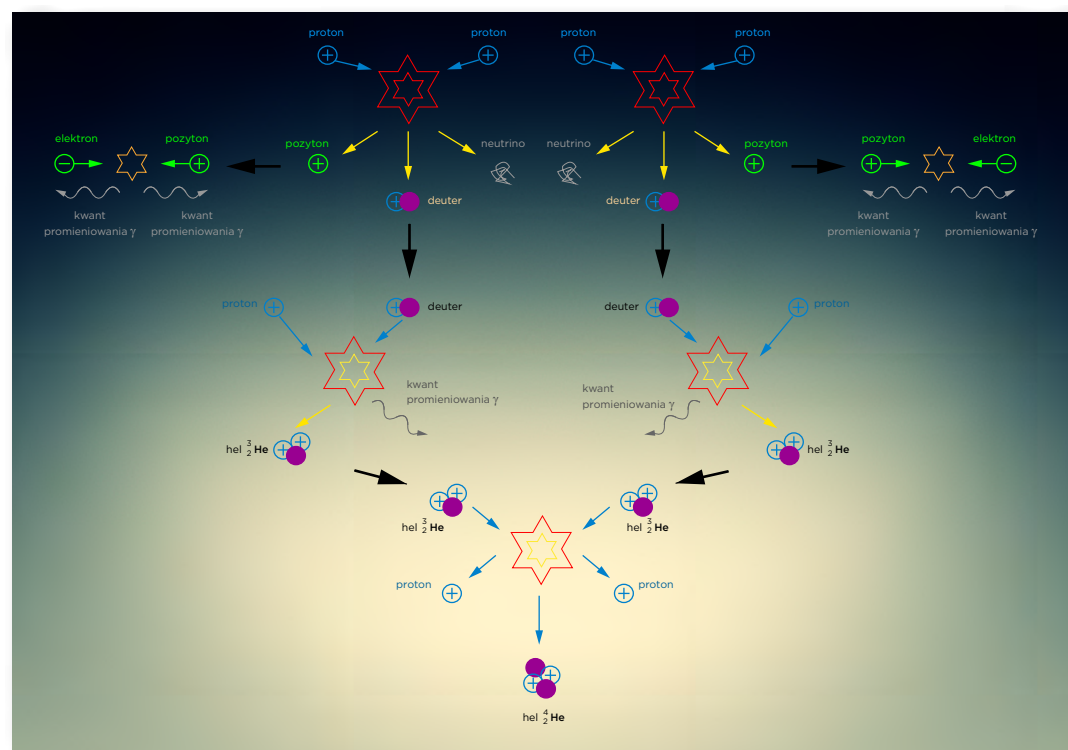
Powstający w tej reakcji pozyton zderza się z elektronem, po czym obie cząstki przestają istnieć i emitowane są dwa kwanty promieniowania γ . Podczas tych procesów wydzielą się energia 1,44 MeV (0,42 MeV podczas powstawania jądra deuteru oraz 1,02 MeV podczas anihilacji pozytonu z elektronem). Deuter zderza się z protonem i powstaje jądro izotopu helu ${}^3_2\text{He}$:



Ta reakcja wyzwala energię 5,49 MeV. Po zderzeniu się dwóch jąder helu ${}^3_2\text{He}$ powstaje jądro helu ${}^4_2\text{He}$ oraz dwa protony:



Podczas syntezy jądra helu ${}^4_2\text{He}$ z dwóch jąder helu ${}^3_2\text{He}$ wydzielą się 12,86 MeV energii. Bilans energetyczny tych procesów przedstawiono na rysunku 2.32.



Rys. 2.32. Zależność energii wiązania przypadającej na jeden nukleon od ilości nukleonów w jądrze.

Energia wytwarzana podczas reakcji termojądrowych jest gwiazdom niezbędna do powstrzymania procesów ściskania grawitacyjnego. Słońce nie zapada się pod wpływem własnego ciężaru, bo energia wytworzona w jej wnętrzu powoduje „rozpychanie” gwiazdy na zewnątrz. Jednym z warunków syntezy termojądrowej jest wysoka temperatura. Im wyższa jest temperatura tym większa jest energia kinetyczna pojedynczych cząsteczek. Wraz ze wzrostem liczby atomowej jądra rosną siły odpychania między nimi. Tym większa musi być energia kinetyczna jąder pozwalająca na zbliżenie się nich na odległość umożliwiającą zajście reakcji termojądrowych. Im większa jest masa gwiazdy, tym większa jest temperatura w jej wnętrzu. Gdy masa gwiazdy jest wystarczająco duża wówczas reakcje syntezy termojądrowej mogą ulec również jądra o większej liczbie atomowej. Ale nie wszystkie pierwiastki mogą powstawać wewnątrz gwiazd w wyniku reakcji termojądrowych z wydzielaniem energii. Najcięższym pierwiastkiem, który po-

wstaje wewnątrz gwiazd podczas reakcji syntezy termojądrowej jest żelazo. Jak widać z wykresu zależności energii wiązania przypadającej na jeden nukleon dalsze zwiększanie liczby nukleonów w jądrze wymaga dostarczania energii do jądra. Czyli powstawanie na przykład uranu z lżejszych jąder nie może powstrzymać gwiazd przed zapadaniem się. Gdy wyczerpią się w gwiazdzie jądra lżejsze niż żelazo gwiazda gwałtownie zapada się podczas procesu nazywanego wybuchem supernowej. Proces ten został omówiony w części poświęconej astronomii.

Reakcje rozpadu jąder atomowych

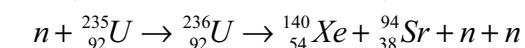
Wróćmy do wykresu zależności energii wiązania przypadającej na jeden nukleon od ilości nukleonów w jądrze (rys. 2.33.). Z wykresu można odczytać, że energia przypadająca na jeden nukleon dla 240 nukleonów w jądrze wynosi około 7,5 MeV. Natomiast dla jąder o 140 nukleonach energia ta wynosi około 8,5 MeV. Wyznamy zmianę energii wiązania w tym przypadku:

$$\Delta E_w = 2(jadro) \cdot 8,5 \left(\frac{\text{MeV}}{\text{nukleon}} \right) - 1(jadro) \cdot 7,5 \left(\frac{\text{MeV}}{\text{nukleon}} \right) \cdot 240 \left(\frac{\text{nukleonów}}{\text{jadro}} \right)$$

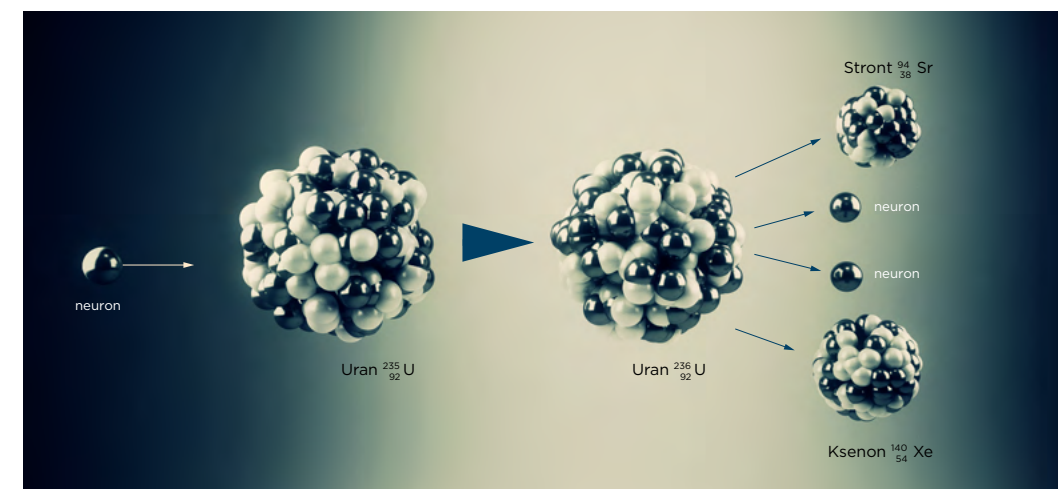
$$\Delta E_w = 240 \text{ MeV}$$

Wynik ten oznacza, że gdyby udało się ciężkie jądro podzielić na dwie połowy, to wydzieląby się energia w ilości około 240 MeV.

W praktyce udało się opanować proces rozszczepienia jąder uranu ${}^{235}_{92}\text{U}$. W toku badań okazało się, że najlepszym sposobem doprowadzenia do rozszczepienia jąder uranu jest bombardowanie ich neutronami o stosunkowo niewielkich energiach kinetycznych. Podczas zbliżania się do jądra na neutron nie działają odpychające siły elektryczne. Gdy wartość prędkości neutronu jest zbyt wielka to rośnie prawdopodobieństwo jego odbicia się od jądra. Najskuteczniejsze w rozbijaniu jąder izotopu uranu ${}^{235}_{92}\text{U}$ okazały się neutrony o energiach kinetycznych rzędu kilku setnych elektronowolta. Neutrony takie nazywamy termicznymi. Reakcja rozszczepienia przebiega w sposób następujący:



W wyniku pochłonięcia przez jądro ${}^{235}_{92}\text{U}$ neutronu powstaje jądro uranu ${}^{236}_{92}\text{U}$, które jest silnie wzbuźnione. Bardzo szybko jądro to rozpada się na ksenon ${}^{140}_{54}\text{Xe}$ oraz stront ${}^{94}_{38}\text{Sr}$. Jądra te są bardzo nietrwałe. W dużym uproszczeniu można powiedzieć, że mają one zbyt dużo neutronów. Następuje więc szereg rozpadów β^- doprowadzających do powstania izotopów trwałych. W wyniku rozpadów β^- z ksenonu powstaje izotop cezu ${}^{140}_{58}\text{Ce}$, a ze strontu izotop cyrkonu ${}^{94}_{40}\text{Zr}$. Jądro uranu ${}^{236}_{92}\text{U}$ może się również rozszczepić na dwie inne pary jąder. Inna może być również liczba wyemitowanych w tym procesie neutronów.



Rys. 2.33. Reakcja rozszczepienia jądra uranu.

Jeśli uda się neutrony wyemitowane podczas rozszczepienia jądra $^{235}_{92}\text{U}$ wykorzystać do następnych aktów rozszczepienia jąder, to będzie można otrzymywać bardzo duże ilości energii. Z faktu, że podczas rozszczepienia jądra otrzymujemy więcej niż jeden neutron wynika, że ilość procesów rozbitcia jąder uranu może w określonych warunkach bardzo szybko rosnąć w czasie. Możliwa będzie reakcja łańcuchowa. Energię wyzwoloną podczas rozszczepienia jąder można wykorzystać pokojowo w reaktorach jądrowych oraz do celów militarnych budując bomby atomowe. Uran występujący w przyrodzie zawiera około 99,3% izotopów $^{238}_{92}\text{U}$ oraz 0,7% izotopów $^{235}_{92}\text{U}$. Tylko ten drugi można rozszczepić za pomocą neutronów termicznych (czyli neutronów o niewielkiej energii kinetycznej). W reaktorach jądrowych wykorzystuje się uran wzbogacony, zawierający 3% izotopów $^{235}_{92}\text{U}$. Neutrony emitowane podczas rozszczepienia jądra uranu mają energię kinetyczną rzędu miliona elektronowoltów. Aby reaktor pracował w sposób ciągły musimy spowodować, aby neutrony te oddały znaczną część swojej energii kinetycznej. Materiałem odpowiedzialnym za ten proces jest moderator. Neutrony podczas zderzeń z jądrami powinny oddawać im swoją energię kinetyczną. Bardzo często moderatorem jest woda. Drugim bardzo ważnym elementem w reaktorze jest materiał, który reguluje ilość reakcji – pręty sterujące. Ich zadaniem jest pochłanianie zbyt dużej ilości neutronów. Gdy ilość reakcji jest zbyt mała, to wyciąga się pręty sterujące z reaktora, a gdy ilość reakcji jest zbyt duża, to pręty te są wsuwane pomiędzy paliwo. Woda będąca moderatorem jest jednocześnie substancją odprowadzającą ciepło wydzielone w reaktorze na zewnątrz. To bardzo uproszczony opis zasady działania reaktora. Więcej informacji na temat budowy i działania reaktorów jądrowych oraz budowy bomb atomowych poszukajcie w dostępnych źródłach.

Przykład 1

Oblicz energię wydzieloną podczas rozszczepienia jądra uranu $^{235}_{92}\text{U}$. Masy atomowe izotopów biorących udział w reakcji wynoszą: $m_U = 235,0439 \text{ u}$, $m_{Ce} = 139,9054 \text{ u}$, $m_{Zr} = 93,9063 \text{ u}$, $m_n = 1,00867 \text{ u}$.

Rozwiązanie:

Różnica masy jądra, które uległo rozszczepieniu oraz mas jąder powstałych podczas reakcji rozszczepienia:

$$\Delta m = (m_U + m_n) - (m_{Ce} + m_{Zr} + 2m_n) = m_U - (m_{Ce} + m_{Zr} + m_n)$$

Wstawiając dane otrzymujemy:

$$\Delta m = 0,22353 \text{ u} = 3,71 \cdot 10^{-28} \text{ kg}$$

Podczas rozszczepienia wydzieli się energia:

$$E = \Delta m \cdot c^2 = 3,71 \cdot 10^{-28} \text{ kg} \cdot \left(3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}\right)^2 = 3,34 \cdot 10^{-11} \text{ J} = 2,09 \cdot 10^8 \text{ eV}$$

Odpowiedź: Podczas rozszczepienia jądra uranu $^{235}_{92}\text{U}$ wydzieli się energia 209 MeV.

Powstaje pytanie co oznacza otrzymany wynik. Porównajmy ten wynik z energią wydzielaną podczas reakcji spalania węgla. W podręcznikach do przedmiotu chemia można znaleźć informację, że podczas otrzymywania jednej cząsteczki dwutlenku węgla (CO_2) z połączenia cząsteczki tlenu (O_2) z atomem węgla (C) wydzieli się około 4 eV energii. To ponad 50 milionów razy mniej energii! Powoduje to znaczne różnice w ilości paliwa potrzebnego do pracy elektrowni jądrowych oraz węglowych. Na przykład elektrownia Rybnik o mocy 1775 MW zużywa rocznie około 4 mln ton węgla, a elektrownia jądrowa w Temelinie (Republika Czeska) o mocy 1900 MW potrzebuje około 70 ton uranu rocznie. Elektrownia jądrowa zużywa 2 wagony kolejowe paliwa rocznie, a elektrownia węglowa kilkanaście wagonów węgla na godzinę. Ilość odpadów jest oczywiście proporcjonalna do ilości zużytego paliwa. Pamiętać należy przy tym, że odpady z elektrowni jądrowej są bardziej niebezpieczne dla środowiska. W obu rodzajach elektrowni energię elektryczną otrzymujemy z generatorów napędzanych turbinami parowymi. Różnice polegają

na sposobie wytwarzania pary wodnej. W przypadku elektrowni węglowej para wodna jest otrzymywana w kotłach parowych opalanych węglem, natomiast w elektrowniach jądrowych para wodna pochodzi z ciepła chłodzenia reaktora jądrowego.

Podsumowanie:

Energia wydzielana się podczas syntezy jąder lekkich pierwiastków oraz podczas rozszczepiania jąder ciężkich pierwiastków. Nukleosynteza jest podstawą emisji energii przez gwiazdy. Energia uzyskiwana podczas rozszczepienia jąder uranu jest podstawową działaniem wielu elektrowni jądrowych.

Człowiek - najlepsza inwestycja



KAPITAŁ LUDZKI
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI



WARSZAWSKA
WYŻSZA SZKOŁA
INFORMATYKI

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI
FUNDUSZ SPOŁECZNY



Projekt współfinansowany przez Unię Europejską w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego