

Podstawy nukleoniki

*model podręcznika do nauczania zawodu
technik nukleonik*

opracowany przez

*zespół Działu Edukacji i Szkoleń
Narodowego Centrum Badań Jądrowych
pod kierunkiem prof. Ludwika Dobrzyńskiego*

wydanie I

*Narodowe Centrum Badań Jądrowych
Otwock 2014*

Zespół redakcyjny i autorzy tekstów:

prof. dr hab. Ludwik Dobrzyński
mgr inż. Łukasz Adamowski
mgr Ewa Droste
dr Marek Kirejczyk
mgr Maja Marcinkowska-Sanner
mgr inż. Maciej Pylak
mgr Marcin Paweł Sadowski
Robert Wołkiewicz
mgr Katarzyna Żuchowicz

Skład komputerowy:

mgr Marcin Paweł Sadowski

Copyright © 2012-2014 by Narodowe Centrum Badań Jądrowych

Wszystkie znaki występujące w tekście są zastrzeżonymi znakami firmowymi bądź towarowymi ich właścicieli.

Autorzy dołożyli wszelkich starań, by zawarte w tej książce informacje były kompletne i rzetelne. Nie biorą jednak żadnej odpowiedzialności ani za ich wykorzystanie, ani za związane z tym ewentualne naruszenie praw patentowych lub autorskich. Autorzy nie ponoszą również żadnej odpowiedzialności za ewentualne szkody wynikłe z wykorzystania informacji zawartych w książce.

Skład niniejszego wydania ukończono w dn. 11 września 2014.

Książka przygotowana w ramach projektu „Szkoła z przyszłością” (POKL.09.02.00-14-058/11) współfinansowanego przez Unię Europejską w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego. Projekt realizowany w ramach priorytetu IX „Rozwój wykształcenia i kompetencji w regionach” działanie 9.2 „Podniesienie atrakcyjności i jakości szkolnictwa zawodowego”



Adres strony projektu: <http://szkolazprzyszloscia.ncbj.pl>

Spis treści

Część I Fizyka jądra atomowego	9
Rozdział 1. Energia i jej przemiany	11
1.1. Energia – czy wiemy, o czym mówimy?	11
1.2. Energia a świat i ludzie.....	11
1.3. Ilościowe ujęcie zasady zachowania energii.....	12
1.4. Energia całkowita, energia wewnętrzna, silniki cieplne i pojęcie sprawności	13
1.5. Praca, moc, uogólnienie pojęcia sprawności.....	15
1.6. „Odnawialne” źródła energii	16
1.7. Skąd możemy czerpać potrzebną energię?.....	17
Rozdział 2. Promieniowanie i jego rodzaje.....	19
2.1. Promieniowanie jako sposób przekazywania energii na odległość	19
2.2. Fale i cząstki	19
2.3. Zagadka efektu fotoelektrycznego.....	22
2.4. Gdy cząstka ma prędkość zbliżoną do prędkości światła.....	23
Rozdział 3. Widmo promieniowania elektromagnetycznego.....	27
3.1. Promieniowanie elektromagnetyczne	27
3.2. Źródła i odbiorniki fal elektromagnetycznych	27
3.3. Promieniowanie ciała doskonale czarnego	29
3.4. Widma źródeł światła	32
Rozdział 4. Budowa atomu i jego promieniowanie.....	35
4.1. Pierwiastki i atomy.....	35
4.2. Orbity elektronowe – co to jest?	36
4.3. Jak w bardziej precyzyjny sposób opisać elektrony w atomie?	39
4.4. Energia wiązania, poziomy i pasma elektronowe.....	40
Rozdział 5. Jądro atomowe	43
5.1. Bardzo małe, bardzo masywne	43
5.2. Izotopy, nuklidy i ich masy	43
5.3. Energia wiązania	47
5.4. Promieniotwórczość jąder	48
5.4.1. Promieniowanie α	50
5.4.2. Promieniowanie β	51
5.4.3. Promieniowanie γ	54
5.5. Aktywność.....	54
Rozdział 6. Źródła i właściwości promieniowania jonizującego.....	55
6.1. Zjawisko jonizacji.....	55
6.2. Jonizacja ośrodków promieniowaniem korpuskularnym.....	56
6.2.1. Jonizacja ośrodka elektronami.....	56
6.2.2. Jonizacja protonami i jonami	57

6.2.3. Jonizacja (pośrednia) neutronami	57
6.2.4. Jonizacja fotonami	57
6.2.5. Zasięg różnych rodzajów promieniowania	58
6.2.6. Osłabianie wiązek fotonowych w materii.....	60
6.3. Źródła promieniowania jonizującego (jądrowego i niejądrowego)	61
6.4. Rozchodzenie się promieniowania w przestrzeni	62
6.5. Oznaczenia stosowane w pracy ze źródłami promieniowania jonizującego.....	63
Część II Człowiek a promieniowanie jonizujące	65
Rozdział 7. Podstawy ochrony radiologicznej	67
7.1. Uwagi wstępne.....	67
7.2. Dawka	68
7.3. Dawka równoważna (równoważnik dawki).....	69
7.4. Dawka skuteczna	69
7.5. Moc dawki	71
7.6. Ilość materiału promieniotwórczego, równowaga promieniotwórcza	71
7.7. Zasady ochrony przed promieniowaniem jonizującym.....	72
7.8. Narażenie radiacyjne ludności.....	73
7.9. Narażenie zawodowe: dawki graniczne	74
Rozdział 8. Biologiczny wpływ promieniowania na organizmy	77
8.1. Szkodliwość substancji jako efekt dawki	77
8.2. Mechanizm działania promieniowania jonizującego na organizm	78
8.3. Efekty napromienienia organizmu promieniowaniem jonizującym.....	80
8.3.1. Skutki wczesne: deterministyczne.....	81
8.3.2. Skutki późne: stochastyczne	82
Rozdział 9. Promieniowanie środowiska.....	85
9.1. Wstęp	85
9.2. Naturalna promieniotwórczość skał i składników atmosfery	85
9.2.1. Węgiel ^{14}C	87
9.2.2. Radon.....	87
9.2.3. Inne substancje promieniotwórcze w atmosferze	88
9.3. Zagadnienia pomiarowe	88
9.4. Naturalna promieniotwórczość wewnętrzna organizmów	90
9.5. Cywilizacyjne źródła promieniowania jonizującego.....	90
Część III Pomiary jądrowe.....	95
Rozdział 10. Detektory promieniowania jonizującego	97
10.1. Podstawowe sposoby klasyfikacji detektorów	97
10.2. Czas martwy, czas żywy i czas rzeczywisty	97
10.3. Klisza światłoczuła	98
10.4. Elektrometr	99
10.5. Komora mgłowa i komora pęcherzykowa	100
10.6. Detektory gazowe	101
10.6.1. Komora jonizacyjna	102
10.6.2. Licznik proporcjonalny	104
10.6.3. Detektor Geigera-Müllera.....	106

10.7. Detektory scyntylacyjne.....	108
10.7.1. Scyntylatory nieorganiczne	110
10.7.2. Scyntylatory organiczne.....	110
10.7.3. Ciekłe scyntylatory	111
10.8. Detektory półprzewodnikowe.....	111
10.9. Detektory termoluminescencyjne.....	113
10.10. Detektory neutronów	114
Rozdział 11. Pomiar promieniowania jonizującego	117
11.1. Układ pomiarowy.....	117
11.2. Elektroniczna analiza sygnałów	119
11.3. Kalibracja	120
Rozdział 12. Opracowywanie danych pomiarowych	123
12.1. Statystyczny charakter pomiaru promieniowania	123
12.2. Metoda najmniejszych kwadratów.....	123
12.3. Odchylenie standardowe	125
12.4. Histogram	126
12.5. Rozkłady prawdopodobieństwa.....	128
12.5.1. Rozkład jednorodny.....	128
12.5.2. Rozkład Gaussa (rozkład normalny)	128
12.5.3. Rozkład Poissona	129
12.6. Inne wielkości używane do opisu rozkładów	130
12.6.1. Mediana	130
12.6.2. Średnia ważona.....	130
12.7. Przedziały ufności, współczynnik poszerzenia.....	131
12.8. Dopasowywanie funkcji do danych eksperymentalnych.....	131
12.9. Niepewności pomiarowe	134
12.9.1. Pomiary bezpośrednie	134
12.9.2. Pomiary pośrednie	135
Część IV Przemiany jądrowe	137
Rozdział 13. Urządzenia wytwarzające promieniowanie jonizujące	139
13.1. Ruch cząstek naładowanych w polu elektrycznym i magnetycznym.....	139
13.2. Lampa rentgenowska; promieniowanie hamowania	141
13.3. Akceleratory cząstek naładowanych	142
13.3.1. Akceleratory liniowe.....	143
13.3.2. Akceleratory cykliczne.....	146
13.4. Źródła neutronowe.....	151
Rozdział 14. Reakcje jądrowe i sztuczna promieniotwórczość.....	153
14.1. Reakcja jądrowa jako wymuszona przemiana jądrowa	153
14.2. Ogólny opis reakcji jądrowych	154
14.3. Reakcje z neutronami.....	157
14.4. Reakcje z protonami.....	157
14.5. Spalacja	159
14.6. Reakcje z fotonami.....	159
14.7. Reakcje syntezy źródłem światła gwiazd	159

Część V Elementy energetyki jądrowej.....	163
Rozdział 15. Reakcja rozszczepienia.....	165
15.1. Nuklidy rozszczepialne i paliworodne.....	165
15.2. Prawdopodobieństwo rozszczepienia, przekroje czynne.....	166
15.3. Warunki zajścia reakcji rozszczepienia.....	167
15.4. Co po rozszczepieniu? Neutrony opóźnione.....	168
15.5. Reakcja łańcuchowa.....	169
Rozdział 16. Reaktor jądrowy i jego działanie.....	171
16.1. Paliwo.....	171
16.2. Elementy paliwowe.....	172
16.3. Rdzeń reaktora, pręty sterujące.....	173
16.4. Moderator.....	174
16.5. Reflektor.....	175
16.6. Baseny reaktora, osłona biologiczna.....	175
16.7. Chłodzenie reaktora.....	176
16.8. Ciepło powyłączeniowe.....	177
16.9. Współczynnik mnożenia neutronów w reaktorze.....	177
16.10. Rozmiary krytyczne reaktora.....	179
16.11. Sterowanie reaktorem.....	180
16.12. Reaktywność i jej wpływ na kinetykę i dynamikę reaktora.....	181
16.13. Zatrucie reaktora.....	183
16.14. Wypalanie paliwa.....	185
Rozdział 17. Reaktory w energetyce jądrowej.....	187
17.1. Podstawy klasyfikacji reaktorów jądrowych.....	187
17.2. Reaktor wodno-ciśnieniowy PWR.....	188
17.3. Reaktor z wrzącą wodą BWR.....	190
17.4. Reaktory kanałowe.....	192
17.4.1. RBMK.....	193
17.4.2. CANDU.....	194
17.5. Reaktory chłodzone gazem AGR.....	195
17.6. Reaktory wysokotemperaturowe.....	196
17.7. Reaktory powielające.....	198
17.8. Reaktory ciepłownicze.....	200
Rozdział 18. Postępowanie z wypalonym paliwem jądrowym.....	203
18.1. Cykl otwarty.....	203
18.2. Cykl zamknięty.....	203
18.3. Transmutacja i spalanie.....	204
18.4. Reakcja kruszenia (spalacji).....	207
Rozdział 19. Synteza jądrowa.....	209
19.1. Reakcja syntezy jądrowej i jej bilans energetyczny.....	209
19.2. Plazma – „czwarty stan materii”.....	210
19.2.1. Klasyfikacja plazmy.....	211
19.2.2. Źródła plazmy i metody jej wytwarzania.....	212
19.2.3. Przykłady technicznych zastosowań plazmy.....	214

19.3. Reakcja syntezy jądrowej w warunkach ziemskich	216
19.4. Projekt ITER.....	222
Część VI Wykorzystanie promieniowania jonizującego	225
Rozdział 20. Zastosowania medyczne	227
20.1. Prześwietlenia rentgenowskie	227
20.2. Promieniowanie jonizujące i izotopy promieniotwórcze we współczesnej medycynie	227
20.3. Radioznaczniki i generatory radioizotopowe	230
20.4. Tomografia komputerowa.....	231
20.5. Tomografia emisyjna pojedynczych fotonów (SPECT).....	233
20.6. Pozytonowa tomografia emisyjna (PET)	234
20.7. Radioterapia nowotworów	236
Rozdział 21. Zastosowania w badaniach naukowych.....	241
21.1. Poznawanie struktury materii.....	241
21.1.1. Kilka uwag wstępnych	241
21.1.2. Jakie promieniowanie wybrać? Badania strukturalne.....	241
21.2. Tomografia rentgenowska i neutronowa	244
21.3. Badania własności jąder atomowych i nukleonów	245
21.4. Wykorzystanie próbników lokalnych	246
21.5. Rentgenowska analiza fluorescencyjna.....	246
21.5.1. Metody radioizotopowe wzbudzania fluorescencji rentgenowskiej	247
21.5.2. Wykorzystanie promieniowania korpuskularnego	248
21.6. Neutronowa analiza aktywacyjna.....	250
21.7. Analiza aktywacyjna przy pomocy protonów.....	253
21.8. Datowanie izotopowe.....	253
Rozdział 22. Zastosowania przemysłowe	257
22.1. Radioizotopowe metody pomiarowe	257
22.1.1. Radioznaczniki	257
22.1.2. Metody transmisyjne	257
22.1.3. Metody rozproszeniowe.....	258
22.1.4. Utrwalanie żywności promieniowaniem	259
22.1.5. Wykorzystanie elektronów i źródeł promieniowania β	260
22.1.6. Wykorzystanie promieniowania α	262
22.1.7. Napędy jądrowe.....	263
22.1.8. Techniki radiacyjne	267
22.2. Energia jądrowa dla produkcji wodoru	268
22.3. Energia jądrowa dla odsalania wody	269
22.4. Neutronowa analiza aktywacyjna.....	270
22.5. Radiografia neutronowa	270
22.6. Inne przemysłowe zastosowania neutronów	272
Rozdział 23. Odpady promieniotwórcze i ich transport. Likwidacja elektrowni jądrowej	275
23.1. Odpady promieniotwórcze i ich klasyfikacja	275
23.1.1. Odpady niskoaktywne i średnioaktywne	276
23.1.2. Odpady wysokoaktywne.....	277

23.2. Zasady postępowania z nisko- i średnioaktywnymi odpadami promieniotwórczymi.....	277
23.3. Wybór miejsca na składowisko odpadów promieniotwórczych	281
23.4. Wypalone paliwo reaktorowe	283
23.5. Składowanie wysokoaktywnych odpadów promieniotwórczych.....	286
23.6. Transport materiałów promieniotwórczych	287
23.6.1. Środki transportu i ich oznakowanie	287
23.6.2. Pojemniki transportowe	288
23.7. Elektrownia jądrowa po okresie eksploatacji też stanowi problem.....	292
Rozdział 24. Porównanie różnych źródeł energii elektrycznej.....	295
24.1. Różne typy elektrowni.....	295
24.1.1. Elektrownie i elektrociepłownie węglowe	295
24.1.2. Elektrownie gazowe	296
24.1.3. Elektrownie na biomasę	297
24.1.4. Elektrownie wodne	297
24.1.5. Elektrownie wiatrowe	298
24.1.6. Elektrownie słoneczne	299
24.2. Sytuacja energetyczna Polski.....	299
24.3. Ekonomiczne aspekty energetyki	300
24.4. Perspektywy rozwoju	302
Dodatki	303
Dodatek A. Przepisy i normy prawne	305
Dodatek B. Słowniczek najważniejszych pojęć.....	307
Indeks haseł	315

Część I

Fizyka jądra atomowego

I

Rozdział 1.

Energia i jej przemiany

1.1. Energia – czy wiemy, o czym mówimy?

Drogie uczennice, drodzy uczniowie!

Przypomnijcie sobie wszystko, co Wam do tej pory powiedziano o energii na lekcjach fizyki. Ileż razy pojawia się to pojęcie uzupełnione różnymi przymiotnikami: energia kinetyczna, potencjalna, elektryczna itd. A jednak, pomimo że pojawia się bardzo często w rozmowach, jest pojęciem fizycznym trudnym do zdefiniowania. Ogólnie postrzegamy ją jak coś, co jest dostarczone przez paliwo; coś, dzięki czemu działają urządzenia, a organizmy żyją; i co może ulegać przemianie. Na przykład, spalając węgiel uzyskujemy ciepło – energia chemiczna węgla zamieniła się w inną formę, tj. w energię cieplną. Tego „czegoś”, zwanego energią, nie można „pozyskać” znikąd, ani nie można go „stracić” w nicłość (można jedynie rozproszyć w otoczeniu).

Pomimo wspomnianych trudności ze ścisłym zdefiniowaniem energii (bardziej czujemy niż rozumiemy, o co chodzi w tym wszystkim), pojęcie to jest bardzo przydatne przy analizowaniu przebiegu procesów fizycznych. Dzieje się tak za sprawą szczególnej jej cechy: energia opisująca cały układ jest sumą energii poszczególnych składowych tego układu. Fundamentalne prawo fizyki, zwane zasadą zachowania energii, głosi, że o ile układ jest zamknięty, jego całkowita energia nie ulega zmianie.

1.2. Energia a świat i ludzie

W potocznym języku, gdy mówimy „energia” na ogół myślimy o takich formach energii, którą można wykorzystać gospodarczo – a więc o energii elektrycznej, energii paliwa, ewentualnie o energii cieplnej wykorzystywanej do ogrzewania (rzadko o energii uzyskiwanej przez organizmy żywe z pożywienia). Uzyskanie tych form energii zwykle łączy się z przetworzeniem jakiegoś zasobu energetycznego. W tym rozdziale używamy słowa energia właśnie w tym, bardziej potocznym znaczeniu.

Zasoby energetyczne są jednym z najważniejszych czynników decydujących o rozwoju każdego społeczeństwa. Nic więc dziwnego, że wiele istotnych problemów świata dotyczy pozyskiwania i wykorzystania paliwa. Należy podkreślić, iż zasoby najpopularniejszych, możliwych do łatwego pozyskania paliw, węgla i ropy, są z natury ograniczone. Jak się okazuje, im w danym państwie zużycie energii na jednego mieszkańca jest większe, tym z reguły wyższy jest tam rozwój gospodarczy, a jego mieszkańcy żyją dłużej. Postęp cywilizacyjny natomiast zwiększa zapotrzebowania na energię. Przeciętny Europejczyk korzystający ze zdobyczy cywilizacji zużywa obecnie ponad 20 razy więcej energii niż potrzebuje do utrzymania funkcji życiowych!

Ludzie potrzebują energii aby żyć. Jej źródłem jest pożywienie, które „spalane” jest w komórkach. Energia ta pozwala na podtrzymanie ciepłoty ciała, ruch mięśni i produkcję materiałów, z

których zbudowane jest ludzkie ciało.

Nieuchronnie nasuwa się więc pytanie, skąd czerpać energię?

Podstawowym źródłem energii dla ludzi i wykorzystywanych maszyn jest Słońce. Panele fotowoltaiczne bezpośrednio generują prąd elektryczny, który stanowi paliwo większości współczesnych urządzeń. Wystawienie twarzy w kierunku Słońca bezpośrednio dostarcza nam przyjemnego ciepła. Inną, pośrednią metodą jest sięgnięcie po energię słoneczną skumulowaną w paliwie pochodzącym z pokładów geologicznych (węgiel, ropa, gaz), energię wiatru lub energię płynącej wody. Również spożywane przez nas pokarmy są magazynami energii słonecznej.

Ponadto istnieją również źródła energii niezależne od promieniowania słonecznego. Należy do nich ciepło uwalniane podczas wybuchu wulkanów, spowodowane przez Księżyc pływy oceaniczne oraz energia jądrowa, której poświęcimy tu szczególną uwagę.

Jak widzicie, energię możemy czerpać z przeróżnych źródeł, a znaczenie strategiczne, jakie nadajemy temu wynika z ciągle rosnącego na nią zapotrzebowania.

1.3. Ilościowe ujęcie zasady zachowania energii

Opisując procesy termodynamiczne posługujemy się pojęciem układu termodynamicznego, czyli przestrzeni, w której znajdują się obserwowane i analizowane ciała i substancje. Wszystko co nie należy do układu, jest poza nim, nazwiemy otoczeniem układu termodynamicznego.

Dla naszych potrzeb posługiwać będziemy się terminem układu zamkniętego, w którym pomiędzy układem a otoczeniem może zachodzić jedynie wymiana energii. Przykładem będzie np. gaz w szczelnym cylindrze, który zamierzamy ogrzać lub schłodzić.

Zasada zachowania energii mówi, że całkowita energia E układu, w którym zachodzą dowolne zjawiska mechaniczne, cieplne, magnetyczne, chemiczne lub przemiany jądrowe, ale który nie wymienia energii i materii z otoczeniem, pozostaje stała:

$$E = \text{const} \Rightarrow \Delta E = 0 \quad (1.1)$$

W takim układzie nie występuje zatem ani przyrost ani utrata energii. W ujęciu klasycznej dynamiki (newtonowskiej), pojęcie energii jest sprowadzone jedynie do energii mechanicznej układu ciał, a więc całkowitej sumy ich energii potencjalnej E_p (np. grawitacji czy sprężystości) i kinetycznej E_k . Suma tych dwóch energii dla układu zamkniętego jest stała:

$$E_p + E_k = \text{const} \quad (1.2)$$

Wiemy jednak, że kiedy młot uderza w kowadło, ogrzewa się i ono, i młot, który ostatecznie zatrzymuje się na kowadle. Energia mechaniczna młota nie znika, lecz zamienia się w energię cieplną (oraz energię dźwięku). Bliższe rozpatrzenie pojęcia tej energii prowadzi do intuicyjnego, ale błędnego, kojarzenia jej z energią wewnętrzną ciała, którą możemy ocenić przytykając do ciała np. termometr.

Zasada zachowania energii należy do zasad fundamentalnych, chociaż sformułowana została jedynie na podstawie faktów doświadczalnych. W istocie rzeczy nie da się udo-

wodnić ogólnej prawidłowości tej zasady na drodze ściśle teoretycznej – po prostu nie znamy żadnego zjawiska, w którym ta zasada, opisana wzorem (1.1), byłaby naruszana. Jak to ujął Richard Feynman:

„Istnieje prawo, które rządzi wszystkimi dotychczas znanymi zjawiskami przyrodniczymi. Nie znamy wyjątków od tego prawa. Prawo to nazywamy zasadą zachowania energii. Mówi ono, że istnieje pewna wielkość zwana energią, nieulegająca zmianie podczas różnych przemian, które zachodzą w przyrodzie.”

1.4. Energia całkowita, energia wewnętrzna, silniki cieplne i pojęcie sprawności

Na całkowitą energię układu, oprócz jego energii mechanicznej, składa się też energia wewnętrzna. Warto dobrze zrozumieć to pojęcie: Energią wewnętrzną układu U nazywamy sumę wszystkich rodzajów energii danego układu: energii potencjalnej i kinetycznej cząsteczek, energii oscylacji i rotacji cząsteczek, energii wiązań chemicznych, oddziaływań międzycząsteczkowych oraz energii możliwych przemian jądrowych.

Można powiedzieć, że energia wewnętrzna to swoisty rezerwuuar energii zawartej w układzie. Rozpatrzmy ponownie przykład młota uderzającego w kowadło. Co jest tutaj układem? Na początku mamy energię potencjalną młota wiszącego nad kowadłem, samo kowadło i powietrze dookoła. Podczas spadania młota na kowadło energia mechaniczna młota ulega częściowemu rozproszeniu prowadzącemu do wzrostu energii wewnętrznej układu, co objawia się ogrzewaniem cząsteczek powietrza i młota wskutek tarcia w trakcie jego spadania. Po uderzeniu w kowadło, rozchodzą się w nim i młocie drgania, których wynikiem jest wzrost temperatury metalu (co oznacza wzrost średniej energii kinetycznej jego cząsteczek). Drgania te powodują lokalne zmiany ciśnienia powietrza atmosferycznego. Część z tych zmian zostanie zarejestrowana jako dźwięk – kolejna część energii młota zamienia się w energię fali dźwiękowej.

Jak widzimy, po uderzeniu zmienił się stan kowadła, młota i powietrza, które je otaczało. Całkowita energia układu jednak nie zmieniła się.

Do pełnego określenia ilości przekazanej energii należy posłużyć się również wielkościami takimi jak ciśnienie i temperatura, charakteryzującymi układy składające się z wielu cząsteczek.

Dostarczenie do układu zamkniętego energii w postaci ciepła Q skutkuje wzrostem jego energii wewnętrznej dokładnie o wartość dostarczonego ciepła. Jeśli dodatkowo wykonamy nad tym układem pracę W (np. sprężymy gaz tłokiem), zwiększymy także energię wewnętrzną o W . W procesach prowadzących do zwiększenia energii wewnętrznej (np. ogrzewania) ciepło i praca uważane są za dodatnie, a zmianę energii wewnętrznej możemy zapisać, jako:

$$\Delta U = Q + W \quad (1.3)$$

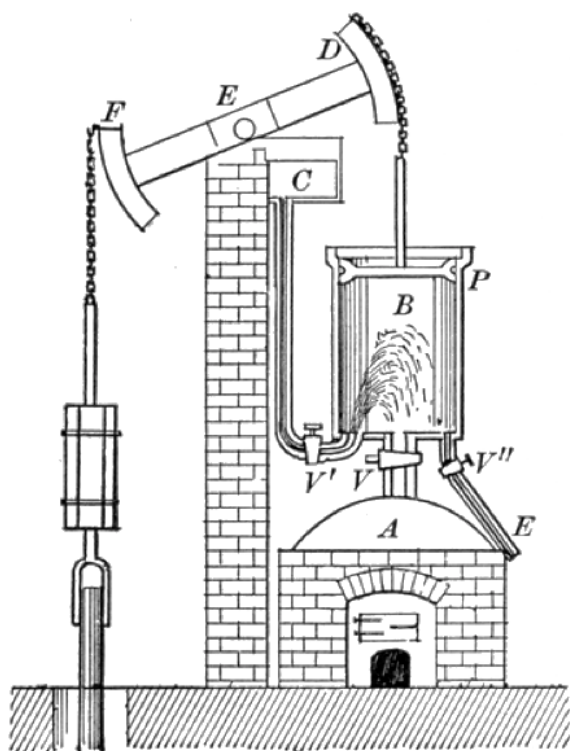
Wzór (1.3) nazywamy pierwszą zasadą termodynamiki.

Na zasadach termodynamiki oparta jest budowa silników cieplnych. W silniku takim ciepło pobrane Q_1 zamienia się częściowo na pracę mechaniczną W . Pozostała część ciepła,

$Q_2 = Q_1 - W$, jest oddawana do chłodnicy. W praktyce nie daje się jednak uniknąć strat energii, a więc przemiana ciepła w pracę silnika nie jest całkowita. Ułamek wykorzystywanej energii cieplnej nosi nazwę sprawności silnika cieplnego η . Określa ona, wyrażony w procentach, stosunek pracy W , wykonanej przez silnik, do pobranego ciepła Q_1 :

$$\eta = \frac{W}{Q_1} \cdot 100\% = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \cdot 100\% \quad (1.4)$$

Pierwszym stosowanym silnikiem cieplnym był silnik parowy Newcomena (rys. 1.1). Urządzenia tego typu wykorzystywane były na początku XVIII wieku w kopalniach do wypompowywania wody z szybów kopalnianych.



Rys. 1.1: Silnik parowy Newcomena (źródło: Newton Henry Black and Harvey Nathaniel Davis „Practical physics for secondary schools. Fundamental principles and applications to daily life”, Macmillan and Company 1913)

Zasada jego działania jest następująca. Palenisko podgrzewa wodę znajdującą się w kotle A (rys. 1.1). Tam woda zamienia się w parę, która zbiera się w cylindrze B z tłokiem P. Wzrastające ciśnienie pary powoduje wypchnięcie tłoka z komory. Kiedy tłok osiągnie najwyższe położenie, do cylindra rozpylana jest zimna woda doprowadzona ze zbiornika C znajdującego się w górnej części urządzenia. Rozpylona woda powoduje gwałtowne obniżenie ciśnienia wewnątrz cylindra, ponieważ gorąca para wodna skrapla się w kotle B oddając ciepło wtryskiwanej wodzie. Ciśnienie w cylindrze spada poniżej ciśnienia atmosferycznego i tłok jest wciągany do komory. Następnie cykl się powtarza.

Warto zauważyć, że zamiana pracy mechanicznej na ciepło jest zawsze możliwa, podczas gdy zamiana ciepła na pracę ma ograniczenia.

1.5. Praca, moc, uogólnienie pojęcia sprawności

Praca jest wygodnym sposobem rozumienia konsekwencji zmian energii układu fizycznego. Okazuje się ona pomocna przy analizowaniu procesów, w których zwiększa się energia mechaniczna i kiedy następuje przyrost energii wewnętrznej układu. Skorzystajmy z powszechnie znanych przykładów.

W ruchu postępowym prostoliniowym jednostajnie przyspieszonym pod wpływem stałej siły, w którym wzrasta energia kinetyczna ciał, praca tej siły, wykonana na przemieszczenie ciała na odległość s , określa wzór:

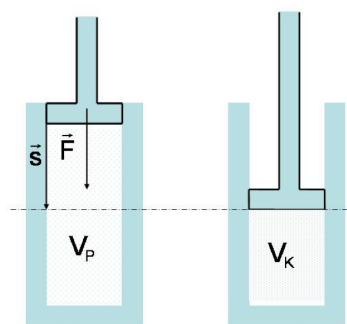
$$W = F \cdot s \cdot \cos \alpha \quad (1.5)$$

gdzie: F – wartość siły, s – wielkość przesunięcia, α – kąt między wektorem działającej siły a wektorem przesunięcia.

Gdy w naczyniu znajduje się gaz zamknięty tłokiem (rys. 1.2), energia, jaką przekazuje przesuwany się tłok, powoduje wzrost energii wewnętrznej gazu. Wykonana w tym wypadku praca jest równa iloczynowi siły działającej wzdłuż kierunku ruchu i wartości przemieszczenia. Załóżmy, że ciśnienie gazu nie zmienia się (co zazwyczaj nie jest prawdą), a przemieszczenie zachodzi wzdłuż kierunku działania siły. Możemy zatem napisać:

$$W = F \cdot s = p \cdot A \cdot s = -p \cdot \Delta V \quad (1.6)$$

gdzie: p – ciśnienie wywierane na tłok, A – powierzchnia tłoka, s – przemieszczenie tłoka, ΔV – zmiana objętości gazu pod tłokiem równa różnicy objętości końcowej (V_k) i początkowej (V_p). Minus na końcu wynika z tego, że dostarczając pracę do układu objętość pod tłokiem zmniejsza się.



Rys. 1.2: Sprężanie izobaryczne gazu

Należy pamiętać, że praca i energia nie określają tych samych wielkości fizycznych. Oczywiście, aby móc wykonać pracę trzeba dysponować zasobem energii. Dlatego też często definiuje się energię jako zdolność układu do wykonania pracy. W stwierdzeniu tym zawarta jest ważna informacja. Energia jest czymś; zapasem czegoś, co charakteryzuje stan układu. Natomiast gdy pojawia się praca, to stan układu ulega zmianie, zachodzi jakiś proces. Można zatem powiedzieć, że gdy do jakiegoś systemu dostarczana jest energia, wzrasta jego zdolność do wykonania pracy.

W fizyce energia bardzo często jest powiązana z ruchem. Niemal każdy miał ochotę spróbować jazdy na tzw. „kolejce górskiej” w lunaparku. Jeżeli przed wystartowaniem z

najwyższego punktu wagonik o masie m stoi prawie całkiem nieruchomo na wysokości h nad powierzchnią gruntu, mówimy, że posiada energię potencjalną ($E_{pot} = mgh$, gdzie g oznacza przyspieszenie ziemskie, a więc to energia potencjalna związana z istnieniem przyciągania ziemskiego). Podczas drogi w dół wagonik jedzie coraz szybciej – przemienia energię potencjalną w energię kinetyczną. Gdy na następnym odcinku toru wagonik zaczyna jechać pod górkę jednocześnie zwalniając – energia ruchu zmienia się z powrotem w energię potencjalną. Można zapytać, a gdzie tu miejsce na pracę? Odpowiedź jest oczywista: to ziemskie pole grawitacyjne wykonuje pracę na drodze kolejki.

Rozpatrzmy inny przykład. Gdy ściśniemy sprężynę pewną siłą, to wykonamy pracę. Dopóki sprężyna pozostaje ściśnięta, zmagazynowana jest w niej energia – energia potencjalna sprężystości. Rozprężając się, sprężyna może nadać ruch postępowy jakiemuś przedmiotowi, a więc wykonać pracę. Podobnie, w znanej wszystkim procy, mamy zamianę energii potencjalnej (wynikłej z naciągnięcia paska gumy) na energię ruchu wyrzucanego przedmiotu.

Energia kinetyczna i potencjalna stanowią typowe przykłady energii mechanicznej. Energia potencjalna ma jednak definicję wykraczającą poza energię mechaniczną. Jej pełniejsza definicja jest bowiem następująca: Energia potencjalna to energia zmagazynowana w ciele wskutek jego położenia, kształtu lub stanu. Są to m.in.: energia grawitacyjna, energia elektrostatyczna, energia wiązania nuklidów czy też energia chemiczna.

Z punktu widzenia użytkownika maszyny parowej pożądanym było uzyskanie odpowiedzi na pytanie, jak efektywnie dana maszyna może wytwarzać potrzebną energię. Kupujących takie urządzenia interesowało w naturalny sposób także tempo zużywania energii z paliwa. Aby określić szybkość (tempo) wytwarzania energii lub wykonywania pracy trzeba wprowadzić pojęcie mocy urządzenia:

$$P = \frac{W}{t} \quad (1.7)$$

Z kolei sprawność to procent wkładanej energii, jaki odzyskuje się w postaci energii mechanicznej:

$$\eta = \frac{E_{wyj}}{E_{wej}} \cdot 100\% \quad (1.8)$$

gdzie: E_{wej} oznacza energię „na wejściu” (dostarczaną) do układu, podczas gdy E_{wyj} oznacza energię odzyskaną – uzyskaną „na wyjściu” z układu.

Pierwsze maszyny parowe charakteryzowały się niską sprawnością wynikającą z ich konstrukcji, zaledwie ok. 5%. Wynikało to z ich konstrukcji – większa część energii wydzielanej z paliwa wykorzystywana była na podniesienie temperatury otoczenia. Sprawność silnika parowego Newcomena wynosiła 12%. Dopiero wynalezienie turbiny parowej umożliwiło lepsze wykorzystanie energii cieplnej np. do wytwarzania prądu elektrycznego. Taka turbina parowa charakteryzuje się inną konstrukcją i osiąga sprawność 40%.

1.6. „Odnawialne” źródła energii

Obecnie coraz częściej pojawia się sformułowanie „odnawialne źródło energii”. Dotyczy ono tych naturalnych źródeł energii, które „odnawiają się” w stosunkowo krótkim czasie w

skali życia człowieka. Jest to więc energia: słoneczna, wiatrowa, z biomasy, geotermalna, cieków wodnych, zasobów oceanicznych oraz energia biopaliwa. Na przykład pewna objętość wody z rzeki zużyta do napędzenia koła młyńskiego „odnowi się” praktycznie od razu – napłynie kolejna partia wody. Zupełnie inaczej ma się rzecz chociażby z węglem, na powstanie którego potrzebowalibyśmy milionów lat.

Jednak rozumowanie pojęć „odnawialna energia” i „odnawialne źródła energii”, jako źródła niewyczerpalne, „odnawiające się” znikąd, jest błędne – stoi w rażącej sprzeczności z istotą fizyczną energii, a ściślej z zasadą zachowania energii.

Zgodnie z definicją Międzynarodowej Agencji Energetycznej (IEA, ang. *International Energy Agency*) energię odnawialną definiuje się jako tę, którą pozyskuje się w naturalnych procesach przyrodniczych oraz generowana jest bezpośrednio lub pośrednio przez energię słoneczną lub z ciepła pochodzącego z jądra Ziemi.

Energia, którą wykorzystujemy i którą nazywamy „odnawialną”, nie pochodzi znikąd, ale ze Słońca lub z wnętrza Ziemi. Na przykład dzięki energii Słońca powstaje wiatr – tworzą go masy powietrza poruszające się na skutek nierównomiernego nagrzewania np. lądów i mórz lub obszarów o różnych szerokościach geograficznych. Wiatr porusza wiatraki, a te generują prąd. Energia słoneczna zatem nie odnawia się, lecz jest przetwarzana w serii kolejnych przemian.

Oznacza to, że Słońce i Ziemia tracą swoje zapasy energii – tylko tyle, że bardzo powoli. I właśnie dlatego w skali czasowej życia człowieka możemy uznać te źródła za „samoodnawialne” i „niewyczerpalne”.

Zapamiętajmy więc: pojęcie „odnawialne źródła energii” jest dalekie od precyzyjnego opisu zjawisk fizycznych, chociaż na dobre zadomowiło się w języku prawa, ekonomii i gospodarki, a także w przekazach medialnych.

1.7. Skąd możemy czerpać potrzebną energię?

Postawione w tytule pytanie jest w istocie fundamentalnym pytaniem naszej cywilizacji. Odpowiadając nań wygodnie jest użyć pojęcia nośnika energii.

Głównymi pierwotnymi nośnikami energii wokół nas są:

- surowce kopalne takie jak węgiel kamienny, węgiel brunatny, torf, ropa naftowa, gaz ziemny;
- podziemne złoża gorącej wody;
- rudy uranu i toru;
- naturalne zbiorniki wodne;
- dający się spalić materiał biologiczny, czyli tzw. „biomasa”;
- wiatr;
- promieniowanie słoneczne.

Do przeciętnego użytkownika potrzebna energia dociera po mniejszym lub większym ich przetworzeniu, tj. jako:

- koks i gaz koksowniczy,
- energia mechaniczna uzyskana z energii wiatru lub energii wodnej, poruszającej np. młyn,
- paliwo ciekłe lub gazowe wyprodukowane z surowców kopalnych,

- energia elektryczna, wytworzona w konwencjonalnych elektrowniach cieplnych (ciepło uzyskiwane przez spalanie kopalin lub biomasy), elektrowniach jądrowych (ciepło uzyskiwane w wyniku przemian jądrowych), elektrowniach słonecznych lub w instalacjach fotowoltaicznych.

Obecnie najwygodniejsza dla ludzkości energia, energia elektryczna, w większości przypadków wytwarzana jest w instalacjach spalających surowce kopalne. Wymaga to kilku etapów – kilku przemian energii. Na przykład w elektrowni węglowej są to: energia „zamknięta” w bryle węgla → energia cieplna spalanego węgla → energia cieplna podgrzewanej wody → energia mechaniczna płynącej w rurze pary → energia mechaniczna obracającej się turbiny → energia mechaniczna obracającego się generatora → energia elektryczna. Pamiętajmy jednak, że każdej z tych przemian towarzyszą straty – rozproszenie energii, głównie na podgrzanie otoczenia.

Rozdział 2.

Promieniowanie i jego rodzaje

2.1. Promieniowanie jako sposób przekazywania energii na odległość

W poprzednim rozdziale wielokrotnie mówiliśmy o zasadzie zachowania energii. Zasada ta dotyczy także energii promieniowania, mającego postać fal elektromagnetycznych lub cząstek rozchodzących się w przestrzeni. Przykładem, już wcześniej wspomnianym, jest energia emitowana przez Słońce, bez której nie byłoby życia na naszej planecie (i która może docierać do Ziemi wyłącznie pod postacią promieniowania). Natomiast wewnątrz Ziemi mamy do czynienia z procesami jądrowymi, a emitowana w nich energia jądrowa ogrzewa nasz glob i bez tej energii też nie byłoby życia.

Cechą charakterystyczną promieniowania elektromagnetycznego jest to, że nie wymaga ono ośrodka materialnego, w którym mogłoby się rozchodzić. Promieniowanie rozchodzi się też w próżni – dlatego na przykład dociera do nas (przez przestrzeń międzyplanetarną) energia promieniowania z naszej gwiazdy – Słońca. Cząstki mogą podróżować przez próżnię bez straty energii, ale jeśli podróżują przez materię, trafiają w niej na atomy i jądra tych atomów. Mogą wtedy przekazać swoją energię w bezpośrednim zderzeniu. Mogą też, jeśli niosą ładunek elektryczny, przekazać energię w drodze oddziaływania elektrostatycznego i wcale przy tym nie muszą się zderzyć z obiektem. Mogą także zainicjować reakcje jądrowe, w wyniku których pojawiają się kolejne, nowe jądra i cząstki.

Każdy rodzaj promieniowania może oddziaływać w ten, czy inny sposób z materią: na przykład z siecią krystaliczną, elektronami w atomach, swobodnymi elektronami w przewodniku elektrycznym lub z jądrami atomowymi. W skutek tego oddziaływania przekazywana jest część niesionej energii – bez tego działania wszelakich detektorów byłoby rzeczą niemożliwą.

Czy jednak zawsze umiemy odróżnić falę od cząstki? W języku potocznym często mówimy, iż dociera do nas z grzejnika „fala ciepła”. Mówimy też: „światło jest falą elektromagnetyczną”. Czym więc jest fala? Co ją charakteryzuje? A czy dobrze rozumiemy pojęcie cząstki?

2.2. Fale i cząstki

Jeśli wrzucimy kamień do wody, to wokół tego miejsca rozejdą się koncentryczne kręgi – miejsca, w których powierzchnia wody podniosła się najsilniej. Pomiędzy nimi widać wgłębienia – również tworzące okręgi. Tak więc woda, która była dotąd, z założenia, spokojna staje się ośrodkiem, w którym rozchodzi się zaburzenie – prosta deformacja powierzchni wywołana wpadającym do wody kamieniem. Jest to fala. Po jakimś czasie rozplywa się ona – jej początkowa energia przemienia się w inne formy energii, głównie jest tracona na tarcie (choć nie tylko).

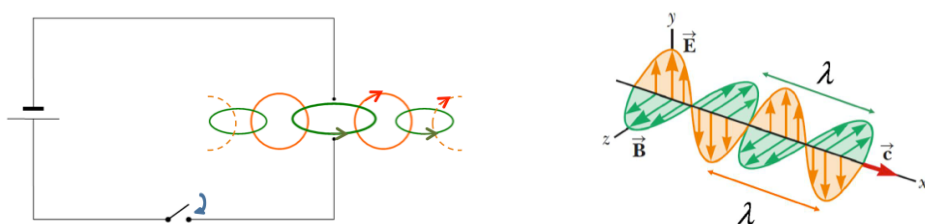
Innym przykładem fali jest fala dźwiękowa, wytworzona przez strunę wprawioną w drganie o określonej częstotliwości. Drganie to udziela się cząsteczkom powietrza przyle-

gającym do struny, te przekazują swe drgania dalszym cząsteczkom – rozchodzi się fala – tym razem ciśnieniowa: w jednym miejscu tych cząsteczek zbiera się więcej (ciśnienie lokalnie rośnie), w innych następuje rozrzedzenie (a więc lokalnie ciśnienie w tych miejscach maleje). Takie lokalne zmiany ciśnienia docierają do naszych uszu, a dalej są przetwarzane na wrażenia słuchowe.

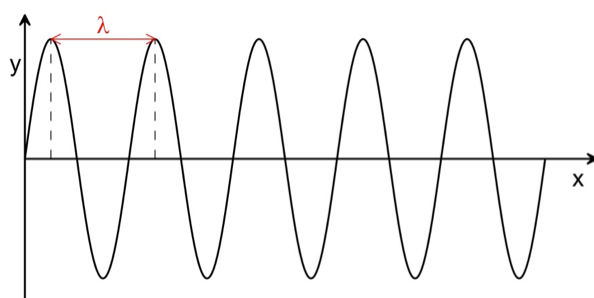
Omówione właśnie dwa przykłady dotyczą tzw. fal mechanicznych, których źródłem jest początkowe zaburzenie ruchu cząsteczek ośrodka. Gdyby nie ośrodek (woda, powietrze) fale nie mogłyby rozchodzić się w przestrzeni. W obu wypadkach, aby uzyskać falę ciągłą w czasie i przestrzeni, początkowe miejsce zaburzenia musi drgać z pewną stałą częstotliwością (zwyczajowo oznaczaną grecką literą ν).

Jakże inny rodzaj fali stanowią fale elektromagnetyczne. Fale te, wywoływane są lokalnym zaburzeniem pola elektrycznego (np. zmianą napięcia na kondensatorze) lub magnetycznego (np. nagłym przepływem prądu przez przewodnik), co stanowi początek procesu. Zaburzenie (zmiana) pola elektrycznego wywołuje prostopadłe do tego pola zaburzenie (zmianę) pola magnetycznego, to wywołuje zaburzenie pola elektrycznego itd. Same zaburzenia rozchodzą się prostopadłe do kierunku zarówno pola elektrycznego, jak i magnetycznego – tworzy się fala, której postać pokazana jest schematycznie na rys. 2.1.

Gdyby narysować tylko zmiany samego pola elektrycznego, wyglądałyby one jak na rysunku 2.2 (na osi y na tym rysunku pokazujemy natężenie pola elektrycznego).



Rys. 2.1: Schemat fali elektromagnetycznej rozchodzącej się wzdłuż kierunku x z prędkością c . Kolorem pomarańczowym pokazane są schematycznie początkowe linie sił (na lewym rysunku) i zmiany nasilenia pola elektrycznego E (na prawym rysunku), kolorem zielonym – podobne cechy prostopadłego do niego pola magnetycznego B .



Rys. 2.2: Kształt fali jednowymiarowej. Wielkość zmiennej y może odpowiadać wartości pola elektrycznego, ale też może – w wypadku fali mechanicznej – odpowiadać wychyleniu np. powierzchni wody

W rysunkach 2.1 i 2.2 zawarta jest ważna informacja: odległości między sąsiednimi grzbietami lub dolinami są stałe. Tę odległość nazywamy długością fali. Fala ma określoną długość λ i częstotliwość ν , z którą została wywołana (pomijamy możliwość zmian tej czę-

stotliwości ze względu na szczególne warunki). Maksymalne wychylenie y nazywane jest amplitudą fali.

Fala rozchodzi się z określoną prędkością, którą łatwo wyznaczyć. Od jednego grzbietu do sąsiedniego upływa czas T nazywany okresem fali. W tym czasie fala przebywa odległość λ . A więc prędkość fali v musi być równa λ/T .

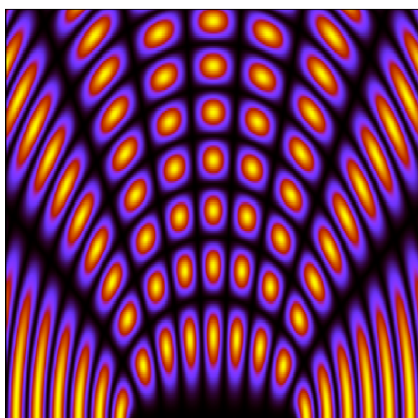
$$v = \frac{\lambda}{T} \quad (2.1)$$

Okres związany jest ściśle z częstotliwością: jest jej odwrotnością, $T = 1/\nu$ – dlatego możemy zapisać:

$$v = \lambda \nu \quad (2.2)$$

Czy istnieją fale, które nie mają takiego okresowego charakteru, jak pokazany na rys. 2.1 i 2.2? Oczywiście, że tak. Przykładem mogą tu być świsty lub huki. Dla prostoty nie będziemy się jednak zaburzeniami tego typu zajmowali. Ile razy będziemy używali pojęcia „fala”, będziemy rozumieli rozchodzenie się zmian o stałej częstotliwości ν (lub tzw. częstotliwości kołowej $\omega = 2\pi\nu$) i znanej długości fali λ . O takiej fali mówi się jako o fali harmonicznej.

Szczególną cechą fal jest możliwość ich nakładania się na siebie. Wracając do naszego przykładu zaburzania powierzchni wody wyobraźmy sobie, że powierzchnię wody „kłujemy” dwoma patyczkami, które przez cały czas znajdują się w tej samej odległości od siebie. Wokół każdego miejsca „ukłucia” rozejdą się fale. Ale wtedy, gdy grzbiet jednej fali spotka się z grzbietem drugiej, wypchnięcie powierzchni zrobi się większe. Przeciwnie, jeśli grzbiet jednej fali spotka się z doliną drugiej, nastąpi lokalne wygaszenie deformacji powierzchni wody. Zjawisko nakładania się na siebie amplitud fal nosi nazwę interferencji, a powstający obraz będzie jak na rys. 2.3.



Rys. 2.3: Wynik nałożenia się na siebie dwóch identycznych fal kolistych wychodzących z dwóch miejsc. Pola żółte oznaczają największe, a czarne – najmniejsze wartości wychyleń

Kolejnym efektem typowym dla fal jest dyfrakcja, a więc zjawisko uginania się fal na przeszkodach. Znowu możemy posłużyć się przykładem fali mechanicznej: fala na wodzie omywająca kamień zmienia kierunek swojego biegu. Aby ten efekt był widoczny, rozmiar kamienia musi być porównywalny z długością fali. Efekty dyfrakcji i interferencji, to typowe efekty falowe. Łatwe do obserwacji załamywanie się światła przy przechodzeniu z po-

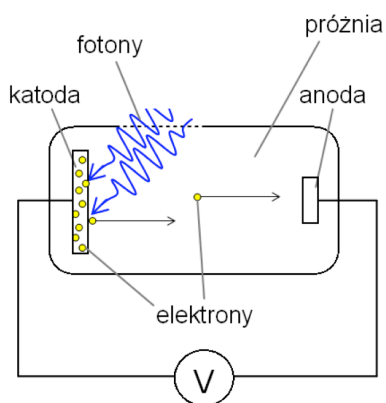
wietrza do wody lub odwrotnie, to także efekt falowy. Wszystkie te efekty obserwujemy zarówno dla fal sprężystych, jak i elektromagnetycznych, np. światła.

Gdy mówimy o promieniowaniu korpuskularnym (cząsteczkowym) sytuacja wygląda następująco: cząstki posiadają określone masy i prędkości, a więc pędy i energie kinetyczne. Podczas ich zderzeń obowiązują prawa zachowania pędu i energii, dlatego typowymi wielkościami w obrazie korpuskularnym są właśnie pędy (mv) i energie kinetyczne cząstek ($mv^2/2$). Wiemy na przykład, że w zderzeniach jedna cząstka może przekazać drugiej część swej energii. W szczególnej sytuacji, jeśli cząstki są identyczne, to przy tzw. zderzeniu centralnym („łeb w łeb”) przekazana zostaje nawet cała energia: sytuację tę znamy choćby z gry w bilard, w której rozpędzona bila zatrzymuje się po zderzeniu z drugą; ta zaś, która dotąd stała na stole, odskakuje.

W dalszych rozdziałach będziemy rozpatrywali procesy związane z cząstkami emitowanymi przez jądra atomowe. Cząstki te mają często tak wielkie prędkości, że prosty opis ich ruchu przez słynne trzy prawa dynamiki Newtona musi zostać zmodyfikowany. Jak się okazuje, z falami, szczególnie elektromagnetycznymi, również nie jest tak prosto. Ponadto okazuje się, że podział na cząstki i fale nie działa w świecie jąder i atomów – fale elektromagnetyczne czasem zachowują się jak cząstki, a cząstki jak fale.

2.3. Zagadka efektu fotoelektrycznego

Isaac Newton uważał, że światło składa się z korpuskuł (cząstek). Przy tym założeniu mógł wytłumaczyć zarówno zjawisko odbicia, jak i załamania światła. Jego koncepcji zaprzeczyła teoria falowa Christiaana Huygensa, tłumacząca liczne zjawiska falowe, które obserwujemy dla światła. A jednak sprawa „cząstek światła” odżyła w XX wieku. Zjawisko fotoelektryczne (efekt fotoelektryczny, fotoefekt), zaobserwowano, gdy na płytkę metalową podłączoną do źródła napięcia, do bieguna ujemnego (katody), skierowano wiązkę światła, rys. 2.4. Okazało się, że światło wybija elektrony z powierzchni katody, a w obwodzie elektrycznym pojawia się prąd. Zjawiska tego nie daje się wytłumaczyć w oparciu o klasyczny model fali – ta niesie zbyt małą energię, aby można było wytłumaczyć wielkość energii kinetycznych wybijanych elektronów. W dodatku fotoefekt zachodzi natychmiast, więc nie możemy podejrzewać, że małe energie poszczególnych fal jakoś sumują się na proces wybicia elektronu z atomu. Co więcej, zjawisko to zachodzi tylko dla fal o częstotliwościach wyższych niż pewna graniczna.



Rys. 2.4: Zjawisko fotoelektryczne – padające światło wybija elektrony z katody i powoduje przepływ prądu w obwodzie elektrycznym, jeśli częstotliwość fali światła jest większa od pewnej wartości granicznej

Zjawisko fotoelektryczne jest przykładem momentalnego przekazywania energii, typowego dla zderzeń cząstek. Jeśli więc światło byłoby strumieniem cząstek o energii większej od niezbędnej dla wybicia elektronu, wyjaśnienie zjawiska byłoby proste – należałoby tylko założyć, że energia tych cząstek wzrasta, gdy częstotliwość fali światła rośnie. Albert Einstein rzeczywiście przyjął takie założenie oraz że, energia „cząstki światła”, nazywanej fotonem, jest proporcjonalna do częstotliwości fali:

$$E_{\text{fot}} = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (2.3)$$

gdzie stała proporcjonalności $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Js oznacza tzw. stałą Plancka, a λ – długość fali światła.

Drugim efektem, który dawał się wyjaśnić tylko w oparciu o korpuskularną naturę światła był tzw. efekt Comptona. Ma on miejsce w sytuacji, gdy promieniowanie rentgenowskie lub gamma (tj. promieniowanie elektromagnetyczne o dużej częstotliwości) oddziałuje ze swobodnymi lub słabo związanymi elektronami. W efekcie fotoelektrycznym foton przekazuje całą swoją energię elektronowi. Tutaj, w odróżnieniu, foton przekazuje elektronowi jedynie część swego pędu i energii. Efektem jest odrzut elektronu i zwiększenie długości oddziałującej fali.

Fotony to specyficzne cząstki, bo bezmasowe. Podobnie jak fali elektromagnetycznej trudno im przypisać jakąkolwiek masę (nie byłyby wtedy falą). Jeśli jednak mają energię, to powinny mieć także pęd. Istotnie, ten oblicza się ze wzoru:

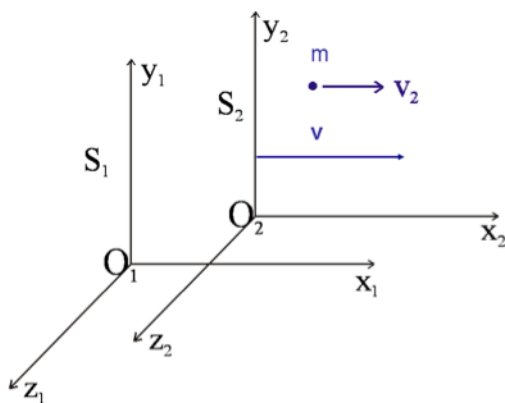
$$p = \frac{E_{\text{fot}}}{c} \quad (2.4)$$

Te nieintuicyjne relacje oraz koncepcja korpuskularnej natury światła nie wzięły się oczywiście znikąd. Znaczną rolę odegrały tu próby opisu promieniowania wysyłanego przez gorące ciała, w szczególności ciało modelowe, tzw. ciało doskonale czarne, o którym powiemy więcej w kolejnym rozdziale. Warto zwrócić uwagę, że współczesna fizyka stwierdzając, że światło jest falą, jednak potrafi opisać także własności promieniowania w terminach mechanicznych, a więc traktując np. światło jako strumień cząstek o dobrze określonym pędzie i energii $h\nu$ związanej z częstotliwością fali. W eksperymencie widzimy raz jedne własności, raz drugie i musimy pogodzić się z faktem, że te oba, pozornie sprzeczne obrazy: falowy i korpuskularny, są prawdziwe w odniesieniu do fali elektromagnetycznej.

2.4. Gdy cząstka ma prędkość zbliżoną do prędkości światła

Jeśli myślimy w sposób klasyczny i wyobrazimy sobie gwiazdę przybliżającą się do nas z prędkością $0,5c$ (gdzie c jest prędkością światła w próżni), to prędkość dochodzącego do nas światła powinna wynieść $c + 0,5c = 1,5c$. Eksperyment pokazuje jednak, że zmierzona w takiej sytuacji prędkość światła nadal wynosi c . Ta stałość mierzonej prędkości bez względu na wzajemny ruch obserwatora i źródła każe nam mocno zrewidować pogląd na to, czym jest przestrzeń i czym jest czas. Sprawą tą zajmuje się uogólnienie mechaniki klasycznej – tzw. mechanika relatywistyczna.

Rozpatrzmy więc dwa układy pokazane na rys. 2.5.



Rys. 2.5: Układ S_1 jest nieruchomy, a cząstka o masie m porusza się w układzie S_2 wzdłuż osi x_2 z prędkością v_2

Zgodnie z mechaniką relatywistyczną, jeśli układ S_2 porusza się względem S_1 wzdłuż osi x_1 z prędkością v , to prędkość ciała w układzie S_1 obliczamy ze wzoru:

$$v_1 = \frac{v_2 + v}{1 + \frac{v}{c^2}v_2} \quad (2.5)$$

Zauważmy, że gdy prędkości v i v_2 są dużo mniejsze od prędkości światła c , wartość mianownika w równaniu (2.5) jest w zasadzie równa jedności. Wówczas prędkość mierzona przez obserwatora jest prostą sumą obu prędkości, jak to ma miejsce w mechanice klasycznej.

Rozpatrując w układzie S_1 idealnie sprężyste zderzenie dwóch identycznych kul, każda o masie m_0 , poruszających się w układzie S_2 naprzeciw siebie z prędkościami v , zastosowanie równości (2.5) wskazywałoby na załamanie się zasady zachowania pędu. Aby uratować tę fundamentalną w fizyce zasadę dowodzi się, że obliczanie pędu kuli musi nastąpić według wzoru trochę bardziej skomplikowanego niż m_0v , a mianowicie:

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (2.6)$$

Jeśli zatem chcemy utrzymać znaną postać wzoru na pęd, tj. $p = mv$, należy za masę cząstki uznać wyrażenie:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (2.7)$$

W powyższym wzorze m_0 opisuje bezwładność nieruchomego ciała. Jeśli prędkość ciała jest znacznie mniejsza niż prędkość światła, masa obliczona ze wzoru (2.7) niewiele różni się od masy m_0 . Masa m z równania (2.7) opisuje bezwładność ciała w ruchu i widać, że przy prędkościach zbliżających się do prędkości światła bezwładność ta bardzo silnie rośnie, a więc coraz trudniej jest przyspieszyć ciało. Masę tę nazywamy masą relatywistyczną.

A jak zmienia się energia, jeśli uwzględnimy masę relatywistyczną? Tu musimy zastosować niekonwencjonalny sposób myślenia, bowiem musimy przyjąć, że ciało o danej masie spoczynkowej musi odpowiadać pewna energia wewnętrzna równa

$$E_0 = m_0 c^2 \quad (2.8)$$

Analogiczne wyrażenie obowiązuje dla ciała w ruchu, a więc jego energia całkowita

$$E = E_0 + E_k = m(v) \cdot c^2 \quad (2.9)$$

gdzie E_k oznacza energię kinetyczną, a $m(v)$ – masę relatywistyczną obliczaną wg wzoru (2.7). Ponieważ różnica energii poruszającego się i nieruchomego ciała musi oznaczać po prostu energię kinetyczną, łatwo obliczyć, że zmiana energii kinetycznej ciała, gdy jego prędkość zmienia się od v_1 do v_2 wyniesie:

$$\Delta E_K = E_{K2} - E_{K1} = (m_2 - m_0)c^2 - (m_1 - m_0)c^2 = (m_2 - m_1)c^2 \quad (2.10)$$

Równanie to oznacza, że zmiana energii kinetycznej jest równa zmianie masy relatywistycznej. Czasem powyższe równania interpretuje się jako mówiące o równoważności masy i energii. To błąd: masa jest masą, a energia energią, choć między tymi wielkościami fizycznymi istnieje ścisły związek.

Rozdział 3.

Widmo promieniowania elektromagnetycznego

3.1. Promieniowanie elektromagnetyczne

Z promieniowaniem elektromagnetycznym spotykamy się na co dzień, chociaż zazwyczaj nie zdajemy sobie z tego sprawy. Jedną z jego form jest światło widzialne. Jest ono tak pospolite, że zwykliśmy nawet nie kojarzyć go ze słowem „promieniowanie” – nazywamy je po prostu „światłem” i intuicyjnie rozumiemy jako coś, co odbieramy przy pomocy naszych oczu.

Jednym z uczonych, którzy badali istotę światła, był Isaac Newton. Udało się mu udowodnić, że światło białe oraz wiele barw jest mieszaniną światła o różnych kolorach. Łatwo przekonać się o tym rozszczepiając światło przy pomocy pryzmatu lub siatki dyfrakcyjnej. Dlaczego nie widzimy tych barw składowych? Wynika to ze sposobu działania zmysłu wzroku, bowiem wrażenie barwy, które powstaje w mózgu, jest wypadkową reakcji ludzkiego oka na padające światło i reakcji mózgu na impuls, który z tego oka przychodzi. Oznacza to, że w praktyce każdy człowiek nieco odmiennie postrzega barwy, bowiem budowa oka i mózgu każdego z nas zawiera pewne indywidualne różnice.

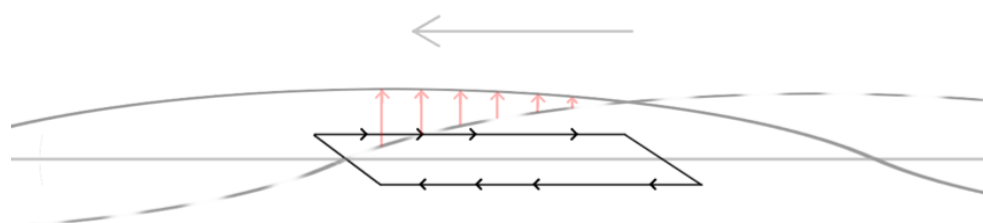
Nauka musi jednak opierać się na bardziej obiektywnych kryteriach niż wrażenia eksperymentatora. Stosując matematyczny opis zjawiska rozszczepienia światła ustalono, że światło można opisać jako falę, a każdemu z kolorów można przypisać odpowiednią jej długość. Dla światła czerwonego jest to ok. $0,78\ \mu\text{m}$, dla fioletowego zaś – ok. $0,38\ \mu\text{m}$. Jednocześnie wiedząc, że światło rozchodzi się ze skończoną prędkością (nazywaną, rzecz jasna, „prędkością światła”) można przeliczyć tę długość fali na odpowiednią częstotliwość. Ponieważ długość ta zmienia się w zależności od ośrodka, zwyczajowo długość fali podawana jest dla próżni. Stałą wartość ma natomiast częstotliwość fali, zatem czasem wygodniej używać właśnie częstotliwości do precyzyjnego opisu właściwości promieniowania.

Równoległe z badaniem istoty światła ludzie badali także inne zjawiska, takie jak ciepło, a później także fale radiowe, czy wreszcie w XX wieku promieniowanie rentgenowskie i γ . Badania dostarczyły informacji, które pozwoliły sformułować spójny opis dla wszystkich tych zjawisk jako różnych rodzajów fal elektromagnetycznych.

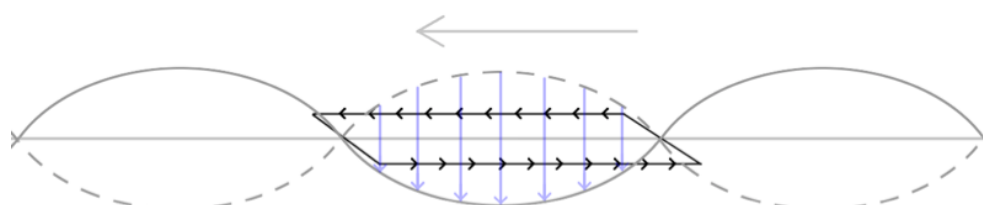
3.2. Źródła i odbiorniki fal elektromagnetycznych

Źródłami fal elektromagnetycznych mogą być poruszające się ładunki elektryczne, zwłaszcza gdy poruszają się ruchem oscylacyjnym. Dzieje się tak np. w obwodach elektrycznych prądu przemiennego, gdzie nośnikami tych ładunków są zwykle elektrony. Szczególnym przypadkiem takiego obwodu jest antena nadawcza, czyli kawałek przewodnika, w którym elektrony przemieszczają się z jednego końca na drugi i z powrotem. Oscylacje pola elektrycznego oraz wywołane przez nie zmiany pola magnetycznego przemieszczają się w

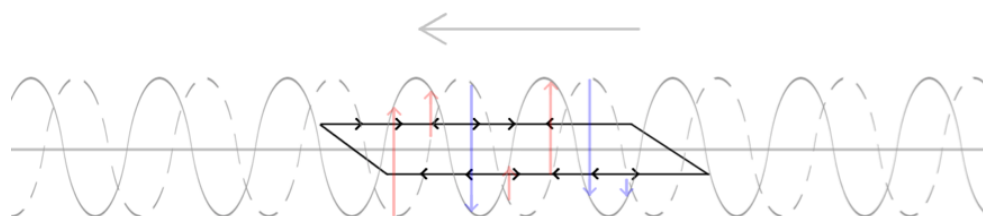
przestrzeni z prędkością światła, a ich amplituda zmienia się sinusoidalnie. Jeśli te zmiany pola elektrycznego i magnetycznego trafią na inny kawałek przewodnika, będą wprawiały znajdujące się w nim elektrony w oscylacje o identycznej częstotliwości. Mamy wtedy do czynienia z anteną odbiorczą. Oczywiście cały czas musi być spełniona zasada zachowania energii: antena nadawcza na skutek promieniowania traci swoją energię i bez zasilania elektrony poruszałaby się coraz wolniej, podczas gdy elektrony w antenie odbiorczej nie byłyby wprawiane w ruch gdyby nie przekazywana im energia fali elektromagnetycznej.



a) antena mniejsza niż długość fali elektromagnetycznej



b) antena o wymiarach podobnych do długości fali



c) antena większa niż długość fali elektromagnetycznej

Rys. 3.1: Przykładowa antena w zmiennym polu magnetycznym fal elektromagnetycznych. Linia ciągła oznacza falę „widzianą” w danej chwili, linia przerywana w chwili poprzedniej. Czerwonymi strzałkami zaznaczono chwilowe zwiększenie natężenia pola magnetycznego, a niebieskimi – jego zmniejszenie

Okazuje się jednak, że aby możliwe było takie nadawanie i odbiór, rozmiary obu anten muszą być porównywalne z długością fali. Można to zrozumieć wyobraziwszy sobie antenę odbiorczą w postaci zapętlonego drutu, umieszczoną w polu magnetycznym fali elektromagnetycznej. Gdyby rozmiary anteny były dużo mniejsze niż długość fali (rys. 3.1a), pole magnetyczne przechodzące przez jej powierzchnię zmieniałoby się bardzo powoli, więc i prąd przez nie generowany byłby praktycznie bardzo słaby. Gdyby zaś antena była dużo większa niż długość fali (rys. 3.1c), to w każdym jej fragmencie generowany prąd miałby inny zwrot, a sumaryczny prąd byłby bliski zeru. W praktyce każda antena, każdy obwód elektryczny, a nawet każdy kawałek przewodnika ma swoją własną częstotliwość (rezonansową), która odpowiada długości fali, jaką najlepiej nadaje lub odbiera.

Możliwe jest przesłanie dźwięku (sygnału o częstotliwości od 20 do 20 000 Hz) przy pomocy modulowania fal radiowych (zwyczajowo mianem fal radiowych określa się fale z zakresu od 30 kHz do 300 MHz, co odpowiada długości fal od 10 kilometrów do 1 metra). Jeśli natomiast chcemy przesłać w ten sposób dane z szybkością 100 Mbps (stu megabitów na sekundę, co odpowiada częstotliwości sygnału równej 100 MHz), to musimy posłużyć się falami o jeszcze większej częstotliwości, które nazywa się zwyczajowo mikrofalami. Ich zakres obejmuje częstotliwości od 300 MHz do 300 GHz, czyli długości od 1 metra do 1 milimetra. To właśnie w obrębie tych fal działają bezprzewodowe sieci komputerowe (ok. 2,4 GHz lub ok. 5 GHz), telefonia komórkowa (np. 900 MHz, 1 800 MHz, 2 100 MHz, itp.), a także różnego rodzaju radary. Przy pomocy mikrofal o długościach rzędu centymetrów można wykryć obiekty o rozmiarach większych od połowy tej długości oraz wyznaczyć ich położenie z podobną dokładnością (własność ta dotyczy wszystkich fal – obraz obiektu daje się zarejestrować, gdy rozmiary obiektu są większe od połowy długości fali).

Promieniowanie mikrofalowe o częstotliwości ok. 2,45 GHz stosowane jest powszechnie w kuchenkach mikrofalowych służących do podgrzewania jedzenia. Jego zastosowanie w tych urządzeniach wynika z tego, że częstotliwości niektórych drgań wielu cząsteczek chemicznych leżą właśnie w zakresie mikrofal. W szczególności jest tak w przypadku wody – jeśli umieścimy w mikrofalówce potrawę zawierającą wodę, to na skutek działania fali elektromagnetycznej zwiększać się będzie energia ruchu cząsteczek wody w niej zawartych, czyli wzrośnie temperatura potrawy. Podgrzane w ten sposób jedzenie nie staje się źródłem żadnego szkodliwego promieniowania, zawarte w nim substancje pochodzenia organicznego nie podlegają żadnym mutacjom, a nieliczne zmiany chemiczne są mniejsze od tych, jakie powstają podczas ogrzewania w zwykłym piekarniku.

Jak widać, w przypadku mikrofal i cząsteczek wody nasze rozumowanie dotyczące długości fali (w kuchenkach mikrofalowych wynoszących ok. 12 cm) i rozmiarów „anteny”, jaką jest tutaj cząsteczka wody (ok. 150 pm, niemal miliard razy mniej niż fala), przestaje być dobrą analogią. Podobne problemy w falowym opisie promieniowania elektromagnetycznego napotkano także w innych zagadnieniach, z których jednym z ważniejszych okazało się promieniowanie ciała doskonale czarnego.

3.3. Promieniowanie ciała doskonale czarnego

Fizycy mianem ciała doskonale czarnego zwykli nazywać takie, które nie odbija żadnego padającego na nie promieniowania, ale może wysyłać własne, zależne od jego energii wewnętrznej (czyli także od temperatury). Próby ilościowego wyjaśnienia widma tego promieniowania zawodziły, póki próbowano opisywać to zjawisko posługując się fizyką klasyczną. Dopiero koniec XIX w. przyniósł przełom, który stał się początkiem rozwoju nowych działów fizyki. Nowy model, zaproponowany przez Maxa Plancka, spotkał się jednak początkowo z dużym oporem, ponieważ jego konsekwencją był wniosek, że fala elektromagnetyczna nie może mieć dowolnej amplitudy i nie może przenosić dowolnej energii – energia jest przenoszona porcjami (kwantami). Później wyciągnięto zaś wniosek, że promieniowanie elektromagnetyczne ma jednocześnie właściwości fali, jak i strumienia cząstek.

Nazwa „ciało doskonale czarne” wzięła się od tego, że mianem czarnych określamy te przedmioty, które nie odbijają światła widzialnego. Mogą one natomiast odbijać pro-

mieniowanie niedostrzegalne ludzkim okiem, ale jeśli tego nie robią, to ich kolor można określić jako „doskonale czarny”. W praktyce trudno jest odnaleźć takie ciała w naszym otoczeniu, jednak są takie, które mogą być ich dobrym przybliżeniem. Przykładem może być oglądane z oddali okno w kamienicy. Mimo, że wpada do niego światło, niewiele widać światła wychodzącego: okno i wszystko za nim wydaje się czarne.

Z zasady zachowania energii wynika, że pochłaniając energię światła, ciała doskonale czarne muszą jednocześnie promieniować, gdyż w przeciwnym wypadku temperatura takich ciał wzrastałaby do nieskończoności. Badania wykazały, że moc tego promieniowania jest proporcjonalna do powierzchni A ciała oraz czwartej potęgi jego bezwzględnej temperatury T (tzw. prawo Stefana-Boltzmann):

$$P = const \cdot A \cdot T^4 \quad (3.1)$$

Jeśli pochłaniana moc padającego promieniowania jest taka sama, jak moc wypromieniowywana, to ciało nie zmienia swej temperatury – jest w równowadze termodynamicznej z promieniowaniem otoczenia. Jeśli wypromieniowuje więcej energii niż pochłania, to ochładza się, zaś jeśli jest odwrotnie, to ogrzewa się. Oczywiście temperaturę ciała można zmieniać również w inny sposób niż działając na nie promieniowaniem, zmuszając je tym samym do zaburzenia równowagi termicznej z promieniowaniem otoczenia.

Ciało doskonale czarne może nie być wcale czarne w pospolitym znaczeniu tej barwy, bowiem samo może świecić światłem widzialnym. Badania pokazały, że długość fali, dla której emitowana moc jest największa λ_{max} jest odwrotnie proporcjonalna do jego bezwzględnej temperatury T (tzw. prawo Wiena):

$$\lambda_{max} = \frac{const}{T} \quad (3.2)$$

Oba wzory (3.1) oraz (3.2) powstały na podstawie wyników pomiarów procesu, który można zaobserwować nawet bez żadnego specjalnego sprzętu. Większość ludzi wie, że podgrzane przedmioty (metal, ceramika, szkło...) emitują „promieniowanie ciepłe” – ich „ciepło” można bowiem wyczuć na odległość, nie dotykając bezpośrednio obiektu. Okazało się, że zgodnie z powyższym wzorem przedmioty o temperaturze porównywalnej z temperaturą ciała ludzkiego wysyłają najwięcej promieniowania o długości fali równej ok. 9,4 μm . Nawet te o temperaturze dużo wyższej emitują fale o długości krótszej niż mikrofale, ale dłuższe niż światło czerwone. Ponieważ częstotliwości tych fal są niższe niż częstotliwość światła czerwonego, nazywa się je podczerwienią (ang. *infrared*, IR). Zwyczajowo tą nazwą przyjęto się określać fale z szerszego zakresu: o długościach od 1 mm do 780 nm (co odpowiada częstotliwościom od 300 GHz do 385 THz).

Aby poprawnie wyjaśnić kształt widma promieniowania ciała doskonale czarnego, w 1900 r. Max Planck założył (wbrew obowiązującym wówczas zasadom fizyki klasycznej), że energia wysyłana z ciała doskonale czarnego nie może być emitowana w sposób dowolny, ciągły (jak to zakłada teoria falowa), a jedynie porcjami, które nazwał kwantami. Wielkość tych porcji energii E powiązał w prosty sposób z częstotliwością fali elektromagnetycznej ν , co opisuje wzór (2.3):

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (3.3)$$

gdzie $h \approx 6,626 \cdot 10^{-34}$ Js jest tzw. stałą Plancka.

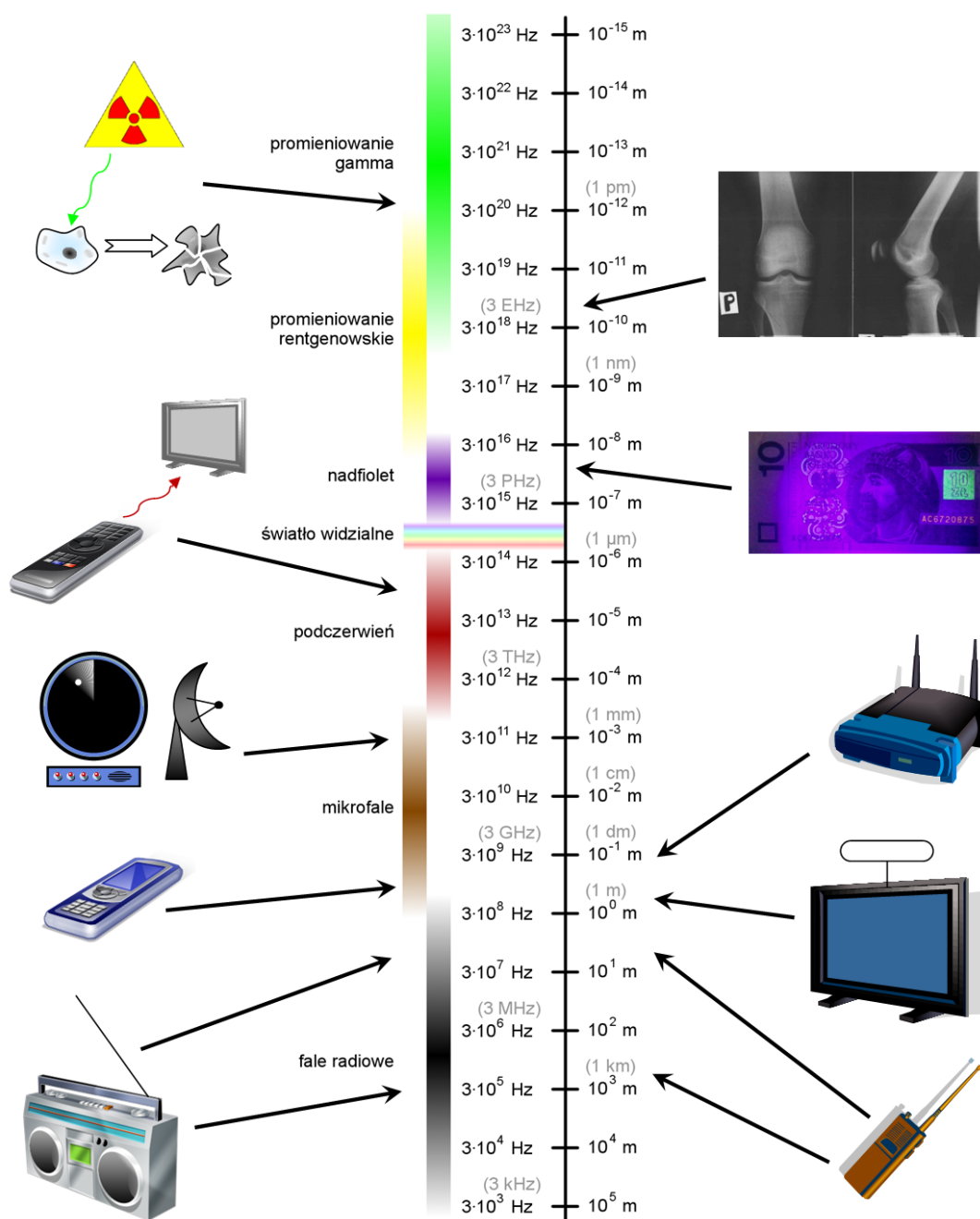
W konsekwencji tego założenia powstała teoria głosząca, że promieniowanie elektromagnetyczne rozchodzi się w postaci cząstek zwanych fotonami. W późniejszych latach okazało się, że taki opis światła pozwala na łatwe wyjaśnienie także kilku innych zjawisk, a sama stała Plancka jest obecnie jedną z najważniejszych stałych używanych przy opisie świata atomów.

Cząstkowa natura światła objawia się w wielu zjawiskach, takich jak efekt fotoelektryczny czy efekt Comptona. Okazuje się, że w takich sytuacjach tradycyjnie zdefiniowany dżul jest mało poręczną jednostką: energie fotonów, wyrażone w dżulach są bardzo małymi liczbami. W szczególności dla fotonów światła widzialnego energia kwantów promieniowania wynosi od ok. $2,55 \cdot 10^{-19}$ J dla światła czerwonego ($\lambda \approx 0,78 \mu\text{m}$) do ok. $4,96 \cdot 10^{-19}$ J dla światła fioletowego ($\lambda \approx 0,38 \mu\text{m}$). Można jednak wybrać inną jednostkę, związaną ze światem cząstek, która jest wygodniejsza przy opisie świata atomów. Jest nią elektronowolt (eV).

$$1 \text{ eV} = 1e \cdot 1 \text{ V} \approx 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ J} \quad (3.4)$$

Obliczony w elektronowoltach zakres energii niesionej przez pojedyncze fotony światła widzialnego wynosi od ok. 1,6 eV dla światła czerwonego do ok. 3,3 eV dla fioletowego. Dla porównania, energie związane z mikrofalami są rzędu 1 μeV (0,000001 eV), co pozwala intuicyjnie przewidzieć, że dostarczenie energii przez jeden foton z zakresu mikrofal nie powinno wywoływać żadnego znaczącego efektu w materii, w której termiczny ruch elektronów jest związany z energiami przynajmniej 1000 razy większymi. Działanie anten radiowych jest jednak faktem i bardzo dobrze opisuje je teoria falowa. Z kolei jeden foton promieniowania γ o energii rzędu 1 MeV (1 000 000 eV) z pewnością jest w stanie wywoływać w materii zupełnie inne efekty niż fale radiowe i opis tych efektów jest dużo lepszy, gdy potraktujemy go jak cząstkę. Różnice w oddziaływaniu różnych zakresów fal elektromagnetycznych zależą zatem nie tylko od relacji pomiędzy długością fali a wielkością obiektu, ale także od relacji pomiędzy energią niesioną przez pojedyncze fotony a energią charakteryzującą ten obiekt.

Na rys. 3.2 pokazano poszczególne zakresy fal elektromagnetycznych, wykorzystywanych w życiu codziennym. Granice tych zakresów są nieco płynne, niemniej jednak piktoqramy na rysunku dobrze oddają odbiorniki fal elektromagnetycznych.



Rys. 3.2: Różne zakresy promieniowania elektromagnetycznego i jego wybrane zastosowania

3.4. Widma źródeł światła

Istnieje wiele procesów wytwarzania światła, które nie wymagają wysokich temperatur. Jednym z nich jest emisja fal elektromagnetycznych przez substancje chemiczne pobudzone do świecenia w odpowiedni sposób. Zjawisko to zwane jest ogólnie luminescencją. W zależności od sposobu pobudzenia dodaje się do tej nazwy odpowiedni przedrostek (np. chemoluminescencja oznacza świecenie jako efekt działania reakcji chemicznych a termoluminescencja – świecenie w podwyższonej temperaturze, odmienne od promieniowania ciała doskonale czarnego). W zależności od czasu trwania wtórnej emisji wyróżnia się fluorescencję (gdy świecenie zanika niemal natychmiast po zaniku bodźca pobudzającego) i fosforescencję (która trwa po pobudzeniu przez dłuższy czas). Luminescencja wykorzy-

stywana jest np. w świetłówkach, w których opary rtęci pobudzone są do emisji nadfioletu podczas przepuszczania przez nie prądu elektrycznego, zaś nadfiolet pobudza do świecenia odpowiednią mieszkankę substancji chemicznych, jakimi pokryta jest od wewnątrz szklana rura świetlówki.

Obserwując źródło światła przez siatkę dyfrakcyjną lub kierując jego wąską wiązkę na pryzmat można uzyskać tzw. widmo, czyli zbadać jakie fale (o jakich długościach, kolorach) wchodzi w skład analizowanego promieniowania. Rysunek 3.3 przedstawia zaobserwowane widma z różnych źródeł. Jak widać, z pozoru podobne do siebie światło „białe” może dać zaskakująco różne wyniki, a dostarczone informacje mówią wiele o budowie i sposobie działania źródła.



Rys. 3.3: Porównanie widma promieniowania różnych źródeł światła

Z kolei porównując światło padające z odbitym można sprawdzić, jakie częstotliwości zostały pochłonięte przez daną substancję, co wiąże się zwykle z jej strukturą, a także nieraz z działaniem. I tak na przykład liście roślin są zielone, ponieważ z padającego na nie białego światła słonecznego pochłaniają czerwień, błękit i fiolet, zaś odbijają zieleń i część koloru żółtego. Energia światła pochłoniętego zasila procesy fotosyntezy zachodzące z udziałem chlorofilu.

Podobnie rzecz się ma w przypadku przechodzenia światła przez różne substancje. Mamy więc całkowicie nieprzezroczyste kryształy metali, w których energia większości padających fal elektromagnetycznych jest wychwytywana (powierzchnie matowe) lub odbijana (powierzchnie błyszczące) przez swobodne elektrony. Mamy barwione szkło lub kryształy, które są przezroczyste ponieważ niemal nie pochłaniają fal z zakresu światła widzialnego. Natomiast jeśli w przezroczystym lub półprzezroczystym kryształku znajdują się zaburzenia regularnej sieci krystalicznej (powstałe np. wskutek nierównomiernego wzrostu kryształu lub zawierające atomy innych niż dominujące pierwiastki), to ich obecność może objawić się jako pochłanianie fal o konkretnych długościach. Jeśli przepuści się

przez taki kryształ światło białe o widmie ciągłym, to w widmie światła przechodzącego zabraknie części kolorów – pozostałe utworzą widzialną barwę kryształu.

Szkło różni się w swej budowie wewnętrznej od kryształów brakiem uporządkowania atomów. Niemniej jednak przechodzenie światła jest w nich podobne, bowiem niejednorodności mają dużo mniejsze rozmiary niż długość fali światła widzialnego, więc nie są „widziane” przez fale o tej długości.

Rozdział 4.

Budowa atomu i jego promieniowanie

4.1. Pierwiastki i atomy

Cała materia wszechświata zbudowana jest z niesłychanie małych cegiełek – atomów. Ich istnienie przewidywali starożytni Grecy, stąd właśnie nazwa „atom” pochodzi od greckiego *ἄτομος* (*átomos*), oznaczającego „niepodzielny”. Już najstarsze doświadczenia z chemii pozwoliły wykazać, że istnieje duża, acz skończona liczba „rodzajów” atomów. Te rodzaje nazwano pierwiastkami – atomy danego pierwiastka posiadają identyczne właściwości chemiczne.

Obecnie, wszystkie znane człowiekowi pierwiastki przedstawia się w postaci tablicy jak na rysunku 4.1 – tzw. układu okresowego pierwiastków. Większość z nich występuje na Ziemi, inne (np. technet, promet oraz transuranowce takie jak pluton i ameryk) – produkuje się w laboratorium. Niektórych z nich nigdy wcześniej nie było na naszej planecie, inne są niestabilne – rozpadły się (przemieniły na inne pierwiastki) i nie dotrwały do naszych czasów.

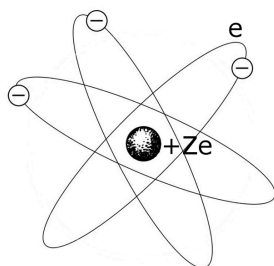
Układ Okresowy Pierwiastków (Periodic Table of Elements) przedstawiający elementy chemiczne i ich właściwości. Tabela jest kolorowo zakodowana: niebieskie – metale, różowe – półmetale, czerwone – niemetale, żółte – niemetale: gazy szlachetne.

1																	18
1 H Wodór																	2 He Hel
3 Li Lit	4 Be Beryl											5 B Bor	6 C Węgiel	7 N Azot	8 O Tlen	9 F Fluor	10 Ne Neon
11 Na Sód	12 Mg Magnez	13 Al Glin	14 Si Krzem	15 P Fosfor	16 S Siarka	17 Cl Chlor	18 Ar Argon										
19 K Potas	20 Ca Wapń	21 Sc Skand	22 Ti Tytan	23 V Wanad	24 Cr Chrom	25 Mn Mangan	26 Fe Żelazo	27 Co Kobalt	28 Ni Nikiel	29 Cu Miedź	30 Zn Cynk	31 Ga Gall	32 Ge German	33 As Arsen	34 Se Selen	35 Br Brom	36 Kr Krypton
37 Rb Rubid	38 Sr Stront	39 Y Itr	40 Zr Cyrkon	41 Nb Niob	42 Mo Molibden	43 Tc Technet	44 Ru Ruten	45 Rh Rod	46 Pd Pallad	47 Ag Srebro	48 Cd Kadm	49 In Ind	50 Sn Cyna	51 Sb Antymon	52 Te Tellur	53 I Jod	54 Xe Ksenon
55 Cs Cez	56 Ba Bar	*	72 Hf Hafn	73 Ta Tantal	74 W Wolfram	75 Re Ren	76 Os Osm	77 Ir Iryd	78 Pt Platyna	79 Au Złoto	80 Hg Rtęć	81 Tl Tal	82 Pb Ołów	83 Bi Bizmut	84 Po Polon	85 At Astat	86 Rn Radon
87 Fr Frans	88 Ra Rad	**	104 Rf Rutherford	105 Db Dubn	106 Sg Seaborg	107 Bh Bohr	108 Hs Has	109 Mt Meitner	110 Uu Unun	111 Uuh Unun	112 Uub Unun						
* Lantanowce		57 La Lantan	58 Ce Cer	59 Pr Prazeodym	60 Nd Neodym	61 Pm Promet	62 Sm Samar	63 Eu Europ	64 Gd Gadolin	65 Tb Terb	66 Dy Dyspoz	67 Ho Holm	68 Er Erb	69 Tm Tul	70 Yb Ytterb	71 Lu Lutet	
** Aktynowce		89 Ac Aktyn	90 Th Tor	91 Pa Protoaktyn	92 U Uran	93 Np Neptun	94 Pu Pluton	95 Am Ameryk	96 Cm Kiur	97 Bk Bekerel	98 Cf Kaliforn	99 Es Einstein	100 Fm Ferm	101 Md Mendelew	102 No Nobel	103 Lr Lorens	

Rys. 4.1: Układ Okresowy Pierwiastków

Jak później wykazano eksperymentalnie, wszystkie atomy danego pierwiastka posiadają identyczną liczbę elektronów. Elektrony w atomie nie stoją bynajmniej w miejscu, lecz cechuje je ruch. W tzw. modelu Rutherforda ruch ten odbywa się po elipsoidalnych orbitach, podobnie jak planet krążących wokół Słońca, patrz rysunek 4.2. Ruch ujemnie

naładowanych elektronów jest niezbędny, gdyż inaczej spadałyby przyciągane przez dodatnio naładowane jądro.

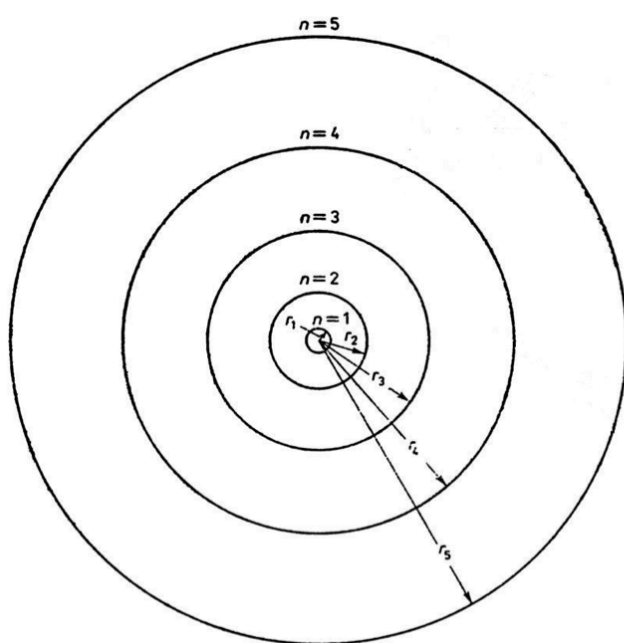


Rys. 4.2: Planetarny model atomu Rutherforda

W innym modelu atomu – modelu Bohra tory (orbity) elektronów stanowią koła, w środku których znajduje się jądro atomowe.

4.2. Orbity elektronowe – co to jest?

Jak wykazały dalsze eksperymenty oraz rozważania teoretyczne, obrazowanie elektronów okrążających jądro tak, jak planety Słońce – po ściśle określonych torach – nie jest właściwe. Orbity to nie rzeczywiste tory, po których poruszają się elektrony, gdyż (jak nas uczy współczesna fizyka) nie istnieje coś takiego jak ściśle określony tor elektronu. To, co w pierwotnej koncepcji było nazwane torem, to po prostu miejsca, w których można najłatwiej znaleźć elektrony. Ściśle mówiąc – miejsca, w których prawdopodobieństwo przebywania elektronów jest największe. Wiemy, że to burzy nasz prosty obrazek atomu Bohra (rys. 4.3), bo oznacza, że elektrony mogą być wszędzie (choć z różnym prawdopodobieństwem). Dlatego mówimy o trójwymiarowej chmurze elektronowej wokół jądra.



Rys. 4.3: Model atomu Bohra

Jeśli już pogodzimy się z faktem, iż orbity elektronowe, to nie okręgi ani elipsy, tylko miejsca wyznaczone przez maksymalne prawdopodobieństwo, czasem lepiej jednak dal-

sze rozważania prowadzić w oparciu o przybliżony model, w którym takie orbity traktowane są jako rzeczywiste. Wbrew pozorom, nawet tak prosty model jest w stanie przekazać nam bardzo wiele zasadniczych cech atomów, potwierdzonych doświadczalnie. Jakie to cechy? Po pierwsze, orbity mają różne, dobrze określone odległości od jądra atomowego – tzn. dobrze określone prawdopodobieństwo znalezienia elektronu w danej odległości od jądra. Po drugie, elektrony na orbitach mają dobrze określoną energię kinetyczną – poruszają się po orbitach z dużymi prędkościami, przy których siła odśrodkowa równoważy siłę elektrostatyczną przyciągania elektronu do jądra. Po trzecie, maksymalna liczba elektronów na każdej orbicie jest ściśle określona.

Zatrzymajmy się przez chwilę przy energii elektronu. Niewątpliwie, elektron znajdujący się na orbicie bliższej jądra atomowemu o ładunku Ze (gdzie e jest ładunkiem elementarnym) będzie przezeń silniej przyciągany, a więc musi krążyć z większą prędkością, aby utrzymać się na orbicie. W klasycznym podejściu mamy bowiem równość wspomnianych dwóch sił:

$$\frac{e \cdot Ze}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m \frac{v^2}{r} \quad (4.1)$$

W powyższym równaniu r oznacza promień orbity, v – prędkość liniową elektronu na orbicie, a ϵ_0 – tzw. stałą dielektryczną próżni. Widzimy tu dwie wartości nieznane: promień orbity i prędkość elektronu. Niels Bohr musiał więc uporać się ze znalezieniem drugiego równania wiążącego prędkość i promień orbity. Ponieważ wiedział już o tym, że promieniowanie elektromagnetyczne wykazuje cechy kwantowe, a więc można je postrzegać jako strumień fotonów (kwantów energii), założył, że moment pędu elektronu na orbicie też jest wielkością dyskretną, skwantowaną. Bohr przyjął trzy postulaty.

Pierwszy postulat Bohra: ze wszystkich możliwych klasycznych orbit kołowych (rys. 4.3) dozwolone są tylko takie, na których wartość momentu pędu elektronu jest całkowitą wielokrotnością stałej Plancka h podzielonej przez 2π :

$$mvr = \frac{nh}{2\pi} \quad (4.2)$$

gdzie: m – masa elektronu, v – prędkość elektronu, r – promień orbity elektronu, n – numer orbity, h – stała Plancka.

Rozwiązując równania (4.1) i (4.2) otrzymujemy promień n -tej orbity równy:

$$r_n = \frac{\epsilon_0 h^2 n^2}{\pi m e^2 Z} \quad (4.3)$$

przy czym prędkość elektronu na tej orbicie równa jest

$$v = \frac{nh}{2\pi r m} \quad (4.4)$$

Energia elektronu jest sumą jego energii kinetycznej i energii potencjalnej w polu jądra. Ta ostatnia równa jest w wypadku atomu wodoru

$$E_p = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (4.5)$$

Musi być ona ujemna. Wynika to z faktu, iż do rozsunienia ładunków elektronu i jądra należy wykonać pracę. Energia całkowita wynosi więc

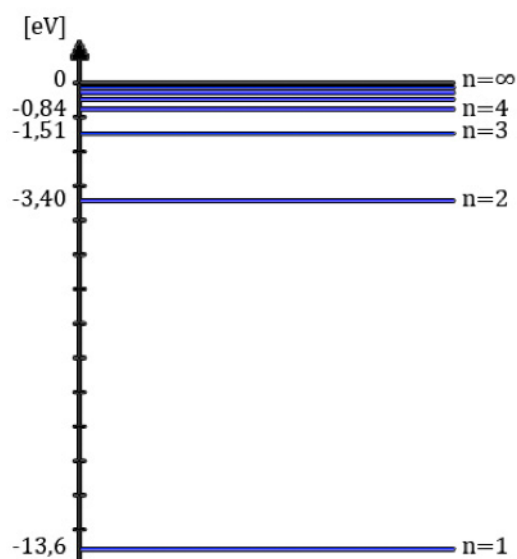
$$E_c = E_k + E_p = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (4.6)$$

W powyższym równaniu wartości promienia i prędkości są skwantowane. Ostatecznie otrzymujemy wynik głoszący, że całkowita energia elektronu jest wielkością skwantowaną, zależną od wartości głównej liczby kwantowej n .

Oczywiście, przy takim założeniu promienie orbit mogą przybierać jedynie ściśle określone, dyskretne wartości. Jeśli tak, to także prędkość, a więc i energia elektronu stają się wielkościami skwantowanymi, a ich wielkość jest ściśle zależna od wartości liczby n , którą nazywamy główną liczbą kwantową i która określa numer orbity elektronów w atomie. Całkowita energia elektronów na danej orbicie wynosi:

$$E_n = -\frac{me^4}{8h^2\epsilon_0^2} \frac{1}{n^2} \quad (4.7)$$

Zwróćmy uwagę na znak tej energii: jest ona ujemna, a więc usunięcie elektronu z orbity wymaga wykonania pracy. Wykres pokazujący wartości energii elektronu w atomie wodoru pokazany jest na rys. 4.4.



Rys. 4.4: Energie elektronu w atomie wodoru

Zaproponowanie skokowej (zamiast ciągłej) zmiany energii, a więc postulat poziomów energetycznych elektronu, było nadzwyczaj ważnym krokiem w rozwoju modelu. Dalszą jego częścią były dwa kolejne postulaty:

Drugi postulat Bohra: elektrony poruszają się po orbitach stacjonarnych i nie promieniują energii.

Trzeci postulat Bohra: emisja lub absorpcja energii następuje tylko podczas przejścia elektronu z jednej orbity stacjonarnej na drugą, a energia wypromieniowanego bądź pochłoniętego kwantu promieniowania elektromagnetycznego równa jest wartości bezwzględnej różnicy energii stanu końcowego E_n i początkowego E_m :

$$|E_n - E_m| = h\nu \quad (4.8)$$

gdzie: E_n – energia elektronu na początkowej orbicie stacjonarnej, E_m – energia elektronu na końcowej orbicie stacjonarnej, ν – częstość wyemitowanej bądź pochłoniętej fali elektromagnetycznej.

Ostatni postulat wynika niejako w prosty sposób z zasady zachowania energii, przy czym wykorzystany jest wzór na energię fotonu. Taka zależność ma swoje podstawy w teoriach Plancka oraz Einsteina, którzy zakładali, że światło o określonej częstości nie jest emitowane ani absorbowane przez materię w dowolnie małych ilościach, tylko w postaci kwantów (porcji) energii.

Kolejny, istotny przyczynek do stworzenia pełnego modelu atomu dała mechanika kwantowa w początkach XX w. Według niej na kolejnych orbitach, a więc i poziomach energetycznych, może przebywać tylko ściśle określona liczba elektronów. I tak, na najniższej orbicie, najbliższej jądra, oznaczanej standardowo literą K (lub liczbą $n = 1$), mogą przebywać nie więcej niż dwa elektrony. W atomie litu mamy trzy elektrony, co oznacza, że trzeci elektron musi znaleźć się na kolejnej, wyższej energetycznie orbicie, oznaczanej literą L ($n = 2$). Na tej orbicie może znaleźć się nie więcej niż 8 elektronów, tak więc w pierwiastku mającym 11 elektronów (sód) jeden z nich musi się znaleźć na kolejnym wyższym poziomie ($n = 3$), oznaczanym literą M itd. Każdy z wymienionych pierwiastków ma więc na zewnętrznej orbicie jeden elektron i w jakimś sensie przypomina więc wodór. Spójrzmy więc na Układ Okresowy Pierwiastków: wodór, lit i sód znajdują się jeden pod drugim w pierwszej kolumnie (grupie). Jeśli pominiemy wodór, to przynależność pierwiastków do jednej grupy oznacza podobieństwo ich własności chemicznych. Analogicznie, określony sposób obsadzania orbit elektronami prowadzi do ustalenia konkretnych własności chemicznych kolejnych grup pierwiastków w ich Układzie Okresowym.

4.3. Jak w bardziej precyzyjny sposób opisać elektrony w atomie?

Model atomu Bohra choć jest bardzo dobrym przybliżeniem, nie wyjaśnia wszystkich zjawisk np. kolejności obsadzania poziomów energetycznych w atomie. Dlatego do dokładniejszego opisu elektronu w atomie, czyli do jednoznacznego określenia, w jakim stanie się on znajduje konieczne jest podanie tzw. liczb kwantowych. Bez ich wprowadzenia nie byłibyśmy w stanie wytłumaczyć niektórych, dokładniejszych eksperymentów.

Jedną z liczb poznaliśmy już omawiając model Bohra – była to główna liczba kwantowa n . Przyjmować ona może tylko wartości naturalne i interpretowana jest jako numer powłoki elektronowej.

Kolejna, zwana poboczną liczbą kwantową (oznaczamy ją przez l), opisuje moment pędu elektronu L na danej orbicie. Jeśli orbita ta ma promień r_n , a prędkość elektronu na niej wynosi v , to moment pędu wynosi (klasycznie licząc) mvr_n . Okazuje się, że może on przybierać tylko wartości opisane wyrażeniem:

$$L = \hbar \sqrt{l(l+1)} \quad (4.9)$$

gdzie

$$l = 0, 1, 2, \dots, (n-1) \quad (4.10)$$

Często zamiast podawać numer używamy oznaczeń literowych, np. mówimy o elektronach s ($l = 0$), p ($l = 1$), d ($l = 2$) oraz f ($l = 3$). W języku chemii kwantowej używa się niekiedy pojęcia podpowłoki, jako interpretacji liczby l . Jest to całkiem zrozumiała analogia, gdy zauważy się, iż każdej powłoce, opisywanej główną liczbą kwantową, można przypisać dokładnie n różnych wartości momentu pędu, patrz wzór (4.10) – podpowłok. W fizyce częściej mówimy, że l określa kształt orbitalu atomowego lub po prostu orbital.

Do zdefiniowanej już liczby l określającej moduł momentu pędu, dodać należy kolejną, która dostarczy nam informacji na temat rzutu momentu pędu elektronu L na wyróżnioną w układzie (np. przez kierunek pola magnetycznego) oś z .

$$L_z = \frac{mh}{2\pi} \quad (4.11)$$

Może ona przybierać wartości:

$$m = -l, -(l-1), \dots, -1, 0, 1, \dots, (l-1), l \quad (4.12)$$

W sumie mamy $2l + 1$ wartości tej liczby, nazywanej magnetyczną liczbą kwantową.

Ostatnia już liczba kwantowa, konieczna do jednoznacznego opisu elektronu w atomie, wiąże się z istnieniem spinu (S), który określany jest czasem jako własny moment pędu (trudno to sobie wyobrazić w przypadku elektronu, o którym zakłada się zawsze, że jest punktowy).

$$S = \frac{h}{2\pi} \sqrt{s(s+1)} \quad (4.13)$$

W odróżnieniu od orbitalnego momentu pędu, liczba s dla elektronów nie jest liczbą naturalną, lecz wynosi $s = 1/2$, co oznacza, że ten moment pędu, spin, może mieć tylko $(2s + 1) = 2$ wartości. Poprzez analogię do orbitalnego momentu pędu, nazywamy je magnetyczną spinową liczbą kwantową.

4.4. Energia wiązania, poziomy i pasma elektronowe

Pokazaliśmy wcześniej, że energia elektronu w atomie ma wartość ujemną, a więc aby usunąć go z tego atomu należy wnieść energię (tzw. energię wiązania), czyli wykonać pracę. Foton padający na metal potrafi przekazać swą energię na pokonanie energii wiązania i wyrwanie elektronu z atomów i spod powierzchni metalu. Jeśli po opuszczeniu metalu elektrony mają się poruszać, energia padającego fotonu musi jeszcze wystarczyć do nadania energii kinetycznej. Tak się właśnie dzieje w opisywanym już zjawisku fotoelektrycznym (rys. 2.4).

A właściwie o jak dużych energiach tu mówimy? Na rysunku 4.4 pokazującym poziomy energetyczne elektronu w atomie wodoru. np. energia wiązania elektronu na najniższej orbicie K to 13,6 eV (na wyższych orbitach energie są mniejsze). Jest to zarazem maksymalna energia jaką może wypromieniować wzbudzony atom wodoru. Ma to miejsce w sytuacji gdy bardzo słabo związany z atomem elektron (na odległej od jądra orbicie, a więc mający praktycznie zerową energię) spadnie na najniższą orbitę, tj. najbliższą jądra. W cięższych atomach energie przejść pomiędzy poziomami elektronowymi mogą sięgać

kilkudziesięciu tysięcy elektronowoltów (w ołowiu jest to 88 keV). Są to energie typowe dla promieniowania rentgenowskiego.

Wyrwanie elektronu o ujemnym ładunku elementarnym z atomu oznacza zmianę stanu ładunkowego atomu z zerowego na dodatni (o wartości ładunku elementarnego) – utworzy się dodatni jon. Dlatego też jeśli jakiegokolwiek promieniowanie może spowodować taki proces, promieniowanie to nazwiemy promieniowaniem jonizującym. W praktyce, dla atomów pierwiastków I grupy, takim promieniowaniem jest już promieniowanie nadfioletowe (z obszaru tzw. bliskiego nadfioletu).

Jeśli promieniowanie nie jonizuje atomu (ale ma energię większą niż minimalna różnica energii dwóch poziomów energetycznych), to może np. spowodować przeniesienie elektronu z niższego poziomu na wyższy, czyli dokonać wzbudzenia atomu. Atom może zostać też wzbudzony przez zderzenie z innym z atomów nieustannie poruszających się w gazach, tj. poprzez przekazanie energii kinetycznej.

Na zakończenie opisu atomu warto wspomnieć, że strukturę energetyczną materiałów nie zawsze reprezentują wyraźne poziomy energetyczne. Jeśli cząsteczki gazu mogą się poruszać i obracać, a elektrony przeskakiwać z jednego atomu cząsteczki na inny (co oznacza zmiany w stanie energetycznym), to poszczególne poziomy energetyczne mogą „rozmywać się”, a wręcz nakładać na siebie. Wówczas strukturę energetyczną stanowi układ pasm. W ramach takich pasm istnieją wprawdzie poziomy energetyczne, ale są one tak blisko siebie rozłożone, że nie jesteśmy w stanie ich rozróżnić. Doskonałym tego przykładem jest struktura elektronowa ciał stałych, w których pewne pasma są całkowicie wypełnione elektronami, niektóre zaś tylko częściowo. Przyłożenie pola elektrycznego do takiego materiału spowoduje ruch elektronu właśnie dlatego, że znajduje się w pasmie, w którym może łatwo zmienić energię.

W tym rozdziale opisaliśmy zachowanie atomu korzystając z tzw. Starej Teorii Kwantów, stworzonej na początku XX wieku przez między innymi takich uczonych jak Max Planck, Niels Bohr czy Arnold Sommerfeld. Teoria ta korzysta np. z postulatów stawianych po to, by wyniki teorii odpowiadały doświadczeniom. Uzasadnienie tych postulatów przyniosła Nowa Teoria Kwantów, jednak przedstawienie jej wymaga użycia matematyki przekraczającej poziom szkoły ponadgimnazjalnej (równania różniczkowe cząstkowe, operatory czy funkcje zespolone).

Rozdział 5.

Jądro atomowe

5.1. Bardzo małe, bardzo masywne

W poprzednim rozdziale omawialiśmy budowę atomu. Z dobrym przybliżeniem możemy uznać, że jego typowy rozmiar to $2 \cdot 10^{-10}$ m, a masa – zaledwie około 10^{-26} kg. Są to niezwykle małe wielkości. Szokująco przy tym przedstawia się rozmiar samego jądra atomowego: jest ono kilkadziesiąt tysięcy razy mniejsze, co sobie doprawdy trudno wyobrazić. Typowy rozmiar jądra to 10^{-14} m (rozmiar pojedynczego protonu to ok. 10^{-15} m).

Nie mniej ciekawie przedstawia się sprawa masy atomu – praktycznie całą masę atomu stanowi masa jego jądra. To prowadzi do zaskakującego wniosku: jeśli bowiem zważymy np. 1 cm³ ołowiu, wypełniony atomami, to otrzymamy masę bliską 10 g – przy najmniej tak wynika ze znanej gęstości ołowiu. Jednak, jeśli jądro ołowiu jest w przybliżeniu tylko 10 000 razy mniejsze od atomu ołowiu, to w 1 cm³ zmieściłoby się $10\,000^3 = 10^{12}$ razy więcej jąder atomowych. Masa takiej kostki, wypełnionej szczelnie jądrami ołowiu, wyniosłaby więc około $10 \cdot 10^{12}$ g = 10^7 t. Uwzględniając rzeczywiste rozmiary atomów i jąder masa ta okazuje się jeszcze około 10 razy większa, a więc wynosi około 100 milionów ton! Oznacza to, że gęstość jądra, tj. gęstość materii jądrowej jest niesłychanie wysoka. Mamy więc do czynienia z obiektami niespotykanymi w świecie makroskopowym i nie dziwny się, że „życie” atomów i jąder wykazuje wiele ciekawych własności, nieznanych nam z „życia” obiektów makroskopowych.

Aby było ciekawiej, jądro okazuje się także posiadać dosyć skomplikowaną strukturę – jest ono złożone z dwóch rodzajów cząstek zwanych nukleonami: neutronów pozbawionych ładunku elektrycznego oraz protonów z ładunkiem równym co do wartości bezwzględnej ładunkowi elektronu, jednak wziętym ze znakiem dodatnim. Cząstki te mają masę około 1 840 razy większą niż masa elektronu, nic więc dziwnego, że właśnie one wpływają głównie na masę atomu. Sumę liczb protonów i neutronów znajdujących się w jądrze nazywamy liczbą masową i oznaczamy standardowo literą *A*.

Pomijając minimalną różnicę mas nukleonów, najważniejszą cechą różniącą je jest ładunek elektryczny. Protony mają ładunek dodatni równy ładunkowi elementarnemu, podczas gdy neutrony są pozbawione ładunku elektrycznego. Wynika stąd, że aby atom był elektrycznie obojętny, liczba protonów w jądrze i elektronów na orbitach musi być taka sama.

5.2. Izotopy, nuklidy i ich masy

W zasadzie pierwszym, nasuwającym się pytaniem jest kwestia stabilności takiego tworu jak jądro atomowe. Wiemy wszak, że ładunki jednoimiennie odpychają się i to tym silniej, im bliżej siebie się znajdują. W jądrze mamy tylko ładunki dodatnie protonów, które znajdują się nadzwyczaj blisko siebie. Rzeczywiście, gdyby rozważyć odpychanie między

dwoma ładunkami punktowymi w jądrze, oddległymi od siebie o ok. 10^{-15} m, to siła odpychania byłaby niewiarygodnie duża – 230 N. Protonowi o masie ok. $1,7 \cdot 10^{-27}$ kg siła ta nadawałaby przyspieszenie $1,4 \cdot 10^{29}$ m/s²! Liczby te są tak wielkie, że polecamy każdemu uczniowi sprawdzić je, co jest wyjątkowo proste, jeśli zna się wzór na odpychanie kulombowskie i II prawo dynamiki Newtona. Tak silne odpychanie nie powinno pozwolić na utrzymanie się jądra w stanie zwartym – stabilnym. A jednak takie stabilne jądra istnieją – niewątpliwie więc ta tajemnica musi wiązać się z liczbą neutronów w jądrze.

Nim rozwinie ten problem umówmy się, co będziemy rozumieli przez stabilność jądra. Nasze dzisiejsze metody doświadczalne nie pozwalają badać rozpadów jąder, nukleonów i jeszcze drobniejszych cząstek o średnich czasach istnienia dłuższych niż około 10^{24} lat. Dlatego też jesteśmy zmuszeni uznać za stabilne te elementy materii, które być może rozpadają się, ale w dłuższej skali czasowej. Może w przyszłości, gdy nasze techniki doświadczalne będą jeszcze bardziej wyrafinowane, okaże się, że niektóre z jąder uznanych dziś za stabilne odkryją swoją niestabilną naturę?

Jak się okazuje w wypadku lekkich jąder, są one stabilne gdy liczba neutronów równa jest liczbie protonów. Jednak gdy liczba protonów wzrasta, a więc gdy odpychanie kulombowskie między nimi rośnie, w cięższych jądrach stabilnych liczba neutronów przewyższa liczbę protonów. Dla bardzo ciężkich jąder tworzenie nadwyżki neutronów okazuje się już niewystarczające i jądra te są niestabilne – rozpadają się, samorzutnie wysyłając promieniowanie różnej natury: są, jak mówimy, promieniotwórcze.

W jaki sposób neutrony spajają zatem jądro? Okazuje się, że między nukleonami działają siły przyciągające dużo potężniejsze od sił odpychania kulombowskiego, tyle tylko, że ich zasięg oddziaływania jest mały – porównywalny z rozmiarem nukleonu. To wynik działania w jądrze tzw. oddziaływania silnego. Przy określonej liczbie protonów, pokonanie odpychania kulombowskiego wymaga wprowadzenia odpowiedniej liczby neutronów, aby zwiększyć łącznie siłę spajającą jądro.

Nie zawsze udaje się tak „dostroić” liczby neutronów i protonów, aby uzyskać stabilne jądro. Proporcje między neutronami a protonami przekładają się na tzw. energię wiązania nukleonu w jądrze. Jest ona jednak tylko jednym z czynników, które decydują o stabilności jądra. Innym jest wzajemne oddziaływanie nukleonów (np. oscylacje i rotacje) i związana z tym energia wzbudzenia. Jądro posiadające jakikolwiek nadmiar energii będzie starało się go pozbyć emitując promieniowanie elektromagnetyczne lub cząstki (promieniowanie korpuskularne). Zajmiemy się tymi zagadnieniami za chwilę, wpierw jednak przyjrzyjmy się, co nam mówi chemia o masach atomowych pierwiastków.

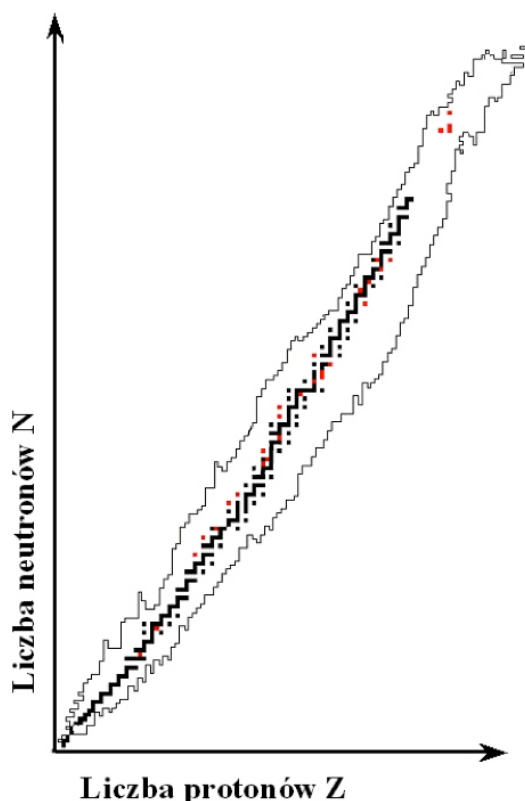
Jak się okazuje, masy atomowe pierwiastków nie są zwykłą sumą mas wszystkich nukleonów i elektronów składających się na dany pierwiastek. Jako pierwszy zbadał tę sprawę francuski chemik Frederic Soddy. Wykazał on mianowicie, że jeśli w pojemniku szklanym umieści się porowatą przegrodę i napełni połowę czystym gazem jednopierwiastkowym, dyfuzja cząsteczek przez przegrodę spowoduje, że po pewnym czasie masa cząsteczek gazu w obu częściach pojemnika staje się różna. Tak więc pierwiastek chemiczny może mieć atomy o różnych masach, a jedyne, co może doprowadzić do takiej sytuacji, to różna liczba neutronów w jądrach atomowych (gdyż liczba protonów i elektronów jest dla danego pierwiastka ustalona). Konsekwentnie, pierwiastek chemiczny może mieć jądra o różnej liczbie neutronów – może występować w postaci różnych izotopów. Dlatego, aby scharakteryzować konkretne jądro pierwiastka, należy podać zarówno jego

liczbę atomową Z , jak i masową A : liczba masowa pomniejszona o liczbę atomową daje nam liczbę neutronów w jądrze. Przyjęło się zatem konkretny izotop pierwiastka chemicznego oznaczać symbolem:

$${}^A_ZX \quad (5.1)$$

gdzie X oznacza symbol pierwiastka. Jądro o określonej liczbie protonów i neutronów nosi z kolei nazwę nuklidu.

Dziś znamy własności fizyczne około 4 000 izotopów. Odpowiednikiem Układu Okresowego dla atomów jest Tablica Izotopów, której schemat przedstawia rys. 5.1. Nie istnieje pierwiastek, który miałby tylko jeden izotop. Nawet ten najprostszy, wodór, ma trzy izotopy: ${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$ (stosowane są niekiedy inne oznaczenia tych izotopów: H , D i T). W tym szczególnym wypadku drugi z izotopów nazywamy deuterem, jego jądro zaś deuteroniem, a trzeci izotop nazywamy trytem. Tryt jest niestabilny.



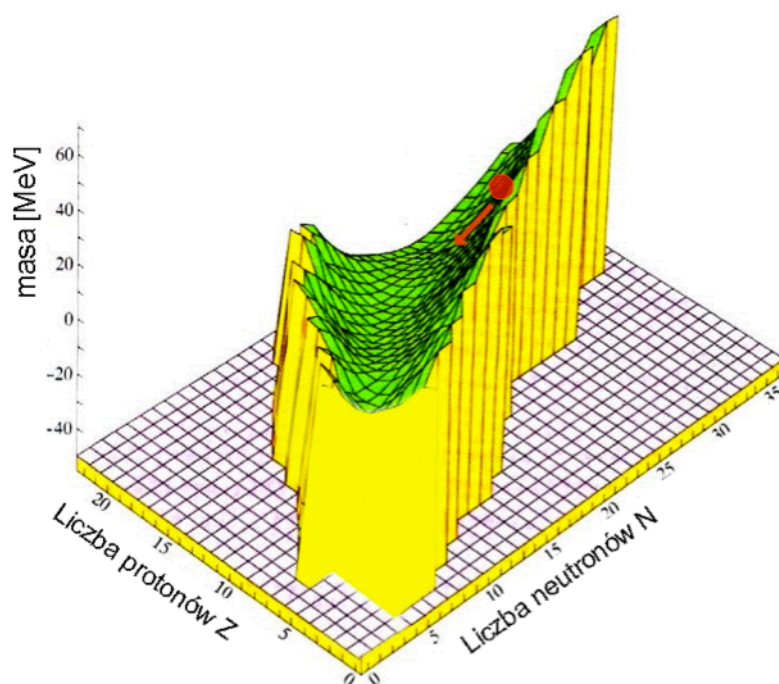
Rys. 5.1: Schemat tablicy izotopów. Czarne pola oznaczają izotopy stabilne, białe – niestabilne, a czerwone – o czasach istnienia rzędu miliardów lat

Zaledwie 259 znanych izotopów to twory stabilne, reszta rozpada się w krótszym lub dłuższym czasie. Te niestabilne izotopy mają stosunek neutronów do protonów „nie-wygodny” energetycznie, tj. istnieje w nich nadmiar energii. Wśród nich należy wymienić izotopy o tak długich czasach istnienia, że znajdują się w skorupie ziemskiej (np. ${}^{238}\text{U}$) od początku jej istnienia. Jest ich niewiele, zaledwie ok. 30 – najbliższym reprezentantem jest powszechnie występujący izotop ${}^{40}\text{K}$, znajdujący się między innymi w naszym organizmie.

Promieniowanie niestabilnych izotopów o bardzo długim czasie istnienia, istniejących w organizmach i otaczającej nas materii nieożywionej klasyfikujemy jako promieniotwórczość naturalną. Pozostałe, niestabilne izotopy wytwarzane są z reguły w różnych

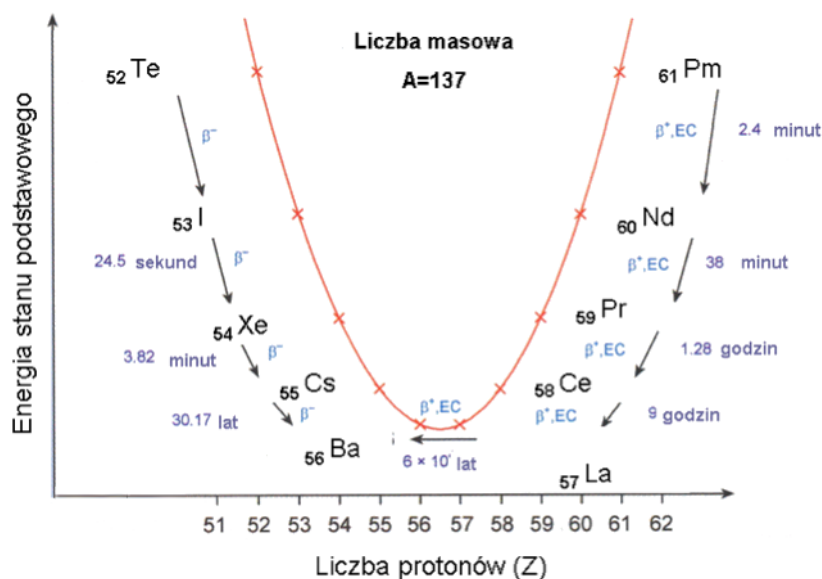
reakcjach jądrowych prowadzonych pod naszą kontrolą i dlatego ich promieniowanie zaliczamy do promieniotwórczości sztucznej.

Na rys. 5.2 pokazany jest trójwymiarowy obraz Tablicy Nuklidów – im izotop jest stabilniejszy, tym bliżej dna doliny się znajduje. Izotopy, które mają nadmiar protonów lub neutronów, początkowo znajdujące się na zboczach, są promieniotwórcze. Wysyłając promieniowanie przesuwają się ku dolinie. Tracąc energię na promieniowanie zmniejszają swoją masę zgodnie z relacją masa-energia. Dla przykładu na rysunku 5.3 z lewej strony wieszcie ścieżka przemian promieniotwórczych β^- (o takich przemianach powiemy nieco dalej) do stabilnego izotopu baru ^{137}Ba ($Z = 56$) – od telluru przez jod, ksenon i cez. Z prawej strony u wierzchołka znajduje się promet, który przekształca się drogą przemian β^+ w neodym, ten w praeodym, a dalej w cer i lantan. Opisane przekształcenia zachodzą z różną prędkością – tym mniejszą, im bliżej znajdujemy się dna doliny – rys. 5.3.



Rys. 5.2: Dolina stabilności

W zasadzie nie powinniśmy kończyć tego krótkiego opisu bez wyjaśnienia występującej na rys. 5.1 obwiedni. Czyżby poza nią nie mogły już istnieć izotopy nawet przez najkrótszą chwilę? Jak się okazuje, mogą istnieć izotopy, które dążąc do stanu stabilnego „idą na skróty” usuwając momentalnie ze swego wnętrza proton lub neutron. Nie zawsze jednak dokładnie wiemy, przy jakiej liczbie protonów czy neutronów coś takiego ma miejsce, tak więc pokazana obwiednia mówi raczej o liczbie znanych nam izotopów, nie należących do kategorii tych „błyskawicznie strzelających” neutronami lub protonami.



Rys. 5.3: Sekwencja przejść prowadzących do osiągnięcia dna doliny stabilności

Powiedzmy jeszcze o masach podstawowych składników atomu. Są one tak niewielkie, że wygodną rzeczą jest ich pomiar w jednostkach spoza układu SI. Taką jednostką jest u – jednostka masy atomowej, zdefiniowana jako 1/12 masy izotopu węgla: ^{12}C . Izotop ten ma z definicji masę równą 12 u. Masa 1 mola tego izotopu węgla wynosi 12 g, tak więc po podzieleniu przez liczbę Avogadro:

$$1 \text{ u} = 1,66054 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \equiv 931,494 \text{ MeV}/c^2 \quad (5.2)$$

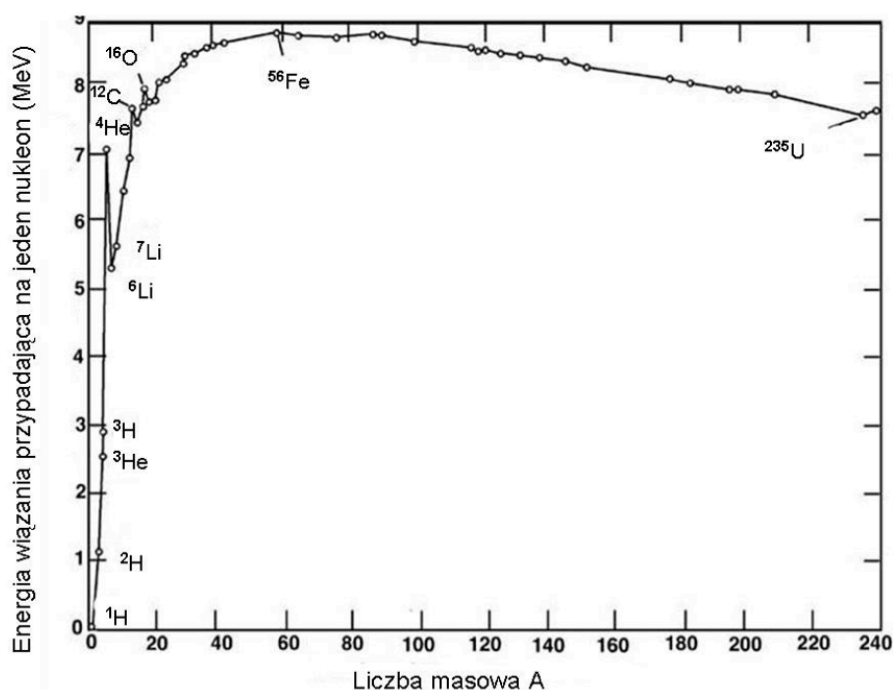
Tabela 5.1: Masy nukleonów i elektronu

proton	1,0072764	u	$\equiv$	938,272	MeV/c ²
neutron	1,0086649	u	$\equiv$	939,565	MeV/c ²
elektron	0,00054858	u	$\equiv$	0,511	MeV/c ²

5.3. Energia wiązania

Podobnie jak w wypadku wiązania elektronów w atomie, to, że nukleony tworzą jądro, oznacza że jest to im wygodne energetycznie... choćby przez jakiś czas. A jeśli już takie jądro utworzą, potrzeba wykonać nad nim pewną pracę, aby oderwać któryś z nukleonów. Ta praca jest równa energii wiązania nukleonu w jądrze. Zależy ona niewątpliwie od liczby nukleonów w jądrze, co pokazuje rys. 5.4 (punkty dla najsilniej związanych jąder o danej liczbie masowej). Widać wyraźnie, że krzywa ta ma pewne charakterystyczne „ząbki”: są takie nuklidy, jak ^4He , ^{12}C czy ^{16}O , w których energia wiązania jest wyraźnie większa od spodziewanej na podstawie energii wiązania sąsiednich nuklidów. To dowód, że liczba masowa nie jest jedynym parametrem określającym tę energię. Gdybyśmy na tym wykresie umieścili wszystkie znane izotopy, otrzymalibyśmy szereg punktów, które bynajmniej nie układałyby się na pokazanej gładkiej krzywej. Ważną rolę musi tu pełnić liczba atomowa, a także, jak wspomnieliśmy, różnica pomiędzy liczbą neutronów i protonów w ją-

drze. Jak się okazuje, nie bez znaczenia jest też, czy liczby te są parzyste, czy nieparzyste. Choć wiemy bardzo wiele o jądrze, precyzyjne obliczenie energii wiązania, bazujące na podstawowych oddziaływaniach, jest wciąż rzeczą trudną.



Rys. 5.4: Energia wiązania przypadająca na nukleon dla najsilniej związanych jąder o danej liczbie masowej

Omawiany wykres na rysunku 5.4 jest nadzwyczaj ważny, gdyż tłumaczy zarówno możliwość uzyskania energii z reakcji rozszczepienia (wykorzystywanych teraz w reaktorach jądrowych), jak i syntezy jądrowej (która znajdzie zapewne zastosowanie w reaktorach termojądrowych).

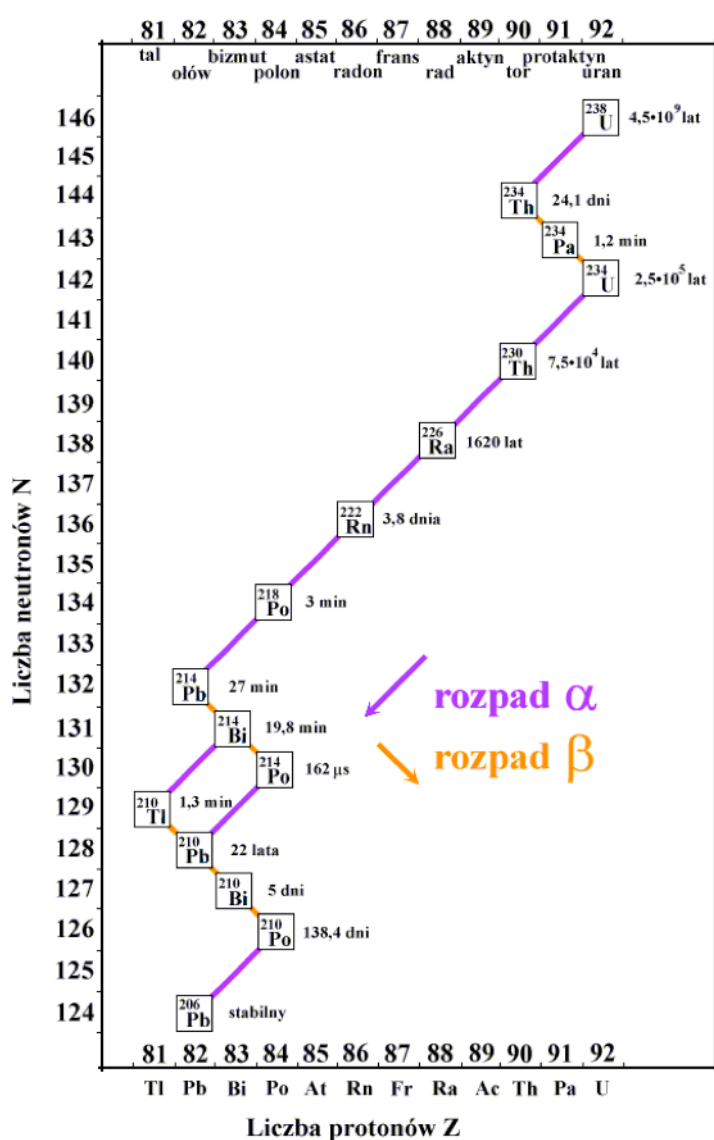
Jeśli bliżej się przyjrzymy znanym izotopom, zauważymy, że w miarę zwiększania się liczby masowej A, niektóre ich własności powtarzają się okresowo, podobnie jak to się dzieje w świecie atomów. Dla niektórych jąder o parzystych liczbach protonów i neutronów (tzw. liczbach magicznych: 2, 8, 20, 28, 50, 82 i 126) pojawiają się własności osobliwe, np. masy tych jąder są znacznie mniejsze od oczekiwanych na gruncie najprostszego modelu jądra atomowego, tzw. modelu kropkowego, w którym jądro traktuje się jak zbiór cząsteczek w kropli cieczy. Mówimy, że są to jądra magiczne. Istnienie takich szczególnych liczb, podobnie jak maksymalnych liczb elektronów mogących znaleźć się na poszczególnych powłokach atomowych, doprowadziło do stworzenia tzw. modelu powłokowego, który w lepszy sposób odzwierciedla własności jąder. Analogia z atomem idzie dalej, jako że w układach tak niezmiernie małych możliwa energia jest wyraźnie skwantowana i przejściami między różnymi stanami energetycznymi będą towarzyszyły emisje promieniowania, podobnie jak się to dzieje w atomach.

5.4. Promieniotwórczość jąder

Jak mówiliśmy, niedopasowanie liczby neutronów do liczby protonów w jądrze powoduje, iż jądro to ma pewien nadmiar energii. Będzie chciało się go pozbyć drogą emisji promieniowania elektromagnetycznego lub korpuskularnego. I tak:

- jądrowe promieniowanie elektromagnetyczne, które nazywamy promieniowaniem γ , ma charakter fizyczny identyczny z promieniowaniem widzialnym, tyle że energia kwantów γ jest tysiące razy większa niż kwantów światła widzialnego;
- spośród możliwych rodzajów promieniowania korpuskularnego najczęstszymi w rozpadach promieniotwórczych są promieniowania o nazwach historycznych α i β – oba te rodzaje promieniowania pokazują, jak bardzo natura naszego świata jest piękna, wykazując cechy niespodziewane na gruncie naszych klasycznych obserwacji.

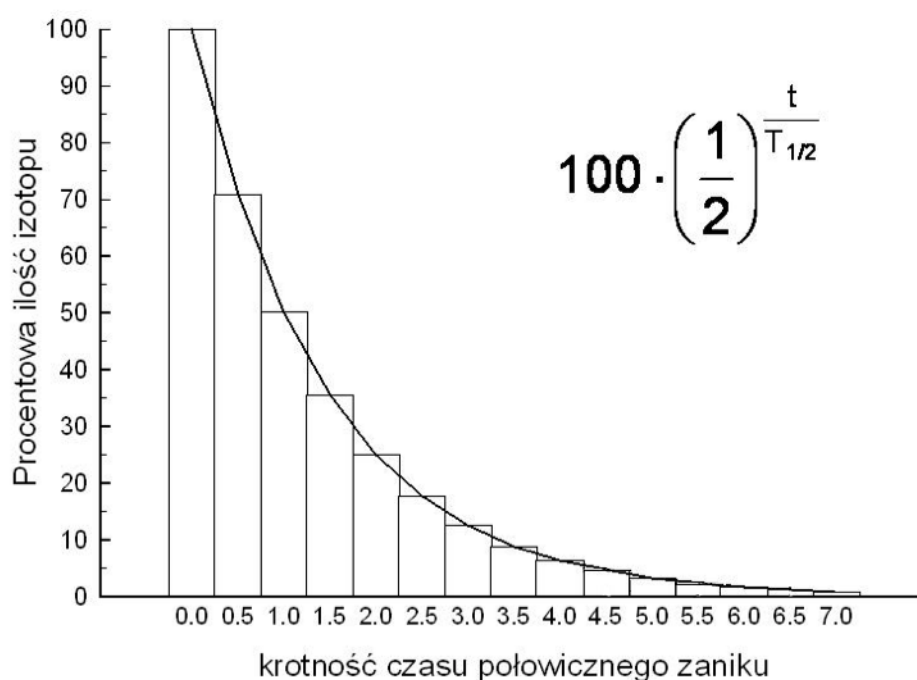
Warto zwrócić uwagę na fakt, iż emisja promieniowania nie musi to oznaczać przejścia do izotopu stabilnego. W wyniku rozpadu może bowiem utworzyć się inny niestabilny izotop z nadmiarem energii. Przykładem niech będzie łańcuch rozpadów izotopu ^{238}U (rys. 5.5), a także sekwencja przejść prowadzących do osiągnięcia dna doliny stabilności, pokazana na rys. 5.3.



Rys. 5.5: Szereg uranowy rozpoczynający się od ^{238}U i kończący stabilnym ^{206}Pb

Poza tym moment, w którym nastąpi emisja promieniowania, nie jest określony, znamy bowiem tylko prawdopodobieństwo wystąpienia rozpadu. Jeśli mamy substancję promieniotwórczą, wiemy, że liczba jąder promieniotwórczych w próbce zanika w każdym

przedziale czasowym o taki sam odsetek. Ta cecha powoduje, że obserwowany zanik promieniowania (a więc i liczby jąder promieniotwórczych) jest zanikiem wykładniczym, w którym jedynym ważnym parametrem jest tzw. okres połowicznego zaniku, oznaczany jako $T_{1/2}$. Wykres na rysunku 5.6 przedstawia nam taki zanik w funkcji wielokrotności tego okresu: po pierwszym okresie zostaje połowa substancji, po kolejnym okresie połowa tej połowy, itd. Same okresy połowicznego zaniku mogą zmieniać się w szerokich granicach od nanosekund do milionów miliardów miliardów (10^{24}) lat.



Rys. 5.6: Zmiana w czasie t ilości izotopu promieniotwórczego o okresie połowicznego zaniku $T_{1/2}$

5.4.1. Promieniowanie α

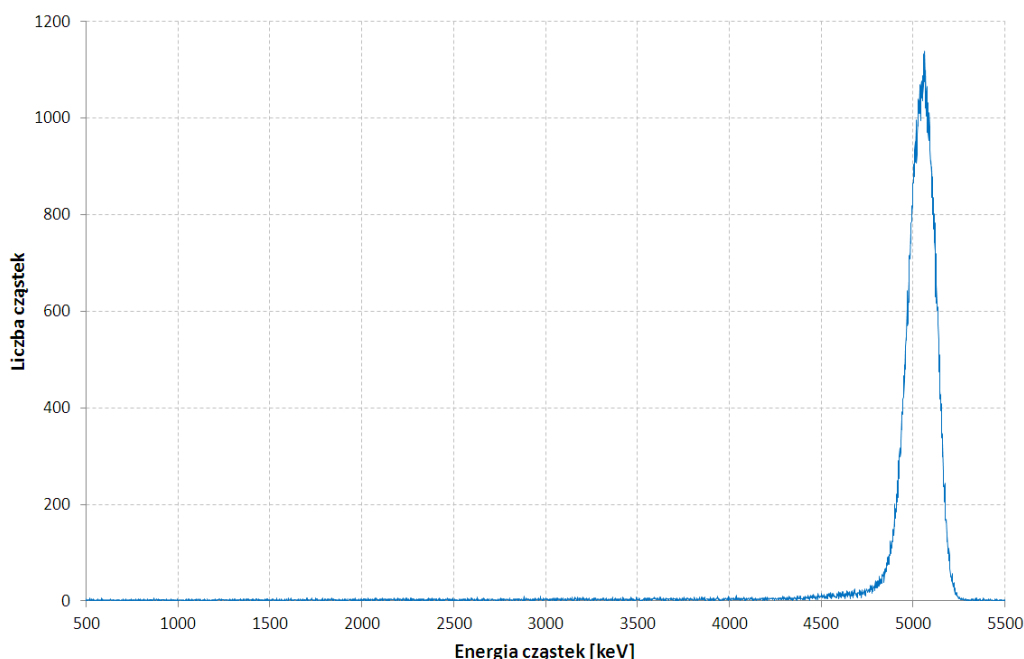
Cząstki α , wysyłane przez niektóre (z reguły ciężkie) jądra atomowe, to nic innego niż nuklidy złożone z dwóch protonów i dwóch neutronów. Inaczej mówiąc, to jądra izotopu ${}^4\text{He}$. W zasadzie można byłoby się zapytać, dlaczego akurat te cząstki są wysyłane, a nie inne, np. złożone z dwóch protonów i jednego neutronu czy odwrotnie? Popatrzmy na wykres energii wiązania (rys. 5.4). Jak widać, właśnie ta cząstka jest wyjątkowo silnie związana – dlatego tworzenie się właśnie takiego układu cząstek nie powinno być niczym dziwnym.

Zastanówmy się teraz nad konsekwencjami emisji naszych cząstek. Wynoszą one z jądra dwa protony, a więc liczba atomowa pozostałości musi zmniejszyć się o dwie jednostki. Jednak liczba ta jest ściśle związana z konkretnym pierwiastkiem, tak więc w procesie emisji początkowe jądro atomowe zmienia się w jądro atomowe innego pierwiastka chemicznego. Liczba masowa musi także się zmniejszyć i to o cztery jednostki. Cały proces możemy więc zapisać w prosty sposób:



gdzie X oznacza symbol pierwiastka wyjściowego, a Y – końcowego. Równanie to jest znane jako reguła przesunięć Soddy’ego-Fajansa.

Równanie to mówi nam coś więcej. Jeśli nadmiarowa energia nuklidu X wynosiła E_0 , to energia ta musiała się objawić jako energia kinetyczna zarówno nuklidu Y jak i cząstki α , co wynika z zasady zachowania energii. W procesie musi jednak być także spełniona zasada zachowania pędu. Jeśli uwzględnimy obie zasady (spróbuj!) otrzymamy ważny wynik: energia cząstki α jest jedna, dobrze określona. Przekłada się to na wąskie, pojedyncze, pionowe linie na widmie energetycznym – rys. 5.7. Mówimy, że jest to widmo liniowe. W wypadku naturalnych izotopów promieniotwórczych energie cząstek α są z reguły nie większe niż kilka megaelektronowoltów.



Rys. 5.7: Przykładowe widmo energetyczne cząstek α

Jeśli teraz spojrzymy na masy produktów rozpadu, to ich suma okaże się mniejsza od masy jądra wyjściowego. Zgodnie z relacją Einsteina, ta zmiana masy Δm oznacza nadanie produktom reakcji energii kinetycznej $E = \Delta m \cdot c^2$.

5.4.2. Promieniowanie β

Istnieją dwa rodzaje promieniowania beta: β^- i β^+ . Pierwszy z nich oznacza emisję elektronów, drugi zaś ich antycząstek – pozytonów (w pierwszym przybliżeniu można powiedzieć, że różni się on od elektronu tylko znakiem ładunku elektrycznego). Istnienie zjawiska promieniotwórczości β jest niesłychanie intrygujące. Jeśli bowiem w jądrze znajdują się tylko neutrony i protony, to w jaki sposób jądro może emitować elektrony – cząstki, których w nim nie ma?

Proces emisji β^- i β^+ może odbywać się tylko w wyniku przekształcania się nukleonów jednego w drugi. Na przykład neutron, który jest trochę cięższy od protonu, a więc ma większą energię spoczynkową, może przekształcić się w lżejszy od niego proton, jednakże bez naruszania ważnego w fizyce prawa zachowania ładunku (elektrycznego – podobnie

jak w wypadku energii, ładunek elektryczny nie może przepaść, ani wziąć się znikąd.). Przekształceniu temu musi zatem towarzyszyć pojawienie się ujemnego ładunku elementarnego, a tego może dostarczyć właśnie elektron (stąd nazwa procesu β^-). Niestety, to nie wszystko. Obserwowany w doświadczeniach proces takiego rozpadu wykazał niezgodność z bilansem energii – brakowało pewnej porcji energii do jego zamknięcia. Jak zapostulował Wolfgang Pauli w roku 1930, procesowi rozpadu β^- towarzyszy jeszcze powstanie cząstki o znikomej masie (może nawet zerowej), nazwanej neutrinem (co oznacza „obojętne maleństwo”). Jak się później okazało, rozpadom β^- towarzyszą antyneutrino. Tak więc przemiana β^- związana jest z rozpadem:

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e \quad (5.4)$$

gdzie falka nad ostatnim symbolem wskazuje na antycząstkę. Sam proces odbywa się dzięki istnieniu tzw. oddziaływań słabych w jądrze. Przykładem rozpadu β^- jest

$$^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} + e^- + \tilde{\nu}_e \quad (5.5)$$

W powyższym rozpadzie pojawia się dodatkowo promieniowanie γ .

Neutron swobodny rozpada się w zgodzie ze schematem (5.4), jednak tempo tego rozpadu, scharakteryzowane tzw. czasem życia, wynoszącym ok. 15 min., bynajmniej nie jest typowe dla większości przemian β w jądrach atomowych.

Wiedząc o sposobie powstawania elektronów, spodziewamy się, że w takim razie pozytony muszą powstawać, gdy proton przekształci się w neutron. Tu musi powstać cząstka o ładunku dodatnim, a taką właśnie jest pozyton. Kłopot jednak w tym, że proton jest lżejszy od neutronu, ma więc energię spoczynkową mniejszą niż energia spoczynkowa neutronu. Aby nastąpiło oczekiwane przekształcenie

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (5.6)$$

musi być dostarczona skądś energia. Dlatego też proces emisji pozytonów wymaga, aby jądro miało energię wzbudzenia co najmniej 1,02 MeV: jest to suma energii spoczynkowych elektronu i pozytonu. Jeśli jądro dysponuje taką energią, może ona zostać zużyta właśnie na powstanie pary e^+ i e^- . W dalszej kolejności ujemnie naładowany elektron oddziałując z dodatnio naładowanym protonem stworzy neutron i w procesie tym powstanie neutrino. Z powstałej pary e^+e^- pozostanie swobodny pozyton, który wyleci z jądra.

Przykładem omawianego rozpadu jest

$$^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e \quad (5.7)$$

Jeśli energia wzbudzenia jądra jest niższa, jedyny sposób na spowodowanie emisji pozytonu, to ściągnięcie do jądra elektronu z powłoki atomowej. W obu wypadkach ostatecznie zachodzi reakcja

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e \quad (5.8)$$

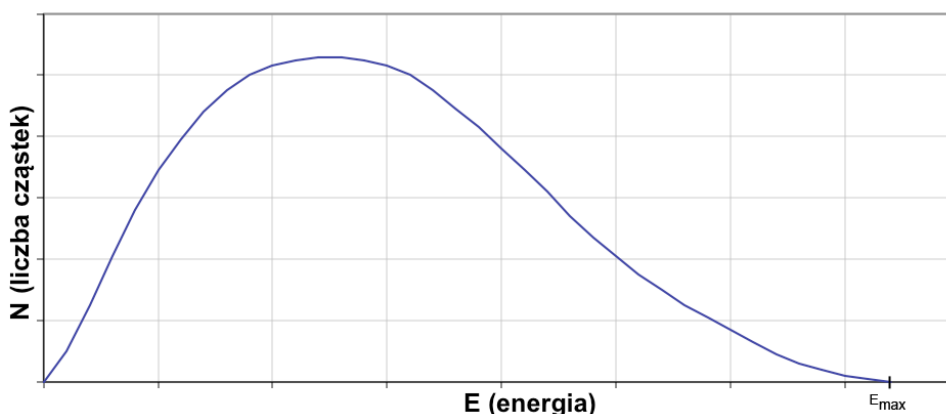
Jak wielokrotnie podkreślaliśmy, warunkiem emisji jakiegokolwiek promieniowania jest istnienie nadmiaru energii w jądrze. Deekscytacja jądra nie musi jednak oznaczać emisji cząstki z samego jądra – energia wzbudzenia może zostać przeznaczona na wyrzucenie elektronu z powłoki atomowej. Taki elektron nosi nazwę elektronu konwersji wewnętrznej i jest nierozróżnialny od elektronu powstałego w drodze rozpadu (5.4) – efektywnie stanowi więc także promieniowanie β . Jego energia równa jest w naturalny sposób różnicy energii wzbudzenia i energii wiązania elektronu na danej powłoce atomowej. Samo zjawisko wewnętrznej konwersji jest obserwowane głównie dla ciężkich jąder i niskich energii wzbudzenia. W lekkich jądrach dominuje rozpad γ , o którym powiemy w następnym podpunkcie.

Podobnie, jak w wypadku promieniowania α , mamy do czynienia z procesami, w których zmienia się liczba protonów w jądrach, a więc następuje przekształcanie się jednych pierwiastków w drugie. Reguły przesunięć wyglądają tu następująco:



Zauważmy, że w obu wypadkach nie zmienia się liczba masowa, gdyż łączna liczba neutronów i protonów w jądrze nie zmienia się. Oczywiście dla elektronów konwersji obowiązuje pierwsza z tych relacji. Dla porządku zaznaczmy też, że izotop β -promieniotwórczy może charakteryzować kilka kanałów rozpadu β , zachodzących z różnym prawdopodobieństwem.

A jak w tym wypadku będzie wyglądał rachunek, z którego powinniśmy obliczyć energię cząstki β ? Przypatrzmy się np. równaniu (5.4) i na moment potraktujmy cząstkę β i antyneutrino jak jeden obiekt. Podobnie, jak w wypadku promieniowania α , rozkład energii pomiędzy jądrem, a tym obiektem jest jednoznaczny. Tym razem jednak podział energii pomiędzy cząstką β a antyneutrinem może być dowolny: cząstka β może zabrać całą energię pary, albo też zero i wtedy całą energię przejmie antyneutrino. Ostatecznie w promieniowaniu β mamy cząstki o energiach w przedziale od zera do pewnej energii maksymalnej E_{max} : otrzymujemy ciągłe widmo energii pokazane schematycznie na rys. 5.8.



Rys. 5.8: Typowe widmo promieniowania β

5.4.3. Promieniowanie γ

Deekscytacja jądra drogą wysłania promieniowania elektromagnetycznego, zwanego tu promieniowaniem γ , nie zmienia kompozycji jądra – liczba protonów i neutronów pozostaje bez zmian – czyli przed i po zdarzeniu mamy ten sam pierwiastek i ten sam izotop (choć jego promień może się nieznacznie zmienić). Promieniowanie γ towarzyszy bardzo wielu przemianom jądrowym. Typowa energia charakteryzująca to promieniowanie, wysyłane przez naturalne źródła promieniotwórcze, to kilka MeV.

5.5. Aktywność

Jak pokazywaliśmy wyżej, istotnym parametrem charakteryzującym nuklid promieniotwórczy jest jego okres połowicznego zaniku. Liczba jąder promieniotwórczych maleje w miarę upływu czasu i często chcemy wiedzieć w jakim tempie to się dzieje. Temu właśnie służy pojęcie aktywności preparatu promieniotwórczego, czyli liczby rozpadów promieniotwórczych w jednostce czasu. Jej zmiana w funkcji czasu opisana jest identycznym równaniem, jak zmiana liczby izotopów promieniotwórczych: jeśli w chwili początkowej, którą przyjmujemy za zerową, mieliśmy N_0 jąder promieniotwórczych, to w chwili t będziemy ich mieli:

$$N(t) = N_0 e^{\frac{-t \ln 2}{T_{1/2}}} = N_0 e^{-\lambda t} \quad (5.11)$$

gdzie λ oznacza tzw. stałą rozpadu. Przebieg czasowy tej funkcji pokazaliśmy na rys. 5.5. Zanik aktywności ma identyczny przebieg:

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (5.12)$$

natomiast związek między aktywnością a liczbą jąder promieniotwórczych jest bardzo prosty:

$$A(t) = \lambda \cdot N(t) \quad (5.13)$$

Znając rachunek różniczkowy powiemy, że aktywność jest pochodną liczby jąder promieniotwórczych względem czasu wziętą ze znakiem minus: $-dN/dt$.

Rozdział 6.

Źródła i właściwości promieniowania jonizującego

6.1. Zjawisko jonizacji

Oba rodzaje promieniowania omawiane w poprzednich rozdziałach: promieniowanie korpuskularne oraz promieniowanie elektromagnetyczne niosą energię, która może zostać przekazana do atomów lub cząsteczek ośrodka. Jeżeli przekazana energia jest większa od energii wiązania elektronu, to może on zostać wyrwany z atomu lub cząsteczki. Wynikiem oddziaływania będzie wtedy pojawienie się w ośrodku swobodnych elektronów i dodatnich jonów. Taki proces nazywamy jonizacją, a promieniowanie wywołujące jonizację – promieniowaniem jonizującym. Wybijając elektrony z cząsteczek związków chemicznych może ono wskutek zerwania wiązań chemicznych zmienić ich strukturę.

Pierwsze systematyczne obserwacje zjawiska, które teraz nazywamy jonizacją, pochodzą z połowy XIX wieku, gdy zauważono istnienie „materiałów światłoczułych”. Naświetlanie światłem widzialnym niektórych soli srebra (tzw. halogenków, czyli AgCl, AgBr, AgI) skutkowało wydzieleniem metalicznego srebra. Odpowiednia procedura chemiczna pozwalała na trwałe zarejestrowanie obrazu. Taka zawiesina światłoczułych soli srebra, np. w żelatynie, to „emulsja fotograficzna”.

Technika fotograficzna dostarczyła ciekawych informacji o jonizacji towarzyszącej przejściu cząstek i jonów przez materiał światłoczuły:

- cząstki o dużej prędkości jonizowały słabiej niż identyczne cząstki o małej prędkości, co wykazano m.in. liczeniem ziaren srebra wzdłuż torów,
- jonizacja wywołana różnymi cząstkami o tej samej energii kinetycznej była odwrotnie proporcjonalna do kwadratu ich prędkości,
- dla cząstek niosących ładunek elektryczny, efekt jonizacji był proporcjonalny do kwadratu wartości tego ładunku.

„Wyłuskanie” elektronu ze struktury atomowej wymaga wykonania pracy, przynajmniej równej energii wiązania tego elektronu. Jak wiemy, najniższą energię wiązania mają elektrony z zewnętrznych powłok atomowych – „elektrony walencyjne”, a najmniejsze energie jonizacji mają atomy pierwiastków należące do I grupy układu okresowego, tzw. litowce. Największe energie jonizacji cechują atomy gazów szlachetnych z ostatniej grupy układu okresowego. Typowe energie jonizacji atomów są równe od kilku do kilkunastu elektronowoltów.

W danym ośrodku (zawierającym atomy o różnych liczbach atomowych Z i liczbach masowych A) promieniowanie może oddziaływać:

- z całymi atomami,
- z elektronami,
- z jądrami atomowymi.

Obserwujemy albo zderzenia, albo oddziaływania pól elektrycznych, w wyniku czego następu-

je przekazanie energii atomom ośrodka, więc możliwe będzie:

- wzbudzenie atomu,
- jonizacja atomu, czyli pojawienie się swobodnych elektronów,
- emisja jednego lub większej liczby fotonów promieniowania rentgenowskiego lub światła.

Gdy chcemy opisać ośrodek, w którym znajdują się atomy różnych pierwiastków, zazwyczaj nie rozpatrujemy osobno procesu jonizacji atomów poszczególnych składników o różnych liczbach Z i A , lecz opisujemy dany ośrodek jako materiał jednorodny, o uśrednionych parametrach: średnia gęstość, średnia wartość liczby atomowej Z i średnia wartość liczby masowej A .

Znajomość średniej gęstości i średniej liczby masowej pozwala oszacować średnie wzajemne odległości atomów/cząsteczek, a znajomość ich średniej liczby atomowej Z pozwala oszacować średnie energie wiązania elektronów.

6.2. Jonizacja ośrodków promieniowaniem korpuskularnym

6.2.1. Jonizacja ośrodka elektronami

Aby opisać jonizację ośrodka przy przejściu przezeń elektronów należy brać pod uwagę kilka elementów:

- Elektron – „pocisk” o niewielkiej energii kinetycznej E_{kin} , zderzając się z elektronami związanymi w atomach/cząsteczkach, tworzy jony. Przykładowo w powietrzu traci około 30 eV na każdą jonizację. Pomiar wykazały, że elektron o prędkości $0,024c = 7,2 \cdot 10^6$ m/s, (czyli energii kinetycznej ok. 150 eV), może do momentu zatrzymania wytworzyć w powietrzu kilka jonów, a ten o prędkości dziesięciokrotnie większej, czyli o energii $E_{kin} \approx 25$ keV, wytwarza (do momentu zatrzymania się) – ok. 400 jonów. Na wywołanie takiej jonizacji elektron zużywa około $400 \cdot 30$ eV = 12 keV. W rzeczywistości zużywa więcej energii, gdyż nie wszystkie straty energii elektronu skutkują jonizacją ośrodka.
- W ośrodku zawierającym atomy pierwiastków o dużej liczbie atomowej Z pojawia się oddziaływanie elektron-ciężkie jądro. W wyniku tego oddziaływania następuje zmiana toru elektronu, co skutkuje emisją przenikliwego promieniowania elektromagnetycznego (promieniowania hamowania). Elektron traci więc energię zarówno na jonizację ośrodka, jak i na promieniowanie elektromagnetyczne. Prawdopodobieństwo pojawienia się promieniowania hamowania jest proporcjonalne do kwadratu liczby atomowej materiału ośrodka. Z tego powodu wszędzie tam, gdzie promieniowanie hamowania nie jest pożądane, aparatura budowana jest z materiałów lekkich, jak plastik lub aluminium, dla których dominują straty energii na jonizację.
- Gdy elektrony mają tak wysoką energię, że powstaje promieniowanie hamowania o energii przewyższającej 1,02 MeV, następuje kreacja par elektron-pozyton.
- Jeśli elektron ma tak dużą energię kinetyczną, że jego prędkość jest większa od prędkości światła w danym ośrodku – pojawia się promieniowanie Czerenkowa. Energia elektronów, przy której zaczyna zachodzić to zjawisko w wodzie (współczynnik załamania wody to ok. 4/3), wynosi ok. 265 keV – dotyczy więc może promieniowania β z rozpadów promieniotwórczych. Dla porównania: dla protonów ta energia graniczna wynosi ok. 500 MeV.

- „Ultrarelatywistyczne” elektrony (o energiach rzędu gigaelektronowoltów), poruszające się po kołowych orbitach w silnym polu magnetycznym mogą tracić energię emitując fotony tzw. promieniowania synchrotronowego. Zjawisko to jest bardzo ważne we wszystkich cyklicznych akceleratorach elektronowych.

6.2.2. Jonizacja protonami i jonami

W wypadku jonizacji ośrodka przez cząstki cięższe (protony, jony) mamy następujące efekty:

- Przy niskich energiach, w wyniku zderzeń z atomami, mogą pojawić się zarówno elektrony wybite z atomu, jak i promieniowanie elektromagnetyczne.
- Przy dużych („relatywistycznych”) energiach protonów czy jonów zaczynają zachodzić reakcje jądrowe, produkujące duże ilości cząstek wtórnych i fotonów γ o energii wystarczającej do dalszej jonizacji ośrodka.

6.2.3. Jonizacja (pośrednia) neutronami

Neutrony – cząstki pozbawione ładunku elektrycznego – mogą jonizować ośrodek, ale będzie to jonizacja pośrednia – w wyniku oddziaływań neutronów z jądrami atomowymi pojawiają się cząstki naładowane lub fotony, które wywołują jonizację.

Podstawowe procesy zachodzące przy przechodzeniu neutronów to:

- reakcje jądrowe – po wchłonięciu neutronu powstałe jądro pozbywa się nadmiaru energii, emitując kwant γ , co powodować może jonizację ośrodka,
- reakcje zwykłego rozproszenia (zderzenia) z protonami ośrodka – proton uzyskuje energię kinetyczną i może jonizować ośrodek,
- powolny neutron jest zaabsorbowany przez ciężkie jądro (np. uranu) – istnieje wtedy bardzo duże prawdopodobieństwo, że zajdzie reakcja rozszczepienia,
- w zderzeniach neutronów z lekkimi jądrami ośrodka zachodzić mogą reakcje jądrowe, w których powstają protony, cząstki α lub cięższe jony. Właśnie produkty końcowe takich reakcji bezpośrednio jonizują ośrodek.

6.2.4. Jonizacja fotonami

Fotony nadfioletu, fotony rentgenowskie, fotony γ w ośrodku o średniej liczbie atomowej Z jonizują ośrodek w wyniku zachodzenia trzech procesów:

- zjawisko fotoelektryczne – dominuje przy niskich energiach fotonów; prawdopodobieństwo procesu jest proporcjonalne do Z^5 ,
- zjawisko Comptona (zderzenie foton-elektron) – dominuje przy średnich energiach; fotony zmniejszają swoją energię w jednym akcie oddziaływania, zmieniają kierunek lotu, pojawiają się rozproszone elektrony – prawdopodobieństwo zachodzenia procesu jest proporcjonalne do Z ,
- kreacja par elektron-pozyton – zachodząca tylko wtedy, gdy energia fotonu przekracza 1,02 MeV; prawdopodobieństwo tego procesu jest proporcjonalne do Z^2 , powstające pozytony niemal natychmiast anihilują z elektronami ośrodka, w wyniku czego pojawiają się parami fotony anihilacyjne o energii 511 keV każdy.

Przy przechodzeniu przez dowolny ośrodek zarówno natężenie, jak i energia początkowej wiązki fotonów mogą więc zmieniać się. Powody tego są trzy:

- pierwotne fotony „znikają” z wiązki, ponieważ przekazują całą energię elektronom ośrodka w zjawisku fotoelektrycznym – pojawiają się swobodne elektrony,
- pierwotne fotony zmniejszają swoją energię i zmieniają kierunek lotu po rozproszeniach foton-elektron (zjawisko Comptona) – pojawiają się elektrony, liczba fotonów maleje (fotony po zmniejszeniu energii mogą „wypadać” z wiązki w wyniku fotoefektu), a zarówno kierunki lotu fotonów, jak i ich energia ulegają zmianie,
- fotony pierwotne „znikają” z wiązki w wyniku tworzenia par elektron-pozyton, a ze względu na szybko zachodzącą anihilację pozytonów pojawiają się wtórne pary fotonów o energii 511 keV każdy, przy czym te dodatkowe fotony anihilacyjne emitowane są w wielu kierunkach.

Jeżeli pierwotna wiązka promieniowania γ jest „skolimowana” (początkowo fotony poruszają się w tym samym kierunku), to wymienione wyżej rodzaje oddziaływań powodują pojawienie się fotonów poruszających się w innych kierunkach.

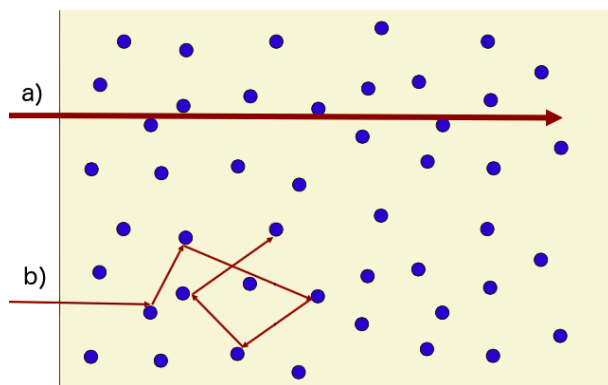
6.2.5. Zasięg różnych rodzajów promieniowania

Prowadzone różnymi technikami obserwacje i pomiary jonizacji, uzupełnione modelami teoretycznymi, doprowadziły do poznania związków pomiędzy energią jonizacji, rodzajem promieniowania i cechami ośrodka.

Dla cząstki o ładunku q i prędkości v w ośrodku o liczbie atomowej Z strata energii na jednostkę przebytej drogi jest wprost proporcjonalna do gęstości ośrodka (ρ), kwadratu ładunku cząstki (q^2), kwadratu liczby atomowej (Z^2) i odwrotnie proporcjonalna do kwadratu prędkości cząstki (v^2). Proces oddziaływania jest jednak rządony prawami statystyki i z tego względu podaje się na ogół tylko średnią energię potrzebną na wytworzenie pary jon-elektron w danym ośrodku. Energia ta wynosi dla cząsteczkowego azotu N_2 37 eV, dla tlenu O_2 33 eV, a dla „średniego powietrza” 32,5 eV.

W każdym akcie jonizacji, gdy ciężka cząstka wybija lekki elektron (o masie 1840 razy mniejszej od masy protonu) proste rozważania kinematyki rozproszenia wskazują, że zmiana wektora pędu padającej cząstki jest niewielka. Dlatego cząstki masywne (jak cząstki α z rozpadów promieniotwórczych, jony, protony) poruszają się po torach w przybliżeniu prostoliniowych – rys. 6.1a. Można to zaobserwować w takich detektorach, jak klisze fotograficzne czy komory mgłowe lub pęcherzykowe. W związku z tym długość drogi przebytej w ośrodku (aż do miejsca zatrzymania się) jest tożsama z zasięgiem. Przy opisywaniu oddziaływania promieniowania korpuskularnego w danym ośrodku wygodne jest korzystanie właśnie z tej wielkości, gdyż tak rozumiany zasięg jest dobrą miarą energii cząstek.

Inaczej dzieje się z elektronami. Analiza kinematyki zderzeń elektron-elektron wskazuje na duże prawdopodobieństwo istotnej zmiany kierunku padającego elektronu po każdym kolejnym zderzeniu. W rezultacie elektron porusza się w ośrodku po linii łamanej – rys. 6.1b (droga przebyta w ośrodku może być wielokrotnie większa od „zasięgu”, czyli głębokości penetracji).



Rys. 6.1: Porównanie cząstek: ciężkiej (a) i lekkiej (b) oddziałującej z materią

W praktyce laboratoryjnej znajomość relacji pomiędzy zasięgiem i energią dla każdej kombinacji cząstka-ośrodek jest sprawą zasadniczą – z jednej strony zasięg jest miarą energii, z drugiej – bez znajomości zasięgu nie potrafimy budować skutecznych osłon przed niepożądanym promieniowaniem jonizującym. Ze względu na złożoność procesów towarzyszących przejściu promieniowania jonizującego przez ośrodek materialny, często korzystamy z wyznaczonych doświadczalnie zależności zasięg-energia dla różnych możliwych kombinacji rodzaju cząstki, ośrodka i energii cząstki. Odpowiednie dane są podawane albo w postaci półempirycznych wzorów, albo w postaci tabel, z których odczytujemy zasięgi cząstek znając rodzaj i energię cząstek oraz rodzaj pochłaniacza.

Zasięgi cząstek bardzo często podawane są w tzw. grubościach powierzchniowych zamiast w jednostkach długości toru: jeżeli zasięg pewnego promieniowania w danym pochłaniaczu wynosi R centymetrów i znamy gęstość materiału pochłaniacza ρ [g/cm³], to możemy podać zasięg w jednostkach [g/cm²], który jest po prostu iloczynem obu rozpatrywanych wielkości. Przykładowe dane zasięg-energia przedstawia tabela 6.1. Dane dla elektronów i cząstek α dotyczą energii typowych dla docierającego do nas promieniowania naturalnego. Zauważmy, że dla elektronów zasięgi są odwrotnie proporcjonalne do gęstości ośrodków, czyli są stałe jeśli wyrazić je w jednostkach „powierzchniowych”.

W przypadku rozpadów β nie mamy wiązki elektronów o jednej energii – mamy (znane) widmo energii oraz maksymalną energię elektronów E_{max} . Wtedy przy pomiarach osłabienia wiązki wyznaczana jest grubość połówkowa, $d_{1/2}$, czyli taka grubość pochłaniacza, po przejściu której natężenie promieniowania maleje dwukrotnie. Maksymalna energia widma β , E_{max} w [MeV], dla pochłaniacza z aluminium, wyraża się zależnością:

$$\sqrt{E_{max}^3} = \frac{d_{1/2}}{0,038} \quad (6.1)$$

gdzie grubość połówkowa wyrażona jest w jednostkach masy powierzchniowej g/cm².

Istotne jest to, że jonizacja nie zachodzi jednakowo na całej długości toru cząstki. Obserwuje się, że przy przechodzeniu ciężkich cząstek (dokładniej – cząstek cięższych od elektronu) przez dany ośrodek, następuje nagły wzrost liczby jonizacji na jednostkę długości toru w końcowej części zasięgu – tuż przed zatrzymaniem cząstki. Dzieje się tak dlatego, że cząstka o małej prędkości dłużej oddziałuje z atomem, w wyniku czego jest mu w stanie przekazać większą porcję swej energii.

Tabela 6.1: Zasięgi elektronów o przykładowych energiach, typowych dla rozpadów promieniotwórczych

Energia kinetyczna elektronu E_{kin} [keV]	Prędkość elektronu w próżni v [ułamek prędkości światła]	Zasięg elektronu w powietrzu R [cm]	Zasięg elektronu w wodzie L [cm]	Przybliżona całkowita liczba jonów na drodze R w powietrzu	Średnia liczba jonów w powietrzu [jon/cm]
0,15	0,024	0,0006	$< 8 \cdot 10^{-7}$	ok. 5	7 700
2,55	0,1	0,04	$0,5 \cdot 10^{-4}$	ok. 84	2 100
10,5	0,2	0,23	$2,9 \cdot 10^{-4}$	ok. 230	1 000
24,7	0,3	1	$12,7 \cdot 10^{-4}$	ok. 400	400
46,6	0,4	3,4	$43,2 \cdot 10^{-4}$	ok. 850	250
79,1	0,5	7,3	$92,7 \cdot 10^{-4}$	ok. 1 300	180
127,8	0,6	17,9	0,023	ok. 2 300	130
204,7	0,7	37,5	0,048	ok. 3 600	95
341	0,8	83	0,105	ok. 5 800	70
662	0,9	214	0,27	ok. 10 700	50
1 127	0,95	437	0,55	ok. 20 000	45
3 114	0,99	1 300	1,65	ok. 53 000	41

6.2.6. Osłabianie wiązek fotonowych w materii

W wypadku wiązek fotonowych pojęcie zasięgu nie ma sensu, gdyż fotonów nie można zatrzymać. Możemy tylko opisywać zmiany natężenia i energii wzdłuż wiązki fotonów. Dlatego też wprowadza się pojęcie grubości połówkowej jako tej, która powoduje dwukrotne osłabienie wiązki fotonów.

Rozważmy cieką warstwę jednorodnego materiału o grubości Δx i jednostkowej powierzchni – np. 1 cm². Do warstwy dochodzi n_0 fotonów o energii E , które w rozważanej warstwie pochłaniacza napotykają atomy. W wyniku różnego typu oddziaływań część fotonów jest usuwana z wiązki w wyniku rozproszeń, a część może być w ośrodku pochłonięta. Pod powierzchnią tej warstwy Δx będzie mniej fotonów, a zmiana liczby fotonów Δn będzie proporcjonalna do grubości warstwy i liczby padających fotonów:

$$\Delta n = -\mu \cdot n_0 \cdot \Delta x \quad (6.2)$$

Współczynnik proporcjonalności, μ , opisuje prawdopodobieństwo (na jednostkę drogi) przejścia wiązki przez warstwę o niewielkiej grubości Δx . Po odpowiednich przekształceniach można obliczyć liczbę fotonów n przechodzących przez warstwę o całkowitej grubości x , złożoną z takich cienkich warstw.

$$n = n_0 e^{-\mu x} \quad (6.3)$$

Jeżeli istnieje kilka różnych, niezależnych procesów oddziaływania fotonów wiązki z materiałem pochłaniaczem, współczynnik μ będzie sumą różnych współczynników, opisujących wszystkie rozważane procesy.

Jeżeli mamy do czynienia z promieniowaniem monoenergetycznym (wszystkie fotony mają tę samą energię), to przy przechodzeniu przez kolejne warstwy materiału o grubości $d_{1/2}$ każda, za każdym razem mamy natężenie dwukrotnie mniejsze – czyli:

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}.$$

6.3. Źródła promieniowania jonizującego (jądrowego i niejądrowego)

Na pytanie „Gdzie napotykamy promieniowanie jonizujące?” istnieje prosta odpowiedź: WSZĘDZIE!

Izotopy promieniotwórcze znajdują się w glebie, w przedmiotach powszechnego użytku, w żywności, w wodzie; promieniotwórczy gaz radon jest składnikiem powietrza, którym oddychamy; dociera do nas promieniowanie kosmiczne. Są takie miejsca na Ziemi, gdzie ze względu na skład chemiczny gleby lub ze względu na wysokość nad poziomem morza, obserwujemy szczególnie duże natężenie promieniowania jonizującego. Na promieniowanie to składają się

- cząstki α z rozpadów promieniotwórczych naturalnych i sztucznie wytwarzanych izotopów promieniotwórczych,
- cząstki β (elektrony i pozytony) z rozpadów promieniotwórczych naturalnych i sztucznie wytwarzanych izotopów promieniotwórczych,
- fotony γ pochodzące z rozpadów promieniotwórczych,
- neutrony produkowane w reaktorach w reakcjach rozszczepienia jąder ciężkich (uranu, toru, plutonu...),
- neutrony emitowane w spontanicznych rozszczepieniach (oznaczenie sf) bardzo ciężkich jąder atomowych. Prawdopodobieństwo takiego rozpadu jest bardzo małe dla występujących w przyrodzie izotopów uranu i toru. Jednak dla sztucznie wytwarzanych izotopów pierwiastków o liczbie atomowej $Z > 95$ prawdopodobieństwo takiego procesu jest już na tyle duże, że np. izotop kalifornu ^{252}Cf ($Z = 98$, $T_{1/2} = 2,6$ lat) jest wygodnym „źródłem laboratoryjnym” neutronów (ponadto izotop ten emituje kilka neutronów w każdym akcie spontanicznego rozszczepienia),
- neutrony wytwarzane w tzw. „generatorach neutronów” w reakcjach jądrowych z udziałem lekkich jąder – przykładowo typowy generator neutronów to urządzenie, w którym zderzane są dwa różne izotopy wodoru (deuter ^2H i tryt ^3H), a w wyniku emitowane są neutrony o energii ok. 14 MeV,
- protony i jony powstające w wyniku samorzutnych lub sterowanych przez człowieka reakcji jądrowych.

Wszystkie powyższe przykłady dotyczą promieniowania emitowanego z jąder atomowych – promieniowania jądrowego. Mamy jednak też niejądrowe źródła promieniowania jonizującego, do których należą:

- strumienie elektronów o bardzo różnych energiach, uzyskiwane w takich urządzeniach, jak
 - cykliczne akceleratory elektronowe (cyklotrony, synchrotrony, betatrony...);

- liniowe akceleratory elektronowe (do tej grupy należą lampy elektronowe – w tym również kineskopy TV);
- fotony „rentgenowskie”, o energii do kilkudziesięciu keV, wytwarzane w lampach RTG przez wyhamowanie wiązek elektronowych na materiale „antykatody”, czyli w metalu o dużej liczbie atomowej Z , a także w synchrotronach;
- promieniowanie nadfioletowe;
- promieniowanie kosmiczne – do powierzchni globu dociera wtórne korpuskularne promieniowanie kosmiczne, składające się głównie z elektronów i mionów (cząstek o ładunku elektrycznym elektronu, ale ponad 200-krotnie masywniejszych).

6.4. Rozchodzenie się promieniowania w przestrzeni

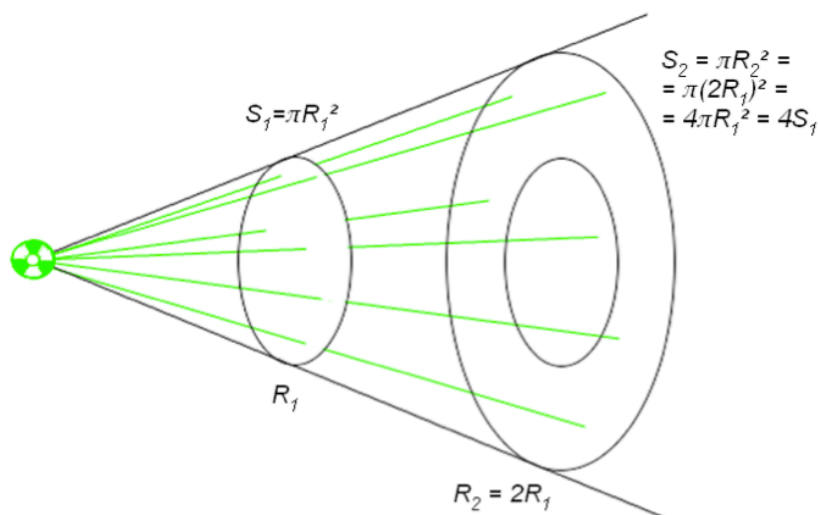
Dotąd omawiane było przechodzenie promieniowania przez ośrodek materialny. Próżnia – intuicyjnie – to przestrzeń, w której nie ma materii. Każde promieniowanie – a więc również promieniowanie jonizujące – rozchodzi się w próżni prostoliniowo, o ile nie mamy do czynienia z obecnością gigantycznych pól grawitacyjnych (takie pola zakrzywiają torę fotonów, również fotonów światła widzialnego), silnych pól elektrycznych (takie pole mogą przyspieszać lub hamować ruch cząstek naładowanych), czy silnych pól magnetycznych (pole magnetyczne zakrzywia ruch cząstek naładowanych).

Założmy, że promieniowanie (N cząstek czy fotonów na sekundę) emitowane przez źródło punktowe, rozchodzi się prostoliniowo i nie ulega pochłonięciu po drodze – rys. 6.2. Gęstość tego promieniowania na odległości L od źródła będzie wynosić $\frac{N}{4\pi L^2}$. Wstawiając detektor o powierzchni S prostopadle do toru promieniowania zmierzmy natężenie promieniowania równe $n = \frac{NS}{4\pi L^2}$. A więc oddalając się od źródła będziemy mierzyć natężenie promieniowania spadające jak $\frac{1}{L^2}$. Dlatego w dwukrotnie większej odległości promieniowanie rozkłada się na czterokrotnie większą powierzchnię, a więc natężenie mierzone detektorem o takiej samej, niewielkiej powierzchni musi być czterokrotnie mniejsze.

W ziemskich warunkach laboratoryjnych wpływ pola grawitacyjnego Ziemi na ruch cząstek daje się zaobserwować tylko w bardzo szczególnym przypadku – gdy badamy ruch wiązek ultra-powolnych neutronów.

Nie wszyscy z nas pamiętają o tym, że nasza macierzysta planeta posiada pewien ładunek elektryczny (ujemny), którego istnienie skutkuje stałym polem elektrycznym o natężeniu ok. 100 V/m – trzeba je uwzględnić projektując precyzyjne układy pomiarowe. Wpływ niepożądanych pól elektrycznych na ruch cząstek posiadających ładunek elektryczny, usuwamy stosując tzw. puszki (klatki) Faraday’a.

Jeżeli chodzi o ziemskie pole magnetyczne – nie przekracza ono ok. 20 μ T. Potrafimy je „zneutralizować” wytwarzając sztuczne, przeciwnie zorientowane pole.



Rys. 6.2: Prostoliniowe rozchodzenie się promieniowania

6.5. Oznaczenia stosowane w pracy ze źródłami promieniowania jonizującego

Pomieszczenia, pojemniki i aparatura, które są lub mogą być źródłem promieniowania jonizującego, muszą być oznakowane. Służy do tego symbol złożony z trzech czerwonych lub czarnych trójkątów, nazywany czasem „koniczynką” – rys. 6.3. Jest to znak – ostrzeżenie: TU JEST PROMIENIOWANIE JONIZUJĄCE! Sam taki znak bez napisów jest obligatoryjnie umieszczany na wszystkich przedmiotach, opakowaniach i urządzeniach, gdzie mamy do czynienia z promieniowaniem jonizującym, a wzór oznakowania zależy od tego, co jest źródłem promieniowania jonizującego.



Rys. 6.3: Symbol promieniowania jonizującego

Istnieje również cały system szczegółowych znaków stosowany przy transportowaniu jakichkolwiek materiałów promieniotwórczych. Wzory tych znaków podane są w Rozporządzeniu Rady Ministrów w sprawie szczegółowych warunków bezpiecznej pracy ze źródłami promieniowania jonizującego z dn. 12 lipca 2006 roku (Dz.U. 2006, poz. 994).

Część II

Człowiek a promieniowanie jonizujące



Rozdział 7.

Podstawy ochrony radiologicznej

7.1. Uwagi wstępne

Jonizacja substancji decydujących o prawidłowym działaniu naszych organizmów może doprowadzić do powstawania w komórkach ciała zmian, których skutkiem będą choroby, w tym nowotworowe. Z tego względu, przy pracy ze źródłami promieniowania należy stosować zasady bezpieczeństwa, zwane ochroną radiologiczną. Zasady te obowiązują podczas tworzenia, posługiwania się i transportowania materiałów promieniotwórczych. Szczegółowe przepisy określa obowiązująca ustawa Prawo Atomowe. Potencjalny specjalista w zakresie nukleoniki powinien dobrze rozumieć, skąd takie zasady się biorą i jakiego się tu używa języka. Z tego względu wprowadzimy w tym rozdziale kilka pojęć, którymi posługujemy się w ochronie radiologicznej. W dalszej kolejności będziemy mówili o normach nas obowiązujących.

Pracując ze źródłami promieniotwórczymi musimy ustalić sposób ich opisu: informacja o izotopie lub izotopach, które to źródło zawiera, jego aktywność, okres połowicznego zaniku i rodzaj wysyłanego promieniowania. Dane te są niezbędne do oceny skutków działania promieniowania na organizmy, w tym przede wszystkim na człowieka.

Podstawową wielkością stosowaną w ochronie radiologicznej jest liczba rozpadów promieniotwórczych w źródle zachodzących w jednostce czasu, czyli aktywność. Jej jednostką jest bekerele:

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ rozpad/s} \quad (7.1)$$

Jednostką historyczną, choć wciąż jeszcze spotykaną jest kiur (Ci), czyli w przybliżeniu aktywność 1 g radu ^{226}Ra . Jest to wielkość wielokrotnie większa niż 1 Bq:

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq} = 37 \text{ GBq} \quad (7.2)$$

Wygodnie jest czasem korzystać z pojęcia aktywności przypadającej na gram substancji, a więc aktywności właściwej. 1 Ci/g jest w przybliżeniu aktywnością właściwą radu (ściśle wynosi ona 36,6 GBq/g). W literaturze czasem podaje się też aktywność właściwą odniesioną nie tyle do jednostki masy, ile do jednostki objętości lub powierzchni emitującej promieniowanie – wybór definicji jest tylko kwestią wygody niektórych dalszych obliczeń.

Inną wielkością, którą już definiowaliśmy, jest okres połowicznego zaniku $T_{1/2}$. Sytuacja przybiera nieco inną postać, jeśli jakiś izotop promieniotwórczy znajdzie się w naszym ciele. Nietrudno zorientować się, że efekt końcowy musi zależeć od szybkości, z jaką dany izotop lub substancja zawierająca ten izotop są wydalone z organizmu. Mówimy wtedy o biologicznym czasie półowokowym $T_{1/2(\text{bio})}$ potrzebnym do wydalenia z organizmu

połowy danej substancji. Można wtedy pokazać, że efektywny (łączny) okres połowicznego zaniku $T_{1/2(\text{eff})}$, określający możliwe działanie promieniowania jonizującego, jest dany relacją:

$$\frac{1}{T_{1/2(\text{eff})}} = \frac{1}{T_{1/2}} + \frac{1}{T_{1/2(\text{bio})}} \quad (7.3)$$

Znajomość efektywnego okresu połowicznego zaniku jest szczególnie potrzebna, gdy chcemy ocenić sumaryczną aktywność, z którą zetknął się organizm.

Idąc dalej w tych rozważaniach przeanalizujemy jeszcze jedną sytuację: W wypadku zdarzeń radiologicznych musimy liczyć się z możliwością powstania w glebie skażeń izotopami o długim okresie połowicznego zaniku, jak choćby ^{137}Cs . Izotop ten w wyniku opadu wnikać będzie w glebę, a część aktywności zostanie wciągnięta przez rośliny, które następnie zostaną zjedzone przez zwierzęta. Dlatego zaczyna interesować nas czas, który możemy nazwać radioekologicznym okresem połowicznego zaniku. Jest to czas, po którym w roślinach i zwierzętach aktywność danego izotopu spadnie do połowy. Jego wyznaczenie nie jest bynajmniej łatwym problemem, gdyż czas ten ewidentnie zależy od elementów łańcucha pokarmowego.

7.2. Dawka

Nadzwyczaj istotnym pojęciem w ochronie radiologicznej jest pojęcie dawki. W zasadzie każdy z nas ma skojarzenie słowa dawka, z ilością czegoś, co pochłonęliśmy. To prawda, jednak możliwości określenia pojęcia dawki jest wiele. W wypadku promieniowania historycznie mierzono przede wszystkim jonizację powietrza i określano ładunek elektryczny w nim wytworzony. Wprowadzono wtedy pojęcie dawki ekspozycyjnej: całkowitego ładunku jonów wytworzonych przez promieniowanie w jednostce masy powietrza:

$$X = \frac{Q}{m} \quad (7.4)$$

Z definicji tej wynika, iż jednostką dawki ekspozycyjnej jest 1 C/kg. Jednostką historyczną dawki ekspozycyjnej jest rentgen (1 R), czyli dawka od fotonów, wytwarzająca w 1 cm³ powietrza w warunkach normalnych (kiedy to masa tej objętości wynosi 0,001293) jedną jednostkę elektrostatyczną jonów każdego znaku:

$$1 \text{ R} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ C / kg powietrza} \quad (7.5)$$

Powyższą wielkość fizyczną dosyć trudno sobie utożsamić z jej potencjalnym skutkiem biologicznym. Pójdźmy więc za intuicją i wprowadźmy pojęcie dawki pochłoniętej D jako energii promieniowania E zdeponowanej średnio w każdej jednostce masy m ciała:

$$D = \frac{E}{m} \quad (7.6)$$

Jej jednostką jest grej (1 Gy):

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg} \quad (7.7)$$

W starszych opracowaniach znajdujemy wciąż historyczną jednostkę, sto razy mniejszą, nazwaną radem:

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ erg/g} = 0,01 \text{ Gy} \quad (7.8)$$

7.3. Dawka równoważna (równoważnik dawki)

Sprawę określania dawki komplikuje fakt, że każdy rodzaj promieniowania jonizuje materię z różną skutecznością, a właśnie od tego zależy efekt biologiczny. Musimy więc przyjąć jakiś standard, względem którego będziemy „mierzyli” skutki biologiczne. Takim standardem jest działanie promieniowania X i γ . W wypadku innych rodzajów promieniowania wprowadzamy niemianowany współczynnik jakości promieniowania w_R , który mówi nam, ile razy silniej wpływa na organizm rozpatrywane promieniowanie. Dawkę pochłoniętą pomnożoną przez ten współczynnik dawki nazywamy dawką równoważną. Tak więc dawce pochłoniętej D odpowiada dawka równoważna (nazywana też czasem, choć niezbyt precyzyjnie, równoważnikiem dawki):

$$H = w_R \cdot D \quad (7.9)$$

Choć współczynnik w_R nie posiada jednostki, dla zapamiętania, że chodzi nam o efekty biologiczne zmieniamy nazwę jednostki z greja na siwert (Sv) – od nazwiska uczonego szwedzkiego Rolf Sieverta. Współczynniki w_R dla promieniowania różnego rodzaju podaje tabela 7.1.

Tabela 7.1: Współczynniki jakości promieniowania dla różnych rodzajów promieniowania. (za Rozporządzeniem Rady Ministrów z dnia 18 stycznia 2005 r. w sprawie dawek granicznych promieniowania jonizującego; Dz.U. 2005, poz. 168)

Rodzaj i zakres energii promieniowania		w_R
Fotony γ o dowolnej energii		1
Elektrony i miony o dowolnej energii		1
Neutrony o energiach	do 10 keV	5
	10 – 100 keV	10
	0,1 – 2 MeV	20
	2 – 20 MeV	10
	ponad 20 MeV	5
Protony o energii do 2 MeV (bez protonów odrzutu)		5
Cząstki α , ciężkie jony, fragmenty rozszczepienia		20

7.4. Dawka skuteczna

Wrażliwość poszczególnych tkanek i narządów na promieniowanie jonizujące jest różna, w związku z czym, aby móc ocenić, jaki może być dla całości organizmu skutek napromie-

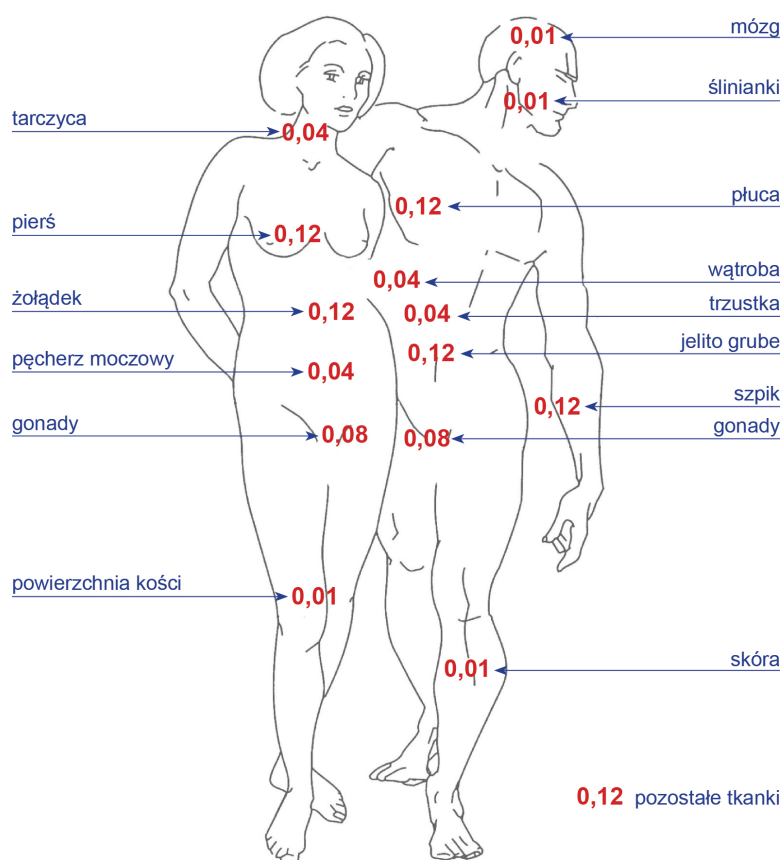
nienia któregoś z narządów, wprowadza się kolejny współczynnik w_T . Pokazuje on względną radioczułość narządów, tj. stosunek tego efektu do efektu napromienienia całego ciała taką dawką. Dzięki temu możemy zdefiniować tzw. dawkę skuteczną (efektywną), którą dla całego ciała obliczamy przez sumowanie przyczynków pochodzących od kolejnych narządów:

$$E = \sum w_T H_T \quad (7.10)$$

gdzie H_T jest dawką równoważną otrzymaną przez dany organ (narząd). Z definicji, suma współczynników w_T musi wynosić jeden:

$$\sum w_T = 1 \quad (7.11)$$

Rysunek 7.1 przedstawia wartości współczynników dla różnych narządów wg. aktualnych (w roku 2014) zaleceń ICRP (ang. *International Commission on Radiological Protection*, pol. Międzynarodowej Komisji Ochrony Radiologicznej). Obowiązujące w ochronie radiologicznej w Polsce współczynniki definiuje odpowiednie rozporządzenie Rady Ministrów.



Rys. 7.1: Procentowy udział narządów w dawce skutecznej wg zaleceń ICRP z 2007 r.

Możemy rozważyć jeszcze szerszy przypadek: jeśli izotop promieniotwórczy znajduje się w naszym organizmie, np. w wątrobie, to promieniowanie z tego narządu wywołuje skutki w innych narządach. Aby obliczyć tego typu efekty należy wziąć pod uwagę łączną

dawkę dostarczoną do narządu w czasie przebywania izotopu promieniotwórczego w narządzie. Jest to tzw. dawka skumulowana, którą jednak nie będziemy się zajmowali.

7.5. Moc dawki

Z punktu widzenia działania promieniowania na organizm, ważna jest nie tylko znajomość dawki. Istotną rzeczą jest także wiedza o czasie, w którym dawka była deponowana w organizmie (przekazywana do organizmu). Przyczyna jest nadzwyczaj prosta: jeśli promieniowanie jonizujące wywoła uszkodzenie w komórkach naszego organizmu, ten znacznie się broni (podobnie jak przy skaleczeniu). Każda reperacja wymaga czasu i jeśli reperacja trwa dłużej niż czas, w którym dostarczana jest dawka, organizm może nie poradzić sobie z narastającą liczbą uszkodzeń. Dlatego też w ochronie radiologicznej i medycynie ważną wielkością jest tzw. moc dawki, tj. dawka pochłonięta w jednostce czasu:

$$\dot{D} = \frac{D}{t} \quad (7.12)$$

Jednostkami mocy dawki mogą być: 1 Gy/rok, 1 mGy/godz. itp.

7.6. Ilość materiału promieniotwórczego, równowaga promieniotwórcza

Wprowadzona wcześniej aktywność, $A(t) = \lambda \cdot N(t)$, mówi o liczbie rozpadów zachodzących w jednostce czasu w danej próbce. Pamiętajmy, że nie jest ona tożsama z ilością materiału promieniotwórczego w próbce, tj. liczbą $N(t)$ jąder promieniotwórczych – mała ilość jednego materiału promieniotwórczego, przy odpowiednio krótkim okresie połowicznego zaniku, może mieć taką samą aktywność jak duża ilość innego materiału. W przybliżeniu aktywność $A(t)$ i liczba jąder promieniotwórczych $N(t)$ wiąże się zależnością:

$$N(t) = 1,44 \cdot A(t) \cdot T_{1/2} \quad (7.13)$$

Rozpatrzmy sytuację, w której dany nuklid X rozpada się i powstaje inny nuklid promieniotwórczy Y. Ponadto, równocześnie ten nowy nuklid też się rozpada do stabilnego nuklidu Z. Można wykazać, że zależność aktywności każdego z tych izotopów od czasu będzie funkcją okresów połowicznego zaniku nuklidów X i Y. Prostym przykładem jest izotop ^{90}Sr , który rozpada się (okres połowicznego zaniku 28,6 lat) do ^{90}Y , ten zaś do stabilnego ^{90}Zr z okresem połowicznego zaniku 64 godz.

Policzmy to dokładniej: Załóżmy, że w chwili początkowej, że mamy próbkę zawierającą jeden izotop promieniotwórczy o pewnej aktywności $A_1(0)$. Ulega on rozpadowi z pewną stałą λ_1 do innego izotopu. Ilość jąder tego nowego izotopu stopniowo rośnie (od zera). Jednocześnie nowy izotop rozpada się ze stałą λ_2 . Dodatkowo załóżmy, że izotop macierzysty rozpada się znacznie wolniej niż ten pochodny (co zapisujemy jako: $\lambda_2 > \lambda_1$). Wtedy po odpowiednio długim czasie aktywność $A_2(t)$ tego jądra pochodnego zmierza do

$$A_2(t) \rightarrow A_1(t) \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (7.14)$$

Zatem: aktywność izotopu pochodnego dyktowana jest w tym wypadku przez tempo rozpadu jąder macierzystych. Tę sytuację nazywamy równowagą przejściową. W wypadku, gdy jądro macierzyste rozpada się w całości do jednego jądra pochodnego, aktywność jądra pochodnego będzie zawsze większa od aktywności jądra macierzystego, natomiast tempo zaniku (oczywiście po pewnym wstępnym okresie formowania się jąder pochodnych) będzie takie samo jak jądra macierzystego, co pokazuje wzór (7.14). Przykładem tego rodzaju procesu jest tworzenie się aktywności ^{99m}Tc ($\lambda = 0,116 \text{ godz.}^{-1}$) z rozpadu ^{99}Mo ($\lambda = 0,010 \text{ godz.}^{-1}$). W granicznym wypadku $\lambda_2 \gg \lambda_1$, aktywność materiału pochodnego zbliża się do aktywności materiału macierzystego. Mówimy wtedy o równowadze wiekowej.

Jeśli jądro pochodne rozpada się wolniej niż jądro macierzyste ($\lambda_2 < \lambda_1$), w granicy długich czasów i przy założeniu, że $A_2(0) = 0$

$$A_2(t) \approx A_1(t) \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (7.15)$$

tj. materiał pochodny rozpada się zgodnie ze swoim charakterystycznym tempem.

7.7. Zasady ochrony przed promieniowaniem jonizującym

Po tej dość obszernej dawce wiedzy o podstawowych pojęciach stosowanych w ochronie radiologicznej (zapewniamy, że jest tych pojęć znacznie więcej, a niejednokrotnie niezbędne rachunki są kłopotliwe) odpowiedzmy sobie na proste pytanie: jeśli promieniowanie jonizujące może nam szkodzić, co robić, aby się przed nim ochronić?

Odpowiedź jest zawarta w dotychczas wyłożonym materiale:

- Po pierwsze wiemy, że możemy zastosować różne osłony, stosowne dla danego rodzaju promieniowania i jego energii.
- Po drugie, im dłużej znajdujemy się w pobliżu jakiegoś źródła promieniowania o określonej mocy, tym większą dawkę otrzymamy. Tak więc skracanie czasu pobytu w polu promieniowania jest naturalnym sposobem ochrony.
- Wreszcie, po trzecie, im jesteśmy dalej od źródła, tym mniejsza porcja energii promieniowania dociera do nas.

To najprostsze trzy zasady, związane z osłonami, czasem i odległością, które możemy zastosować. Jest jednak jeszcze jedna zasada, zresztą ściśle związana z dwoma ostatnimi czynnikami. Jeśli materiał promieniotwórczy pojawi się na naszej skórze, efekt jego działania (odległość zerowa) może być bardzo poważny, włącznie z silnym poparzeniem skóry. Tak więc nie wolno zaniedbywać podstawowej zasady higieny, jaką jest mycie rąk po możliwym kontakcie z substancją promieniotwórczą.

Ponieważ dowolny drobny materiał może wnikać do wnętrza organizmu przez pory skóry, a także miejsca zranione, należy myć ręce w pierwszej kolejności w zimnej wodzie, aby zamknąć pory. Dopiero po takim wstępnym myciu powinno się używać ciepłej wody.

Pracując ze źródłami promieniotwórczymi należy zachować dużą dyscyplinę. Te są z reguły chowane w specjalnym pojemniku, którego konstrukcja (na ogół z ołowiu) zabezpiecza osoby znajdujące się obok niego przed promieniowaniem z wewnątrz. Źródła z ich pełnymi charakterystykami muszą być ewidencjonowane oraz muszą być wyjmowane z „tresora” (przechowalnika źródeł) i wkładane zawsze na to samo miejsce, gdyż nie zawsze

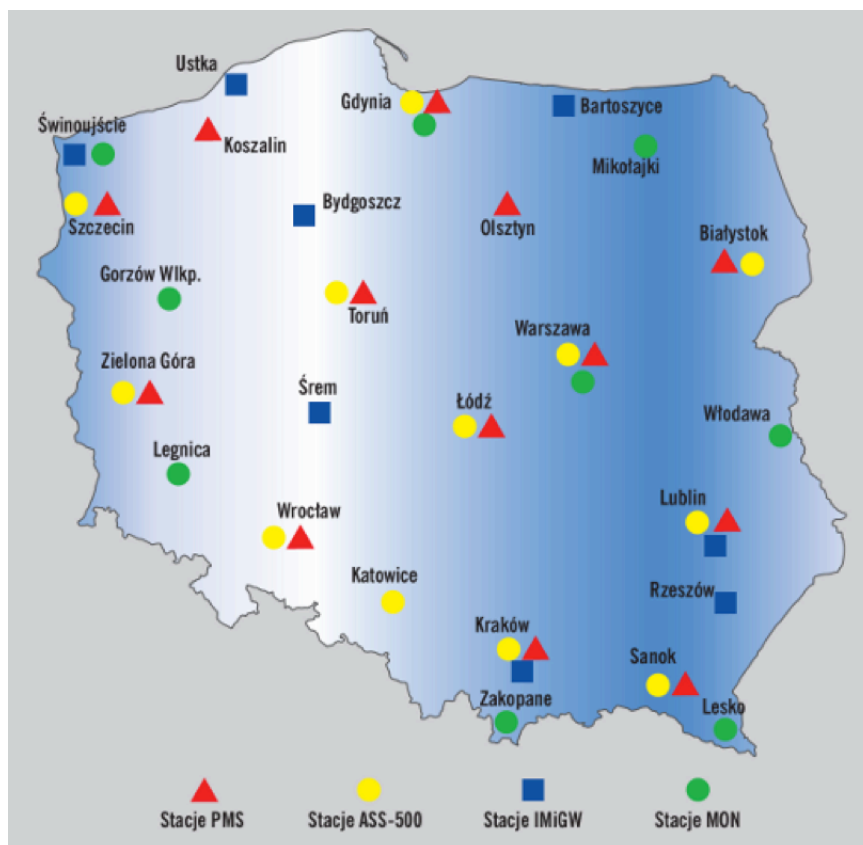
są na nich umieszczone łatwo widoczne oznaczenia. Dlatego kultura pracy jest sprawą bardzo ważną i niewątpliwie należy do podstaw ochrony radiologicznej.

7.8. Narażenie radiacyjne ludności

Zgodnie z zaleceniami Międzynarodowego Komitetu Ochrony Radiologicznej, ludność nie-narażona zawodowo powinna być chroniona przed roczną dawką 1 mSv. Czy jest to duża, czy mała dawka, jeszcze porozmawiamy. Tu jednak zwróćmy uwagę, że aby chronić się, niezbędną rzeczą jest stałe śledzenie poziomu promieniowania – inaczej mówiąc, konieczny jest monitoring środowiska. Taki monitoring prowadzony jest w Polsce systematycznie w stacjach na terenie całego kraju. Bada się w nich zawartość nuklidów promieniotwórczych w środowisku i w żywności. Taki monitoring prowadzony jest także na poziomie lokalnym, jeśli istnieją jakiekolwiek podejrzenia, że dany teren może zostać skażony materiałami promieniotwórczymi. Dotyczy to w szczególności terenu Krajowego Składowiska Odpadów Promieniotwórczych w Różanie nad Narwią, otoczenia reaktora MARIA w Świerku, ale także miejsc, w których wydobywano w swoim czasie uran, jak w Kowarach.

Prowadzenie monitoringu pozwala na szybkie wykrycie zagrożenia radiacyjnego, przewidzenie jego możliwych skutków dla ludności, a także podjęcie odpowiednich działań ochronnych. Te stacje wczesnego wykrywania zagrożeń radiacyjnych należą do różnych urzędów i instytutów naukowych, które opisujemy niżej.

W Polsce działa 13 stałych stacji automatycznych typu PMS, należących do Państwowej Agencji Atomistyki, które badają moce dawek promieniowania γ , widma tego promieniowania, a także intensywność opadów atmosferycznych i temperaturę otoczenia. Dane są przekazywane społeczności międzynarodowej. Ponadto Centralne Laboratorium Ochrony Radiologicznej (CLOR) dysponuje 12 stacjami typu ASS-500, które badają, standardowo raz na tydzień, aerozole promieniotwórcze zbierane na specjalnych filtrach, a także mierzą na bieżąco występowanie sztucznie wytwarzanych pierwiastków promieniotwórczych. Trzecim „udziałowcem” monitoringu kraju jest Instytut Meteorologii i Gospodarki Wodnej (IMiGW), który posiada 9 stacji, a czwartym Ministerstwo Obrony Narodowej, które ma 8 stacji zlokalizowanych na terenach jednostek wojskowych i bada moce dawek promieniowania γ . Na rysunku 7.2 pokazane jest rozmieszczenie stałych stacji wczesnego ostrzegania.



Rys. 7.2: Stacje wczesnego wykrywania skażeń promieniotwórczych
(źródło: strona internetowa PAA, 2013 r.)

7.9. Narażenie zawodowe: dawki graniczne

W wypadku pracy zawodowej, narażenie zawodowe skutkuje podwyższeniem dawek granicznych, tj. takich, które są maksymalnie dopuszczalne. Samo narażenie może być zarówno zewnętrzne (gdy jesteśmy napromieniani źródłem znajdującym się poza naszym organizmem), jak i wewnętrzne (np. gdy pochłonimy drogą pokarmową, wziewną czy przez skórę jakieś substancje promieniotwórcze). Zgodnie z obowiązującymi obecnie przepisami, graniczną wartością dawki skutecznej dla osób narażonych zawodowo jest 100 mSv w okresie kolejnych 5 lat, pod warunkiem nieprzekroczenia w ciągu dowolnego roku maksymalnej dawki skutecznej 50 mSv. W przepisach określa się też graniczną dawkę dla oczu i skóry, a także dla kończyn.

Jest rzeczą oczywistą, że oddzielne przepisy regulują dawki graniczne dla kobiet w ciąży i karmiących piersią. Studenci i praktykanci są objęci także odpowiednimi przepisami.

Wielkość narażenia zewnętrznego wyznaczają cztery czynniki, a mianowicie czas napromienienia, odległość od źródła, rodzaj i aktywność tego źródła (izotopu) oraz rodzaj osłony. Źródłami narażenia zewnętrznego są oprócz źródeł izotopowych wszelkie aparaty wytwarzające promieniowanie jonizujące, takie jak akceleratory, aparaty rentgenowskie, czy reaktory jądrowe. Kontrola tego narażenia polega na pomiarze dawek promieniowania γ , otrzymanych przez ludzi, oraz na pomiarze pól promieniowania w miejscach przebywania pracowników. Polskie przepisy przewidują, że osoby, zatrudnione przy pracach z promieniowaniem oraz osoby narażone na otrzymanie dawek większych niż 0,3 dawki gra-

nicznej dla zawodowo narażonych, muszą być objęte kontrolą dawek indywidualnych. Te ostatnie odbywają się za pomocą odpowiednich dawkomierzy – jeden z nich przedstawiony jest na rys. 7.3.



Rys. 7.3: Dawkomierz indywidualny (napis „środowisko” zamieszczony na etykiecie świadczy, że to dawkomierz środowiskowy, nie indywidualny)

W wypadku narażenia wewnętrznego pracowników narażonych zawodowo kontrola polega na okresowych pomiarach skażeń wewnętrznych oraz na prowadzeniu specjalnych rejestrów dawek indywidualnych. Dla osób nieobjętych indywidualną kontrolą, szczegółowe pomiary dawki prowadzi się tylko w przypadkach, gdy osoby te brały udział w zdarzeniach, w których mogło nastąpić niekontrolowane uwolnienie substancji promieniotwórczych. Kontrolę narażenia wewnętrznego realizuje się przy wykorzystaniu licznika promieniowania ciała człowieka, licznika promieniowania tarczycy (pomiary *in vivo*) oraz radiochemicznej analizy wydaliny (głównie moczu, pomiary *in vitro*).

Rozdział 8.

Biologiczny wpływ promieniowania na organizmy

8.1. Szkodliwość substancji jako efekt dawki

Żyjemy w cywilizacji niosącej nam najróżniejsze zagrożenia. Chemikalia, pyły, szkodliwe aerozole, hałas itp. Każdy z tych czynników może mieć niekorzystny wpływ na nasz organizm. Dodatkowo, zdrowie umiemy sobie skutecznie rujnować np. nieodpowiednią dietą. Nawet najprostsze substancje, bez których nie moglibyśmy egzystować, mogą być także szkodliwe. Niezbędna nam do życia woda, wypita ponad miarę, może spowodować zgon. Tlen, którym oddychamy, tworzy w naszym organizmie aktywne związki tlenowe, które powodują uszkodzenia substancji o znaczeniu biologicznym, jak DNA (kwas deoksyrybonukleinowy) czy RNA (kwas rybonukleinowy). Nawet znaczna część leków zawiera substancje, które w większych ilościach stanowią zagrożenie dla organizmu, a przecież w podawanych przez lekarza dawkach potrafią wyleczyć chorobę.

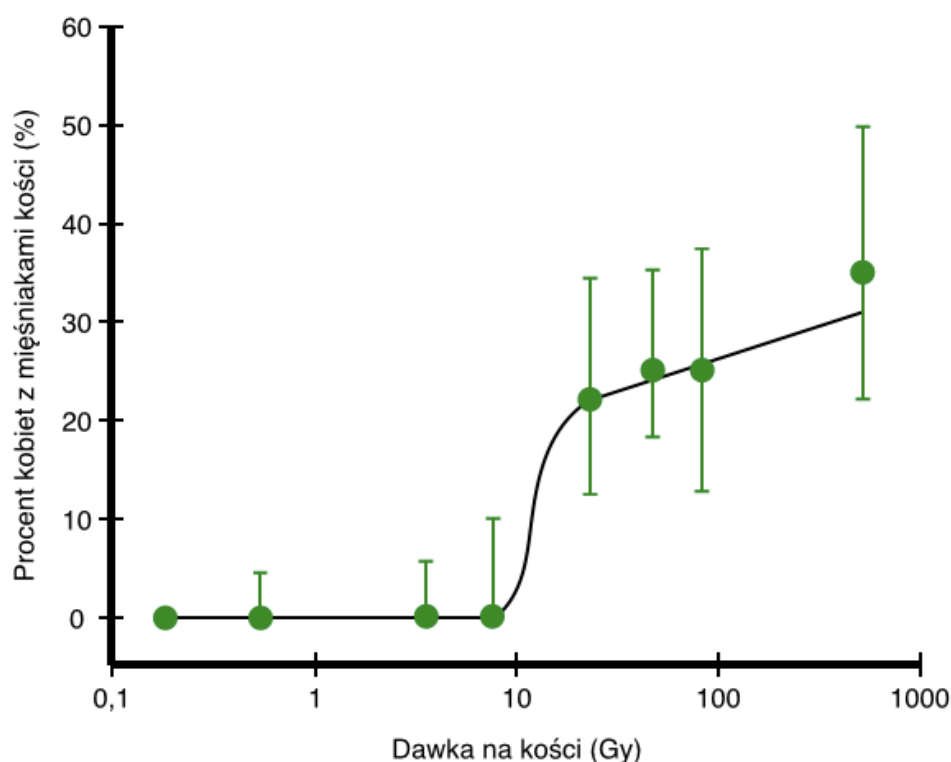
Wynika stąd ważny wniosek – ilość substancji ma wpływ na to, czy jest ona dla człowieka szkodliwa, czy nie. Jednakże, jeśli przyjmujemy, że połknięcie naraz 100 tabletek aspiryny może doprowadzić do zgonu, nie możemy stąd wnosić, że połykanie przez 100 dni po jednej tabletkę będzie miało taki sam skutek. Przy małych ilościach substancji efekty mogą być tak niewielkie, że ich ilościowe określenie staje się niemożliwe. Kumulowanie się w organizmie szkodliwego czynnika, to też nie zawsze prosty problem. Jeśli szkodliwość czynnika jest nieznaczna, tym trudniej ją dobrze określić. Uciekamy się wtedy do badań na dużych populacjach (w tym ludzkich) poddanych działaniu danego czynnika oraz porównania jego efektu z grupą referencyjną, tj. nienarażoną na jego działanie. Tym właśnie zajmuje się epidemiologia.

Odwołując się do aspektów medycznych można śmiało powiedzieć, że o ile nawet trucizny w małych dawkach mogą nie tylko nie szkodzić, ale powodować pozytywne efekty zdrowotne, te same substancje w dużych dawkach mogą spowodować niszczenie organizmu. Taka dwufazowa reakcja jest czymś znanym od dawna. Już król Pontu Mitrydates VI Eupator (132–63 p.n.e.) wiedział, że małe dawki trucizn mogą chronić przed otruciem większą dawką trucizny. A wielki lekarz Paracelsus (1493–1541) wyraźnie stwierdził, że „wszystko jest trucizną i nic nie jest trucizną. Tylko dawka czyni truciznę”.

Mimowolnie często ulegamy przerażeniu na myśl o jakimkolwiek kontakcie z potencjalnie szkodliwym czynnikiem. Jest to skutek „liniowego” sposobu myślenia – uważamy, że negatywne efekty zdrowotne rosną proporcjonalnie do dawki bez względu na jej wielkość (takie jest właśnie założenie tzw. hipotezy liniowej bezprogowej, której skrótem jest LNT – od ang. *Linear No Threshold*). W najlepszym wypadku uznajemy, że szkodliwość zaczyna pojawiać się powyżej pewnego „progę” dawki.

Koncepcja dwufazowej odpowiedzi organizmu jest zasadniczo odmienna od LNT i, niestety, jest często odrzucana na rzecz dopuszczania możliwości istnienia pewnej dawki progowej, powyżej której pojawiają się efekty toksyczne. Tak efekty progowe są od dawna

opisywane w podręcznikach toksykologii, obserwowane są czasem także w wypadku działania promieniowania jonizującego. Przykładem może tu być pojawianie się raka kości wskutek wbudowania się w kościach radu, rys. 8.1. Obszar pozytywnego wpływu małych dawek toksyn na rozwój organizmu nazywa się obszarem hormetycznym, a samo zjawisko hormezą (od greckiego *hormeo* – pobudzać); pamiętajmy jednak, że posługując się terminem hormezy mamy na myśli przede wszystkim dwufazowość reakcji, a nie tylko efekt pobudzenia. Większość z nas lubi słońce, ale jednak okazuje się, że dobrze jest chronić się przed silnym nasłonecznieniem, bo może ono spowodować oparzenie, a w skrajnym wypadku – raka skóry. W mniejszych dawkach, światło słoneczne skutkuje opalenizną, a i do prawidłowego uformowania układu kostnego u ludzi potrzebna jest pewna ilość promieniowania słonecznego. To klasyczny przykład dwufazowej reakcji organizmu.



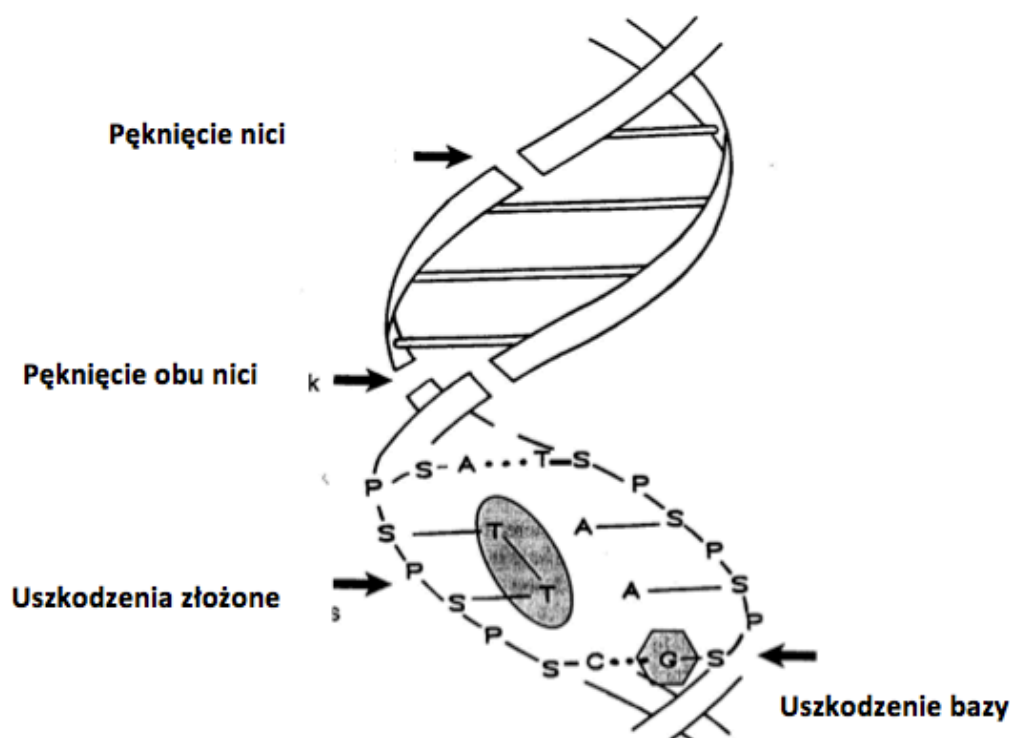
Rys. 8.1: Procent kobiet, u których stwierdzono raka kości w funkcji dawki otrzymanej przez kościec. Kobiety te używały radu do malowania np. wskazówek zegarów. Podczas tej czynności śliniły pędzelki, wprowadzając w ten sposób do swego organizmu promieniotwórczy rad. Zwróćcie uwagę, że dawka pokazana jest w skali logarytmicznej, zaś pionowe kreski obrazują niepewność wyników.

8.2. Mechanizm działania promieniowania jonizującego na organizm

Podstawowym, choć nie jedynym, mechanizmem tworzenia się w komórce uszkodzeń jest powstanie pod wpływem promieniowania jonizującego wolnych rodników, a więc chemicznie aktywnych substancji, które mogą uszkadzać cząsteczki DNA. Uszkodzenia te polegają na:

- pęknięciu pojedynczej nici DNA (zerwaniu pojedynczego łańcucha cukrowo-fosforanowego),
- pęknięciu podwójnej nici DNA,

- uszkodzeniu zasad azotowych (nukleotydów T, C, A i G, patrz rys. 8.2),
- powstaniu krzyżowych połączeń białek w jądrach komórkowych z DNA w obrębie jednej lub dwóch nici – uszkodzenia kompleksowe.



Rys. 8.2: Możliwe uszkodzenia DNA pod wpływem promieniowania: S – cukier (deokseryboza), P – reszta fosforanowa, T – tymina, A – adenina, C – cytozyna, G – guanina

Badania wpływu promieniowania na komórki ludzkie można wykonać w laboratorium na odpowiednich kulturach tkankowych. Mając je można określić relację pomiędzy końcowym efektem biologicznym (np. śmiercią komórek) a dawką.

Zwróćmy uwagę, że efekty na poziomie tkanek nie są prostą sumą efektów obserwowanych w komórkach i podobnie efekty dla całego organizmu nie są prostą sumą efektów tkankowych. Uwaga ta jest ważna, gdyż liczba uszkodzeń DNA w komórkach wzrasta liniowo z dawką. Ponadto, różne komórki w tym samym czasie mogą znajdować się w różnych fazach cyklu komórkowego, a radioczułość w różnych fazach cyklu jest różna. Te z komórek, które przeżyją duże dawki, wykazują często nieprawidłowości (aberracje) chromosomalne.

Na efekt końcowy w postaci przeżywalności komórek ma zasadniczy wpływ nie tylko dawka, ale także moc dawki. Dla promieniowania X, γ i β przy małej mocy dawki uszkodzenia DNA są głównie jednoniciowe, a komórka ma czas na ich zreperowanie. Przy większych mocach dawek pojawiają się trudniejsze do naprawienia pęknięcia obu nici, a ponadto komórka ma mniej czasu na dokonanie naprawy. Jeśli natomiast mamy do czynienia z promieniowaniem α i jonowym, powoduje ono na tyle silne uszkodzenia, że ich reperacja jest nadzwyczaj trudna nawet przy stosunkowo niewielkich mocach dawek. Ponadto, natlenienie tkanki utrudnia reperację uszkodzenia, gdyż tworzące się tlenowe wolne rodniki wbudowując się w łańcuch DNA zasadniczo utrudniają reperację uszkodzenia. Jak bardzo jest to istotny efekt świadczy fakt, że natlenienie może zwiększyć efekt napromienienia promieniowaniem X dwu-, a nawet trzykrotnie.

Warto zwrócić jednak uwagę na to, co dzieje się w naszych organizmach, gdy na chwilę zapomnimy o promieniowaniu jonizującym i rozpatrzmy przemiany metaboliczne. W szczególności, nasze ciało zawiera sporo bardzo reaktywnych związków tlenowych. Gdy ich liczba wzrasta, niszczą one komórki w podobny sposób, jak silne dawki promieniowania jonizującego. A przecież bez tlenu nie możemy żyć! Nasz organizm musi umieć się bronić przed uszkodzeniami, a powstałe reperować. Jak potężne są siły obronne niech świadczy fakt, że w każdej komórce, a mamy ich średnio 10^{14} , w ciągu każdej doby, reaktywne związki tlenowe dokonują około miliarda ataków na DNA. Nie mielibyśmy szans przeżycia takich ataków, gdyby nie fakt, że w naszym organizmie mamy także antyutleniające. Te redukują liczbę uszkodzeń DNA do około miliona. To także niewiarygodnie dużo. Na szczęście włączają się mechanizmy naprawcze, które reperują zdecydowaną większość uszkodzeń DNA, po czym z uszkodzeniami pozostaje zaledwie 100 z nich. Te uszkodzenia przenoszą się na poziom komórkowy i okazuje się, że większość z tych komórek umiera wskutek albo swoistej śmierci samobójczej (zjawisko zwane apoptozą), albo wskutek uszkodzenia błony komórkowej (śmierć nekrotyczna lub nekroza). Organizm skutecznie usuwa takie komórki i ostatecznie pozostaje w nim jedna zmutowana komórka, z czego bynajmniej nie należy wnosić, że będzie to komórka nowotworowa.

8.3. Efekty napromienienia organizmu promieniowaniem jonizującym

Skutek biologiczny promieniowania jonizującego, niezależnie od cech osobniczych, zależy w sposób naturalny od wielkości dawki i rodzaju promieniowania. Ponadto jednak zależy on od warunków napromienienia, a więc

- mocy dawki – tempo absorbowania energii promieniowania jonizującego ma istotny wpływ na skutki biologiczne z tego względu, że organizm reperuje uszkodzenia komórki w skończonym czasie; przy dużych mocach dawek tempo tworzenia uszkodzeń jest odpowiednio duże, a więc możliwość efektywnej reperacji uszkodzeń zmniejsza się;
- sposobu frakcjonowania – organizm łatwiej toleruje dawkę rozłożoną na kilka frakcji, podawanych w odpowiednich odstępach czasu; jest to naturalną konsekwencją niezbędnego czasu potrzebnego na reperację uszkodzeń radiacyjnych;
- masy napromienianych tkanek – napromienianie dużej masy tkanek przynosi wyraźniejsze ogólnoustrojowe efekty niż skupienie całej energii promieniowania na izolowanej części ciała; może to zwiększyć odporność organizmu, ale może też wytworzyć w organizmie substancje szkodliwe, np. histaminy, w ilości proporcjonalnej do masy tkanek;
- rodzaju napromienianych narządów – w szczególności krytycznych, tj. najbardziej narażonych na negatywne skutki napromienienia w danej procedurze;
- natlenienia tkanek – bogate unaczynienie to lepsze zaopatrzenie w tlen i zwiększenie promienioczułości; w centrum nowotworowym zawartość tlenu jest na ogół niższa, co pociąga za sobą obniżoną radioczułość; oznacza to, że przy napromienieniu dawka, która może zabić zdrową komórkę, może być zbyt niska dla zabicia komórki nowotworowej w centrum guza; stąd też w terapii nowotworów trzeba stosować specjalne metody zwiększania radioczułości komórek nowotworowych; frakcjonowanie dawki jest jedną z nich, gdyż w każdej kolejnej frakcji niszczone są komórki zewnętrzne, bo-

gatsze w tlen; stwarza to dla komórek uboższych w tlen możliwość zaabsorbowania większej porcji tlenu.

Wrażliwość na promieniowanie (**radioczułość**) jest zarówno osobnicza, jak gatunkowa. Obie są bardzo zróżnicowane. Przedstawiciele niższych grup taksonomicznych są z reguły bardziej odporni, co pokazuje tabela 8.1.

Tabela 8.1: Średnie dawki śmiertelne dla różnych organizmów

Organizm	Dawka śmiertelna [Sv]
Ssaki	2 – 14
Ryby	7 – 60
Skorupiaki	12 – 210
Rośliny wyższe	6 – 760
Mięczaki	6 – 760
Owady	18 – 2 810
Pierwotniaki	95 – 9 400
Glony, mchy, porosty	40 – 9 800
Bakterie	60 – 9 500
Wirusy	170 – 10 000

Jak wynika z tej tabeli, wysoka organizacja organizmu zwiększa radioczułość. Zwróćmy jednak uwagę na fakt, że mówimy tu o efektach napromienienia jednorazowego (w stosunkowo krótkim czasie) dawkami rzędu siwertów, podczas gdy stale przebywając w polu promieniowania naszego środowiska otrzymujemy dawkę ok. 3 mSv i to na rok!

W zależności od dawki i mocy dawki promieniowania jonizującego skutki dla organizmu mogą być dwojakiego rodzaju. Przy dużych dawkach skutki mogą pojawić się szybko i wówczas mamy pewność, że są one konsekwencją napromienienia. Takie skutki nazywamy deterministycznymi. Jeśli dawki są niezbyt wielkie, powiedzmy poniżej 0,5 Sv, negatywne dla zdrowia skutki mogą, choć nie muszą, pojawić się po wielu latach i wtedy nazywamy je stochastycznymi.

8.3.1. Skutki wczesne: deterministyczne

Skutki deterministyczne są to skutki krótkotrwałej ekspozycji dużymi dawkami (rzędu siwertów), w wyniku której następuje śmierć pewnej liczby komórek. Efekt ten zależy od tego, czy napromieniony został któryś z narządów, czy też całe ciało. Typowymi objawami w tym pierwszym wypadku są katarakty, rumień porentgenowski, bezpłodność.

Gdy taką samą dawką napromienione zostaje całe ciało, skutkiem może być ostra choroba popromienna, prowadząca nawet do śmierci wskutek uszkodzenia różnych mechanizmów podstawowych dla życia. Charakterystyczną cechą jest tu stosunkowo szybkie ustąpienie pierwszych objawów (nudności, wymioty, zawroty głowy), a potem ich powrót i gwałtowny rozwój choroby. W zależności od wielkości dawki na całe ciało możemy mieć do czynienia z trzema podstawowymi, jak mówimy, zespołami chorobowymi.

- Zespół hematopoetyczny (dawki 2–6 Gy): destrukcja szpiku kostnego, krwotoki tkanekowe, załamanie się odporności organizmu – śmierć następuje w ciągu kilku tygodni;
- Zespół jelitowy (dawka 6–20 Gy): brak łaknienia, senność, wysoka temperatura, silna biegunka – śmierć w ciągu kilku dni;
- Zespół mózgowo-naczyniowy (dawka powyżej 20 Gy): pobudzenia naprzemienne z apatią, utratą równowagi, zaburzeniami koordynacji ruchowej, spadkiem ciśnienia krwi, drgawkami. Śmierć następuje wskutek obrzęku mózgu i wzrostu ciśnienia wewnątrzczaszkowego w ciągu kilku godzin.

Rysunek 8.3 pokazuje dawki (podane w krótkim czasie), w wyniku których 50% populacji ginie w ciągu 30 dni – tzw. dawki LD50/30.



Rys. 8.3: Dawki LD50/30 [w Sv] dla różnych organizmów

8.3.2. Skutki późne: stochastyczne

Skutków mniejszych dawek nie widać od razu ale w wyniku ich działania mogą po wielu latach pojawić się nowotwory złośliwe i białaczki, może nastąpić skrócenie czasu życia, mogą także wystąpić choroby narządowe typu zaćmy, czy bezpłodności. Efekty te możemy przewidywać i oceniać prawdopodobieństwo ich wystąpienia – stąd nazwa skutkami stochastycznymi. Jeśli po np. 30 latach od chwili napromienienia stwierdzimy istnienie nowotworu, który nie różni się niczym od takiego samego nowotworu powstałego wskutek in-

nych przyczyn, to twierdzenie, że powstał on wskutek napromienienia, nie ma żadnej podstawy naukowej. Jednak w przypadku dawek „pośrednich” można pokazać, że w populacji napromienionej białaczki występują częściej, niż w populacji nienapromienionej (wspomnijcie rys. 8.1).

Prawdziwy kłopot z przewidywaniem konsekwencji napromienienia mamy w obszarze małych dawek poniżej 100-200 mSv. Przewidywane wtedy negatywne efekty zdrowotne są z natury bardzo niewielkie, a wykrycie ich i jednoznaczne powiązanie z napromienieniem wydaje się po prostu niemożliwe.

Inaczej sprawa wygląda, gdy napromienienie ma charakter chroniczny – jest silnie rozciągnięte w czasie, jak choćby w wypadku promieniowania naturalnego. Zgodnie z oceną Międzynarodowego Komitetu Ochrony Radiologicznej (ICRP), w takim wypadku, stosując hipotezę liniową bezprogową, należy przyjąć, iż dawka 1 Sv powoduje wzrost prawdopodobieństwa śmierci nowotworowej o 5 punktów procentowych. Ponieważ prawdopodobieństwo tego typu zgonów kształtuje się na poziomie 20-25%, oznacza to, że przy dawce 1 Sv śmiertelność nowotworowa wzrośnie do 25-30%. Zakładając liniowość zjawiska i przyjmując zalecenie ICRP, że ludność powinna być chroniona przed dawką 1 mSv rocznie oznacza to, że bronimy się przed potencjalnym wzrostem zachorowań na poziomie 0,005 punktów procentowych – jest to wartość nie do wykrycia wśród naturalnej śmiertelności nowotworowej.

Z kilku zaledwie przykładów (liczby nowotworów u ofiar Hiroszimy, Nagasaki i Czarnobyla, pracowników zakładów nuklearnych) widzimy, że to, co się dzieje w obszarze małych dawek nie podporządkowuje się hipotezie LNT, a ustanowiona norma ochrony ludności przed roczną dawką 1 mSv nie wynika z danych, ale z przyjętych hipotez. Nie byłoby to niczym złym, gdyby nie możliwość, iż obszar tak niskich dawek jest obszarem dobroczynnego, a nie szkodliwego ich działania. Ponadto, im normy ochrony są ostrzejsze, tym koszt ich stosowania silnie rośnie i przyjęcie ostrych norm może oznaczać marnotrawstwo środków oraz negatywne skutki uboczne podjętych działań (np. masowych przesiedleń).

Panuje wśród społeczeństw mniemanie o genetycznych następstwach promieniowania jonizującego. Jak zwykle, takie przekonania mają źródło w historii, w którą tu jednak nie będziemy wchodzić. Wystarczy powiedzieć, że takich następstw do dziś nie stwierdzono: kolejne pokolenia ludzi i zwierząt napromienionych większymi i mniejszymi dawkami rodzą się zdrowe. Natomiast nie do końca dziś zbadanym problemem są następstwa napromieniania płodów w łonie matek, a także dzieci. W pierwszym wypadku wiadomo, że napromienienie w okresie organogenezy może skutkować nawet śmiercią płodu, w drugim – stwierdza się czasem zwiększoną radioczułość dzieci w stosunku do radioczułości dorosłych. Jednakże brak dziś większej liczby badań w tym kierunku.

Rozdział 9.

Promieniowanie środowiska

9.1. Wstęp

Wszystko, co nas otacza, jest naszym środowiskiem – domy, w których mieszkamy, budynki, w których pracujemy, woda, pożywienie, otaczająca nas żywa przyroda, inni ludzie, cały ogromny Wszechświat... Te wszystkie obiekty stale wysyłają różne rodzaje promieniowania. Niektóre z nich są naturalnymi źródłami promieniowania jonizującego – inne, to wytwory naszej cywilizacji.

Wiedza o tym, że w naszym środowisku stale istnieje promieniowanie jonizujące jest stosunkowo świeża – liczy sobie ok. 100 lat i powoli utrwala się w powszechnej świadomości społecznej. Mamy kilka źródeł naturalnego promieniowania jonizującego. Należą do nich:

- promieniowanie z rozpadów promieniotwórczych składników skorupy Ziemi – a więc promieniowanie otaczających nas przedmiotów,
- promieniowanie z radionuklidów znajdujących się w biosferze (w tym w ciele ludzkim),
- promieniowanie z rozpadów promieniotwórczych naturalnych składników powietrza, którym oddychamy (czyli „przyziemnej warstwy atmosfery”) i wody, którą pijemy,
- docierające do nas pierwotne i wtórne promieniowanie kosmiczne.

Sami także potrafimy wytwarzać źródła promieniowania jonizującego. Takimi „cywilizacyjnymi” źródłami są:

- rozpad promieniotwórczy wytwarzanych przez nas izotopów,
- dodatkowe substancje promieniotwórcze, rozproszone w środowisku w wyniku awarii nuklearnych czy wybuchów broni jądrowej,
- dodatkowe substancje promieniotwórcze (zarówno pochodzenia naturalnego jak i wytwarzane przez człowieka) rozproszone w środowisku w wyniku pracy przemysłu lub procedur medycznych,
- promieniowanie elektromagnetyczne emitowane przez lampy, w których mamy strumienie elektronów: lampy rentgenowskie, kineskopy telewizorów i monitorów komputerowych oraz inne podobne urządzenia,
- strumienie cząstek i fotonów wytwarzane w akceleratorach, strumienie neutronów i fotonów wytwarzane w reaktorach, wiązki neutronów wytwarzane w generatorach neutronów.

9.2. Naturalna promieniotwórczość skał i składników atmosfery

Od ponad 100 lat wiemy, że minerały, naturalnie występujące w naszym otoczeniu, mogą samorzutnie emitować energię wystarczającą do zjonizowania ośrodka. Zjawisko to nazywane zostało promieniotwórczością, a jego odkrycie doprowadziło do poznania budowy

atomu oraz wewnętrznej struktury jąder atomowych. Obecnie wiemy, że jest ono cechą konkretnych izotopów, a nie ogólnie pierwiastków, i zależy od wzajemnych proporcji obu podstawowych składników jąder atomowych – protonów i neutronów. Pierwiastek nazywamy bowiem promieniotwórczym tylko wtedy, gdy wszystkie izotopy tego pierwiastka są promieniotwórcze – takimi pierwiastkami są przykładowo uran, tor, rad, radon, polon, technet, promet itp.

Na pytanie o to, gdzie na pewno możemy napotkać naturalne izotopy promieniotwórcze, odpowiadają geologia i geochemia. To właśnie te dziedziny nauki, które ustalają mapę występowania różnych pierwiastków – w tym również naturalnych pierwiastków promieniotwórczych. Na przykład, zawartość uranu czy toru w skorupie ziemskiej – podobnie jak wielu cennych kopalin – bardzo się zmienia w zależności od geologicznej i geochemicznej historii danej formacji geologicznej. W znanych i eksploatowanych złożach uranu zawartość pierwiastka w rudach zmienia się od ułamków procenta do kilkunastu procent! W poznanej części skorupy ziemskiej uranu jest zresztą więcej niż np. srebra – uran jednak jest bardziej rozproszony, srebro pojawia się w tzw. „żyłach”.

Wiele osób nie zdaje sobie sprawy z faktu, że wszędzie tam, gdzie mamy do czynienia z potasem, mamy zapewnioną obecność jego promieniotwórczego izotopu o liczbie masowej $A = 40$. Rozpada się on z czasem połowicznego rozpadu wynoszącym 1,28 miliarda lat, emitując przy tym elektrony lub fotony o wysokiej energii. Potas jest składnikiem naszego pożywienia, jony potasu pełnią ważną rolę w naszym organizmie. Rutynowe badanie krwi zawiera zwykle ocenę zawartości potasu i sodu. Stosunkowo dużo potasu znajduje się w niektórych składnikach diety, jak suszone morele, rodzynki, ziemniaki, pomidory. Duża zawartość potasu (300-600 mg w jednym daniu) znajduje się w cielęcinie, drobiu, wątrobie wołowej. Ponadto, wiele wyrobów mięsnych konserwowanych jest saletrą potasową – jak przykładowo salceson.

W atmosferze ziemskiej stale znajduje się wiele rozproszonych substancji stałych i ciekłych. Ta zawiesina (kropelki wody, kurz, pyły, itd.) nazywana jest „aerozolem”, a na składnikach aerozolu osiadają jony izotopów promieniotwórczych, pojawiające się w wyniku oddziaływania promieniowania kosmicznego albo w wyniku pojawienia się radonu.

W materiale skorupy ziemskiej możemy napotykać dwie grupy izotopów promieniotwórczych:

- izotopy promieniotwórcze, których czas $T_{1/2}$ jest wystarczająco długi na to, aby mogły w mierzalnej ilości dotrzeć od czasu formowania się naszego globu do dnia dzisiejszego – (wiemy, że skały na Ziemi i na Księżycu liczą sobie ok. 4,5 miliarda lat) najważniejsze izotopy w tej grupie to izotopy uranu i toru (^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th), izotop potasu ^{40}K , izotopy samaru, gadolinu, telluru i kilku innych pierwiastków – obecnie znamy ok. 30 takich izotopów (niekiedy noszą one nazwę „izotopów starszych niż świat”);
- izotopy, które mając stosunkowo krótkie czasy $T_{1/2}$, znacznie krótsze od wieku Ziemi, są jednak stale obecne w środowisku, ponieważ ciągle powstają jako kolejne izotopy w szeregach promieniotwórczych – najważniejsze z tej grupy to izotopy radu (jak ^{226}Ra), radonu (jak ^{222}Rn), aktynu (jak ^{227}Ac) – razem 43 izotopy 11 pierwiastków.

Zawartość izotopów promieniotwórczych w danym materiale określamy albo podając „aktywność właściwą”, czyli liczbę rozpadów na jednostkę masy – Bq/kg, lub – dla gazów i cieczy – liczbę rozpadów na jednostkę objętości, czyli Bq/m³. Czasem wygodniejsze

są „ułamki wagowe” – podające, jaki ułamek masy materiału stanowi izotop promieniotwórczy:

$$1 \text{ mg/kg} = 1 \text{ g/t} = 1 \text{ ppm (ang. parts per million – części na milion)}$$

lub

$$1 \text{ }\mu\text{g/kg} = 1 \text{ mg/t} = 1 \text{ ppb (ang. parts per billion – części na miliard)}.$$

9.2.1. Węgiel ^{14}C

Ten naturalny izotop węgla powstaje w górnych warstwach atmosfery w reakcji:



Swobodny neutron występujący w reakcji (9.1) powstaje w wyniku oddziaływania promieniowania kosmicznego ze składnikami atmosfery ziemskiej.

Tak powstały węgiel ^{14}C po utlenieniu do dwutlenku węgla wchodzi, poprzez fotosyntezę, do organicznego obiegu węgla w przyrodzie. Powoduje to gromadzić się go we wszystkich organizmach żywych (udział ^{14}C względem innych izotopów tego pierwiastka wynosi ok. $1,2 \cdot 10^{-10} \%$).

Izotopy ^{14}C ($T_{1/2} = 5730$ lat) emitują promieniowanie β^- o energii średniej 49,5 keV i maksymalnej 156 keV.

9.2.2. Radon

Wszędzie tam, gdzie w skałach (a więc również w piasku, żwirze czy materiałach budowlanych) znajduje się uran lub tor, pojawia się w przyziemnej warstwie atmosfery promieniotwórczy gaz – radon, Rn, którego wszystkie izotopy są emiterami cząstek α . Izotopy te występują jako ogniwa trzech głównych szeregów promieniotwórczych: ^{232}Th (^{220}Rn , $T_{1/2} = 55,6$ s), ^{238}U (^{222}Rn , $T_{1/2} = 3,8$ dni) i ^{235}U (^{219}Rn , $T_{1/2} = 3,9$ s).

Ze względu na bardzo różne czasy $T_{1/2}$ izotopów radonu oraz związane z tym różne możliwości dotarcia izotopów radonu do siedzib ludzkich, przyjęto nazwę „radon” dla izotopu ^{222}Rn , oraz toron – dla izotopu ^{220}Rn (pochodzącego z szeregu ^{232}Th).

Radon jest gazem szlachetnym, nie reaguje chemicznie, a ponieważ jest znacznie cięższy od powietrza, gromadzi się w piwnicach budynków, w jaskiniach, odwiertach geologicznych, kopalniach czy tunelach. Jest go szczególnie dużo wszędzie tam, gdzie występują skały granitowe (granity zawierają dużo uranu i toru).

Jako stały składnik powietrza, którym oddychamy, dostaje się do płuc i tam może ulegać dalszym rozpadom. Jest on (podobnie jak wszystkie kolejne produkty rozpadu) promieniotwórczy i zwykle występuje jako jon, przez co łatwo osiada na aerozolach i w tej postaci trafia do układu oddechowego lub osadza się na ścianach pomieszczeń czy innych przedmiotów. W rezultacie wszystkie te powierzchnie stają się emiterami promieniowania jonizującego α , β i γ .

Jeżeli chcemy ograniczyć wpływ obecności radonu, jedyną drogą jest zmniejszanie jego zawartości w powietrzu – albo przez eliminowanie materiałów budowlanych, zawierających uran czy tor, albo przez wentylowanie pomieszczeń – zwłaszcza tych, w których stężenie radonu jest duże jak tunele, kopalnie, czy piwnice.

Zawartość radonu w powietrzu, którym oddychamy, podawana jest jako aktywność właściwa powietrza, w Bq/m³. Stężenie radonu ok. 3 Bq/m³ oznacza, że w 1 cm³ mamy średnio jeden atom izotopu ²²²Rn.

Zawartość radonu w powietrzu bardzo zależy od warunków geologicznych danego terenu. Średnie stężenie radonu na Ziemi w przyziemnej warstwie atmosfery na otwartej przestrzeni nad kontynentami waha się w granicach od 0,1 do 10 Bq/m³, lecz znane są budynki na powierzchni Ziemi, gdzie stężenie radonu sięga 100 000 Bq/m³.

Pomiary stężenia radonu w budynkach w Polsce wykonywane są co kilka lat, dane z 2005 roku podają dla obecności radonu w budynkach wynik około 49 Bq/m³, dane dla różnych województw mieściły się w granicach od 21 do 70 Bq/m³. Na Mazowszu było to 37 Bq/m³. Obowiązująca obecnie norma w nowych budynkach dopuszcza stężenie do 200 Bq/m³, a w starych – do 400 Bq/m³.

9.2.3. Inne substancje promieniotwórcze w atmosferze

W atmosferze pojawiają się również inne naturalne substancje promieniotwórcze dostarczane bezpośrednio w promieniowaniu kosmicznym oraz wytwarzane w górnych warstwach przez pierwotne promieniowanie kosmiczne. W powietrzu znajdujemy oprócz radonu i ¹⁴C:

- izotop wodoru, ³H (tryt), który emituje cząstkę β⁻ o energii średniej 5,7 keV i maksymalnej 18,5 keV. Wbudowuje się on w organizmy (jego zawartość w organizmach żywych wynosi 10⁻¹⁵% atom/atom);
- izotop berylu, ⁷Be, który emituje foton o energii 477,6 keV.

9.3. Zagadnienia pomiarowe

Pomiary aktywności właściwej próbek środowiskowych (jak i każdych innych) wykonywane są kilkoma technikami.

- Radiometria – to zliczanie liczby fotonów lub cząstek, zarejestrowanych w określonym czasie. Mierzący zazwyczaj wie, jakich fotonów lub cząstek dotyczy pomiar. Uzyskana liczba jest miarą zagrożenia personelu, miarą grubości prześwietlanej blachy, sygnałem o włączeniu/wyłączeniu lub awarii aparatury, informacją wejściową sprzętu medycznego itd.;
- Dozymetria – to pomiar dawek i mocy dawek pochodzących od znanego promieniowania celem określenia skutków biologicznych;
- Spektrometria – to dokładne określenie rodzaju, energii, pędu lub prędkości cząstek lub fotonów oraz korelacji między nimi celem uzyskania pełnej informacji o zjawiskach fizycznych, których wynikiem jest obserwowane promieniowanie;
- Monitoring – to ciągła rejestracja wyników radiometrii, dozymetrii lub spektrometrii, czyli rejestracja/kontrola poziomu promieniowania, wszędzie tam, gdzie spotykamy promieniowanie jonizujące.

Głównymi zadaniami pomiarów jest określenie:

- rodzaju promieniowania – promieniowanie α lub promieniowanie β jest silnie pochłaniane, wymaga cienkich próbek, a więc wynik nie jest reprezentatywny dla niejednorodnych próbek o dużej masie. Jeżeli czas połowicznego zaniku nie jest zbyt krótki, można poszukiwany izotop wypreparować chemicznie z badanej próbki – tak

się postępuje np. przy oznaczaniu ^{90}Sr . Najłatwiej jest zmierzyć promieniowanie γ – tak wykonywane są typowe pomiary dla ^{226}Ra , ^{228}Ac , ^{40}K , ^{137}Cs , ^{131}I ;

- energii promieniowania – jeżeli jest bardzo mała, promieniowanie nie dochodzi do aparatury pomiarowej, jeżeli jest bardzo duża, to wydajność rejestracji jest na ogół ograniczona;
- tempa rozpadów promieniotwórczych – dla długich czasów $T_{1/2}$ (czyli małej aktywności właściwej) bezpośredni pomiar często nie jest możliwy. Dotyczy to zwłaszcza uranu i toru – ich zawartość w próbce oceniana jest na podstawie aktywności izotopów z dalszych ogniw szeregu promieniotwórczego, mających stosunkowo krótkie czasy $T_{1/2}$. Zawartość uranu oceniana jest więc z pomiarów radu, a zawartość radu często też jest wyznaczana pośrednio – na podstawie pomiarów promieniowania γ izotopów ^{214}Pb i ^{214}Bi z końca szeregu promieniotwórczego. Taki pomiar dla ^{226}Ra jest możliwy wtedy, gdy wiemy, że wszystkie izotopy z rozpadu radu (w tym gazowy radon) znajdują się w stanie przejściowej równowagi promieniotwórczej. Aby to zagwarantować, próbki zawierające rad, zaraz po pobraniu, są szczelnie opakowywane (celem zapobieżenia ucieczce gazowego radonu) i „leżakują” kilka tygodni przed ostatecznym pomiarem promieniowania γ ;
- pochłaniania mierzonego promieniowania w materiale badanych próbek – zależy ono od materiału próbki oraz energii i rodzaju mierzonego promieniowania – dlatego bardzo często pomiar promieniotwórczości polega na porównaniu zmierzonego promieniowania danej próbki z promieniowaniem próbek „referencyjnych”, czyli próbek-wzorców o podobnym pochłanianiu, podobnym kształcie i podobnej masie, do których dodano znane aktywności mierzonych izotopów;
- stałej obecności promieniowania środowiska – czyli tła pomiarowego. Laboratoria badające próbki środowiskowe to najczęściej laboratoria niskotłowe – aparatura pomiarowa dla każdego rodzaju promieniowania jest starannie osłaniana przed jakimkolwiek promieniowaniem jonizującym z otoczenia;
- niewielkiego stężenia szukanego nuklidu – dotyczy to zwłaszcza tych izotopów, które pojawiają się jako gaz lub zawiesina. Stosowane są wtedy specjalne, standaryzowane filtry, przez które pompowane jest powietrze, a badane nuklidy osiadają na materiale filtrów. Pomiar aktywności filtru wyznacza zawartości w powietrzu np. kosmicznego ^7Be , radonu, toronu lub (w wypadku awarii nuklearnej) izotopów jodu.

W praktyce laboratoryjnej zazwyczaj wszystkie wspomniane ograniczenia występują łącznie!

W wyniku porozumień ponadpaństwowych pomiary promieniowania jonizującego w środowisku, a zwłaszcza pomiary skażeń, zostały ujednolicone (znormalizowane). Ustalono listę mierzonych izotopów, listę energii mierzonych cząstek/fotonów, metody pobierania i przygotowania próbek; ujednolicono metody pomiarowe, sposób opracowania wyników i ich kontroli przez pomiar wzorcowych próbek kontrolnych rozsyłanych przez odpowiednie instytucje międzynarodowe. Wyniki pomiarów środowiska są publikowane – w Polsce na stronie internetowej Państwowej Agencji Atomistyki, m.in. co 24 godziny podawane są wyniki monitoringu powietrza nad Polską.

9.4. Naturalna promieniotwórczość wewnętrzna organizmów

Bardzo ważną częścią naszego środowiska jesteśmy my sami oraz inne organizmy. Jeżeli pierwiastki chemiczne, z których zbudowane są żywe tkanki, zawierają izotopy promieniotwórcze, to emitowane przez nie promieniowanie jonizujące jest czymś całkowicie naturalnym!

Najistotniejsze dla ludzi są 4 takie izotopy – dwa kosmopochodne: ^3H i ^{14}C , wytwarzane przez pierwotne promieniowanie kosmiczne, oraz dwa izotopy „starsze niż świat”: izotop potasu, ^{40}K (pierwiastek potas znajduje się w mięśniach i w płynach ustrojowych) i izotop rubidu ^{87}Rb (rubid znajduje się w wątrobie).

Jeżeli nuklidy promieniotwórcze są stale obecne w organizmie ludzkim, to warto się dowiedzieć, jak wiele takich nuklidów zawiera ludzkie ciało i jakie są podstawowe charakterystyki związanego z nimi promieniowania. Dla celów naukowych i statystycznych wymyślony został tak zwany umowny człowiek (ang. *reference man*) – biały mężczyzna rasy kaukaskiej, o wadze 70 kg, wzroście 170 cm, pracujący 40 godz./tydzień, spożywający dziennie ok. 1,5 kg suchej żywności i 1,5 litra płynów. Taki człowiek ma niecałe 9 kBq aktywności, głównie dzięki zawartości potasu (5,5 kBq ^{40}K) i węgla (3 kBq ^{14}C).

9.5. Cywilizacyjne źródła promieniowania jonizującego

Gdzie i kiedy możemy napotkać źródła promieniowania jonizującego, które znalazły się w naszym otoczeniu w wyniku ludzkiej działalności?

Większość znanych nauce izotopów promieniotwórczych została wytworzona przez ludzi. W obiegu handlowym znajduje się ponad 120 izotopów promieniotwórczych, stale stosowanych w medycynie, nauce i technice. Dodatkowe substancje promieniotwórcze mogą więc pojawić się w naszym otoczeniu z kilku niezależnych powodów:

- promieniotwórcze produkty procesu rozszczepienia po poważnych awariach reaktorów (Czarnobyl 1986, Fukushima 2011...);
- opad promieniotwórczy po wybuchach broni nuklearnej (Hiroshima, Nagasaki w roku 1945 oraz ponad 2400 wybuchów „testowych”, głównie z czasów Zimnej Wojny);
- rozproszenie dużych ilości izotopów promieniotwórczych, stosowanych w medycynie i technice (w wyniku pożarów, wypadków lub zwykłego bałaganu);
- przemieszczenie istotnych ilości naturalnych lub sztucznych izotopów promieniotwórczych w wyniku różnych procesów technologicznych (górnictwo uranu, wytwarzanie paliwa jądrowego, wyrób materiałów budowlanych itp.).

Miarą skażeń w pierwszych dwóch i w ostatnim przypadkach i ostatnim jest ocena zawartości poszczególnych produktów reakcji rozszczepienia uranu – głównie izotopów jodu, cezu i strontu, składników paliwa reaktorowego oraz izotopów pierwiastków transuranowych o $Z > 92$ (jak pluton czy ameryk).

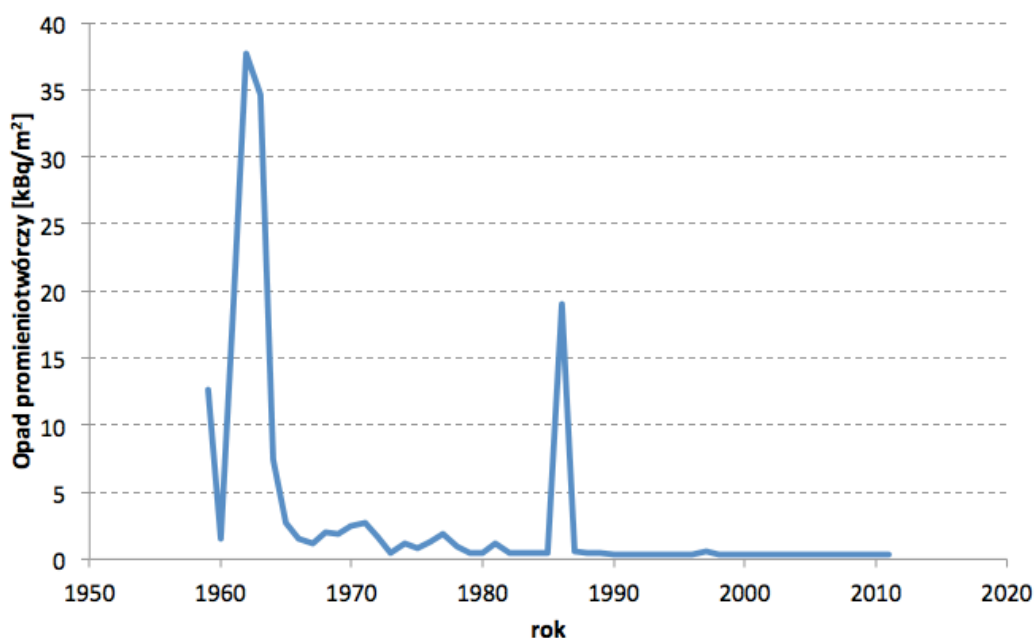
Przyczyną szczególnego zainteresowania izotopami jodu, cezu i strontu jest fakt, że są one typowymi produktami rozszczepienia, których poszukujemy w wypadku awarii reaktorów, a także wybuchów jądrowych. I tak:

- jod ^{131}I (emiter promieniowania γ , $T_{1/2} = 8,02$ dni), jako bardzo lotny pierwiastek, szybko pojawia się i rozprzestrzenia w atmosferze i rozprzestrzenia. Jest on więc pierwszym sygnałem zdarzenia nuklearnego. W organizmach ludzkich jest intensywnie pochłaniany przez gruczoły tarczycy.

- cez ^{137}Cs ($T_{1/2} = 30,2$ lat, emiter promieniowania β i fotonów γ o energii 662 keV), którego związki chemiczne są bardzo dobrze rozpuszczalne w wodzie, łatwo migruje, przechodzi z wodą do roślin, wraz z pożywieniem dociera do organizmów ssaków. Ze względu na długi czas $T_{1/2}$ można go łatwo wykryć nawet wiele lat po rozproszeniu w wyniku awarii.
- stront ^{90}Sr (emiter promieniowania β , $T_{1/2} = 29,1$ lat) osadza się w tkankach kostnych zwierząt i ludzi.

Ocena ewentualnych skażeń radiologicznych – czyli obecności dodatkowego promieniowania jonizującego, polega na określeniu ile wynosi aktualnie zmierzona aktywność właściwa gleby, powietrza lub wody i czy zmierzona wartość odbiega od wyników z lat poprzednich. Jeżeli nastąpiła jakakolwiek zmiana, to trzeba wyznaczyć rodzaj wykrytego promieniowania oraz stwierdzić, który ze znanych izotopów jest powodem zauważonej różnicy. Jeżeli wiadomo, że źródłem dodatkowego promieniowania jest określony izotop, należy wyjaśnić, dlaczego się pojawił.

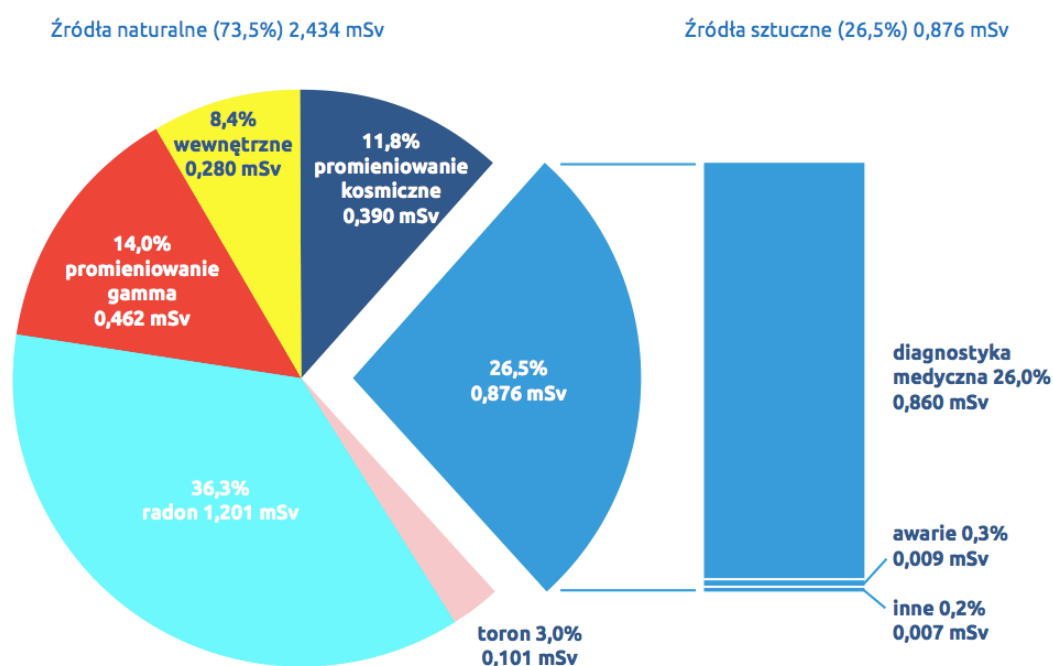
Oprócz pomiarów aktywności właściwej powietrza, wody i gleby mierzony jest również „opad promieniotwórczy” podawany w jednostkach kBq/m^2 . Jest to miara wielkości ewentualnego skażenia radiologicznego, gdyż podaje aktywność izotopów promieniotwórczych, które dotarły do powierzchni gleby w wyniku przepływu mas powietrza i opadania deszczu, śniegu czy kurzu. Taki opad, mierzony co godzinę, raz na dobę, czy w odstępach tygodniowych jest, w razie potrzeby, dobrą miarą migracji skażeń radiologicznych. Uśrednione roczne wartości opadu promieniotwórczego dla terytorium Polski w latach 1959-2011 zobrazowano na wykresie 9.1.



Rys. 9.1: Opad promieniotwórczy w Polsce (promieniowanie β z izotopów ^{137}Cs i ^{90}Sr , w kBq/m^2). Zwracamy uwagę, że szczególnie w latach testów broni jądrowej (lata 60') średni opad atmosferyczny był większy niż obserwowany nawet po awarii reaktora w Czarnobylu

Systematycznie mierzona jest zawartość ^{137}Cs w mleku i innych rodzajach żywności. Warto zauważyć, że średnia aktywność tego izotopu w mleku w IV kwartale 2012 roku wynosiła 0,6 Bq/litr, podczas gdy stała obecność naturalnego izotopu ^{40}K oznacza aktywność mleka ok. 43 Bq/litr. Skażenie powietrza ^{137}Cs wynosi obecnie (IV kwartał 2012) 1 $\mu\text{Bq}/\text{m}^3$, czyli jeden rozpad ^{137}Cs na milion metrów sześciennych – stała obecność radonu w budynkach to ok. 50 rozpadów w każdym metrze sześciennym, a obecność naturalnego „kosmicznego” ^7Be to ok. 4 mBq/ m^3 .

Corocznie publikowana jest informacja o średniej dawce rocznej otrzymywanej przez przeciętnego mieszkańca terytorium Polski. Na rysunku 9.2 pokazujemy wynik dla roku 2010. Podobny wykres dla roku 2011 (z dawką całkowitą 3,3 mSv) obejmował oczywiście skutki awarii w Japonii (Fukushima, kwiecień 2011) – ale wyglądał identycznie, ponieważ skutki związane z japońską awarią wynosiły w Polsce ok. 1/1000 dawki wynikającej z awarii w latach poprzednich! Wkład do dawki od promieniowania ze źródeł naturalnych wynosił 2,44 mSv, natomiast wkład od radionuklidów wewnątrz ludzkiego ciała – 0,28 mSv. Jedyna zmiana, zauważona w ciągu kilku ubiegłych lat, to zmiana wkładu od promieniowania kosmicznego: wkład od promieniowania kosmicznego do dawki rocznej był w roku 2010 większy (0,39 mSv czyli 11,8% dawki rocznej wynoszącej 3,30 mSv) niż w roku 2009 (wtedy mieliśmy 0,28 mSv, czyli 8,9% dawki rocznej wynoszącej 3,19 mSv). Powodami tej zmiany mógł być jeden lub kilka z trzech czynników: zmiana aktywności Słońca, zmiana pola magnetycznego Ziemi lub zmiana grubości warstwy ozonowej.



Rys. 9.2: Udział różnych źródeł promieniowania jonizującego w średniej rocznej dawce skutecznej. Roczna dawka efektywna promieniowania jonizującego otrzymana przez ludność Polski w roku 2013 wyniosła 3,31 mSv [źródło: Raport PAA za rok 2013]

Często nie zdajemy sobie sprawy, w jak nieoczekiwanych miejscach możemy napotkać promieniowanie jonizujące:

- Niektóre izotopy promieniotwórcze mogą być składnikiem farb świecących – do lat 70. XX wieku były stosowane „farby radowe”, w których luminofory zmieszane z radem wysyłały światło widzialne. Sam rad wysyłał bardzo przenikliwe i niewidzialne promieniowanie jonizujące o bardzo wysokiej energii – takimi farbami pokrywano m.in. wskazówki zegarków (naręcznych i budzików). Produkowane obecnie farby „samoświecące” zawierają izotopy emitujące promieniowanie o bardzo niskiej energii (izotop wodoru, tryt), które nie opuszcza samej farby.
- Od początku XIX wieku stosowano uran do barwienia szkła.
- Wszyscy wiedzą, że typowym źródłem promieniowania jonizującego są aparaty rentgenowskie, z których korzysta medycyna, ale nie wszyscy wiedzą, że źródłem promieniowania rentgenowskiego mogą być także stare ekrany kineskopowe (ale już nie monitory LCD i telewizory plazmowe).
- Niektóre elektrody do spawania metali zawierają naturalne substancje promieniotwórcze – najmniejszą „pracę wyjścia” elektronów z metali mamy bowiem dla spieku wolframu i naturalnego izotopu promieniotwórczego toru, ^{232}Th .
- Źródłem części dochodzącego do nas promieniowania jonizującego (zarówno korpuskularnego, jak i elektromagnetycznego) jest oczywiście otaczający nas Wszechświat. Promieniowanie takie, docierające do górnych warstw atmosfery, nazywane pierwotnym promieniowaniem kosmicznym, stanowią głównie wysokoenergetyczne protony z kilkuprocentową domieszką jonów. Są to przede wszystkim jony helu, ale zaobserwowano w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym wysokoenergetyczne jony wszystkich cięższych pierwiastków – aż do uranu. Promieniowanie docierające do powierzchni planety ma już inny skład – składa się głównie z mionów (80%) i elektronów (20%). Jest to wynikiem różnorodnych oddziaływań pierwotnych protonów i jonów z jądrami atomowymi składników atmosfery. Osoby, które często korzystają z komunikacji lotniczej, napotykają podczas podróży promieniowanie kosmiczne o nieco innym składzie i zdecydowanie większym natężeniu, niż osoby stale przebywające na powierzchni planety.
- Energia i skład docierającego do nas promieniowania kosmicznego są wynikiem procesów zachodzących na Słońcu i dodatkowo zależą od zmian ziemskiego pola magnetycznego. Ziemskie pole magnetyczne – a jest ono stosunkowo silne w porównaniu z innymi planetami Układu Słonecznego – chroni życie na Ziemi przed kosmicznym promieniowaniem korpuskularnym, podobnie jak warstwa ozonowa chroni nas przed elektromagnetycznym promieniowaniem nadfioletowym.

Część III

Pomiary jądrowe

III

Rozdział 10.

Detektory promieniowania jonizującego

10.1. Podstawowe sposoby klasyfikacji detektorów

Od czasów odkrycia promieniowania jonizującego usiłowano zmierzyć jego własności. Stosowane detektory różnią się nieraz zasadniczo zarówno pod względem budowy, jak i istoty działania, a także przydatności w różnych pomiarach.

Ważnym kryterium ich podziału jest możliwość detekcji konkretnych cząstek oraz zdolność rozróżniania sygnałów od różnych rodzajów cząstek. Wiąże się to na przykład z tym, że cząstki α oddziałują z materią inaczej niż cząstki β , a te jeszcze inaczej niż fotony γ .

Kolejnym kryterium podziału jest budowa i rodzaj substancji, która służy do detekcji promieniowania: rozróżniamy zatem detektory gazowe, ciekłe i stałe, ze względu zaś na skład chemiczny mogą to być substancje organiczne (odpowiednie związki węgla) i nieorganiczne (np. sole i kryształy takich pierwiastków jak sód, jod, krzem).

Innym z kryteriów podziału jest zasilanie. Są detektory, które nie wymagają żadnego zasilania, są takie, które wymagają tylko chłodzenia lub grzania, a są i takie, do których trzeba podłączyć wysokie napięcie, sięgające nieraz tysięcy woltów.

Z zasilaniem zwykle związany jest sposób wyprowadzania sygnału poza detektor. W najprostszym wypadku pewne reakcje na promieniowanie można zauważyć własnym okiem bezpośrednio w detektorze, w bardziej skomplikowanych trzeba analizować takie reakcje przy pomocy różnych przyrządów, detektory elektryczne zaś wysyłają zwykle impulsy prądu, które trzeba analizować przy pomocy dość skomplikowanej elektroniki.

Następnym, ważnym z punktu widzenia zastosowań, kryterium podziału jest sposób odczytu sygnału. Może one być bezpośredni, niemal natychmiastowy, ale może też być możliwy dopiero po pewnym czasie, nieraz rzędu kilku dni. Czasami specjalnie wydłuża się czas pomiaru, by uzyskany wynik był sumą wszystkich sygnałów zarejestrowanych przez detektor w czasie kilku miesięcy. Jest to przydatne przy pomiarze dawki indywidualnej uzyskanej przez pracowników przemysłu jądrowego.

10.2. Czas martwy, czas żywy i czas rzeczywisty

Ważnym parametrem detektora jest jego czas martwy (ang. *dead time*), czyli czas, w którym dany detektor (a właściwie cały układ pomiarowy) przetwarza sygnał. Reakcja detektora na przelot cząstki obejmuje nieraz całą czynną część detektora i potrzebny jest odpowiedni czas, aby powrócił on do swojego pierwotnego stanu sprzed pojawienia się cząstki. Jeśli w trakcie tego czasu przyleci następna cząstka, to nie zostanie ona zarejestrowana. Długość czasu martwego jest znacząco różna dla różnych typów detektorów. W przypadku złożonych układów pomiarowych, gdzie sygnał przechodzi przez wiele etapów obróbki, czas martwy całości zależy głównie od jego najwolniejszego elementu.

Wpływ czasu martwego na liczbę zarejestrowanych cząstek można łatwo wyrazić matematycznie. Załóżmy, że detektor o czasie martwym τ zarejestrował N cząstek w czasie t . Najprościej można by powiedzieć, że szybkość zliczeń (natężenie) wynosi w tym wy-

padku $n = \frac{N}{t}$. Jednak każda z tych cząstek powodowała, że przez czas równy czasowi martwemu detektor nie mógł zareagować na inne, pojawiające się w nim cząstki. Oznacza to, że te N cząstek zostało zmierzane nie w czasie t , tylko $t - N \cdot \tau$. Wzór na faktyczną szybkość zliczeń n powinien mieć zatem postać:

$$n = \frac{N}{t - N \cdot \tau} \quad (10.1)$$

Oprócz pojęcia czasu martwego można często spotkać się z czasem żywym tj. czasem, w którym detektor jest gotów do rejestracji następnych cząstek. Z reguły detektor znajduje się albo w stanie gotowości, albo przetwarzania sygnału – trzeciej możliwości nie ma, zatem można napisać:

$$\text{czas martwy} + \text{czas żywy} = \text{czas rzeczywisty} \quad (10.2)$$

gdzie czas rzeczywisty to całkowity czas pojedynczego pomiaru, t .

Nieco dłuższy od czasu martwego jest tzw. czas rozdzielczy (ang. *resolving time*), który zdefiniowany jest jako czas po przyjściu impulsu, po którym można rozdzielić od niego impuls następny.

Należy tutaj wspomnieć o jeszcze jednej sytuacji, która niesie ze sobą potencjalne ryzyko pomyłki przy wykrywaniu promieniowania. Przy dużym strumieniu cząstek wpadających do detektora impulsy mogą nakładać się na siebie przez co może nastąpić odmienna od pożądanej reakcja detektora: zamiast właściwego sygnału impulsowego na wyjściu pojawia się sygnał ciągły. Skutkiem tego zazwyczaj następuje (często znaczne) zniżenie wyniku pomiaru – mówi się wtedy, że detektor ulega „zatkaniu”. Trzeba być świadomym, że przy niektórych pomiarach strumień promieniowania powinien być zwiększany stopniowo, by nie przekroczyć zakresu pomiarowego danego detektora. Jest to ważne zwłaszcza tam, gdzie wynik pomiaru ma wpływ na bezpieczeństwo pracy z promieniowaniem.

10.3. Klisza światłoczuła

Historycznie pierwszymi detektorami, w których zarejestrowano ślady promieniowania jonizującego były zwykle klisze fotograficzne używane pod koniec XIX w. w różnych badaniach naukowych. Używali ich m.in. Wilhelm Conrad Röntgen i Antoine Henri Becquerel. Pierwszy z nich zauważył, że taka klisza trzymana obok włączonej maszyny do badania tzw. „promieniowania katodowego” (czyli strumieni elektronów) zostaje zaczerniona nawet wtedy, gdy światło widzialne nie ma do niej dostępu. W styczniu 1896 r. opublikował wykonane w taki sposób zdjęcie ręki swojej żony, czym wykazał, że odkrył nowy rodzaj przenikliwego promieniowania, nazywanego dzisiaj jego nazwiskiem. Niemal równolegle do badań Röntgena swoje prace nad luminescencją soli uranu prowadził Becquerel. Na kliszy fotograficznej trzymanej w pobliżu rud uranu znalazł on ślady, które z pewnością nie powstały pod wpływem zwykłego światła, czym wykazał, że minerał ten samoistnie emituje przenikliwe promieniowanie, podobne do tego odkrytego przez Röntgena.

Pierwsze zdjęcia Röntgena były pozytywami (tzn. miejsca, do których dotarło promieniowanie, są jasne), podczas gdy obecnie częściej stosuje się negatywy. Jest tak np.

przy prześwietleniach medycznych, choć emulsje światłoczułe mają także swoje zastosowania w badaniach naukowych. Zaletą tych detektorów promieniowania jest to, że nie wymagają zasilania, zaś wadą, że nie mają możliwości szybkiego bezpośredniego odczytu i zwykle konieczną rzeczą jest utrwalenie zarejestrowanego obrazu (czyli wywołanie kliszy). Inną ciekawą właściwością jest to, że zamiast płaskiej, cienkiej, niemal dwuwymiarowej kliszy można stworzyć grubą emulsję trójwymiarową – pozwala to dokładniej analizować ślady pojedynczych przelatujących cząstek, ich kierunek, zachowanie w polach elektrycznych i magnetycznych, a przez to także ich ładunki, masy, pędy i energie.

Przez dość długi okres klisze światłoczułe były także stosowane jako dozymetry osobiste. Po dłuższym czasie noszenia (do kilku miesięcy) odczytuje się je badając ich zaczernienie, dzięki czemu można oszacować dawkę promieniowania. Przy dawkach porównywalnych z naturalnymi jest to jednak niemożliwe – tak małe dawki nie powodują bowiem znaczącego zaczernienia. Możliwe jest natomiast zliczenie śladów po pojedynczych cząstkach, które utrwaliły się na takiej kliszy i to również jest dobrą miarą dawki (takie zliczanie jest jednak bardzo czasochłonne i uciążliwe, o ile nie da się go zautomatyzować). Inną oczywistą wadą jest jednorazowość kliszy jako detektora.

10.4. Elektrometr

Pionierskie prace Marii Skłodowskiej-Curie nad identyfikacją substancji promieniotwórczych wymagały dokładniejszego zmierzenia ilości promieniowania jonizującego emitowanego przez różne próbki. Przydatne w tym wypadku okazało się to, że jonizacja powietrza ułatwia przepływ ładunków pomiędzy naładowanymi elektrycznie ciałami. Już wcześniej do mierzenia ładunków zgromadzonych na tych ciałach używano tzw. elektrometrów. Przykładem takiego urządzenia może być elektrometr listkowy, który składa się z dwóch części. W części odizolowanej elektrycznie od otoczenia znajdują się dwa, zwisające swobodnie listki wykonane z cienkiej blaszki lub folii metalowej. Są one połączone z większym kawałkiem metalu na zewnątrz elektrometru. Gdy do tej zewnętrznej części dotknie się przedmiotem naładowanym elektrycznie, ładunek rozplywa się po całym urządzeniu, a jednakowo naładowane listki zaczynają odpychać się i odchylać w przeciwnie strony. Po wcześniejszym wyskalowaniu można powiązać wartość wychylenia z wartością ładunku, jaki jest zgromadzony na elektrometrze.

Zamiast naładowanego elektrycznie przedmiotu można użyć także substancji emitującej cząstki niosące ładunek elektryczny, takie jak np. cząstki α lub β . Nie trzeba wtedy nawet dotykać elektrometru bezpośrednio – wystarczy zbadać, jak szybko narasta ładunek na elektrometrze w zależności od ustawienia źródła promieniowania. Zmiana odległości, zastosowanie przesłon, pól elektrycznych i magnetycznych pozwala np. na pośrednie obliczenie takich parametrów jak ładunek i masa cząstki.

W idealnej sytuacji ładunek zgromadzony na elektrometrze powinien utrzymywać się. W praktyce jest on jednak unoszony przez znajdujące się w otoczeniu jony. Im więcej jonów, tym szybsze rozładowanie elektrometru. Promieniowanie rentgenowskie lub γ można zatem zmierzyć obserwując, jak jego obecność wpływa na szybkość rozładowania elektrometru. W ten sposób można pośrednio wyznaczyć energię i natężenie tego promieniowania, przy czym elektrometry nie pozwalają na pomiar właściwości pojedynczych cząstek, jedynie całych ich strumieni.

Choć dziś to już raczej historia, trudno przecenić znaczenie elektrometrów dla rozwoju nauki o promieniowaniu jonizującym. Dzięki nim odkryto nie tylko promieniotwórcze izotopy występujące na Ziemi, ale także istnienie promieniowania kosmicznego.

10.5. Komora mgłowa i komora pęcherzykowa

Istnieją urządzenia, w których tory pojedynczych cząstek można obserwować natychmiast po ich przelocie i to bezpośrednio własnymi oczami. Te urządzenia to komora mgłowa (ang. *cloud chamber* – dosłownie „komora chmurowa”) i komora pęcherzykowa (ang. *bubble chamber* – dosłownie „komora bąbelkowa”). Pierwszą z nich wynalazł w roku 1900 fizyk Charles T. R. Wilson (stąd inna jej nazwa to komora Wilsona), a drugą – około pół wieku później fizyk i neurobiolog Donald A. Glaser.

Idea działania obu tych urządzeń jest dość podobna – przelatująca cząstka powoduje powstanie jonów w substancji czynnej detektora, a te inicjują chwilową lokalną zmianę stanu skupienia tej substancji. Różnica polega na tym, że w przypadku komory mgłowej jest to skraplanie, a w przypadku komory pęcherzykowej – wrzenie. Oczywiście reakcje te zachodzą tylko w szczególnych warunkach, jakimi jest przechłodzenie pary (w komorze mgłowej) lub przegrzanie cieczy (w komorze pęcherzykowej).

Przechłodzona para to taka, która ma już temperaturę niższą od temperatury skraplania, ale nie może sformować się w krople, ponieważ brak jest w niej tzw. centrów kondensacji, czyli nieregularności, do których mogą dołączać się cząsteczki przechłodzonej substancji. Jeśli w takiej substancji pojawią się jony powstałe w wyniku działania promieniowania, to staną się one takimi właśnie centrami i wokół nich pojawią się maleńkie krople cieczy. W celu uzyskania pary przechłodzonej komorę mgłową schładza się nierównomiernie tak, by następował spadek temperatury na kierunku od góry do dołu. Zwykle polega to na chłodzeniu dna komory (np. przy pomocy stałego dwutlenku węgla, ciekłego azotu lub chłodziarki elektrycznej) przy jednoczesnym pozostawieniu jej wierzchu w temperaturze otoczenia. Przechłodzenie pary (najczęściej są to opary izopropanolu) następuje na niewielkiej przestrzeni tuż nad dnem.

Innym sposobem jest gwałtowne obniżenie ciśnienia w komorze – wtedy przechłodzona para zajmuje całą jej objętość, jednak stan ten dość szybko zanika. Obserwowane ślady cząstek zwykle tuż po pojawieniu się opadają na dno komory, jako że są kroplami cięższymi od powietrza i oparów.

Przegrzana ciecz to taka, która przekroczyła już swoją temperaturę wrzenia, ale z powodu braku nieregularności nie zaczęła wrzeć. Przegrzaną wodę można łatwo uzyskać w kuchence mikrofalowej, co może być niebezpieczne, bo nie wykazuje objawów wrzenia, a ma temperaturę ponad 100°C i zaczyna wrzeć gwałtownie przy wyjmowaniu naczynia z kuchenki. W komorach pęcherzykowych nie stosuje się jednak wody – najczęściej bywają to takie substancje jak ciekły wodór, które najpierw trzeba skropić w niskiej temperaturze, a później powoli i ostrożnie ogrzewać lub obniżać ich ciśnienie. Powstające w nich ślady to małe pęcherzyki gazu, które unoszą się do góry.

Komory mgłowa i pęcherzykowa, oprócz możliwości bezpośredniej obserwacji śladów cząstek, dają możliwość ich sfilmowania bądź sfotografowania i późniejszej analizy, dzięki której można określić rodzaj cząstek, ich ładunek, masę, energię, a nawet zdolność do jonizacji. Po odpowiednim zaprojektowaniu układu pomiarowego można także obserwować przebieg reakcji jądrowych zachodzących w środku takiej komory. Dziś są one jednak wykorzystywane raczej do popularyzacji nauki niż do faktycznych badań.

10.6. Detektory gazowe

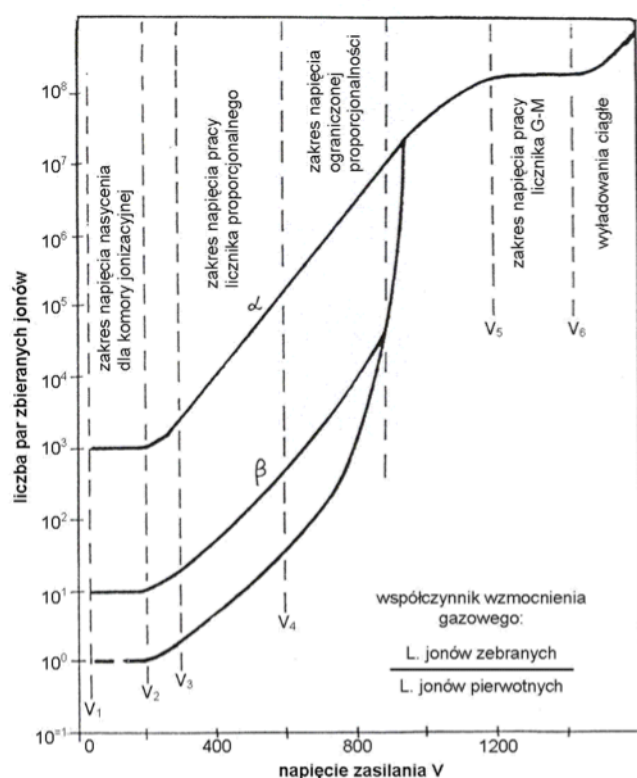
Elektroniczne przetwarzanie sygnału jest obecnie wykorzystywane do określania wielu parametrów promieniowania, stąd stosuje się różne typy detektorów gazowych, z elektronicznym wyprowadzeniem sygnału. Zwykle mają one kształt cylindrycznej komory, wewnątrz której znajdują się dwie elektrody: dodatnia (anoda) ma postać cienkiego drutu i jest umieszczona centralnie, zaś ujemna (katoda) otacza ją i ma kształt otwartego walca. Spotyka się oczywiście także detektory o innych kształtach, jednak różnią się one tylko szczegółami.

Ogólna zasada działania detektorów gazowych polega na rejestracji ładunków, które powstają wewnątrz komory. Ich działanie zależy od przyłożonego napięcia, a także od użytego gazu. Zastosowanie gazu ma tę wadę, że ma on zwykle małą gęstość, więc promieniowanie – zwłaszcza γ – oddziałuje z mniejszą liczbą atomów niż w wypadku cieczy lub ciał stałych (może wręcz zostać niezarejestrowane). W celu poprawienia wydajności rejestracji zwiększa się czasem ciśnienie (a zatem i gęstość) gazu lub obudowuje detektor dodatkową osłoną, z której pierwotne promieniowanie jonizujące wybija elektrony. Te wtórne elektrony mają na tyle duże energie, że same mogą jonizować gaz i są rejestrowane w detektorze lepiej niż samo promieniowanie pierwotne.

Wielkością charakteryzującą detektory gazowe jest współczynnik wzmocnienia gazowego, czyli stosunek ładunku elektrycznego faktycznie zebranego na elektrodach detektora do ładunku elektrycznego jonów, które powstały poprzez bezpośrednie zderzenia z przelatującą cząstką promieniowania. Odpowiada on w dość prosty sposób wielkości impulsu prądowego, jaki generuje detektor zasilany danym napięciem. Zależność tego współczynnika od napięcia przyłożonego do elektrod detektora przedstawia rys. 10.1. Trzeba tu jednak wyraźnie zaznaczyć, że o kształcie tego wykresu decydują także takie czynniki jak kształt oraz wielkość komory, skład chemiczny oraz ciśnienie gazu, czy wreszcie sposób podłączenia detektora w obwodzie elektrycznym. Dla konkretnych detektorów wartości napięć i współczynników wzmocnienia mogą być bardzo różne, więc konieczna jest znajomość ich indywidualnej charakterystyki – przedstawiony tu wykres ma więc jedynie charakter poglądowy. Można na nim wyróżnić siedem obszarów:

- Dla napięcia bardzo małego (od zera do V_1) nie wszystkie powstające elektrony i jony są przyciągane przez elektrody na tyle skutecznie, by do nich dolatywały. Większość elektronów i jonów łączy się z powrotem ze sobą, więc współczynnik wzmocnienia jest bardzo mały i ten zakres napięć nie jest użyteczny do pomiarów.
- Po przekroczeniu napięcia V_1 wszystkie jony i elektrony są już zbierane na elektrodach i współczynnik wzmocnienia nie zmienia się aż do napięcia V_2 . W tym zakresie detektor gazowy pracuje jako komora jonizacyjna.
- Przyłożenie napięcia większego niż V_2 powoduje, że jony i elektrony rozpędzone polem elektrycznym zaczynają jonizować następne atomy. Powstające jony wtórne są również zbierane na elektrodach, więc sygnał jest dodatkowo wzmocniony.
- W zakresie napięć od V_3 do V_4 rejestrowany sygnał jest proporcjonalny zarówno do jonizacji pierwotnej, jak i do przyłożonego napięcia. Mówi się, że detektor gazowy pracuje wtedy jako licznik proporcjonalny.

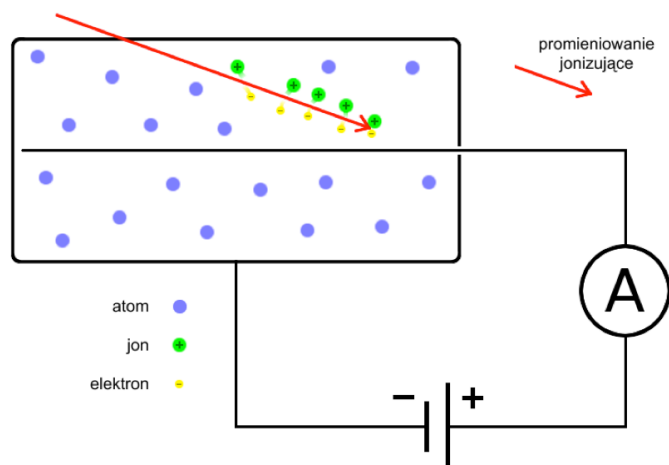
- Dalsze zwiększanie napięcia powoduje zaburzenie tych proporcji, a ponadto sygnały od cząstek o różnych energiach i zdolnościach jonizacji przestają być rozróżnialne, więc zakres napięć od V_4 do V_5 nie jest używany do pomiarów.
- Z kolei przy napięciach od V_5 do V_6 lawinowa jonizacja zachodząca w całej przestrzeni nie zależy od napięcia zasilającego, a wzmocnienie jest duże, co bywa przydatne w wykrywaniu promieniowania o małej energii i małym natężeniu. W tym zakresie detektor pracuje jako detektor Geigera-Müllera.
- Przekroczenie napięcia V_6 powoduje powstawanie w komorze samoczynnej lawinowej jonizacji nawet bez promieniowania, więc pomiar nie jest już możliwy, a ponadto detektor może ulec uszkodzeniu.



Rys. 10.1: Zależność współczynnika wzmocnienia gazowego od napięcia

10.6.1. Komora jonizacyjna

Najprostszym z detektorów gazowych jest komora jonizacyjna (rys. 10.2), czyli komora z gazem, w której znajdują się dwie elektrody podłączone do źródła napięcia. Istnieją komory nisko- i wysokociśnieniowe, a wypełniającym je gazem może być gaz szlachetny (np. argon) lub też zwykłe powietrze; spotyka się nawet komory otwarte lub wentylowane.



Rys. 10.2: Orientacyjny schemat działania komory jonizacyjnej

Kiedy do wnętrza takiego detektora wpadnie cząstka promieniowania jonizującego, powoduje powstawanie par jon-elektron. Wybite elektrony mają często tak duże energie, że samoczynnie powodują następne akty jonizacji (są to tzw. elektrony delta). Nie wszystkie jony pierwotne pochodzą zatem bezpośrednio od zderzeń z przelatującą cząstką, aczkolwiek powstają dzięki jej energii. W normalnych warunkach szybko następowałaby rekombinacja, tzn. wszystkie te elektrony przyłączałyby się z powrotem do jonów. Dlatego przyłożenie odpowiednio dużego napięcia w detektorze powoduje, że elektrony i jony rozlatują się do różnoimiennych elektrod. Elektrony są lżejsze i bardziej ruchliwe, więc szybko osiągają elektrodę dodatnią, nieco później jony dolatują do elektrody ujemnej, co powoduje przepływ niewielkiego impulsu prądowego. Czas docierania jonów do katody zależy od tego, czy jonizacja nastąpiła bliżej tej elektrody, czy dalej od niej, a zatem czasowy przebieg impulsu bywa bardzo różny w zależności od miejsca przelotu cząstki. Wynika z tego, że trudno jest jednoznacznie określić długość czasu martwego dla komory jonizacyjnej: „elektronowy” czas martwy jest rzędu 1 μs , podczas gdy „jonowy” dochodzi do nawet 10 ms dla dużych komór. Z tego powodu czasami dla osiągnięcia lepszych wyników ignoruje się i wytłumia impulsy jonowe (można to także zrobić mechanicznie instalując wewnątrz komory dodatkową siatkę wyłapującą jony).

Pojedyncze impulsy można zliczać przy pomocy licznika podłączonego do komory jonizacyjnej – działa ona wówczas w tzw. trybie impulsowym. Jednak gdy strumień promieniowania jest duży, impulsy pochodzące od poszczególnych cząstek nakładają się na siebie i dużo łatwiej jest mierzyć całkowity prąd przepływający w obwodzie, do którego podłączony jest detektor. Wynika z tego, że w trybie prądowym komora jonizacyjna podobna jest do elektrometru, ale mierzy nie tyle ładunek elektryczny, co jego zmianę, czyli natężenie prądu. Możliwość zarejestrowania sygnałów pochodzących od pojedynczych cząstek jest jej zaletą. Chociaż wielkość samych sygnałów jest znikoma, całkowity prąd bywa całkiem znaczący i jego pomiar jest wygodnym sposobem zmierzenia dużych natężeń promieniowania, np. w rdzeniach reaktorów.

Ponieważ komory różnią się wymiarami i objętością (od kilku cm^3 w detektorach dymu do kilkudziesięciu litrów w dużych komorach do pomiaru promieniowania kosmicznego), napięcia zasilające komory jonizacyjnej bywają także różne: od kilkunastu do

1 000 V. Wartości natężeń prądów uzyskiwanych w tych detektorach wahają się od 10^{-17} A do 10^{-6} A, a zatem są stosunkowo niewielkie, nieraz trudne do precyzyjnego zmierzenia.

Zaletami komory jonizacyjnej są:

- możliwość pracy w trybie impulsowym lub prądowym;
- niezależność wielkości sygnału od napięcia zasilającego;
- zależność wysokości impulsu od energii cząstki dla cząstek powolnych (które zatrzymują się w komorze);
- zależność wysokości impulsu od zdolności jonizacyjnej cząstki (można np. rozróżnić cząstki α i β);
- stosunkowo krótki „elektronowy” czas martwy;
- liniowa zależność prądu od natężenia promieniowania;
- możliwość pracy przy wypełnieniu komory powietrzem (stosuje się to np. w izotopowych czujnikach dymu).

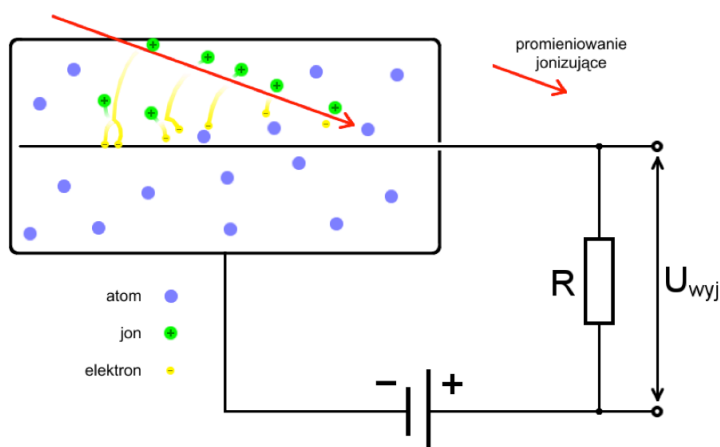
Natomiast podstawowymi wadami są:

- bardzo mała wielkość impulsów (w praktyce nadają się jedynie do pomiaru cząstek silnie jonizujących gaz wewnątrz komory, jak α czy jony);
- niezależność wysokości impulsu od energii cząstki dla cząstek relatywistycznych (które przelatują przez komorę na wylot);
- niejednorodny przebieg czasowy impulsów (z którego wynikają trudności w jednoznacznym określeniu czasu martwego);
- mała wydajność detekcji dla cząstek β i bardzo mała dla γ ;
- stosunkowo duży i trudny do jednoznacznego określenia „jonowy” czas martwy;
- wrażliwość na wilgotność (w przypadku wypełnienia powietrzem).

10.6.2. Licznik proporcjonalny

Pierwotna jonizacja w liczniku proporcjonalnym (rys. 10.3) zachodzi tak samo, jak w komorze jonizacyjnej, ale napięcie zasilające jest na tyle duże, że przyspieszone nim jony i elektrony mogą jonizować następne atomy gazu. W skutek tego powstają tzw. jony wtórne, których generacja jest najbardziej prawdopodobna w miejscach występowania największych zmian pola elektrycznego na małej przestrzeni – w wypadku komory cylindrycznej są to okolice anody z cienkiego drutu. Ten obszar generacji jonów wtórnych jest zwykle mały, więc następuje ona szybko, po czym wszystkie jony rozchodzą się do katody. Ponieważ jonizacja nie obejmuje całej komory, w momencie rozchodzenia się w komorze jonów od jednej cząstki, w innym miejscu mogą powstawać już jony od następnej – oznacza to mały czas martwy tego detektora. Z kolei, dzięki wyłapaniu nie tylko pierwotnych elektronów i jonów, ale także wtórnych, impulsy są większe niż w przypadku komory jonizacyjnej. Współczynnik wzmocnienia gazowego w liczniku proporcjonalnym dochodzi do 10^4 w przypadku cząstek α i 10^6 w przypadku cząstek β , ale zależy on silnie od napięcia zasilającego detektor, więc konieczne jest użycie zasilaczy wysokiego napięcia odpowiednio stabilizowanych. Ponieważ w impulsie dominują jony wtórne pochodzące zawsze z tego samego miejsca w detektorze, wysokość impulsu zwykle nie zależy od miejsca, w którym zaszła jonizacja pierwotna. Dodatkowym utrudnieniem może być fakt, że (zwłaszcza dla wyższych napięć) wzmocnienie może zależeć od energii cząstki, co powoduje, że wielkość impulsu nie zawsze odpowiada tej energii – z tego powodu ważne jest odpo-

wiednie dobranie parametrów pracy detektora w zależności od parametrów promieniowania, które chcemy mierzyć.



Rys. 10.3: Orientacyjny schemat działania licznika proporcjonalnego

Gdyby liczniki proporcjonalne były wypełnione wyłącznie gazem obojętnym (takim jak neon, argon czy azot), to zachodzące zjawisko jonizacji wtórnej mogłoby trwać bardzo długo, a nawet doprowadzić do ciągłego samopodtrzymującego się wyładowania. Uniemożliwiłoby to praktycznie pomiar promieniowania. W celu uniknięcia takiej sytuacji stosuje się ok. 10% dodatek tzw. gazu gaszącego, czyli substancji chemicznej o wieloatomowych cząsteczkach (np. metanu), które mają na celu wyhamowywanie wyładowania poprzez rozpraszanie energii elektronów i powstającego przy jonizacji promieniowania nadfioletowego. Innym sposobem wytłumiania jonizacji wtórnej jest podłączenie rezystora w obwodzie między detektorem a źródłem zasilania. Jego obecność zmniejsza natężenie prądu, a zatem spowalnia proces odpływania jonów detektora. Ich ładunek redukuje chwilowo potencjał elektryczny katody, co powoduje słabsze przyspieszanie elektronów przy anodzie i likwiduje generację jonów wtórnych (choć wydłuża czas martwy).

W wypadku detektorów wzmacniających sygnał ważnym parametrem jest ciśnienie gazu. Gdy jest ono zbyt duże, elektrony zbyt często zderzają się z atomami gazu i nie mają okazji, by przyspieszyć do odpowiednio dużej energii, pozwalającej im wywołać jonizację wtórną (jest to związane z zagadnieniem tzw. średniej drogi swobodnej elektronów w gazie). Z kolei małe ciśnienie gazu powoduje gorsze wyłapywanie cząstek promieniowania przez detektor. Widać zatem, że dla każdego modelu detektora trzeba dobierać nie tylko optymalny skład chemiczny gazu, ale także jego ciśnienie.

Objętości liczników proporcjonalnych wynoszą zwykle od dziesiątych części cm^3 do setek cm^3 , a stosowane napięcia zasilające wynoszą zazwyczaj od 500 V do 3 000 V. Impulsy mierzone jako spadek napięcia na przyłączonym oporniku mogą wynosić od jednego do kilkudziesięciu woltów.

Zaletami licznika proporcjonalnego są:

- wzmocnienie impulsów (w porównaniu z komorą jonizacyjną);
- zależność wysokości impulsu od energii cząstki;
- zależność wysokości impulsu od zdolności jonizacyjnej cząstki (można rozróżnić cząstki α i β);

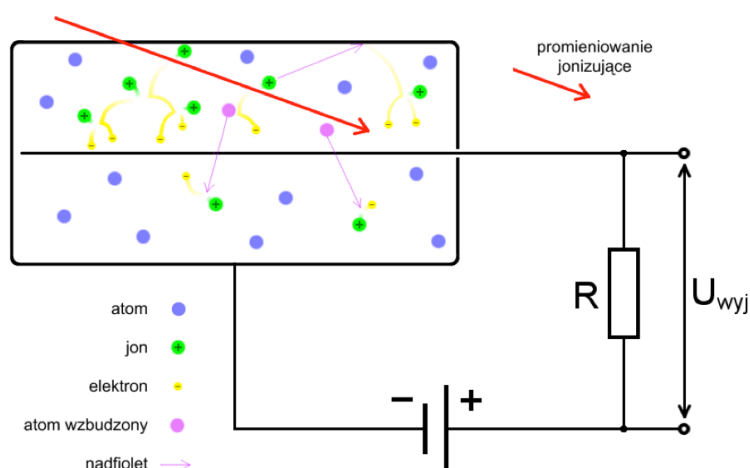
- stosunkowo mały czas martwy (rzędu mikrosekund, silnie zależny od rozmiarów detektora).

Natomiast podstawowymi wadami są:

- wyłącznie impulsowy tryb pracy;
- zależność wielkości impulsów od napięcia zasilającego (oznacza to konieczność użycia zasilacza stabilizowanego).

10.6.3. Detektor Geigera-Müllera

Detektor Geigera-Müllera (rys. 10.4) różni się w swej budowie od licznika proporcjonalnego jedynie pewnymi szczegółami. Decydujący wpływ na jego działanie ma odpowiednio wysokie napięcie. Przy dużych natężeniach pola elektrycznego wewnątrz detektora generacja jonów wtórnych zachodzi lawinowo. Dodatkowo, znaczącą rolę zaczyna w tym pełnić nadfiolet, który wytwarzany jest podczas deekscytacji jonów i atomów wzbudzonych energią cząstek. Fotony nadfioletu mają znacznie większy zasięg w gazie niż elektrony wtórne i mogą powodować jonizację wtórną nawet w rejonach detektora odległych od miejsca pierwotnej jonizacji. W szczególności mogą one także wybijać elektrony z metalowych elementów detektora na zasadzie zjawiska fotoelektrycznego zewnętrznego. Zwykle zachodzi to na katodzie, która jest dużo większa niż anoda, dzięki czemu elektrony te muszą przebyć całą średnicę detektora, nim dotrą do anody. W trakcie tej wędrówki jonizują nowe atomy. W ten sposób obfita jonizacja może objąć całą przestrzeń detektora, a wzmocnienie gazowe sięga wartości nawet miliardowych (10^9). Proces ten zachodziłby w nieskończoność, gdyby nie obecność dużego oporu (rzędu nawet $10^9 \Omega$) w obwodzie oraz czynnika gaszącego w gazie wypełniającym detektor. Ostatecznie na wyjściu detektora otrzymuje się silne impulsy, których wielkość nie zależy ani od wielkości pierwotnej jonizacji, ani od miejsca, w którym ona zaszła.



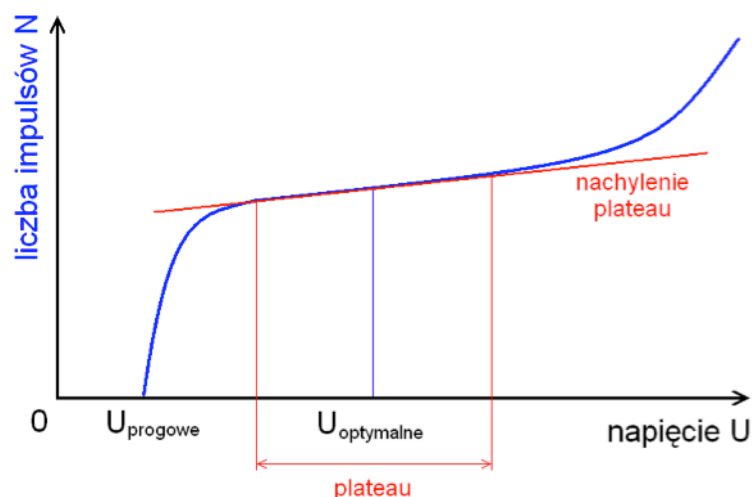
Rys. 10.4: Orientacyjny schemat działania detektora Geigera-Müllera

Detektory Geigera-Müllera już podczas produkcji przygotowuje się tak, by zjawisko jonizacji wtórnej zachodziło w nich lawinowo, stąd zwykle są wypełnione gazem o obniżonym ciśnieniu (to zwiększa długość drogi swobodnej elektronów). Gazem wypełniającym jest zwykle argon lub hel, czasem powietrze (składające się głównie z azotu, ale obecność w nim tlenu powoduje korozję elementów detektora). Ten podstawowy gaz to ok.

90% wypełnienia – resztę stanowi czynnik gaszący. W zależności od zastosowanej do gaszenia impulsów substancji wyróżnia się detektory alkoholowe i detektory chlorowcowe. W tych pierwszych dodatkiem gaszącym są zwykle opary wieloatomowych substancji organicznych (np. alkoholu etylowego), które niestety ulegają rozkładowi podczas wyładowań w komorze. Z tego powodu detektory alkoholowe mają żywotność ograniczoną do ok. 10^7 - 10^8 impulsów. Wady tej nie mają detektory chlorowcowe, w których dodatkiem są proste związki chloru lub podobnych mu pierwiastków. Związki te w czasie spełnienia swej gaszącej roli także ulegają rozkładowi, ale po jakimś czasie regenerują się. Przedłuża to niemal nieograniczenie żywotność detektora oraz dodatkowo daje możliwość pracy w innych warunkach (np. w większym zakresie temperatur otoczenia).

Detektory G-M są spotykane w różnych wymiarach, a ich objętości mogą wynosić od ułamków cm^3 do kilkuset cm^3 . Zwykle mają kształt cylindryczny, ale spotyka się też detektory płaskie, w których anoda jest drutem zwiniętym w płaską spiralę. Często posiadają także tzw. okienko wykonane z substancji o małej zdolności absorpcji cząstek (np. cienkie płytki mikowe), by cząstki takie jak α i niskoenergetyczne β miały możliwość dotarcia do wnętrza detektora. Inaczej jest z promieniowaniem γ , które słabo reaguje z gazem. Detektory G-M przeznaczone do detekcji fotonów γ lub wysokoenergetycznych rentgenowskich mają raczej grube obudowy ze stosunkowo gęstych substancji, z których wybite elektrony trafiają następnie do gazu i wywołują impulsy. Nie stosuje się w nich natomiast podwyższonego ciśnienia gazu (wynosi ono zwykle 150-300 hPa), ponieważ wpływałoby to negatywnie na przebieg jonizacji wtórnej. Wynika stąd także stosunkowo duża delikatność i podatność na uszkodzenia tego rodzaju detektorów, zwłaszcza tych z cienkimi okienkami. Napięcia pracy różnią się w zależności od wielkości, kształtu i składu gazu: dla detektorów chlorowcowych wynoszą zwykle od 300 do 1 000 V, a dla alkoholowych – powyżej 1 000 V.

Dobór napięcia zasilania dla konkretnego detektora odbywa się na zasadzie pomiaru jego charakterystyki impulsowo-napięciowej. Chodzi o sprawdzenie zakresu napięć, w którym jego praca jest stabilna. Dla napięcia zbyt małego detektor może dawać impulsy zbyt małe, by rozróżnić je od szumów. Z kolei dla napięcia zbyt dużego mogą powstawać w nim impulsy elektryczne nie pochodzące od cząstek promieniowania jonizującego, tylko np. spontanicznej jonizacji gazu na anodzie. Typowa charakterystyka impulsowo-napięciowa detektora G-M przedstawiona jest na rysunku 10.5. Zaczyna się ona napięciem progowym, przy którym na wyjściu układu pomiarowego pojawiają się pierwsze impulsy. Po pierwszym gwałtownym wzroście liczby impulsów następuje obszar względnej stabilizacji, nazywany z francuska *plateau* (czyt. „plato”). Zwykle jest on długi na kilkaset woltów, a za punkt pracy przyjmuje się jego środek. Chodzi o to, by ewentualne wahania napięcia zasilającego jak najmniej wpływały na mierzoną liczbę impulsów. Oprócz parametrów takich jak napięcie progowe i napięcie pracy każdy detektor powinien mieć także określone nachylenie plateau, które wyraża się zwykle w procentach na sto woltów ($\%/100 \text{ V}$).



Rys. 10.5: Charakterystyka impulsowo-napięciowa (zależność $N(U)$) detektora Geigera-Müllera

Zaletami detektorów G-M są:

- bardzo duże wzmocnienie impulsów;
- niezależność wysokości impulsu od rodzaju, energii i zdolności jonizacyjnej cząstki (dająca stabilne sygnały).

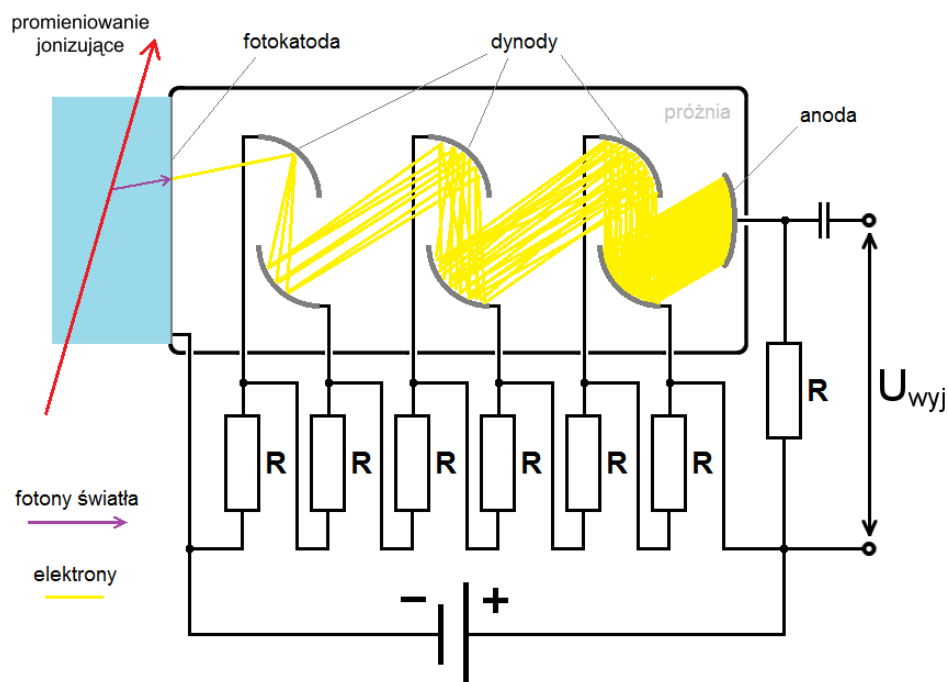
Natomiast podstawowymi wadami są:

- wyłącznie impulsowy tryb pracy;
- niezależność wysokości impulsu od rodzaju, energii i zdolności jonizacyjnej cząstki (powodująca nierozróżnianie cząstek);
- duży czas martwy (rzędu kilkuset mikrosekund);
- różna wydajność rejestracji różnych cząstek:
- 1 cząstka α może wywołać kilka impulsów,
- 1 cząstka β wywołuje zwykle 1 impuls,
- 100 fotonów γ wywołuje najwyżej 3 impulsy.

Mimo pozorowanej przewagi wad nad zaletami detektory Geigera-Müllera zyskały dużą popularność. Wynika to m.in. z dobrych parametrów elektronicznych i niskich kosztów produkcji.

10.7. Detektory scyntylacyjne

Działanie detektorów scyntylacyjnych, patrz schemat na rys. 10.6, polega na rejestracji słabych błysków światła (głównie z zakresu widzialnego) zwanych scyntylacjami. Błyski takie powstają, gdy cząstki jonizują niektóre substancje. Wprawdzie zjawisko to zachodzi również dla gazów, ale ze względu na wydajność tego procesu stosuje się raczej różne kryształy lub ciecze. To właśnie wydajność rejestracji promieniowania stanowi podstawową zaletę tej technologii. Inną jest to, że jasność błysku zwykle zależy od energii, jaką cząstka zostawia w tzw. scyntylatorze. Co więcej, można dobrać odpowiednią substancję do rodzaju promieniowania, jakie chce się mierzyć. Oczywiście substancja ta musi być przezroczysta dla światła generowanego w niej samej, by można było zarejestrować je także poza scyntylatorem.



Rys. 10.6: Schemat działania detektora scyntylacyjnego

W przeszłości korzystano m.in. z mikroskopów do obserwacji scyntylacji pochodzących od cząstek α , ale taki pomiar był bardzo trudny – wymagał dużej koncentracji przez długi czas, dobrego wyciemnienia laboratorium i przede wszystkim można było przy jego pomocy zliczyć nie więcej niż ok. 1 cząstki na sekundę. Znaczący rozwój detektorów scyntylacyjnych nastąpił po wynalezieniu tzw. powielacza fotoelektronowego (fotopowielacza), czyli prostego elektronicznego wzmacniacza pierwotnego sygnału świetlnego. Jest to nic innego jak umieszczony w próżni zestaw elektrod zwanych dynodami, do których przyłożone jest kolejno coraz to wyższe napięcie. Zwykle stosuje się do kilkunastu dynod, a napięcie pomiędzy sąsiednimi dynodami wynosi ok. 100 V. Pierwsza z elektrod jest tzw. fotokatodą, bowiem to właśnie na nią pada światło, pod wpływem którego emitowane są pierwsze elektrony w fotopowielaczu. Te elektrony, rozpędzone napięciem ok. 100 V, wybijają z następnej elektrody jeszcze więcej elektronów, a te z kolei lecą przyspieszane polem elektrycznym do kolejnej dynody, gdzie sytuacja się powtarza. Dzieje się tak wielokrotnie na każdej parze dynod. Oczywiście napięcie pomiędzy dynodami nie może być zbyt małe, bo nie następowałoby wzmocnienie, ani zbyt wysokie, bo następowałaby silniejsza emisja elektronów niezwiązana ze scyntylacjami (np. termoemisja). W efekcie na ostatniej elektrodzie (czyli anodzie) otrzymuje się wzmocnienie liczby elektronów nawet w stosunku 1 000 000:1, a ich ładunek może być bardzo szybko odprowadzony w postaci impulsu prądowego. Zwykle wymaga on jeszcze dodatkowego wzmocnienia, więc w sondach scyntylacyjnych wbudowane są często tzw. przedwzmacniacze.

Wymiary scyntylatorów ograniczone są właściwie tylko możliwością stworzenia odpowiednio dużego kryształu. Na ich kształt wpływa też specyfika zastosowania. Scyntylatory do detekcji cząstek α i β (mających niewielki zasięg w materii) są zwykle w postaci cienkich płytek. Scyntylatory fotonów γ to z kolei kryształy w kształcie walców dochodzące do kilkunastu centymetrów średnicy i długości. Do pomiarów bardziej specjalistycznych

nych (np. promieniowania kosmicznego) stosuje się nieraz długie wiązki lub warstwy scyntylatorów dochodzące do kilku metrów.

Stosowane fotopowielacze dopasowane są do rozmiarów kryształu scyntylatora. Aby polepszyć przepływ światła, wstawia się pomiędzy scyntylator i fotopowielacz różnego rodzaju światłowodów lub wprowadza cienką warstwę odpowiedniego żelu. Całość umieszczona jest w odpowiedniej obudowie, która musi zablokować dopływ światła do środka (inaczej wywoływałoby ono impulsy w fotopowielaczu), zapewnić odpowiednie chłodzenie części elektronicznej oraz, w niektórych przypadkach, zabezpieczyć hermeticznie sam scyntylator przed dostępem wilgoci (niektóre kryształy są silnie higroskopijne).

Do sond scyntylacyjnych może być poprowadzonych kilka przewodów zasilających: wysokie napięcie (zwykle od ok. 700 do ok. 1 500 V) podawane jest na elektrody fotopowielacza przez dzielnik napięcia, zaś niskie (zwykle symetryczne ± 24 V) zasilają przedwzmacniacz. Czasami dodatkowy przewód może służyć do wyprowadzenia sygnału tak, by uniknąć niepotrzebnych szumów i nakładania się (interferencji) sygnałów.

Zaletami detektorów scyntylacyjnych są:

- możliwość doboru scyntylatora odpowiedniego do mierzonego promieniowania;
- często łatwość stworzenia detektora o odpowiednim kształcie (przez obróbkę mechaniczną kryształu);
- zależność wysokości impulsu od energii cząstki;
- mały (dla substancji nieorganicznych) lub bardzo mały (dla organicznych) czas martwy.

Natomiast podstawowymi wadami są:

- wrażliwość na światło;
- higroskopijność wielu używanych substancji (czyli ich tendencja do wchłaniania wody z powietrza, co zmienia ich parametry);
- stosunkowo słaba energetyczna zdolność rozdzielcza (czyli możliwość rozdzielania impulsów od cząstek o dwóch różnych energiach);
- praca wyłącznie impulsowa;
- wysoki koszt fotopowielaczy i konieczność użycia droższych zasilaczy wysokonapięciowych (większy pobierany prąd niż np. w przypadku licznika G-M).

10.7.1. Scyntylatory nieorganiczne

Scyntylatory nieorganiczne to głównie sole metali alkalicznych, np. jodek sodu NaI, najczęściej zawierające niewielkie domieszki innych pierwiastków (w NaI jest ok. 0,1% talu Tl) które są tzw. aktywatorami luminescencji, czyli procesu powstawania błysków. Szczegółowe omawianie zjawisk fizycznych zachodzących podczas tego procesu wykracza poza program nauczania szkoły średniej, niemniej warto powiedzieć, że czas jego trwania jest zwykle krótki (rzędu mikrosekund), co przekłada się na krótki czas martwy tych detektorów.

10.7.2. Scyntylatory organiczne

Organiczne substancje używane jako scyntylatory to zwykle tzw. związki aromatyczne, to znaczy płaskie cząsteczki związków węgla mające budowę pierścieniową. Przejścia pomiędzy poziomami energetycznymi cząsteczek wiążą się (podobnie jak dla pojedynczych

atomów) z absorpcją lub emisją fotonów. Dzięki temu niektóre z tych substancji można wykorzystać jako kryształy scyntylacyjne w detektorach. Choć ich luminescencja jest zwykle słabsza niż scyntylatorów nieorganicznych, to mają dużo krótsze czasy wyświecania (rzędu nanosekund) i pozwalają jeszcze bardziej ograniczyć czas martwy detekcji. Jedną z takich substancji jest polistyren – materiał dość tani i bardzo plastyczny.

10.7.3. Ciekłe scyntylatory

Ciekawym sposobem wykorzystania substancji organicznych do pomiaru promieniowania jonizującego jest rozpuszczenie niewielkiej ilości właściwego scyntylatora w innej substancji organicznej, która w warunkach pomiaru pozostaje cieczą (zwykle wystarczy kilka gramów na litr rozpuszczalnika). Daje to możliwość późniejszego wymieszania tak przygotowanego ciekłego scyntylatora z mierzoną próbką, która emituje promieniowanie α lub β o niewielkiej energii, co znacznie redukuje dwa podstawowe problemy przy pomiarze tego typu cząstek. Pierwszym z nich jest fakt, że cząstki α lub β mają trudności z przenikaniem obudowy detektora, a więc pomiar próbki znajdującej się poza substancją czynną detektora wymaga delikatnych komór o cienkich ściankach, na których i tak zostanie pochłonięta część energii cząstek. W wypadku umieszczenia próbki we wnętrzu detektora można z łatwością zmierzyć pełną energię emitowanych cząstek. Drugi problem to fakt, że promieniowanie rozchodzi się w różnych kierunkach (izotropowo) i jeśli badana próbka leży obok detektora, to na pewno nie dociera do niego całe jej promieniowanie. Dodatkowo, jeśli źródło ma postać skupioną, to część cząstek może być pochłaniana w samym źródle. Jeśli zaś próbka zostanie rozpuszczona równomiernie w substancji czynnej detektora, dość prostą rzeczą jest wyłapanie wszystkich emitowanych z niej cząstek, a więc wyznaczenie całkowitej aktywności próbki. Dodatkową zaletą jest fakt, że pojawiające się scyntylacje wywołane cząstkami α i cząstkami β można czasami rozróżnić w tym samym detektorze.

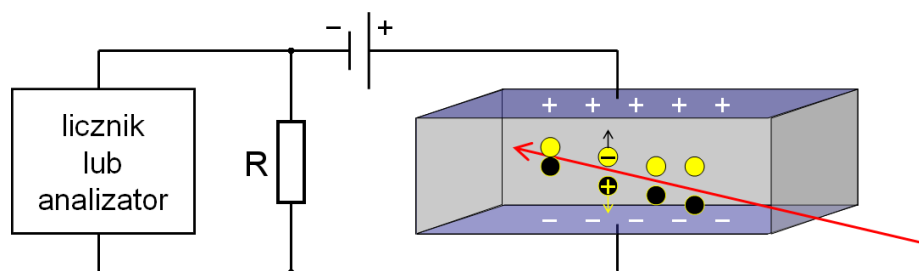
Wadą tych detektorów jest ich jednorazowość oraz szkodliwość dla zdrowia, lotność i łatwopalność dużej części stosowanych rozpuszczalników.

10.8. Detektory półprzewodnikowe

Półprzewodnikiem nazywamy substancję, która w warunkach normalnych praktycznie nie przewodzi prądu. Elektrony w niej znajdują się w tzw. pasmie walencyjnym, w którym obsadzają wszelkie dostępne dla nich energie, a więc nie mogą ich zmienić wewnątrz pasma – są unieruchomione. Dostarczając im pewną porcję dodatkowej energii – np. w postaci ciepła lub właśnie promieniowania jonizującego – możemy je przenieść do pasma (zwanego pasmem przewodnictwa), w którym mają swobodę poruszania się, a więc i przewodzenia prądu elektrycznego.

Działanie półprzewodnikowych detektorów promieniowania (rys. 10.7) przypomina nieco działanie detektorów gazowych, przy czym nie powstają w nich pary elektron-jon, a pary elektron-dziura. Słowem „dziura” określa się tutaj puste miejsce po elektronie w pasmie walencyjnym, które może być zapełnione przez inny elektron, po którym pozostaje następna dziura itd. W efekcie powtarzania się tego procesu obserwuje się pozorny ruch dziury jako nośnika ładunku dodatniego. Jeśli do kryształu półprzewodnika podłączy się napięcie elektryczne, można wymusić ruch elektronów i dziur w przeciwnych kierunkach. Jeśli napięcie jest odpowiednio duże, docierają one do przeciwnych elektrod i przez cały

obwód przepływa prąd elektryczny ewentualnie impuls prądowy. W przeciwieństwie do detektorów gazowych nie następuje tutaj zjawisko wzmacniania sygnału, a całkowity ładunek nośników wytworzonych w półprzewodniku zależy od energii cząstki, ponieważ energia potrzebna na wytworzenie jednej pary jest stała. Dzięki temu przy pomocy detektorów półprzewodnikowych można analizować widmo energii cząstek i robi się to lepiej niż przy pomocy detektorów scyntylacyjnych.



Rys. 10.7: Schemat działania detektora półprzewodnikowego (bez domieszek)

Czasami czyste półprzewodniki domieszkuje się w celu uzyskania lepszego kontaktu elektrycznego z metalowymi elementami obwodu lub innych parametrów impulsów. Obecność domieszek dwojakiego rodzaju umożliwia z kolei nieco inne działanie całego detektora, w którym pojawiają się tzw. „złącza p-n”. Takie złącze przewodzi prąd tylko w jednym kierunku, chyba że cząstka przelatująca przez obszar tego złącza spowoduje chwilowy przepływ w drugim (zwanym kierunkiem zaporowym) i w efekcie na wyjściu również pojawia się impuls prądu proporcjonalny do energii cząstki.

Półprzewodniki najlepiej rejestrują cząstki naładowane takie jak α , β czy jony, choć możliwość ich mierzenia ograniczona jest zasięgiem tych cząstek w danym kryształ. Z drugiej strony z bardzo dobrą energetyczną zdolnością rozdzielczą mogą być mierzone także fotony γ i rentgenowskie, ale wydajność ich rejestracji zależy bardzo od rodzaju detektora i może być gorsza niż w detektorach scyntylacyjnych. Czas martwy w obu typach jest porównywalny.

Rozmiary detektorów półprzewodnikowych mogą być od kilku milimetrów do kilku centymetrów, przy czym im większe rozmiary kryształu, tym większe musi być napięcie użyte do jego polaryzacji. Waha się ono już od kilku woltów dla małych detektorów krzemowych do kilku tysięcy dla dużych germanowych. Dużo większe od samych kryształów bywają natomiast systemy chłodzenia – nieraz są to wielolitrowe zbiorniki z ciekłym azotem.

Zaletami detektorów półprzewodnikowych są:

- wysokość impulsu zależna od energii zdeponowanej przez cząstkę w materiale detektora;
- dobra wydajność dla cząstek naładowanych;
- dobra energetyczna zdolność rozdzielcza;
- bardzo krótki czas martwy;
- względnie duża niewrażliwość na światło.

Natomiast podstawowymi wadami:

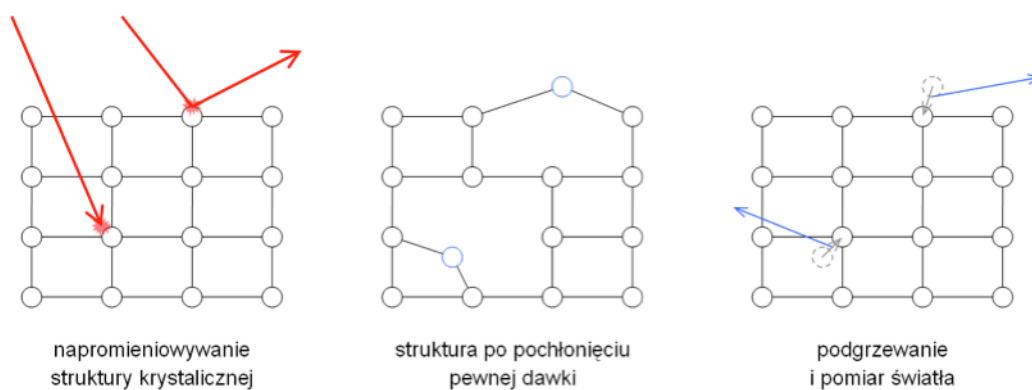
- wyłącznie impulsowy tryb pracy;

- wydajność dla fotonów γ i rentgenowskich bardzo zależna od energii;
- nieraz konieczność intensywnego chłodzenia.

10.9. Detektory termoluminescencyjne

Termoluminescencja to zjawisko emisji światła pod wpływem ciepła, które może następować jako efekt różnych procesów. Jednym z nich jest powstawanie defektów struktury krystalicznej pod wpływem promieniowania jonizującego.

Padająca cząstka przekazuje część swojej energii atomom tworząc defekty struktury krystalicznej (ideę detektora przedstawia rys. 10.8). Taka zdeformowana sieć krystaliczna, w której atomy nie zajmują swoich typowych pozycji, ma nadwyżkę energii. Energia ta może być wyzwolona np. wtedy, gdy odpowiednio duże drgania termiczne atomów spowodują, że atomy wrócą do swoich pierwotnych położeń. Będzie to skutkowało emisją światła, którego analiza daje informację o rodzaju i energii cząstek padających na kryształ. Idea działania detektorów termoluminescencyjnych (TLD – ang. *thermoluminescent dosimeter*) jest więc taka, że najpierw wystawia się je na działanie promieniowania, a po pewnym czasie (nieraz kilku miesięcy) podgrzewa się je i jednocześnie dokładnie mierzy emitowane światło. Można w ten sposób określić całkowitą dawkę, jaką uzyskał detektor w czasie napromieniowywania. Jednocześnie niejako „resetuje się” detektor, który może być później użyty do następnego pomiaru. Zastosowanie dodatkowych przesłon filtrujących padające promieniowanie pozwala także oszacować wkład od różnych rodzajów cząstek o różnych energiach.



Rys. 10.8: Idea działania detektora termoluminescencyjnego

Wprawdzie opisane wyżej zjawisko zachodzi dla wielu substancji (nawet dla soli kuchennej), ale ze względu na różne zakresy dawek, jakie są potrzebne do wywołania mierzalnego efektu, w pomiarach dozymetrycznych stosuje się tylko nieliczne. Zwykle są to różne odmiany plastików, proste sole typu CaF_2 (fluorek wapnia), LiF (fluorek litu), CaSO_4 (siarczan wapnia) albo bardziej skomplikowane kryształy jak minerał skałek.

Zaletami detektorów termoluminescencyjnych są:

- brak zasilania;
- możliwość doboru detektora do rodzaju promieniowania;
- pomiar dużego zakresu dawek;
- względna niewrażliwość na światło i inne czynniki (np. urazy mechaniczne);

- możliwość wielokrotnego użytku.

Natomiast podstawowymi wadami:

- brak bezpośredniego natychmiastowego odczytu;
- odczyt wyłącznie w specjalnej kalibrowanej aparaturze;
- brak możliwości zmierzenia pojedynczych cząstek (wyłącznie całkowita dawka).

10.10. Detektory neutronów

Bezpośrednia elektroniczna detekcja neutronów jest w zasadzie niemożliwa, ponieważ bezpośrednio nie jonizują one ośrodka. Można natomiast rejestrować cząstki naładowane elektrycznie, które powstają w reakcji neutronów z różnymi substancjami, które umieszcza się obok detektora albo w nim samym. Są to na przykład:

- wodór – jądra atomów wodoru to pojedyncze protony, które podczas zderzeń z neutronami mogą uzyskać dużą prędkość i stają się same wtórnym promieniowaniem jonizującym – są to tzw. protony odrzutu (jądra innych pierwiastków są znacznie cięższe, więc rzadko nadają się do tego typu detekcji);
- lit – jeden z izotopów litu, ${}^6\text{Li}$, stosunkowo silnie wychwytuje neutrony, w wyniku czego emitowana jest cząstka α i jądro trytu – oba te obiekty mogą być zarejestrowane natychmiast w detektorach gazowych i scyntylacyjnych albo jako efekty ich działania w dozymetrach termoluminescencyjnych;
- bor – bor silnie pochłania neutrony, po czym emituje cząstki α i γ , które wraz z powstałym jądrem litu (doznającym odrzutu podczas rozpadu α) mogą być zarejestrowane w detektorze;
- uran – izotop uranu ${}^{235}\text{U}$ pod wpływem neutronów termicznych (o małych energiach) ulega reakcji rozszczepienia, a powstałe w jej wyniku oba ciężkie fragmenty i fotony γ można rejestrować w zwykły sposób.

Wymienione substancje mogą znaleźć się w strumieniu neutronów w postaci czystej albo w określonych związkach chemicznych. Np. wodór może być gazem wypełniającym komorę jonizacyjną, ale może również być związany w cząsteczkach parafiny otaczającej scyntylator reagujący na protony. Często dużą rolę odgrywa także tzw. czystość izotopowa stosowanych substancji, czyli oddzielenie różnych izotopów (np. litu lub uranu) w celu zwiększenia szansy na zajście pożądanej reakcji z neutronami.

Podobnym sposobem pomiaru neutronów jest badanie wzbudzonej nimi promieniotwórczości. Dotyczy to zwykle stabilnych izotopów niektórych pierwiastków, które są aktywowane do niestabilnych izotopów o krótkim czasie połowicznego zaniku (rzędu sekund lub minut). Chwilę po aktywacji wysyłają one cząstki β (rzadziej wykorzystuje się cząstki α), których ładunek niesiony jest ze wzbudzonej elektrody do innej, niewzbudzonej. Prąd przepływający w tak skonstruowanym obwodzie jest miarą strumienia neutronów. Ponieważ opisywane tutaj detektory pracują często w warunkach dużej różnicy temperatur, prąd ten zależny jest też od dodatkowych czynników, które trzeba wyeliminować mierząc prąd referencyjny w poprowadzonym równolegle przewodzie nie ulegającym aktywacji. Tak działające detektory prądowe nazywa się kolektronami. Ich główną zaletą jest to, że nie wymagają dodatkowego zasilania, zaś wadą to, że działają z opóźnieniem wyznaczonym przez czas połowicznego zaniku powstającego promieniotwórczego izotopu. Z reguły ulegają też dość szybkiemu zużyciu, ponieważ aktywacja powoduje przemianę

jednego pierwiastka w inny, co prowadzi do narastających zmian w materiałach detektora (zmian ich przewodności, kruchości itp.).

Jeszcze inny sposób wykrywania neutronów polega na wykorzystaniu faktu, że po aktywacji i późniejszym rozpadzie atom jednego pierwiastka zmienia się w atom innego pierwiastka. Jeśli przygotuje się odpowiedni roztwór dwóch pierwiastków: pierwszego, w którym neutrony nie wywołują żadnych reakcji chemicznych, oraz drugiego – w którym będą wywoływały reakcję, to po wstawieniu tego roztworu w strumień neutronów można będzie tę drugą substancję zaobserwować. Zwykle dobiera się ją tak, by efektem jej działania była zmiana zabarwienia roztworu lub wydzielanie się gazowych bąbelków.

Oczywistą zaletą tego typu detektorów jest brak zasilania, ale główną wadą jest to, że jest to raczej pomiar jakościowy, a nie ilościowy – pozwala wykryć obecność neutronów, ale nie pozwala dokładnie określić ich ilości ani energii. Inną wadą jest szybkie zużywanie się takich detektorów (czasem są wręcz jednorazowego użytku).

Rozdział 11.

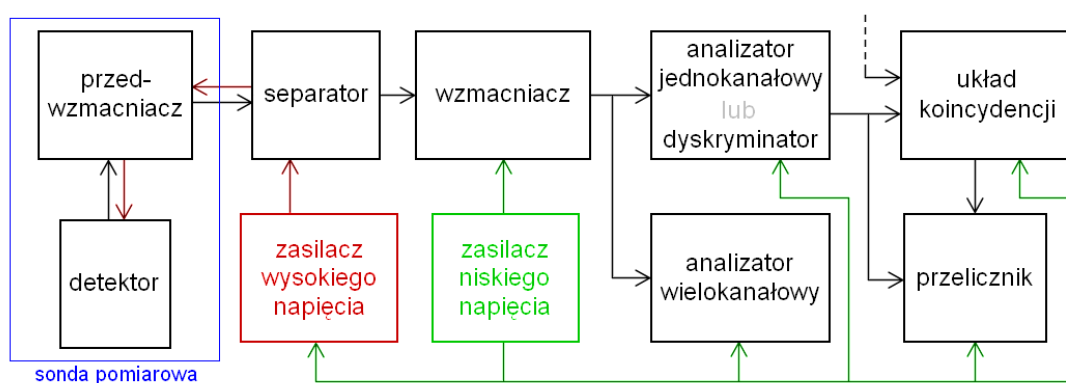
Pomiar promieniowania jonizującego

11.1. Układ pomiarowy

Choć detektorami lub licznikami zwykło się nazywać urządzenia rejestrujące promieniowanie jonizujące, tak naprawdę nazwy te oznaczają jedynie poszczególne elementy większej całości, jaką stanowi układ pomiarowy (zwany czasem też torem pomiarowym). Detektor to pierwszy element, który reaguje na promieniowanie i generuje impulsy, a licznik to urządzenie służące do zliczania impulsów elektrycznych.

Układy pomiarowe mają z reguły budowę modułową. Z jednej strony pozwala to na użycie tych samych urządzeń w różnych konfiguracjach i łatwe zastępowanie uszkodzonych modułów, z drugiej wymusza pewną standaryzację. Oczywiście można spotkać gotowe urządzenia w zamkniętej, jednolitej postaci, ale wewnątrz zwykle składają się one z podzespołów o podobnych funkcjach.

Budowa układu pomiarowego przedstawiona jest na rys. 11.1. Nie w każdym pomiarze potrzebne są wszystkie moduły, ale ogólna logika przetwarzania sygnału jest zawsze taka sama: detektor daje impulsy elektroniczne, które po odpowiednim przetworzeniu (wzmocnieniu w przedwzmacniaczu i wzmacniaczu, odrzuceniu szumów i niepotrzebnych sygnałów w dyskryminatorze lub analizatorze jednokanałowym) trafiają do układu rejestrującego (licznika lub analizatora wielokanałowego). Z kolei zasilanie detektorów możliwe jest dzięki separatorom – układom rozdzielającym stałe napięcie zasilające od zmiennych impulsów generowanych w detektorze (zwykle są to stosunkowo proste filtry dolno- lub górnoprzepustowe).



Rys. 11.1: Ogólny schemat ideowy układów pomiarowych

W niektórych pomiarach ważny jest nie tyle sygnał z pojedynczego detektora, ale fakt, że kilka detektorów zareagowało w tej samej chwili (lub z odpowiednim, ustalonym opóźnieniem). Aby sprawdzić, czy nastąpiła wspólna reakcja dwóch detektorów, korzysta się z tzw. układu koincydencji. Jego reakcja może być dwojakiego rodzaju:

- koincydencja – impuls wyjściowy wysyłany jest tylko wtedy, gdy impulsy pojawią się w tym samym czasie (lub z odpowiednim, ustalonym opóźnieniem) z obu detektorów;
- antykoinkydencja – impuls wyjściowy wysyłany jest tylko wtedy, gdy na jednym detektorze pojawi się impuls, a na drugim w tym samym czasie brak jest impulsu.

Innym parametrem warunkującym reakcję układu koincydencji może być próg reakcji, czyli najmniejsza amplituda każdego z impulsów, przy której układ koincydencyjny zadziała – działanie takiego układu przypomina wtedy kilka połączonych dyskryminatorów.

Przy okazji koincydencji warto wspomnieć o opóźnieniach, jakie powstają chociażby z powodu dość długich kabli łączących różne elementy układów pomiarowych. Słowo „długi” może tu oznaczać już kilkanaście centymetrów. Z tego powodu zamiana kabla na inny o nieco innej długości może spowodować, że jeden z impulsów będzie opóźniony względem drugiego i wcześniej działająca koincydencja przestanie zachodzić.

Przy pomiarze promieniowania jonizującego ważną rzeczą jest stabilna praca i współpraca wszystkich elementów układu pomiarowego. Uzyskuje się ją m.in. przez używanie sprzętu odpowiedniej jakości, choć sama marka jeszcze niczego nie gwarantuje. Może zdarzyć się, że wśród różnych egzemplarzy tego samego modułu (zasilacza, wzmacniacza, kryształu scyntylatora, fotopowielacza itd.) niektóre mają parametry znacząco lepsze niż inne. Dlatego odpowiednie układy pomiarowe należy zestawiać z modułów o odpowiednich parametrach, dobranych i sprawdzonych pod kątem potrzeb danego pomiaru (wygodnym sposobem jest wcześniejsze zbadanie indywidualnych charakterystyk poszczególnych modułów). Przy czym nie zawsze trzeba „śrubować” wymagania – np. do analiz spektrometrycznych potrzebna jest lepsza jakość niż wymagana przy detekcji skażeń. Przykładowo zasilacze używane do takich analiz powinny dawać stabilne stałe napięcie z dokładnością powyżej 0,1% (a nawet 0,01% w wypadku wysokiego napięcia, czyli powyżej umownych 150 V), nie zmieniać jego wartości o więcej niż 0,01%/1°C oraz 0,1%/8 godz. pomiaru, a także nie produkować szumów i tętnień większych niż 10 mV_{pp} (ang. *peak-to-peak*, czyli od najniższej wartości napięcia do najwyższej). Wzmacniacze powinny mieć stabilne wzmocnienie, którego liniowość, tj. proporcjonalność napięcia wyjściowego do wejściowego nie powinna mieć odchyłeń większych niż 0,01%. Dodatkowo powinny one pracować w zakresie częstotliwości nieraz powyżej 10 MHz, co odpowiada czasowi trwania pojedynczego impulsu rzędu ułamków μ s. Taką samą dokładność pomiaru czasu muszą mieć układy przetwarzające sygnały, tzn. układy koincydencji, analizatory i liczniki.

Na jakość pomiaru mają też wpływ czynniki zewnętrzne. Jednym z istotniejszych jest temperatura pracy układu. Może ona być różna dla różnych elementów, ale ważną rzeczą jest, by nie zmieniała się w czasie pomiarów (nieraz bardzo długich). Oznacza to, że często trzeba włączyć układy pomiarowe nawet kilka godzin przed przystąpieniem do właściwych pomiarów, by dać im czas na rozgrzanie się i ustabilizowanie. Dotyczy to głównie pracy laboratoryjnej. Podczas pracy w terenie trudniej uzyskać stabilne warunki, więc stosuje się dynamiczne chłodzenie i grzanie (termostaty) albo wprowadza odpowiednie poprawki na wpływ temperatury, ciśnienia i wilgotności na otrzymywane wyniki.

Innym ważnym czynnikiem decydującym o jakości pomiaru są przewody, którymi przesyłane są sygnały. Często sygnały mają tak małą moc, że złej jakości lub zbyt długi przewód powoduje gubienie tych sygnałów w szumach. Ponadto czas przelotu impulsów przez przewody o długości rzędu kilku metrów może być porównywalny z ich czasem

trwania, więc nie jest obojętne, czy do tego samego pomiaru użyjemy kabla krótkiego, czy długiego. Zmiana kabla na inny może spowodować brak synchronizacji różnych torów pomiarowych i błędy w pomiarze. Czasami jednak zjawisko to bywa umyślnie wykorzystywane do pomiaru niezwykle krótkich opóźnień. Jeśli z kolei ten sam sygnał rozdziela się na kilka torów pomiarowych, należy mieć baczenie, by impulsy nie odbijały się (np. od różnych niezaślepionych końcówek kabli) i nie nakładały (interferowały) powodując powstawanie niespodziewanych wzajemnych zakłóceń. W celu uniknięcia takich kłopotów należy odpowiednio dobierać oporności wejściowe i wyjściowe urządzeń łączonych kablami, a tam, gdzie urządzenia końcowego nie ma, stosuje się specjalne zaślepki zwane terminatorami (najczęściej są to po prostu odpowiednio dobrane oporniki).

Z impulsami związane jest także zagadnienie odpowiedniej ich polaryzacji, która może być dodatnia (gdy sygnał użyteczny to napięcie powyżej zera, czyli masy) lub ujemna (gdy sygnał to napięcie poniżej zera). Ponadto sygnały mogą być unipolarne (gdy napięcie nigdy nie przechodzi przez zero na wartość przeciwną) lub bipolarne (gdy napięcie przechodzi przez zero i oscyluje wokół niego). W szczególności z tymi ostatnimi związane jest zagadnienie tzw. stanów nieustalonych, które objawiają się „falowaniem” napięcia po pierwotnym gwałtownym skoku – zwykle w takich wypadkach użytecznym sygnałem jest tylko pierwotna wartość skoku, a pozostałe chwilowe zmiany należy zignorować (co może wymagać odpowiedniego ustawienia aparatury).

Polaryzacja ważna jest także przy zasilaniu detektorów, gdyż w wielu wypadkach działają one zupełnie inaczej przy podłączeniu biegunów odwrotnie, jeszcze częściej nie działają wcale, a czasami nawet mogą ulec poważnemu uszkodzeniu. Należy więc zawsze sprawdzać polaryzację danego detektora, zgodnie z jego specyfikacją. Ponadto nie powinno się gwałtownie zmieniać napięcia zasilającego detektor (np. przy włączaniu lub wyłączaniu) – zamiast tego napięcie to powinno zmieniać się powoli, najlepiej w sposób ciągły, rzadziej skokowo. Niektóre układy zasilające mają wbudowane zabezpieczenia przed gwałtownymi zmianami napięcia, ale nie jest to regułą i zawsze należy mieć się na baczności.

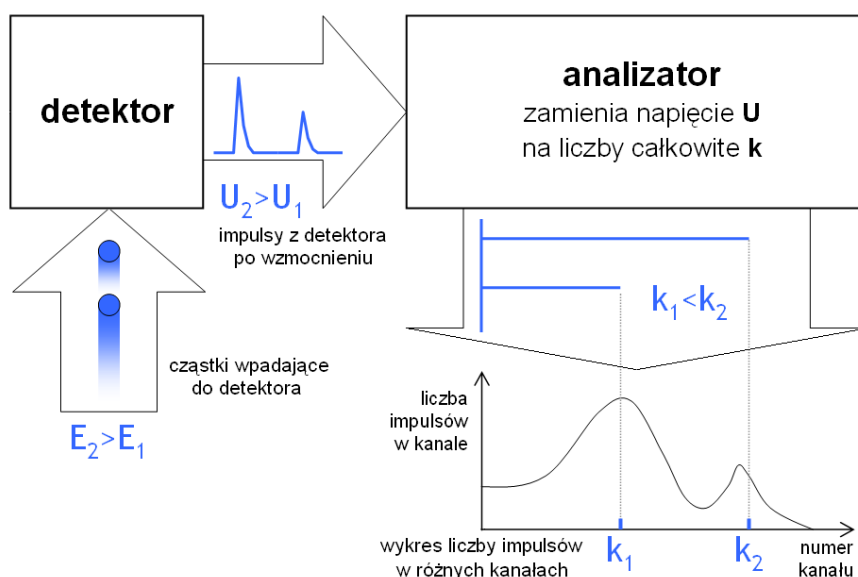
11.2. Elektroniczna analiza sygnałów

Dyskryminatory to układy, które odrzucają impulsy o napięciu niższym od ustawionego. Odpowiedni dobór tego napięcia progowego pozwala zredukować ilość szumów i odseparować sygnał użyteczny.

Podobnie działają analizatory jednokanałowe (ang. *single channel analyser*, w skrócie SCA), przy czym mają one dwa napięcia progowe: dolne i górne. W ich przypadku przepuszczane są tylko te impulsy, które mają wysokość pomiędzy tymi dwiema nastawionymi wartościami. Rozwiązanie to pozwala odrzucić nie tylko szumy, ale także cały zakres wszystkich impulsów niezwiązanych z interesującym nas promieniowaniem. Przykładowo z całego widma promieniowania γ można wybrać tylko te impulsy, które odpowiadają cząstkom o energii ok. 1 461 keV, a więc w większości pochodzących z potasu ^{40}K i w ten sposób mierzyć aktywność tylko tego izotopu w próbce zawierającej także wiele innych izotopów promieniotwórczych.

Zupełnie inaczej działają analizatory wielokanałowe (ang. *multichannel analyser*, w skrócie MCA), które są przetwornikami analogowo-cyfrowymi (ang. *analog-digital conver-*

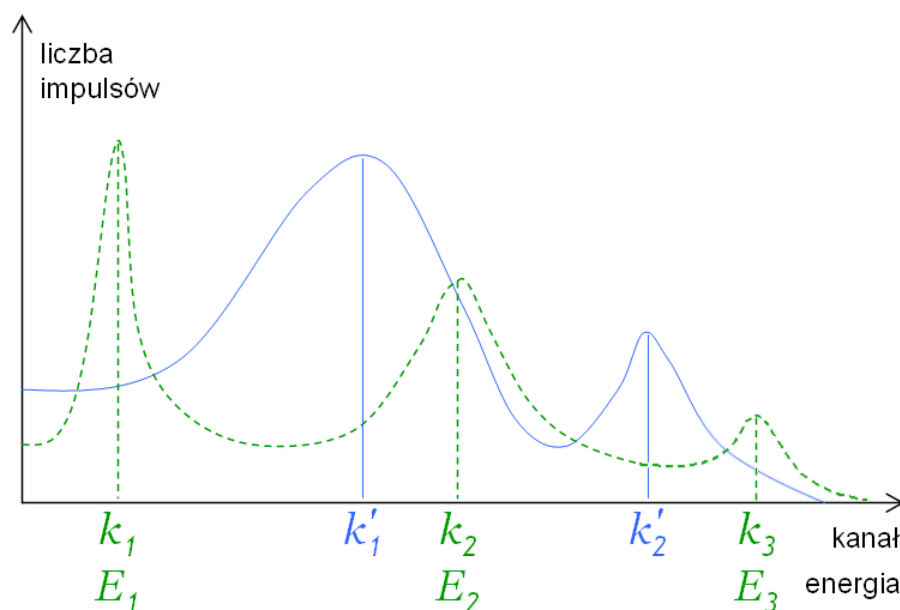
ter, w skrócie ADC) z dołączoną pamięcią. Część przetwornikowa zamienia sygnał na liczby całkowite proporcjonalne do amplitudy impulsów. Następnie część mikroprocesorowa zlicza te liczby w odpowiednich komórkach pamięci („przegródkach”), nazywanych kanalami. Każda z tych liczb całkowitych staje się numerem kanału. Po zakończeniu pomiaru wiadomo, ile zdarzeń trafiło do poszczególnych kanałów, co daje informację ile impulsów o odpowiednich napięciach weszło do analizatora. Pamiętając, że konkretne napięcie odpowiada konkretnej energii cząstki, która wywołała impuls, można przeanalizować jakie cząstki (o jakich energiach) i z jaką częstością zostały zarejestrowane. Wygodnie jest w tym celu przygotować wykres zwany widmem promieniowania: na osi poziomej odkładamy numery kanałów (czyli wielkości proporcjonalne do energii cząstek), zaś na osi pionowej – liczby zliczeń. Cały pomiar ilustruje rysunek 11.2.



Rys. 11.2: Schemat działania analizatora wielokanałowego. E oznacza energię cząstki, U – amplitudę impulsu, k – numer kanału (czyli liczbę wygenerowaną przez przetwornik analogowo cyfrowy w analizatorze)

11.3. Kalibracja

Działanie analizatora wielokanałowego daje w efekcie zależność pomiędzy numerami kanałów a liczbą impulsów. Numer kanału odpowiada energii cząstki, a liczba impulsów – liczbie cząstek o tej energii. Niestety podczas różnych pomiarów numer kanału może, mimo tej samej energii, zmieniać się w zależności od ustawień aparatury. Aby poznać jej faktyczną wartość wykonuje się tzw. kalibrację energetyczną, czyli porównuje się zmierzone promieniowanie z promieniowaniem o znanej energii. Zwykle można nawet wyprowadzić odpowiednie wzory przeliczające numer kanału na energię. Ideę kalibracji energetycznej ilustruje rysunek 11.3.



Rys. 11.3: Kalibracja energetyczna: widmo promieniowania o znanych energiach (zielona linia przerywana) i badanego (niebieska linia ciągła)

Osobnym zagadnieniem jest ustalenie, ile z cząstek emitowanych ze źródła promieniowania dociera do detektora i ile jest przez niego rejestrowanych. Jest to szczególnie ważne podczas pomiarów aktywności całkowitej oraz stężenia substancji promieniotwórczych w próbkach. W tym przypadku również porównuje się badaną próbkę ze źródłami wzorcowymi, przy czym ważne jest, by nie tylko energia promieniowania, ale także ich aktywność była dobrze znana. Ponadto muszą one mieć taki sam kształt, podobną gęstość i skład chemiczny jak badane próbki oraz być ustawione w taki sam sposób względem detektora – takie źródła wzorcowe są z reguły dość drogie, korzysta się więc z symulacji komputerowych, które wyliczają teoretycznie, jaka powinna być odpowiedź detektora na daną próbkę. Wprawdzie takie symulacje także do tanich nie należą (wymagają dużej wiedzy), ale pozwalają np. badać próbki o nietypowych kształtach.

Jeszcze innym zagadnieniem jest kalibracja mocy dawki, czyli przeliczenie, jak mierzone promieniowanie działa na ciało ludzkie – to wymaga uwzględnienia wielu dodatkowych czynników takich jak rodzaj cząstek, radioczułość poszczególnych części ciała czy przede wszystkim ułożenie ciała podczas narażenia na to promieniowanie. Tu też porównuje się wskazania detektora z wyliczonymi teoretycznie dawkami, otrzymywanymi przez hipotetycznego człowieka od źródeł kalibracyjnych, ale jest to procedura na tyle skomplikowana, że wykonują ją jedynie certyfikowane laboratoria.

Rozdział 12.

Opracowywanie danych pomiarowych

12.1. Statystyczny charakter pomiaru promieniowania

Tempo emisji cząstek z jąder atomowych można opisywać przez takie parametry charakteryzujące izotop jak okres połowicznego zaniku $T_{1/2}$ czy stała rozpadu λ . Określają one jednak jedynie prawdopodobieństwo zajścia takiego zdarzenia, nie dając informacji, kiedy emisja nastąpi. To samo dotyczy reakcji cząstek z materią: ich odbijania, pochłaniania, jonizacji, czy wreszcie rejestracji w detektorze. Powoduje to, że nawet dla stałego natężenia promieniowania, zmierzona w danym przedziale czasu liczba przypadków może być różna w różnych etapach tego samego pomiaru.

Wskazania przyrządu pozwalają teoretycznie odczytywać wartości z dokładnością do jednej cząstki. Jednakże opisana powyżej przypadkowość obserwowanych zjawisk powoduje, że wartości otrzymywane w pojedynczych pomiarach będą różniły się od siebie w znacznie większym stopniu. Dlatego żaden pojedynczy pomiar liczby cząstek nie jest zatem dobrą miarą ich natężenia. Rodzi to natychmiast pytanie o to, jaka jest prawdziwa wartość natężenia?

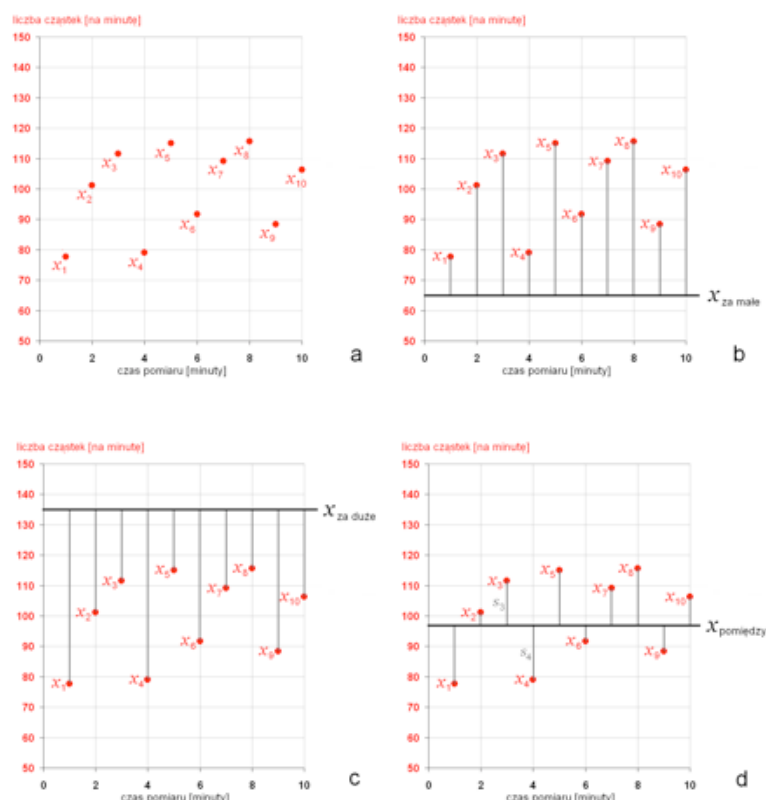
12.2. Metoda najmniejszych kwadratów

Posiadając kilka, różniących się między sobą pomiarów tej samej wielkości, intuicyjnie czujemy, że najlepiej byłoby te wartości uśrednić, aby jak najlepiej ocenić wartość rzeczywistą. Działanie takie wynika z bardziej ogólnego rozumowania i przekształceń matematycznych zwanych metodą najmniejszych kwadratów. Polega ona na doborze optymalnych współczynników opisujących linię (niekoniecznie prostą) przebiegającą pomiędzy punktami pomiarowymi. Trzeba oczywiście odpowiednio zdefiniować tę „optymalność”.

Rozważmy taki przykład: wykonaliśmy 10 pomiarów stałego natężenia cząstek, w których otrzymaliśmy wyniki $x_1 = 78$, $x_2 = 101$, $x_3 = 112$, $x_4 = 79$, $x_5 = 115$, $x_6 = 92$, $x_7 = 109$, $x_8 = 116$, $x_9 = 88$, $x_{10} = 106$. Sytuację tę obrazuje rys. 12.1a. Wybieramy jakąś wartość x (oznaczoną na rysunku poziomą kreską, jak np. na rys. 12.1b lub rys. 12.1c), którą porównujemy z poszczególnymi wynikami pomiarów. Można łatwo zauważyć, że jeśli wartość x będzie się od nich bardzo różniła, to odległości punktów od wartości x (na wykresach zaznaczone pionowymi liniami), będą dla większości punktów pomiarowych duże, niezależnie od tego, czy leżą pod, czy nad linią wartości x . Suma tych odległości także będzie duża. Jeśli natomiast wybierzemy wartość x leżącą gdzieś pomiędzy punktami pomiarowymi (rys. 12.1d), to wprowadzie poszczególne odległości też mogą być całkiem spore, to ich suma będzie już mniejsza. Poszczególne odległości s_i i ich sumę s można matematycznie zapisać w następujący sposób:

$$s_i = x - x_i \quad (12.1)$$

$$s = |s_1| + |s_2| + \dots + |s_i| + \dots + |s_n| = \sum_{i=1}^n |s_i| \quad (12.2)$$



Rys. 12.1: Próby dopasowania wartości x odpowiadającej zmierzonym danym

Wartość bezwzględna w drugim wzorze jest niezbędna, ponieważ niektóre różnice mogą być ujemne, a odległość jest zawsze nieujemna. Można podejrzewać, że istnieje jakaś wartość x , dla której suma s będzie najmniejsza. Można ją znaleźć na podstawie ogólnego wzoru, jednak wartość bezwzględna, występująca we wzorze (12.2), utrudnia takie obliczenia. Dlatego, nie zmieniając prawidłowości rozumowania, zamiast wartości bezwzględnej stosuje się sumę kwadratów odległości:

$$s_i^2 = (x - x_i)^2 \quad (12.3)$$

$$S = s_1^2 + s_2^2 + \dots + s_i^2 + \dots + s_n^2 = \sum_{i=1}^n s_i^2 \quad (12.4)$$

Czyli (przytaczając jeszcze raz zadanie, które rozwiązujemy) szukamy takiej wartości x , dla której suma S jest najmniejsza. Okazuje się, że jest nim znany przez wszystkich wzór na średnią arytmetyczną:

$$x_{sr} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} \quad (12.5)$$

Dla osób znających pochodne, obliczenie minimum funkcji jest na tyle proste, że nie będziemy przytaczać obliczeń, ale trzeba powiedzieć o ich wyniku.

Warto zauważyć tu jedną rzecz: obliczona w ten sposób średnia nie jest jeszcze prawdziwą wartością mierzonej wielkości x – byłaby nią, jeżeli zmierzylibyśmy wszystkie

możliwe wartości x_i i to w takich proporcjach, które odpowiadają prawdziwej częstotliwości pojawiania się tych poszczególnych wartości. W wypadku pomiaru promieniowania jonizującego (jak również wielu innych pomiarów w fizyce) musimy opierać się zatem na wynikach, które zawsze dają tylko wartość przybliżoną.

12.3. Odchylenie standardowe

Skoro obliczona z pomiaru średnia jest tylko przybliżoną wartością badanej wielkości, powstaje pytanie: z jaką dokładnością znamy tę średnią? Z pomocą przychodzi nam znowu suma kwadratów różnic, przy czym nie są to już różnice pomiędzy wynikami pomiaru a jakąś dowolną wartością x , tylko pomiędzy nimi a obliczoną z nich średnią x_{sr} . Nazwijmy tę różnicę odchyleniem i dla odróżnienia oznaczmy inną literą – najczęściej używa się greckiej litery σ (sigma):

$$\sigma_i = x_{sr} - x_i \quad (12.6)$$

$$\sigma_i^2 = (x_{sr} - x_i)^2 \quad (12.7)$$

Skoro znamy odchylenia poszczególnych pomiarów, to możemy obliczyć ich średnią. Łatwo jednak przekonać się, że gdybyśmy wzięli same σ_i , to część z nich byłaby dodatnia, część ujemna i ich średnia arytmetyczna byłaby zawsze równa zero. Nie będzie tego problemu, gdy wyciągniemy średnią z σ_i^2 – oznaczmy ją przez σ_x^2 :

$$\sigma_x^2 = \frac{\sum_{i=1}^n \sigma_i^2}{n} \quad (12.8)$$

Jeśli teraz wyciągniemy pierwiastek z obu stron równania, to uzyskamy wzór na tzw. odchylenie standardowe pojedynczego pomiaru (u nas oznaczone przez σ_x):

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=0}^N \sigma_i^2} \quad (12.9)$$

Należy dodać, że obliczona w ten sposób wartość odchylenia standardowego jest prawdziwa tylko dla tego zespołu danych, dla którego obliczaliśmy średnią. Przykładowo, jeśli zmierzylibyśmy wzrost wszystkich osób na sali lekcyjnej i wyliczyli średnią, to odchylenie standardowe dla populacji opisze rozrzut wzrostu w tej konkretnej grupie ludzi. Jeśli chcielibyśmy z tego pomiaru wnioskować coś na temat rozrzutu wzrostu wśród np. wszystkich Polaków, to byłoby to wnioskowanie błędne. Przecież dowolnie wybrana grupa innych Polaków może mieć (i zwykle będzie miała) zupełnie inne odchylenie standardowe. Nawet podmienienie tylko jednej osoby w naszej grupie spowoduje zmianę zarówno zmierzonej średniej wzrostu, jak i rozrzut wzrostów, a przecież średnia i odchylenie standardowe wzrostu wszystkich Polaków nie mogą zależeć od sposobu mierzenia.

Precyzyjniejszą oceną odchylenia standardowego jest wzór zmodyfikowany do postaci:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=0}^N \sigma_i^2} \quad (12.10)$$

Podkreśla on, że jest to odchylenie standardowe z próby, a nie całej możliwej teoretycznie do przeanalizowania zbiorowości. Wprowadzenie jedynki w mianowniku mówi nam, że pojedynczy pomiar nie jest wiarygodny. Gdyby nie było tego odejmowania, jak we wzorze (12.9), odchylenie standardowe dawałyby zero przy $n = 1$, co oznaczałoby pomiar nieskończenie dokładny, a to jest niemożliwe. Oczywiście dla dużej liczby pomiarów ta jedynka nie ma wpływu na ocenę niepewności.

Zasadną rzeczą jest zapytać, jaka jest interpretacja fizyczna obliczonej wartości (12.10)? Po pierwsze, będąc średnim odchyleniem od wartości średniej jest ona naturalną miarą niepewności związanej z każdym pomiarem w naszej serii pomiarowej. Po drugie, ściśle obliczenia statystyczne pokazują, że powtarzając serię pomiarową nieskończenie wiele razy, około 68,3% wszystkich wyników znajdowałoby się w granicach $\pm\sigma_x$ wokół wartości średniej dla każdego punktu pomiarowego. Świat fizyków (i zresztą nie tylko fizyków) umówił się właśnie na takie rozumienie niepewności pojedynczego pomiaru.

Łatwo jest zauważyć, że wraz ze wzrostem liczby pomiarów n wartość σ_x wcale nie będzie maleć do zera. Wprawdzie w mianowniku pod pierwiastkiem będzie coraz większa liczba, ale także w liczniku będzie rosła suma odchyleń poszczególnych pomiarów. Czyżby to oznaczało, że także naszą średnią x_{sr} nie można wyznaczyć lepiej niż z dokładnością do σ_x ? Nie – po prostu tę dokładność opisuje inna liczba. Gdybyśmy analizowali średnie z (nieskończenie) wielu identycznych serii pomiarowych, to okazałoby się, że istnieje pewien rozrzut tych średnich. Miarą tego rozrzutu jest wielkość, którą nazywamy odchyleniem standardowym średniej i wyraża się ona wzorem:

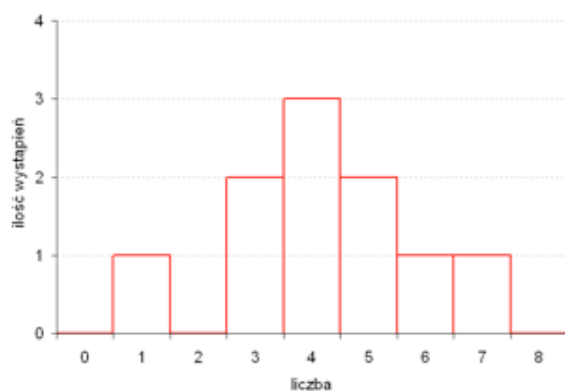
$$\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=0}^N \sigma_i^2} \quad (12.11)$$

Tak jak poprzednio, wzór ten wynika z matematycznego opisu rozrzutu średnich.

W powyższym opisie wartości średnich po cichu założyliśmy, że analizujemy odpowiednio długie serie pomiarowe. Trzeba być świadomym, że przy małej liczbie pomiarów obliczone w ten sposób odchylenia standardowe mogą być znacząco zaniżone lub zawyżone.

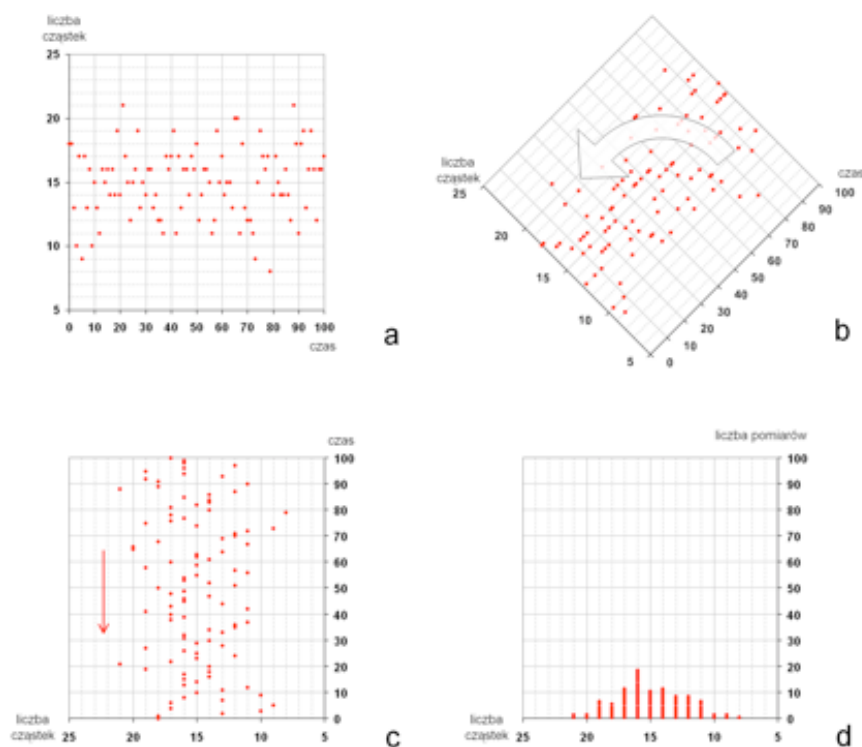
12.4. Histogram

Analizując serię wyników pomiarów bardzo przydatnym narzędziem jest histogram, czyli graficzne podsumowanie częstości wystąpienia danego, konkretnego wyniku pomiaru – rys. 12.2. Stosuje się je do analizy rozkładu prawdopodobieństwa.



Rys. 12.2: Histogram wyników losowania liczb z przedziału od 0 do 8. W kolejnych losowaniach padły następujące liczby 1, 4, 3, 4, 6, 5, 3, 7, 5, 4

Idea tego narzędzia jest prosta: jeśli mamy serię jakichś liczb (pomiarów), to skonstruowanie histogramu rozpoczynamy od ustalenia przedziału wartości, wewnątrz których będziemy analizowali częstość pojawiania tych liczb w serii. Takimi przedziałami mogą być np. 0-2, 2-4, 4-6 itd. Dla wartości na granicy przedziałów musimy ustalić, czy przydzielamy je do niższego, czy do wyższego zakresu. Następnie rysujemy słupki, których szerokość równa jest ustalonemu przedziałowi, wysokość zaś – liczbie zdarzeń wewnątrz słupka, np. ile razy pojawiła się liczba pomiędzy 0 i 2, ile razy liczba pomiędzy 2 i 4 itd. Bardziej obrazowo można powiedzieć, że histogram powstaje po przekręceniu wykresu z pomiarami o 90°, gdy punkty oznaczające konkretne wyniki pomiarów o takiej samej wartości „wpadają” do oddzielnych przegródek. Ilustruje to rysunek 12.3.



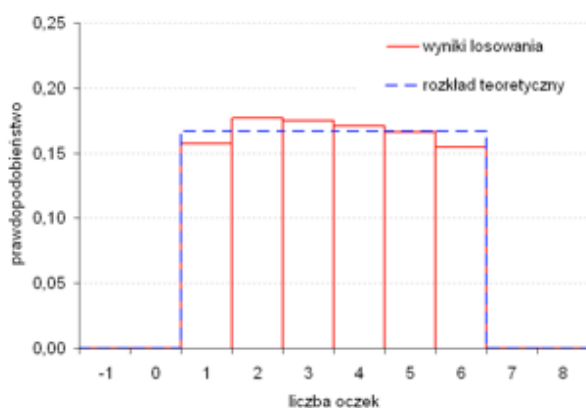
Rys. 12.3: Wyobrażenie powstawania histogramu na zasadzie „spadających punktów”

12.5. Rozkłady prawdopodobieństwa

Gdy ma się do czynienia z coraz większą liczbą pomiarów, histogram przybiera kształt przypominający rozkład prawdopodobieństwa cechujący badane zjawisko. Rozważmy kilka z takich rozkładów.

12.5.1. Rozkład jednorodny

Spójrzmy na przykład rzucania sześcienną kostką do gry. Prawdopodobieństwo uzyskania konkretnej liczby oczek jest w nim stałe i wynosi $1/6$ dla każdego możliwego przypadku (wyniku rzutu). Szansa uzyskania liczby spoza przedziału 1-6 jest zerowa, więc histogram przypominać będzie prostokąt. Taki rozkład prawdopodobieństwa nazywamy rozkładem jednorodnym lub prostokątnym. Realny rozkład, otrzymany podczas wykonywania serii rzutów kostką, może okazać trochę niejednorodny, co wynika ze statystycznej natury pomiaru, rysunek 12.4, a także możliwej niedokładności wykonania kostki.

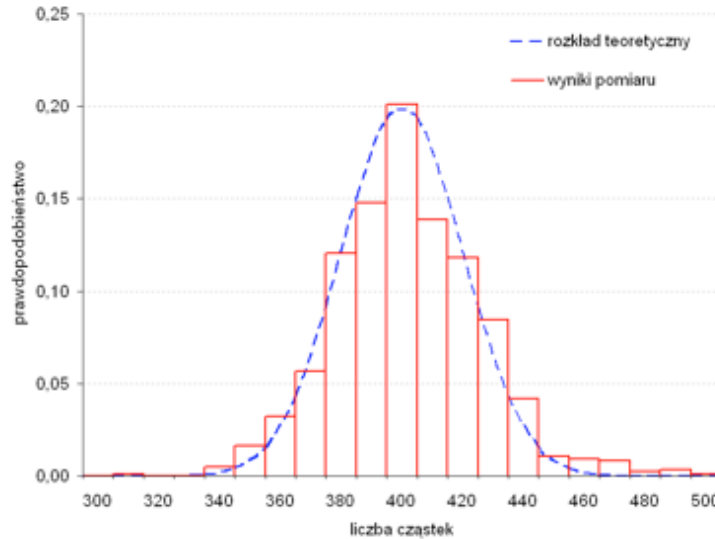


Rys. 12.4: Rozkład jednorodny na przykładzie symulowanego rzutu kostką sześcienną

12.5.2. Rozkład Gaussa (rozkład normalny)

Inaczej jest w wypadku pomiaru wielkości, w których na ostateczną wartość wpływa wiele czynników, z których każdy pojawia się z własnym prawdopodobieństwem. Jest tak w szczególności przy pomiarach promieniowania jonizującego, gdy prawdopodobieństwo decyduje zarówno o jego emisji, jak i pochłanianiu, rozpraszaniu czy wreszcie detekcji. Okazuje się, że w takich przypadkach histogram przybiera kształt przypominający kapełusz lub dzwon. Na cześć odkrywcy wzoru opisującego ten kształt, rozkład prawdopodobieństwa nazywa się rozkładem Gaussa (rys. 12.5).

Istnieje udowodnione twierdzenie matematyczne (zwane centralnym twierdzeniem granicznym), które mówi, że sumowanie się wpływu wielu niezależnych czynników o różnych prawdopodobieństwach zawsze doprowadzi do rozkładu Gaussa, co zresztą obserwuje się w przyrodzie (analizując np. wspomniany wzrost ludzi), dlatego właśnie rozkład ten nazywa się także rozkładem normalnym.



Rys. 12.5: Przykładowy rozkład odpowiednio dużej liczby cząstek, dążący do teoretycznego rozkładu Gaussa o średniej równej 400 i odchyleniu standardowym równym 20

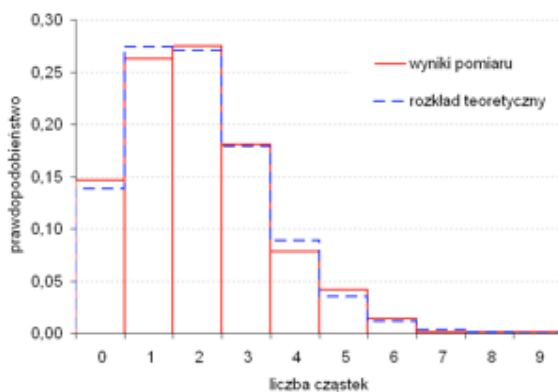
Także pojedyncza seria pomiarowa może być opisana rozkładem normalnym, o ile mierzy się odpowiednio dużą liczbę przypadków N . Nie popełnimy większego błędu, jeśli przyjmiemy za odchylenie standardowe wartość $\sqrt{N}$:

$$\sigma_N = \sqrt{N} \quad (12.12)$$

12.5.3. Rozkład Poissona

Przy pomiarze niewielkiej liczby cząstek (poniżej kilkunastu) opis jest inny. Jeśli prawdopodobieństwo rejestracji cząstki w czasie jednego zdarzenia jest niewielkie, kształt wykresu przesuwają się ku niższym wartościom na osi poziomej. Nie może on jednak zejść poniżej zera (bo nie istnieje szansa zmierzenia ujemnej liczby cząstek). Prowadzi to do złamania pięknej symetrii rozkładu normalnego.

Kształt takiej niesymetrycznej krzywej opisuje tzw. rozkład Poissona (czyt. „płasona”), a wygląda on np. tak, jak na rys. 12.6. Wzór (12.12) jest ściśle właśnie dla tego rozkładu.



Rys. 12.6: Przykładowy rozkład Poissona pomiarów małej liczby cząstek (średnia ok. 1,98)

12.6. Inne wielkości używane do opisu rozkładów

12.6.1. Mediana

Brak symetrii rozkładu prawdopodobieństwa to ważna sprawa podczas pomiarów. Okazuje się bowiem, że średnia arytmetyczna przestaje być wtedy dobrym przybliżeniem wartości prawdziwej. Można to z łatwością pokazać na przykładzie liczenia średniej płacy w firmie. Jeśli pracuje w niej 9 ludzi, z których każdy zarabia po 1 000 zł, natomiast ich szef zarabia 11 000 zł, to (jak łatwo policzyć) średnia płaca w tej firmie będzie wynosiła 2 000 zł na osobę. Pracownicy raczej nie byłoby zadowoleni z takiego rodzaju przedstawiania rzeczywistości.

Zarówno w podanym przykładzie firmy, jak i w wypadku pomiaru małych natężeń promieniowania jonizującego, wielkością lepszą od średniej arytmetycznej jest tzw. mediana, czyli wartość środkowa. Aby ją obliczyć zwykle sortuje się zebrane dane i wybiera liczbę, która jest w środku tego posortowanego ciągu. Liczba ta mówi, że po jej prawej stronie (większych wartości) znajduje się taka sama liczba wartości, jak i po jej lewej stronie (mniejszych wartości).

Na przykład dla ciągu liczb 1, 4, 3, 4, 6, 5, 3, 7, 5, 4, po posortowaniu otrzymujemy 1, 3, 3, 4, 4, 4, 5, 5, 6, 7. Mediana wypada w połowie pomiędzy dwiema środkowymi czwórkami – wynosi więc 4, podczas gdy średnia arytmetyczna to 4,2.

12.6.2. Średnia ważona

Do tej pory zakładaliśmy, że wszystkie pomiary wykonywane są z taką samą niepewnością statystyczną. Możemy jednak wyobrazić sobie sytuację, w której pomiary mają różne dokładności, bo wykonywane są w różnych warunkach – ich odchylenia standardowe są zatem różne. Oznacza to, że podczas obliczania wartości średnich dla wszystkich pomiarów powinniśmy brać pod uwagę pewną wagę indywidualnych wartości. Średnia, w której uwzględniamy wagi poszczególnych wyników pomiarowych nosi nazwę średniej ważonej. Oczywiście słowo „waga” nie oznacza tu ciężaru (czy też masy w sensie fizycznym), a raczej ważność pomiaru. Ową wagę i -tego pomiaru można oznaczyć przez w_i , a wtedy wzór na średnią ma postać:

$$x_{sr} = \frac{x_1 \cdot w_1 + \dots + x_i \cdot w_i + \dots + x_n \cdot w_n}{w_1 + \dots + w_i + \dots + w_n} \quad (12.13)$$

Średnią ważoną często stosują nauczyciele, aby pokreślić, że ocena „5” z klasówki to nie taka sama ocena „5” z odpowiedzi przy tablicy.

Jak łatwo przekonać się, jeśli wszystkie wagi są takie same, wzór ten staje się wzorem na zwykłą średnią arytmetyczną.

Stosowanie średniej ważonej ma szczególne znaczenie w wypadkach, gdy kolejne wyniki pomiarów tej samej wielkości różnią się niepewnością pomiarową. Gdyby zastosować zwykłą średnią arytmetyczną, to te mniej dokładne wyniki traktowane byłyby na równi z tymi bardziej dokładnymi. Dlatego zwykle przyjmuje się, że waga i -tego pomiaru jest odwrotnością kwadratu jego niepewności pomiarowej σ_i :

$$w_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (12.14)$$

12.7. Przedziały ufności, współczynnik poszerzenia

Obliczone według wcześniej podanych wzorów (12.14, 12.15) wartości odchyłeń standardowych pojedynczego pomiaru i średniej, wyznaczają pewne przedziały, wewnątrz których mieści się jedynie 68,3% wszystkich punktów pomiarowych, czyli nieco ponad 2/3. Analizując taki przedział np. od $x_{sr}-\sigma_x$ do $x_{sr}+\sigma_x$ mówimy, że nasz poziom ufności wynosi właśnie 68,3%. Oznacza to, że jeśli mamy możliwość zrobienia tylko jednego pomiaru z rozkładu o znanym σ_x , to szansa, że otrzymany wynik leży w tym przedziale, wynosi 68,3%.

Z drugiej strony szansa zmierzenia wartości spoza tego przedziału wynosi 31,7%. Czasem mówi się o tej szansie jako o tzw. granicznym poziomie istotności i oznacza liczbą p (tzw. p -wartość, ang. p -value). Dla przedziału od $x_{sr}-\sigma_x$ do $x_{sr}+\sigma_x$ wartość $p = 0,317$.

Aby mieć większą pewność, że nasz pomiar zmieścił się w pewnym przedziale wokół teoretycznej wartości średniej, możemy poszerzyć ten przedział. Przy dwukrotnym rozszerzeniu, czyli w przedziale wartości od $x_{sr}-2\sigma_x$ do $x_{sr}+2\sigma_x$ włącznie, mieści się już 95,5% wszystkich pomiarów, a przy trzykrotnym od $x_{sr}-3\sigma_x$ do $x_{sr}+3\sigma_x$ – już 99,7%.

Podobnie jest z odchyleniem standardowym średniej – w przedziale od $x_{sr}-\sigma_{sr}$ do $x_{sr}+\sigma_{sr}$ mieści się tylko ok. 68,3% średnich z wielu różnych serii pomiarowych. Istnieje zatem całkiem spore ryzyko (31,7%), że wartość rzeczywista leży poza tym przedziałem. Jeśli przedział rozszerzymy dwu- lub trzykrotnie, ryzyko to maleje do odpowiednio ok. 4,5% i ok. 0,3%. Wobec powyższego często jako niepewność pomiarową podaje się właśnie taki rozszerzony przedział wraz z informacją, jak bardzo go rozszerzono albo jaki jest jego poziom ufności.

Poziom ufności stosowany jest także w wielu różnych dziedzinach życia poza nauką, np. przy tzw. polityce jakości 6 σ : jeśli jakaś firma chwali się, że jej produkty spełniają tę jakość, to znaczy, że na 1 miliard sztuk najwyżej dwie wychodzą z fabryki jako wadliwe. Jeśli zaś jakaś firma zajmuje się specjalistycznymi pomiarami, to zwykle wraz z wynikami pomiarów podaje zarówno ich dokładność, jak i poziom ufności. Ma to szczególne znaczenie w przemyśle nuklearnym, gdzie parametry materiałów, urządzeń czy nawet procedur muszą spełniać bardzo wyśrubowane wymagania.

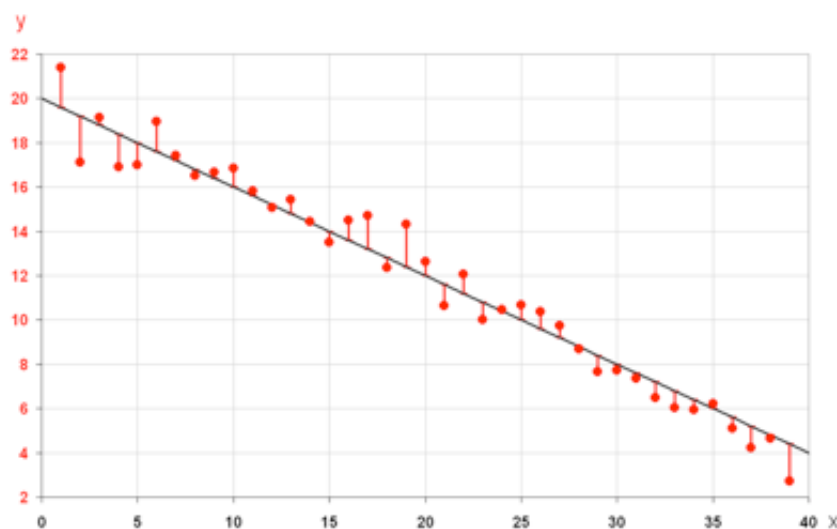
12.8. Dopasowywanie funkcji do danych eksperymentalnych

Przy pomocy metody najmniejszych kwadratów można wyprowadzić nie tylko wzór na średnią arytmetyczną stałego procesu (takiego jak pomiar stałego strumienia cząstek), ale także procesów zmiennych.

Wyobraźmy sobie, że liczba rejestrowanych cząstek maleje jednostajnie z czasem i punkty na wykresie układają się w przybliżeniu w linię prostą, jak na rys. 12.7. Na podstawie danych pomiarowych można spróbować wyznaczyć równanie tej prostej. Równanie to zapisuje się zwykle jako $y_i = ax_i + b$, gdzie x_i będzie oznaczało moment i -tego pomiaru, zaś y_i – zmierzoną wtedy liczbę cząstek. Stosując metodę najmniejszych kwadratów otrzymujemy następującą zależność:

$$\begin{cases} a = \frac{n \sum_{i=1}^n x_i y_i - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n y_i}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - (\sum_{i=1}^n x_i)^2} \\ b = \frac{\sum_{i=1}^n y_i - a \sum_{i=1}^n x_i}{n} \\ \Delta a = \sqrt{\frac{\frac{n}{n-2} \sum_{i=1}^n (y_i - a x_i - b)^2}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - (\sum_{i=1}^n x_i)^2}} \\ \Delta b = \Delta a \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n x_i^2}{n}} \end{cases} \quad (12.15)$$

gdzie x_i i y_i to wspomniane wcześniej dane, n oznacza liczbę wykonanych pomiarów, zaś Δa i Δb to niepewności współczynników a i b , o których więcej powiemy w dalszej części tekstu. Powyższe wzory wyglądają dość skomplikowanie, ale na szczęście arkusze kalkulacyjne i inne programy komputerowe, a nawet niektóre kalkulatory potrafią je automatycznie obliczyć po wprowadzeniu danych z pomiarów.



Rys. 12.7: Próba dopasowanie linii prostej do danych pomiarowych

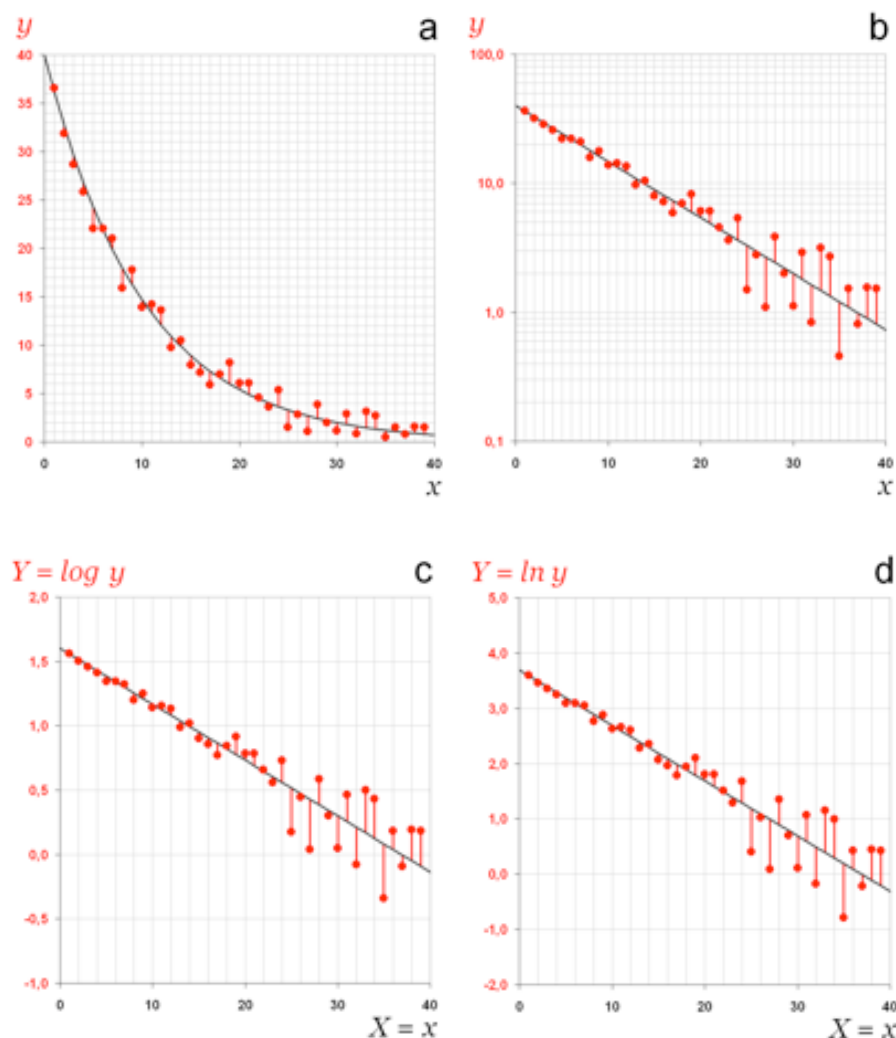
Często mamy jednak do czynienia ze zjawiskami, których nie da się opisać funkcją liniową. W szczególności są nimi zanik promieniotwórczy w czasie oraz pochłanianie promieniowania przez materię – oba opisane zależnością wykładniczą. Przedstawia to rysunek 12.8a, a wzór opisujący tego kształtu krzywą ma postać:

$$y = b \cdot e^{ax} \quad (12.16)$$

gdzie a i b są współczynnikami krzywej, zaś e to liczba Eulera (podstawa logarytmu naturalnego równa 2,71828...).

Oczywiście można próbować zastosować metodę najmniejszych kwadratów do tego wzoru, ale obliczenia stają się jeszcze bardziej skomplikowane niż dla funkcji liniowej. Istnieje natomiast prostszy, a do tego bardziej uniwersalny sposób. Wykres wykładniczy można przekształcić, stosując na osi rzędnych (oś pionowa) zamiast skali liniowej skalę logarytmiczną. Jak widać na rysunku 12.8b odpowiada to sytuacji, w której kartkę w kratkę ściska się i rozciąga tak, by niektóre kratki były większe, a niektóre mniejsze. Im więk-

sze są wartości, tym mniejsze odległości między nimi, natomiast równe są odległości pomiędzy wartościami różniącymi się od siebie dziesięciokrotnie: 0,1 ($= 10^{-1}$), 1 ($= 10^0$), 10 ($= 10^1$), 100 ($= 10^2$) itd. Jak widać jednostajnie zwiększają się tutaj wykładniki potęgi, do której została podniesiona liczba 10. W ogólności nie musi to być wcale liczba 10 – wygodniejsze często bywają 2 lub e .



Rys. 12.8: Przykładowy wykres zaniku wykładniczego: a) w skali liniowej, b) w skali logarytmicznej o podstawie 10, c) po zamianie zmiennej y na $Y = \log y$, d) po zamianie zmiennej y na $Y = \ln y$

Powyższe przekształcenie wykresu jednak niewiele da, jeśli nie opiszemy go w postaci wzorów. Jest to bardzo proste: wystarczy przyjąć nowe zmienne $X = x$ i $Y = \log y$, gdzie $\log$ oznacza logarytm dziesiętny. Zmienna Y odpowiada wtedy dokładnie wykładnikowi wcześniej wspomnianej potęgi – patrz wzór (12.16) i rys. 12.8c. Okazuje się, że równie dobrze można użyć logarytmu naturalnego ($Y = \ln y$), bo nie zmienia to kształtu linii, a często upraszcza obliczenia:

Po dopasowaniu prostej $Y = AX + B$ otrzymuje się wartości współczynników A i B , które trzeba jeszcze przeliczyć na a i b . W przypadku a jest to banalne ($a = A$), natomiast w przypadku b – tylko trochę bardziej skomplikowane ($b = e^B$).

Opisana metoda przekształcania zmiennych jest bardzo uniwersalna i można stosować też inne podstawienia do zastąpienie liniami prostymi innych krzywych. Wszystko zależy tylko od pomysłowości, sprawności i wiedzy oraz wyobraźni matematycznej wykonującego pomiary, a sama metoda dopasowywania linii prostej jest uznana i praktykowana w nauce od dziesiątków lat. Znacznie natomiast trudniejszą rzeczą okazuje się obliczenie niepewności parametrów uzyskanych w takich przekształceniach. Dlatego ten materiał pominiemy.

12.9. Niepewności pomiarowe

12.9.1. Pomiary bezpośrednie

Dotychczas mówiąc o dopasowywaniu różnych funkcji do przebiegu danych pomiarowych nie wspominaliśmy nic o tym, że każdy z punktów na wykresie jest wyznaczony z pewną niedokładnością. Wielkością to opisującą jest niepewność pomiarowa. Zapisuje się ją zwykle w jednej z postaci:

$$\begin{array}{l} x \pm \Delta x \\ x(\Delta x) \end{array} \quad (12.17)$$

gdzie x oznacza wartość pomiaru, a Δx – jego niepewność. W drugim wypadku niepewność ogranicza się do ostatnich cyfr zmierzonej wartości, zatem zapis 3,1415(21) jest równoważny $3,1415 \pm 0,0021$.

Zasadniczo niepewności pomiarowe mogą pochodzić (o czym już wspominaliśmy):

- z niedoskonałości użytych metod pomiarowych – nazywa się je niepewnościami systematycznymi i zwykle opisuje się rozkładem prostokątnym (czyli jednorodnym);
- ze statystycznych właściwości badanego zjawiska – tzw. niepewności statystyczne, które opisuje się rozkładem Gaussa (czyli normalnym).

Podział ten może prowadzić jednak do pewnych błędów: zdarza się bowiem, że także działanie przyrządów pomiarowych podlega rozkładowi Gaussa. Jest to szczególnie widoczne w przypadku detektorów promieniowania jonizującego, gdzie liczba powstających par jon-elektron (a zatem i wielkość impulsu) zależy od sumy przypadkowych reakcji cząstki z detektorem.

W wypadku niepewności opisanych rozkładem jednorodnym zakłada się, że skoro wszystkie wartości w granicach tego rozkładu są tak samo prawdopodobne, to w najgorszym wypadku niepewność będzie wynosić połowę jego szerokości. Ponieważ jednak takie pomiary mają jakiś swój początek i koniec (np. początek i koniec pomiaru czasu, oba końce linijki, napięcie mierzone i napięcie odniesienia), a zwykle oba krańce opisuje przez ten sam rozkład jednorodny, to wypadkowa niepewność wynosi całą szerokość tego przedziału wyznaczonego przez granice rozkładu. I tak np. pomiar czasu zegarkiem z sekundnikiem ma niepewność równą 1 sekundę, a pomiar długości linijką z podziałką milimetrową ma niepewność równą 1 milimetr. Należy również pamiętać, że często źródłem większych niedokładności bywa nie tyle dokładność samego przyrządu, tylko sposób jego zastosowania. Jeśli bowiem długą miarkę z podziałką milimetrową przyłożymy do ściany, to siłą rzeczy nie będziemy mogli uzyskać milimetrowej dokładności, choćby ze względu na nierówności ściany czy uginanie się miarki pod własnym ciężarem. W takich wypadkach na-

leży samemu w sposób rozsądny oszacować niepewność pomiarową, nawet raczej nieco ją zawyżając niż zaniżając.

Inaczej jest w wypadku niepewności opisanych rozkładem normalnym, gdy prawdopodobieństwo uzyskania wartości bardzo odległej od rzeczywistej jest mniejsze niż wartości bliższej rzeczywistości. Tutaj dobrą miarą niepewności jest odchylenie standardowe średniej z próby, czyli to, co oznaczaliśmy literą σ . Dla uwzględnienia faktu, że część wartości może leżeć jednak poza przedziałem wyznaczonym przez to odchylenie standardowe, zwiększa się poziom ufności poszerzając ten przedział o odpowiedni czynnik (zwykle dwu- lub trzykrotnie).

Zwykle w pomiarze któryś z wyżej wymienionych rodzajów błędów (systematyczny i statystyczny) dominuje nad drugim i to on jest wtedy lepszą miarą niepewności. Dla przykładu, niech podczas pomiaru liczby impulsów maksymalna niepewność układu zliczającego wynosi 1 impuls, podczas gdy w jednym pomiarze pojawia się w liczniku 400 takich impulsów. Zgodnie z wcześniejszymi ustaleniami, za niepewność takiego pojedynczego pomiaru można przyjąć pierwiastek z liczby impulsów, więc w tym wypadku będzie ona wynosić 20, co jest liczbą znacznie większą niż 1. Jeśli przyjęlibyśmy szerszy przedział ufności, to niepewność wynikająca ze statystyki będzie jeszcze większa i można pokazać, że wpływ niepewności samego licznika jest w takich wypadkach pomijalnie mały. W praktyce już pięciokrotna przewaga jednego z rodzajów niepewności daje podstawy do pominięcia drugiej. Zdarza się też, że obie wartości są porównywalne ze sobą i wtedy należy uwzględnić obie. Nie sumuje się ich jednak, ponieważ skoro opisane są różnymi rozkładami statystycznymi, to mają różny wpływ na ostateczny wynik. Wypadkowa niepewność obliczamy wówczas ze wzoru:

$$\Delta x = \sqrt{(\Delta x_A)^2 + \frac{(\Delta x_B)^2}{3}} \quad (12.18)$$

gdzie przez Δx oznaczyliśmy całkowitą niepewność pomiarową, Δx_A – niepewność opisaną rozkładem normalnym („statystyczną”), a Δx_B – niepewność opisaną rozkładem jednorodnym („systematyczną”). Dla tych, których dziwi postać drugiego wyrazu pod pierwiastkiem, spieszmy wyjaśnić, że jest on po prostu kwadratem odchylenia standardowego dla rozkładu jednorodnego.

12.9.2. Pomiary pośrednie

Mówiąc o pomiarach promieniowania jonizującego trzeba wspomnieć także o jeszcze jednej ważnej rzeczy. Promieniowanie jest wszędzie i każdy detektor jest wystawiony na jego działanie nawet wtedy, gdy nie mierzy się jeszcze żadnej konkretnej próbki czy strumienia cząstek. Jest to tzw. promieniowanie tła. Szumy elektroniki użytej do pomiaru i inne efekty, które mogą mieć wpływ na pomiar i których źródło tkwi w samym przyrządzie lub w jego otoczeniu, składają się na tzw. bieg własny przyrządów pomiarowych. Robiąc pomiary promieniowania nie wolno o nim zapominać i zawsze trzeba porównać wskazania układu pomiarowego z próbką ze wskazaniami bez próbki. Faktyczna wartość pomiaru liczby cząstek N_{netto} jest wtedy różnicą między całkowitą bezpośrednio zmierzoną wartością N_{brutto} a zmierzonym tłem pomiaru $N_{\text{tło}}$:

$$N_{\text{netto}} = N_{\text{brutto}} - N_{\text{tło}} \quad (12.19)$$

Założmy, że znamy zarówno wartości N_{brutto} i $N_{\text{tło}}$, jak i ich niepewności pomiarowe ΔN_{brutto} i $\Delta N_{\text{tło}}$, które są wielkościami zmierzonymi bezpośrednio. Możemy zatem obliczyć N_{netto} jako wielkość pośrednią, zależną zarówno od N_{brutto} , jak i $N_{\text{tło}}$, ale jakim wzorem wyraża się niepewność ΔN_{netto} ? Najprościej, powinniśmy indywidualne niepewności do siebie dodać, bo skoro jedna wartość może być zaniżona, a druga zawyżona, to ich suma lub różnica może być zawyżona lub zaniżona o wiele bardziej. Tak często robi się podczas oszacowań, co pozwala w miarę szybko obliczyć przybliżone wartości tych niepewności pomiarowych. Jest to uzasadnione wtedy, gdy niepewności wynikają ze sposobu działania przyrządu i z jego dokładności – opisuje je wtedy rozkład jednorodny.

Inaczej jest w wypadku niepewności wynikających ze statystycznych właściwości badanego zjawiska, gdy zjawisko to opisuje rozkład normalny. Według standardu wynikającego z cech rozkładu normalnego nie sumuje się wtedy niepewności, tylko ich kwadraty, a otrzymana suma jest kwadratem niepewności pomiarowej wielkości obliczonej pośrednio. Jednocześnie dzięki temu otrzymywane wartości są nieco dokładniejsze. W naszym wypadku wygląda to tak:

$$(\Delta N_{\text{netto}})^2 = (\Delta N_{\text{brutto}})^2 + (\Delta N_{\text{tło}})^2 \quad (12.20)$$

$$\Delta N_{\text{netto}} = \sqrt{(\Delta N_{\text{brutto}})^2 + (\Delta N_{\text{tło}})^2} \quad (12.21)$$

Powyższy wzór jest tylko szczególnym przypadkiem. Jeżeli przez x_i (x_1, x_2 , itd.) oznaczamy niezależne od siebie zmienne pomiarowe, zaś przez y – wielkość pośrednią obliczoną na ich podstawie, to część z innych, ogólnych wzorów przedstawiona jest poniżej:

$$\begin{aligned} y = x_1 + x_2 &\rightarrow (\Delta y)^2 = (\Delta x_1)^2 + (\Delta x_2)^2 \\ y = x_1 - x_2 &\rightarrow (\Delta y)^2 = (\Delta x_1)^2 + (\Delta x_2)^2 \\ y = x_1 \cdot x_2 &\rightarrow \left(\frac{\Delta y}{y}\right)^2 = \left(\frac{\Delta x_1}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_2}{x_2}\right)^2 \\ &\Rightarrow \Delta y = y \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta x_1}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_2}{x_2}\right)^2} \\ y = \frac{x_1}{x_2} &\rightarrow \left(\frac{\Delta y}{y}\right)^2 = \left(\frac{\Delta x_1}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_2}{x_2}\right)^2 \\ &\Rightarrow \Delta y = y \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta x_1}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_2}{x_2}\right)^2} \end{aligned}$$

Część IV

Przemiany jądrowe

IV

Rozdział 13.

Urządzenia wytwarzające promieniowanie jonizujące

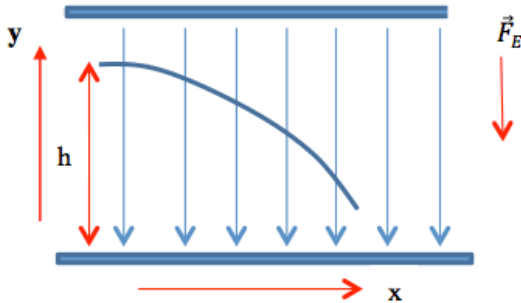
13.1. Ruch cząstek naładowanych w polu elektrycznym i magnetycznym

Cząstka obdarzona ładunkiem elektrycznym wytwarza wokół siebie pole elektryczne i reaguje na obecność pól elektrycznych wytwarzanych przez inne źródła. Jeśli cząstka taka porusza się, to reaguje także na pole magnetyczne.

Niech cząstka o ładunku q znajduje się w polu elektrycznym o natężeniu $\vec{E}$, wytwarzanym np. przez kondensator płaski. Działa wtedy na nią siła skierowana równolegle do zwrotu pola elektrycznego

$$\vec{F}_E = q \vec{E} \quad (13.1)$$

Przyjmijmy, że cząstka ma ładunek dodatni i porusza się w takim polu w kierunku x , pole zaś będzie skierowane prostopadle do dołu w kierunku $-y$, jak na rys. 13.1. Zauważmy, że z punktu widzenia formalnego zapisu sytuacja ta niczym się nie różni od ruchu punktu materialnego w rzucie poziomym w polu przyciągania ziemskiego.



Rys. 13.1: Ruch cząstki naładowanej dodatnio w polu elektrycznym skierowanym w dół

Ruch cząstki można rozłożyć na dwie składowe: ruch poziomy ze stałą prędkością równą prędkości początkowej v_0 oraz ruch pionowy z przyspieszeniem wywołanym siłą opisaną równaniem (13.1). W wyniku składania takich dwóch ruchów cząstka leci po torze parabolicznym, co przedstawia prosty rachunek.

Przyjmując miejsce wejścia cząstki do pola za $x = 0$, a jej wysokość liczoną od dolnej okładki kondensatora za h , położenia cząstki opisują dwa równania:

$$x = v_0 t \quad (13.2)$$

$$y = h - \frac{1}{2} a t^2 = h - \frac{1}{2} \left(\frac{qE}{m} \right) t^2 \quad (13.3)$$

Wyznaczając z (13.2) czas t i wstawiając wynik do równania (13.3) otrzymujemy:

$$y = h - \frac{1}{2} \left(\frac{qE}{m} \right) \left(\frac{x}{v_0} \right)^2 = h - \frac{1}{2} \left(\frac{qE}{mv_0^2} \right) x^2 \quad (13.4)$$

Równanie (13.2) pokazuje nam, że ruch cząstki zachodzi po paraboli, a ponadto, że jest bezpośrednio zależny od energii kinetycznej cząstki, o czym świadczy wyraz mv_0^2 w mianowniku. Widzimy też, że ruch zależny jest od stosunku q/m , a więc z jego obserwacji nie da się wyznaczyć oddzielnie ładunku i masy cząstki.

Zajmijmy się teraz ruchem cząstki naładowanej w polu magnetycznym. Na cząstkę działa wówczas tzw. siła Lorentza:

$$F = qvB \sin \alpha \quad (13.5)$$

gdzie α oznacza kąt między wektorem prędkości v cząstki a wektorem indukcji B pola magnetycznego. Siła ta działa prostopadłe do wektora prędkości i wektora indukcji pola, zgodnie z regułą śruby prawoskrętnej, kręcącej się od wektora v do wektora B .

Podobnie, jak czyniliśmy w wypadku pola elektrycznego możemy rozłożyć ruch cząstki na dwie składowe: wzdłuż pola magnetycznego i w płaszczyźnie do niego prostopadłej. Ze wzoru (13.5) wynika, że siła związana ze składową prędkości wzdłuż pola ($\alpha = 0$) musi być równa zeru. Wzdłuż tego kierunku ruch zatem musi być ruchem jednostajnym. Dla składowej prędkości prostopadłej do pola ($\alpha = 90^\circ$) mamy

$$F = qv_\perp B \quad (13.6)$$

Siła ta jest zawsze skierowana prostopadłe do wektora prędkości, musimy zatem mieć do czynienia z ruchem po okręgu – jest to zatem siła dośrodkowa. Tak więc:

$$qv_\perp B = \frac{mv_\perp^2}{r} \quad (13.7)$$

gdzie r jest promieniem okręgu. Promień ten, z równania (13.7), wynosi:

$$r = \frac{mv_\perp}{qB} \quad (13.8)$$

Możemy w łatwy sposób obliczyć okres T ruchu po okręgu, a także częstość kołową ω :

$$T = \frac{2\pi r}{v_\perp} = \frac{2\pi m}{qB} \quad (13.9)$$

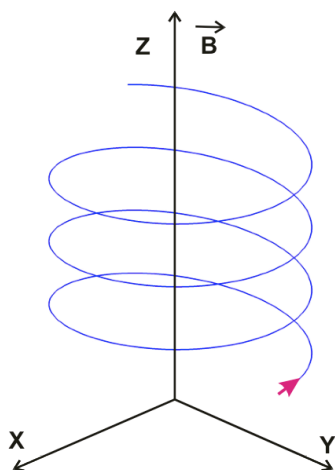
$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{qB}{m} \quad (13.10)$$

Jak widzimy, z jednej strony mamy do czynienia z ruchem kołowym w płaszczyźnie prostopadłej do wektora indukcji pola magnetycznego, z drugiej – z jednostajnym wzdłuż tego pola. Ruch wypadkowy zachodzi więc po linii śrubowej (helisie), jak na rys. 13.2.

Jeśli cząstka jednocześnie porusza się w polach elektrycznym i magnetycznym, całkowita działająca na nią siła Lorentza wynosi

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (13.11)$$

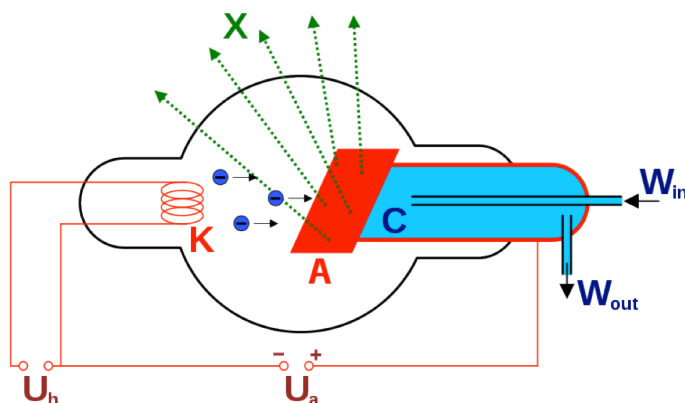
Jeżeli w eksperymencie wykorzystamy oba te pola tak, aby siły od nich skompensowały się, to możliwą rzeczą będzie wyznaczenie stosunku ładunku do masy cząstki, wielkości wchodzącej do wzoru (13.4).



Rys. 13.2: Ruch ładunku w polu magnetycznym o indukcji B wzdłuż osi z . Z założenia, ładunek ma pewną początkową prędkość skierowaną wzdłuż tej osi

13.2. Lampa rentgenowska; promieniowanie hamowania

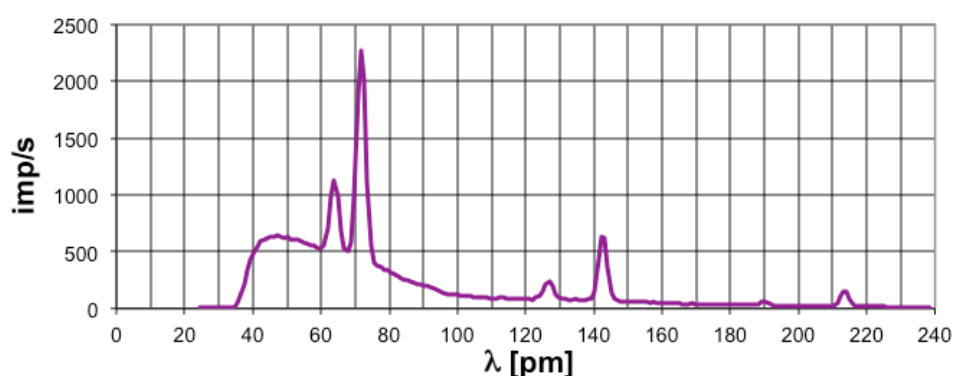
W lampie rentgenowskiej elektrony poruszające się w próżni nabywają wysokiej energii kinetycznej wskutek różnicy potencjałów U pomiędzy katodą a anodą. Energia ta wynosi eU . Uderzając w anodę (zwaną często w tej technice antykatodą) i wnikać do niej, oddziałując z jądrami i elektronami metalu. W wyniku tego procesu są hamowane, a ich energia zostaje zamieniona niemal w 99% na ciepło – może ono uszkodzić anodę, dlatego trzeba ją sprawnie chłodzić.



Rys. 13.3: Konstrukcja lampy rentgenowskiej (źródło: repozytorium Wikipedia Commons). Elektrony z żarzonej napięciem U_h katody K są przyspieszane w polu elektrycznym wytworzonym przez napięcie anodowe U_a pomiędzy katodą K , a anodą A . W_{in} i W_{out} pokazują wlot i wylot cieczy chłodzącej anodę A . W lampie panuje bardzo niskie ciśnienie rzędu 10^{-3} Tr (0,133 Pa). Typowa anoda wykonana jest z wolframu wtopionego w blok z miedzi, ale spotyka się często anody miedziane, molibdenowe i srebrne

Przemieszczanie się elektronu w materiale anody wiąże się także z licznymi zmianami kierunku jego ruchu w polu elektrostatycznym jąder atomowych. Przy każdym takim „skręcie” mamy natychmiast do czynienia z chwilowym przyspieszeniem dośrodkowym elektronu, któremu towarzyszy utrata jego energii na emisję promieniowania elektromagnetycznego. Promieniowanie takie wysyłane jest w wąskim stożku stycznie do kierunku ruchu elektronów. Efekty relatywistyczne powodują, że im elektrony mają większą prędkość tym, że kąt rozwarcia stożka jest mniejszy. Powstałe promieniowanie nosi nazwę promieniowania hamowania (w literaturze określane terminem *Bremsstrahlung*). Jest ono w istocie ciągłym promieniowaniem rentgenowskim o energii od zera do maksymalnej, równej energii kinetycznej padających elektronów.

Wzbudzenie promieniowania hamowania nie jest jedynym radiacyjnym procesem odbywającym się w lampie rentgenowskiej. Padające elektrony mogą wzbudzić atomy antykathody w wyniku czego pojawi się tzw. promieniowanie charakterystyczne, odpowiadające energiom przejść między poziomami elektronowymi w atomach anody. Przykład obserwowanego widma energii promieniowania rentgenowskiego pokazuje rysunek 13.4: na ciągłym widmie promieniowania hamowania widać dyskretne widmo promieniowania charakterystycznego.

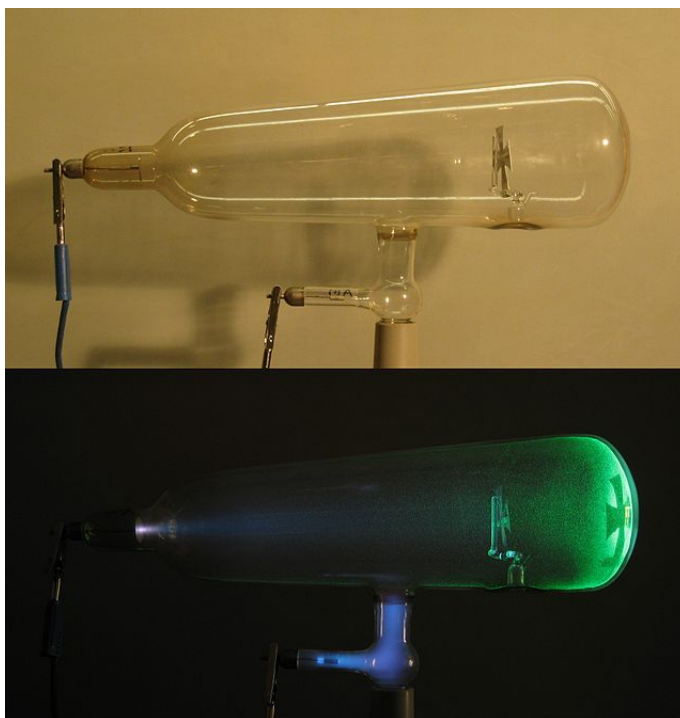


Rys. 13.4: Zmierzone widmo promieniowania rentgenowskiego z lampy z anodą molibdenu. Pierwsze od lewej dwa wyraźne maksima należą do promieniowania charakterystycznego. Pozostałe maksima stanowią tzw. ugięcia wyższych rzędów

13.3. Akceleratory cząstek naładowanych

Lampa rentgenowska jest jednym z najbardziej typowych przykładów akceleratora, czyli urządzenia przyspieszającego cząstki naładowane. Istotnie, w polu elektrycznym pomiędzy anodą a katodą przyspieszane są elektrony do energii od kilkunastu do kilkuset keV, zależnie od napięcia na lampie. Wcześniejszą namiastką akceleratora były rurki Crooksa, w których powstawały promienie katodowe – rys. 13.5.

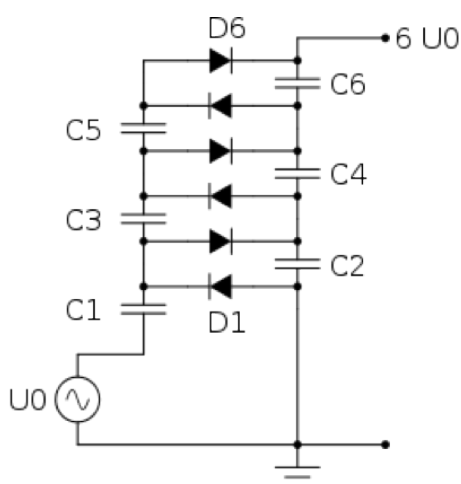
W badaniach naukowych, choć nie tylko w nich, potrzebujemy jednak akceleratorów potrafiących przyspieszać cząstki do znacznie, znacznie większych energii niż we wspomnianych urządzeniach.



Rys. 13.5: Rurki Crooksa. Na dolnym zdjęciu widać cień (na ekranie z prawej) metalowego krzyża Maltańskiego zamkniętego w bańce, stanowiący dowód na prostoliniowe poruszanie się elektronów z katody (w cieniu po lewej). Anoda znajduje się w dolnej części bańki. [źródło: wikipedia]

13.3.1. Akceleratory liniowe

Historia liniowych akceleratorów sięga lat 30. XX wieku, kiedy to J. D. Cockroft i E. T. S. Walton opisali konstrukcję pierwszego urządzenia przyspieszającego protony różnicą napięć 600 kV. Wysokie napięcie uzyskiwano dzięki zastosowaniu generatora kaskadowego: sekwencji kondensatorów łączonych prostownikami (diodami). Schemat takiego generatora, który zwiększa napięcie n -krotnie w stosunku do napięcia podawanego na wejście generatora, gdzie n oznacza liczbę stopni powielających w generatorze, przedstawiony jest na rysunku 13.6 (tutaj $n = 6$). Generator kaskadowy nazywany jest także mnożnikiem lub powielaczem napięcia.



Rys. 13.6: Generator kaskadowy z sześcioma stopniami wzmacniającymi (źródło: Wikipedia Commons)

Maksymalne napięcia uzyskiwane w ten sposób wynoszą ok. 3 MV. Przy wyższych następują przebicia i ucieczki ładunku. Jeśli chce się ograniczyć ucieczkę ładunku, generator należy umieścić w gazie o podwyższonym ciśnieniu. W ten sposób można uzyskać na-

pięcia jeszcze dwukrotnie większe. Niemniej jednak stabilność napięciowa tych urządzeń nie jest wielka i dlatego obecnie stosuje się je raczej jako pierwszy stopień akceleracji (akcelerator wstrzykujący) do akceleratorów cyklicznych. Korzysta się tu m.in. z tego, że generatory kaskadowe generują intensywne wiązki cząstek. Akceleratory liniowe służą także do przyspieszania innych cząstek naładowanych, np. deuteronów, a dzięki temu do generowania neutronów (uwaga! neutrony, jako cząstki elektrycznie obojętne są w nich generowane, a nie przyspieszane).

Przyspieszanie cząstek o liczbie masowej A statycznym polem elektrycznym o różnicy potencjałów U pozwala cząstkom osiągnąć energię kinetyczną na nukleon równą

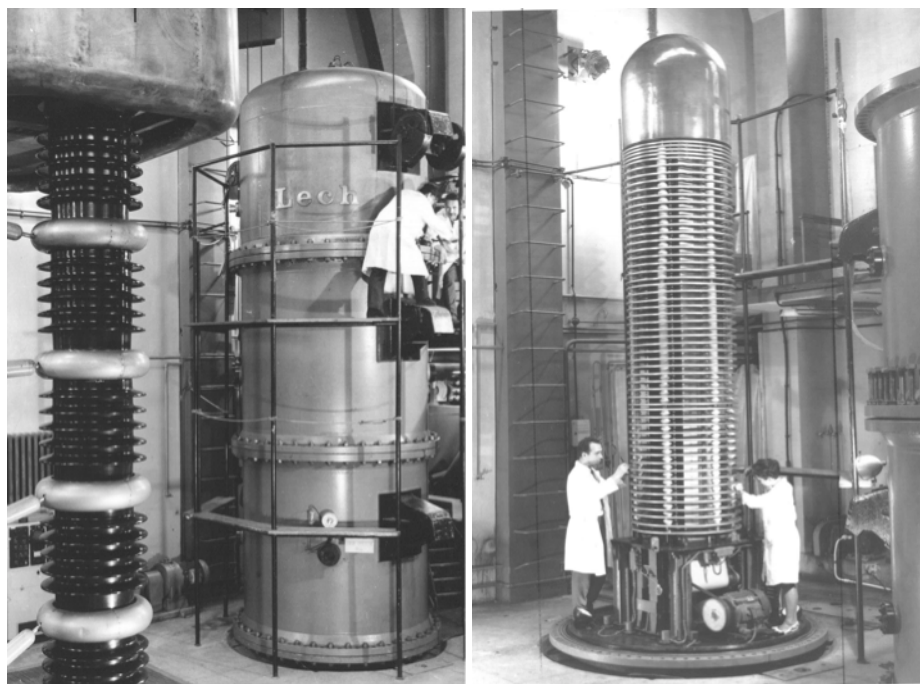
$$E_{K,n} = \frac{q}{A} \cdot U \quad (13.12)$$

przy czym, pamiętając o zasadach mechaniki relatywistycznej, całkowita energia kinetyczna wynosi

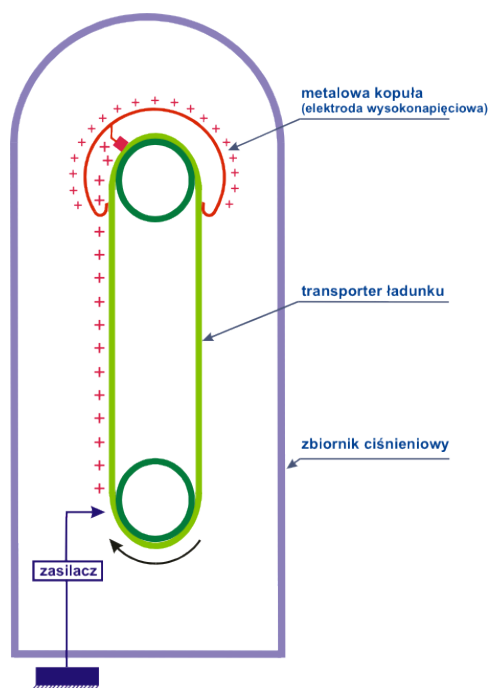
$$E_K = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_0 c^2 \quad (13.13)$$

Niemal w tym samym czasie co panowie Cockroft i Walton, tj. ok. roku 1930, R. J. Van de Graaff stworzył akcelerator wysokonapięciowy, którego model jest często pokazywany na wystawach i w niektórych szkołach. Widok zewnętrzny tego typu akceleratora, pracującego w Narodowym Centrum Badań Jądrowych, i jego schemat pokazane są na rysunkach 13.7 i 13.8. W akceleratorze Van de Graaffa wysokie napięcie uzyskuje się dzięki transportowi ładunku elektrycznego na jedwabnym pasie ze źródła o stosunkowo niskim napięciu do metalowej czaszy kulistej, na którą ładunek jest zbierany za pomocą szczoteczki metalowej. Pasy przenoszące ładunki poruszają się z prędkościami rzędu 1 km/min.

W rozwiązaniu akceleratora Van de Graaffa, pokazanym na rys. 13.8, potencjał na grzebieniu dolnym jest dodatni, tak więc w zjonizowanym otoczeniu dodatnie ładunki są od grzebienia odpychane i osiadają na jedwabnym (na ogół) pasie, po czym są przenoszone do góry. Pole elektryczne w tym obszarze jest wystarczająco silne aby zjonizować powietrze w okolicy górnego grzebienia. Dzięki lokalnej jonizacji, ładunki dodatnie są zbierane przez górny grzebień i ładują elektrodę wysokonapięciową, tj. czaszę metalową. Im czasza metalowa jest większa i bardziej oddalona od ziemi, tym większy można na niej utworzyć potencjał elektryczny. Po przekroczeniu jego pewnej wartości zaczynają się niepożądane wyładowania koronowe, ograniczające maksymalne napięcie możliwe do uzyskania w generatorze. Najwyższa obecnie wartość uzyskiwanego napięcia to 30 MV.



Rys. 13.7: Widok zbiornika ciśnieniowego (z lewej strony) i struktury wewnętrznej (z prawej) akceleratora Van de Graaffa „Lech” w Narodowym Centrum Badań Jądrowych



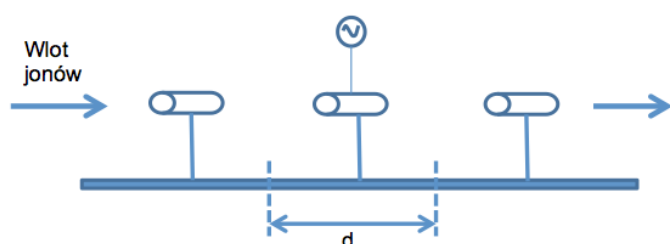
Rys. 13.8: Schemat generatora Van de Graaffa. Generator jest zamknięty wewnątrz zbiornika ciśnieniowego. Z prawej strony – prosty model akceleratora.

Dalszy rozwój akceleratorów Van de Graaffa polegał na stworzeniu kilkustopniowych układów, tzw. tandemów, w których jony były przyspieszane w kilku etapach. Podstawowy trik polegał na tym, że jeśli elektroda wysokonapięciowa miała ładunek dodatni,

to przyspieszane jony musiały mieć ładunek ujemny. Po minięciu tej elektrody dalsze przyspieszanie jonów byłoby niemożliwe, chyba żeby zmienić im ładunek na dodatni. Właśnie tak się dzieje w tandemach. Jony dodatnie, przechodząc przez gaz o niskim ciśnieniu mogą w oddziaływaniu z atomami gazu ściągnąć na siebie elektrony i stać się jonami ujemnymi. Z kolei jony ujemne, przechodząc przez cienką warstwę metalu mogą zostać odarte z elektronów (w nomenklaturze angielskiej taka akcja nazywa się *stripping*) i stać się jonami dodatnimi, które będą tym razem przyspieszane do elektrody ujemnej (ściślej – uziemionej). W największym obecnie tandemie osiągnęte energie na nukleon w jonach uranu są bliskie 1 MeV, natomiast w jonach typu ^{16}O potrafią wynosić aż 10 MeV.

Znaczący postęp w technice przyspieszania cząstek (jonów) w akceleratorach liniowych nastąpił dzięki rozwojowi techniki mikrofalowej. Idea takiego przyspieszania pokazana jest na rys. 13.9. W układzie zastosowane są trzy cylindryczne elektrody. Dwie zewnętrzne są uziemione, środkowa zaś jest zasilana z generatora częstotliwości radiowych o częstości np. 1 MHz i amplitudzie 25 kV. Odległość d między elektrodami jest tak dobrana, aby przy prędkości jonów v był spełniony warunek:

$$d = \frac{v}{2f} \quad (13.14)$$



Rys. 13.9: Idea przyspieszania liniowego jonów dodatnich falami radiowymi

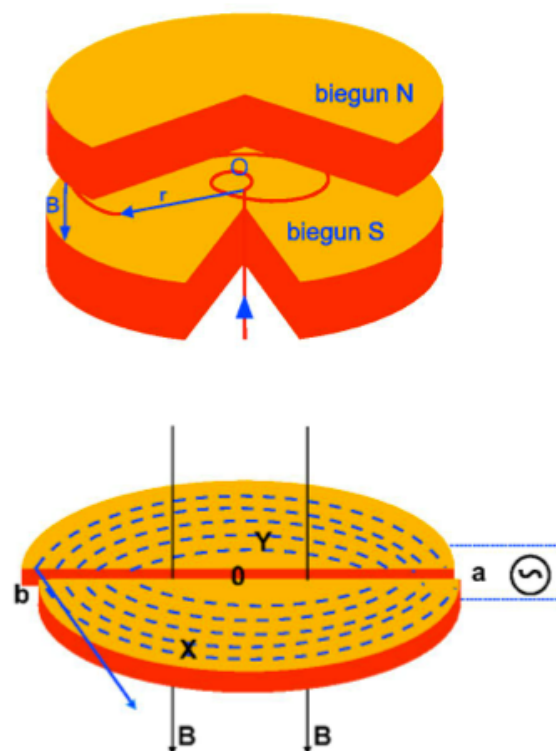
Czas, w którym jony dodatnie przelatują przez każdą elektrodę jest równy $1/4$ okresu fal radiowych. Przyspieszanie jonów następuje w przerwach między cylindrami, natomiast same cylindry metalowe działają jak ekrany przed możliwością hamowania jonów.

Przedstawiony na rys. 13.9 schemat został w praktyce rozwinięty na znacznie większą liczbę cylindrów o stopniowo coraz większych długościach (na każdym etapie prędkości są coraz większe), dobranych w taki sposób, aby jony w kolejnych przerwach uzyskiwały kolejne porcje energii. Oczywiście, zgodnie z tą ideą, zasilany wysokim napięciem z generatora fal radiowych jest co drugi cylinder. Dalszy rozwój liniowych struktur przyspieszających był związany z wykorzystaniem wnęk mikrofalowych, których omówienie nie wchodzi w zakres niniejszego materiału.

13.3.2. Akceleratory cykliczne

Specyfika ruchu cząstki naładowanej w polu magnetycznym, o której mówiliśmy we wcześniejszym podrozdziale, stworzyła możliwość przyspieszania cząstek w inny sposób. Cząstka, jak pokazywaliśmy, wykonuje ruch kołowy w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku pola magnetycznego. W zakresie prędkości nierelatywistycznych energia jonu na orbicie wzrasta z kwadratem iloczynu wielkości tego pola i promienia okręgu, po którym porusza się cząstka, co wynika ze wzoru (13.8). Jeśli więc będziemy taką cząstkę przyspie-

szać, będzie poruszała się ona po orbicie o coraz większym promieniu, ale cały czas z tą samą prędkością kątową.

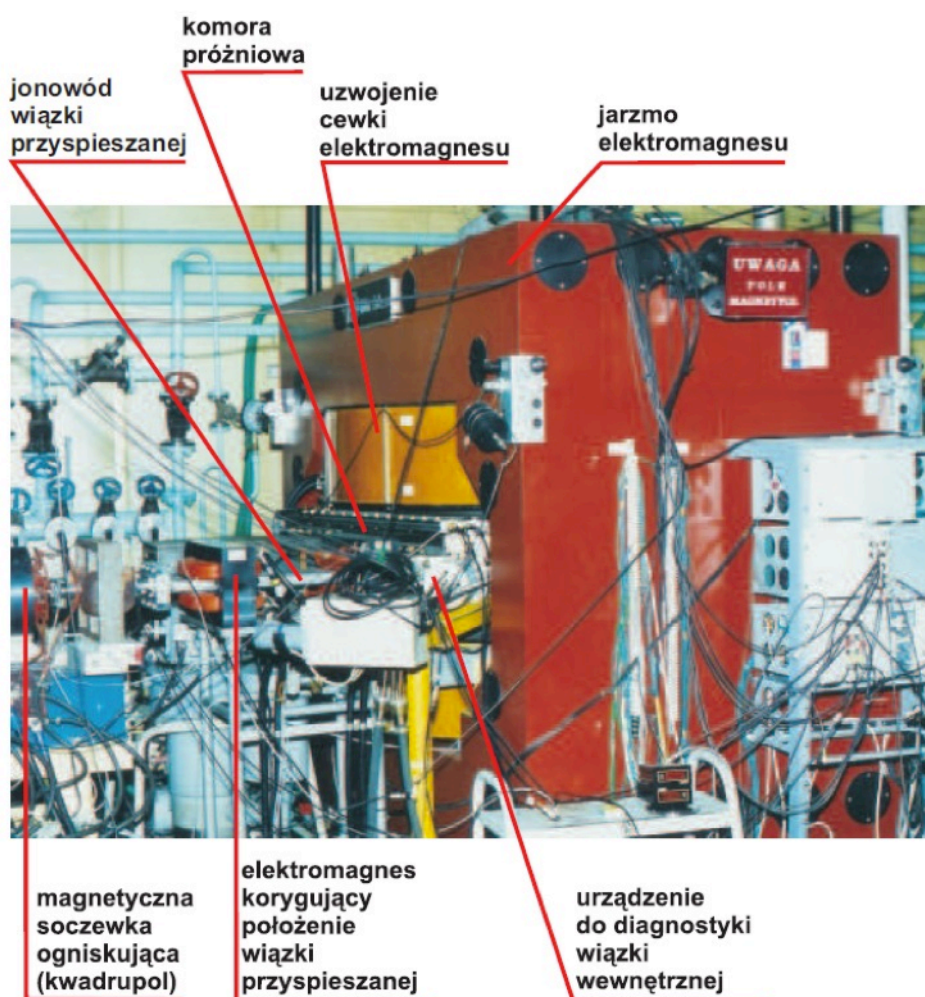


Rys. 13.10: Schemat budowy cyklotronu z dwoma duantami umieszczanymi między biegunami magnesu. Na górnym rysunku r oznacza promień orbity. Niebieska strzałka na dolnym rysunku pokazuje wylot wiązki z cyklotronu

Cyklotron: wyobraźmy sobie magnes, wewnątrz którego będą krążyły cząstki, przy czym komora, w której to się dzieje będzie złożona z dwóch elektrod o kształcie litery D każda, jak na rys. 13.10. Takie części nazywamy duantami.

Jony wychodzące z punktu O przyspieszane są przez pole elektryczne w części Oa szczeliny aOb (w kierunku od X do Y), po czym zakreślają półkole i przechodzą przez część bO szczeliny w kierunku od Y do X. Jeśli w czasie, w którym jony zataczają półkole zmienia kierunek pola elektrycznego w szczelinie, jony będą przyspieszane w części Oa tak samo jak w części bO. Tak więc elektrody X i Y powinny być zasilane z generatora drgań elektrycznych o odpowiednio dobranym okresie, który, jak się okazuje, nie jest zależny od promienia orbity. Dla przykładu, w pokazanym na rysunku 13.11 cyklotronie C-30, w którym $B = 1,2 \text{ T}$, amplituda napięcia przyspieszającego wynosi 50 kV.

Warto zauważyć, że elektron krążący po orbicie będzie tracił część swej energii na promieniowanie, podobnie jak się to dzieje w wypadku tworzenia się promieniowania hamowania w lampie rentgenowskiej.



Rys. 13.11: Cyklotron C-30 w NCBJ w Świerku

Powyższy, prosty opis zasady działania cyklotronu wymaga uzupełnienia, gdy chcemy, aby cząstki osiągały prędkości relatywistyczne. Wtedy musimy albo modyfikować częstotliwości sygnałów pomiędzy duantami (tak się dzieje w synchrociklotronach), albo zmieniać kształt pola magnetycznego (w cyklotronach izochronicznych), jako że częstość (13.10) w ramach mechaniki relatywistycznej wynosi

$$\omega = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{qB}{m_0} \quad (13.15)$$

gdzie

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (13.16)$$

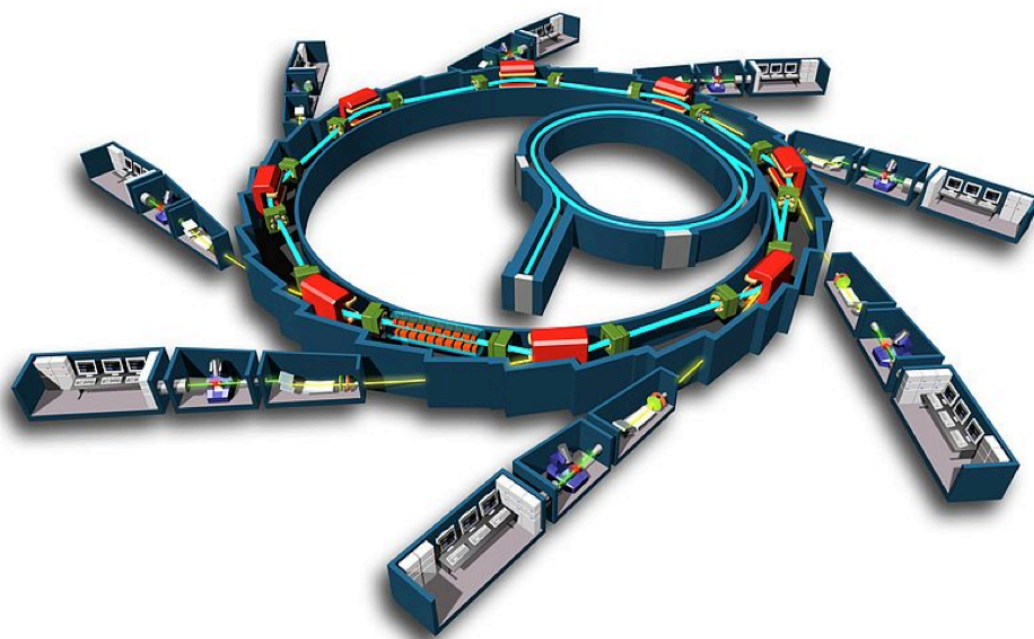
Jest rzeczą oczywistą, że zmiana częstości bierze się ze zwiększania się masy relatywistycznej w miarę wzrostu prędkości cząstki.

Cyklotrony jako akceleratory cykliczne stanowią znaczne usprawnienie procesu akceleracji w stosunku do akceleratorów liniowych: zajmują mniej miejsca, jako że przyspieszanie odbywa się w nich cyklicznie, a poza tym są tańsze. Cyklotrony nie wymagają

wielkich budynków i szczególnie masywnych osłon przed promieniowaniem, mają jeden zasilacz wysokiego napięcia wysokiej częstotliwości i produkują wiązkę cząstek cyklicznie dochodzących do próbki. Energie cząstek uzyskiwanych w synchrocyklotronach sięgają kilkuset MeV.

Jak zobaczymy w dalszych rozdziałach, są one rutynowo wykorzystywane do inicjowania różnych reakcji jądrowych, w których można produkować m.in. izotopy promieniotwórcze dla celów medycznych.

Szczególnym rozwiązaniem akceleratora cyklicznego jest synchrotron. Ten typ cyklotronu jest obecnie najsilniejszym źródłem promieniowania rentgenowskiego o bardzo szerokim widmie energetycznym sięgającym nawet 1 MeV. Na rysunku 13.12 pokazujemy widok jednego z najnowszych synchrotronów SOLEIL uruchomionego pod Paryżem, Francja. Elektrony przyspieszane są wstępnie w tzw. boosterze, a następnie wprowadzane do komory zwanej pierścieniem akumulacyjnym. Krążąc wewnątrz tego pierścienia emitują intensywne promieniowanie, które nazywamy synchrotronowym. Zakres energii tego promieniowania zależy od maksymalnej energii uzyskiwanej w cyklotronie. Ta zaś zależy od wielkości pola magnetycznego w magnesach zakrzywiających tor elektronów. Dzisiejsza maksymalna energia elektronów w synchrotronach to ok. 8 GeV (w instalacji Spring-8 w Japonii, patrz fotografia, rys. 13.13).



Rys. 13.12: Synchrotron SOLEIL pod Paryżem. Sam synchrotron, to zewnętrzny krąg pokazujący pierścień akumulacyjny. Wiązka elektronów zaznaczona jest kolorem jasno-niebieskim. Pola elektryczne przyspieszające elektrony skupione są w prostych sekcjach pomiędzy elementami zaznaczonymi na zielono. Czerwone elementy to magnesy zakrzywiające tor elektronów. Wiązka promieniowania synchrotronowego (kolor żółty) jest kierowana do stacji pomiarowych wokół synchrotronu.



Rys. 13.13: Widok z zewnątrz synchrotronu Spring-8 w Japonii

W odróżnieniu od cyklotronu, synchrotron jako taki nie jest w stanie przyspieszać cząstki od energii zerowej, gdyż wiązka musiałaby przecinać źródło cząstek wstrzykiwanych do pierścienia. Z tego względu przyjętym rozwiązaniem jest użycie wstępnego akceleratora liniowego lub cyklicznego. Następnie w samym synchrotronie pole magnetyczne stopniowo rośnie aż do momentu skierowania wiązki np. do stacji badawczej. Następnie pole magnetyczne sprowadzane jest do poziomu wybranego dla wiązki wstrzykiwanej do synchrotronu, co rozpoczyna kolejny cykl wstrzykiwania. W zależności od rodzaju i przeznaczenia synchrotronu czas jednego cyklu może się silnie zmieniać.

Z naszego przedstawienia nie należy wnosić, że synchrotron jest przeznaczony do pracy wyłącznie z elektronami. Istnieją bowiem synchrotrony protonowe, przeznaczone m.in. do radioterapii protonowej, a także synchrotrony dla cząstek α i cięższych jonów do uranu włącznie, np. argonu (Bevatron w Brookhaven, USA).

Trudno byłoby skończyć tę część informacji bez wspomnienia o LHC (skrót od ang. *Large Hadron Collider*), Wielkim Zderzaczu Hadronów. Jest to aktualnie największy na świecie akcelerator cząstek, zbudowany w CERN pod Genewą w Szwajcarii. Tunel, w którym znajdują się podstawowe elementy akceleratora ma kształt torusa o długości obwodu ok. 27 km i znajduje się na średniej głębokości 100 m pod ziemią po obydwu stronach granicy francusko-szwajcarskiej. Jego celem było przyspieszenie dwóch przeciwbieżnych wiązek protonów (a także cięższych jonów, aż do ołowiu), aby w momencie ich zderzenia wyzwolona energia wyniosła 14 TeV! W świecie makroskopowym 1 TeV to energia ruchu komara. Tu jednak są one skoncentrowane w nadzwyczaj małej przestrzeni, 10^{12} razy mniejszej niż rozmiary komara, co oznacza gigantyczną gęstość energii. W omawianych zderzeniach produkowane są cząstki dotąd nie obserwowane, a jednym z największych ostatnich osiągnięć było stwierdzenie istnienia tzw. cząstki Higgsa – długo poszukiwanej cząstki przewidywanej w ramach modelu standardowego wyjaśniającej skąd biorą się masy innych cząstek. Odkrycie ma swoje istotne przełożenie na rozumienie historii Wszechświata.

Podobnie jak w synchrotronie, protony są wstępnie przyspieszane w akceleratorze liniowym. Następnie trafiają do kilku kolejnych akceleratorów – synchrotronu protonowego, w którym są przyspieszane do energii od 50 MeV do 1,6 GeV oraz do synchrotronu, w którym wiązka uzyskuje energię 26 GeV. Kolejny synchrotron, zwany supersynchrotronem protonowym, przyspiesza wiązkę do energii 0,45 TeV. Na jego wyjściu kształtuje się dwie, przeciwbieżnie poruszające się wiązki protonów, przyspieszane do ostatecznej energii 7 TeV. Prędkość tych protonów to $0,9999999991c$!

LHC to ogromne dzieło uczonych z wielu krajów. Pola magnetyczne powstają w magnesach nadprzewodzących wymagających największej zamrażarki na świecie. Zapewnienie, aby nadciekły hel ($T = 1,9\text{ K}$) nie parował, wymagało rozwiązania poważnego problemu inżynierskiego. Aby uniknąć zderzenia się wiązek hadronów z atomami powietrza, w pierścieniu akumulacyjnym o objętości ok. $9\,000\text{ m}^3$ musi panować bardzo wysoka próżnia (10^{-10} hPa).

Skutki różnorodnych oddziaływań są mierzone przez cały zespół wyspecjalizowanych detektorów o wielkich rozmiarach. Zgodnie z planami, LHC będzie produkował ogromne ilości danych, które będą musiały być analizowane przez istic światowy system komputerowy. Jak wielkie są to ilości danych można sobie wyobrazić, że gdyby były one zapisywane na płytach CD, to w ciągu roku utworzyłyby się stos o wysokości około 20 km !

13.4. Źródła neutronowe

Jak wiemy, neutrony nie mają ładunku elektrycznego, a więc nie można ich przyspieszać polem elektrycznym. Jeśli jednak dysponujemy odpowiednim akceleratorem przyspieszającym deuter lub tryt, możemy doprowadzić do reakcji syntezy jądrowej. Na przykład przy zderzeniu dwóch deuteronów tworzy się ^3He i neutron o energii około $2,5\text{ MeV}$. Reakcja syntezy deuteru i trytu prowadzi do powstania izotopu ^4He i neutronu o energii kinetycznej ok. 14 MeV . Jak się okazuje, potrzebny tu akcelerator nie wymaga wielkich rozmiarów.

O samych reakcjach syntezy powiemy więcej w dalszej części książki. Tu tylko wspomnimy, że pierwsze źródła neutronów były oparte na reakcjach naturalnych emitatorów cząstek α (jak polon lub rad) z berylem. Wykorzystywana reakcja była następująca:



Powyższa reakcja została wykorzystana do wytwarzania kalibracyjnych, bardzo słabych źródeł neutronów. Źródła takie, emitujące około 10^7 neutronów prędkich na sekundę, można sporządzić z mieszaniny 1 g radu, którego aktywność wynosi $3,7 \cdot 10^{10}\text{ Bq}$, z kilkoma gramami sproszkowanego berylu.

Źródła alfowe emitują także promieniowanie γ , które można wykorzystać do produkcji neutronów. Ze względu na rodzaj reakcji,



nazywa się je fotoneutronami. Zaletą źródeł fotoneutronowych jest to, że wytwarzane w nich neutrony są niemal monoenergetyczne.

Rozdział 14.

Reakcje jądrowe i sztuczna promieniotwórczość

14.1. Reakcja jądrowa jako wymuszona przemiana jądrowa

O reakcjach jądrowych mówimy wtedy, gdy oddziałują ze sobą cząstki lub jądra atomowe, a w oddziaływaniu odgrywają rolę krótkozasięgowe siły jądrowe. W reakcjach mogą brać udział zarówno nukleony (neutrony i protony) jak i jony – od jonów pierwiastków lekkich aż do jonów najcięższych znanych jąder. Reakcja jądrowa może zajść także pomiędzy fotonem i jądrem atomowym.

Przeprowadzenie reakcji jądrowej wyobrażamy sobie w następujący sposób: cząstkę (nazywaną pociskiem) o energii E_0 i pędzie p_0 zderzamy z inną o masie M , która spoczywa lub porusza się w naszym układzie odniesienia – laboratorium. Ta druga cząstka nazywana jest tarczą (od ang. target).

Podobnie jak w sporcie zawodnik kierujący piłką do bramki lub kosza nie zawsze osiąga zamierzony cel, tak i tutaj możemy zastanawiać się jakie jest prawdopodobieństwo zajścia reakcji jądrowej. W fizyce i technice jądrowej przyjęło się używać pojęcia przekroju czynnego bezpośrednio związanego z prawdopodobieństwem, mającego jednak tę sympatyczną zaletę, że posiada dodatkowo interpretację geometryczną.

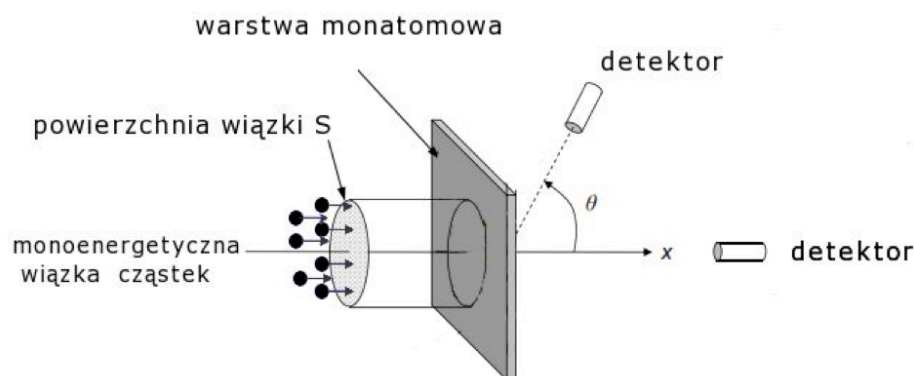
Wyobraźmy sobie tarczę strzelecką – z daleka nie ma dla nas znaczenia, czy jest ona płaska, czy wypukła – postrzegamy ją jako płaską. Ma ona konkretny rozmiar, a środkowe koło z cyferką 10 jest w niej stosunkowo niewielkie, jeśli patrzeć na nie z oddali. Dla kiegoś strzelca to kółko jest bardzo małe, dla dobrego – wyraźnie widoczne i nie ma on problemu z trafieniem w jego środek. Możemy zatem powiedzieć, że czynny rozmiar środkowego pola tarczy zależy od strzelca. Tak jest także w reakcjach jądrowych: w różnych warunkach ta sama cząstka może postrzegać inną jako łatwą lub trudną do trafienia. Z „jej” punktu widzenia ta druga cząstka jawi się jako tarcza o przekroju małym lub dużym, co oznacza, że szansa trafienia jest mała albo duża. Z tych względów geometrycznych przekrój czynny wyrażany jest w jednostkach powierzchni, a więc w metrach kwadratowych lub centymetrach kwadratowych.

Przekrój czynny zależy nie tylko od rozmiarów cząstki pocisku i tarczy, ale też m.in. od ich energii. Cząstka lecąca z dużą prędkością w pobliżu jakiegoś jądra może mieć zbyt mało czasu na oddziaływanie z nim. Powiemy wówczas, że przekrój czynny tej cząstki na oddziaływanie z rozpatrywanym jądrem jest mały. Gdy cząstka leci wolno, przekrój czynny może być znacznie większy. Tak dzieje się w wielu reakcjach jądrowych wywołanych np. przez neutrony – w tym wypadku przekrój czynny zmienia się odwrotnie proporcjonalnie do prędkości neutronu.

Wyobraźmy sobie, patrz rys. 14.1, że na monoatomową warstwę materiału o powierzchni S (w cm^2) i grubości d (w cm) pada strumień cząstek. Niech w każdym centymetrze sześciennym naszej substancji znajduje się N jąder. W takim razie, w naszej warstwie znajduje się $N \cdot (S \cdot d)$ jąder. Jeśli dla danego procesu przekrój czynny każdego jądra stan-

dardowo oznaczmy przez σ , to efektywna powierzchnia Σ , „widziana” przez każdą z padających cząstek, wynosi

$$\Sigma = \sigma \cdot [N \cdot (S \cdot d)] \quad (14.1)$$



Rys 14.1: Rysunek pomocniczy do obliczenia liczby cząstek oddziałujących z jądrami materii

Powyższy opis zawiera ważne pojęcie, którym jest strumień cząstek, czyli liczba cząstek padających w jednostce czasu (np. sekundzie) na każdy centymetr kwadratowy powierzchni prostopadłej do biegu wiązki. Standardowo taki strumień oznacza się literą Φ , a jednostką strumienia, zgodnie z definicją, jest $1/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$.

Jeśli na tarczę, omawianą przed chwilą, pada strumień Φ cząstek, to w każdej sekundzie zachodzi w sumie $\Phi \cdot \Sigma$ trafień, a więc tyleż oddziaływań cząstek z jądrami; tyleż zderzeń, które prowadzą do rozproszeń, pochłonień lub innych reakcji jądrowych. Wielkość Σ nazywamy makroskopowym przekrojem czynnym (na absorpcję, rozpraszanie czy reakcję) i standardowo podajemy jego wielkość w barnach (od ang. *barn* – stodoła; im stodoła większa, tym łatwiej w nią trafić):

$$1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2 \quad (14.2)$$

Takie samo zdarzenie może być wywołane z różnym prawdopodobieństwem, zależnym od cząstki, jej energii itp. Spójrzmy na przykład, który szczegółowo zostanie omówiony w dalszych rozdziałach: największe prawdopodobieństwo rozszczepienia jądra ^{235}U mają neutrony o niskich energiach (mniejszych od 1 eV). Natomiast największe prawdopodobieństwo rozszczepienia jądra ^{238}U mają neutrony o dużych energiach (większych od 1 MeV). Przekrój czynny w pierwszym zdarzeniu sięga jednak 1 000 barnów, podczas gdy w drugim – zaledwie 1 barna.

14.2. Ogólny opis reakcji jądrowych

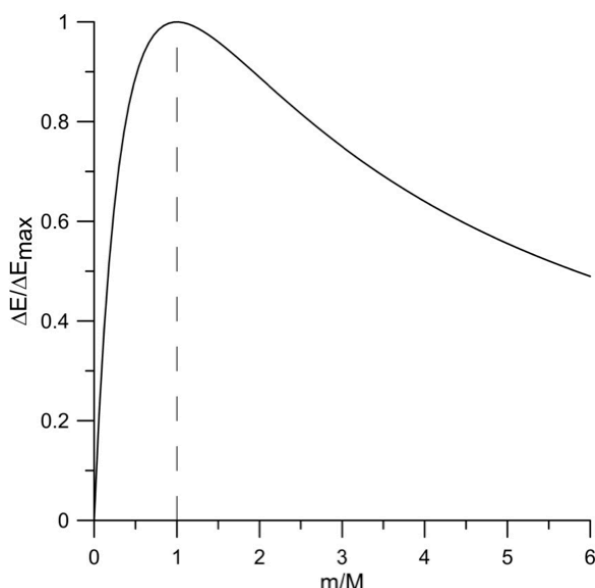
Najprostszym oddziaływaniem jest zderzenie (rozproszenie) elastyczne (sprężyste) dwóch cząstek lub jonów. Typowym przykładem jest zderzenie dwóch kul bilardowych. Początkowo cząstka o masie m ma pęd $p_0 = mv$ i energię kinetyczną $E_0 = mv^2/2$. Tarcza spoczywa w naszym układzie odniesienia, więc pęd i energia kinetyczna jądra atomowego tarczy (o masie M) są równe zero. Co zaobserwujemy po zderzeniu?

Po zderzeniu obie cząstki zazwyczaj rozbiegają się pod pewnymi kątami do kierunku lotu pocisku. Aby nie komplikować rachunku, obliczmy energie i pędy obu cząstek w zderzeniu szczególnego rodzaju, w którym obie cząstki po oddziaływaniu poruszają się niemal w tym samym kierunku – tak się dzieje przy zderzeniach czołowych (centralnych).

Z prawa zachowania pędu i z prawa zachowania energii mamy, że różnica energii początkowej i końcowej pocisku wynosi:

$$\Delta E = 4E_0 \frac{mM}{(m+M)^2} \quad (14.3)$$

Energia ta została przekazana tarczy. Jest ona największa wtedy, gdy obie masy są jednakowe. W takim wypadku cząstka-pocisk zatrzyma się, a cząstka-tarcza będzie poruszała się dalej. (jak to ma miejsce np. na stole bilardowym). Na rysunku 14.2 pokazany jest przebieg funkcji (14.3).



Rys. 14.2: Zmiana energii neutronu podczas zderzenia w stosunku do maksymalnej w funkcji stosunku mas neutronu i jądra tarczy

Intuicyjnie możemy oczekiwać, że podczas zderzenia cząstki z jądrem atomowym możliwe będzie zajście kilku różnych procesów – dostępna energia cząstki może być przekazana do jądra tarczy w różny sposób: do jednego nukleonu, do grupy nukleonów lub do jądra jako całości.

Jeżeli zarówno wśród produktów reakcji jądrowych, jak i w rozpadach promieniotwórczych, zadziwiająco często pojawiają się takie struktury, jak cząstka α (czyli ${}^4\text{He}$) oraz jądra ${}^{12}\text{C}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, to mamy wskazówkę, że struktury te są bardzo trwałe. Rzeczywiście, w przyrodzie jest ok. 90 razy więcej ${}^{12}\text{C}$ niż ${}^{13}\text{C}$, ok. 300 razy więcej ${}^{20}\text{Ne}$ niż ${}^{21}\text{Ne}$, ok. 80 razy więcej ${}^{24}\text{Mg}$ niż ${}^{25}\text{Mg}$, a izotopy ${}^{11}\text{C}$, ${}^{19}\text{Ne}$, ${}^{23}\text{Mg}$ czy ${}^{27}\text{Si}$ w przyrodzie nie występują. Ponieważ wymienione tu trwałe izotopy samodzielnie istnieją w przyrodzie, to prawdopodobnie mogą istnieć też jako względnie trwałe podstruktury w jądrach atomowych ciężkich pierwiastków. Np. w ${}^9\text{Be}$ mamy 4 protony i 5 neutronów – dwie struktury podobne do cząstki α plus 1 neutron, który nie może być silnie związany z którąkolwiek strukturą typu cząstki α – ${}^5\text{He}$ w przyrodzie nie istnieje.

Szukanie pewnych prawidłowości w zmianach przekrojów czynnych w zależności od własności zestawów pocisk-tarcza to jedyna droga do poznania struktur jądrowych –

jak dotąd nie znamy innej. Stąd też dążenie fizyków do budowy akceleratorów o bardzo dużych energiach – większa energia pocisków nie tylko dostarcza więcej wiedzy o tarczach, pozwala również świadomie tworzyć nuklidy dotąd w przyrodzie nienapotymane.

Przekaz energii od pocisku do tarczy ma jednak pewne ograniczenia. Gdy rozpatrywane było zderzenie cząstki o masie m z jądrami tarczy o masie M (początkowo jądro tarczy miało zerowy pęd), okazało się, że cząstka padająca, o energii kinetycznej E_0 , może przekazać do uderzanego obiektu energię nie większą, niż daną równaniem (14.3). Jeśli natomiast cząstka o energii kinetycznej E_0 zderza się z nadlatującą z przeciwną cząstką o energii kinetycznej E_M , to energia zderzenia będzie sumą obu tych energii kinetycznych $E_0 + E_M$. Takie zderzenia wiązek „przeciwbieżnych” oznaczają maksymalne wykorzystanie energii zarówno pocisku, jak i tarczy.

W życiu codziennym nasze obserwacje potwierdzają powyższe wnioski o bilansie energii – zderzenia dwóch pojazdów mają różne skutki w zależności od warunków zderzenia. Inne są skutki, gdy lekki samochód o umiarkowanej prędkości zderza się z nieruchomym pojazdem, inne – gdy taki sam samochód o identycznej prędkości zderza się, „doganiając” pojazd jadący w tym samym kierunku, a jeszcze inne, gdy ma miejsce zderzenie czołowe z identycznym pojazdem jadącym z przeciwnego kierunku.

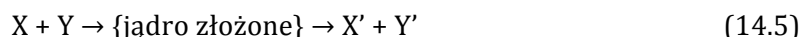
Rozpatrując wynik zderzeń musimy brać pod uwagę, że część energii może zostać wydatkowana na wzbudzenie jednej z cząstek.

W reakcjach jądrowych lekkich jąder często się zdarza, że jeden z nukleonów przechodzi z pocisku „a” do tarczy „X” albo z tarczy do pocisku. W końcowym efekcie otrzymujemy nie tylko inne jądro tarczy, ale także i inną cząstkę swobodną. Takie reakcje zapisujemy najczęściej w następujący sposób:



gdzie X i Y to jądra atomowe (tarczy, przed i po reakcji), a i b zaś oznaczają cząstki lekkie (pocisku, przed i po reakcji).

W reakcjach z ciężkimi jądrami często mamy do czynienia ze stadium pośrednim – o nazwie jądro złożone. Wtedy



gdzie X i Y to jądra atomowej pocisku i tarczy, X' i Y' zaś produkty reakcji. Ten stan pośredni ma liczbę atomową równą sumie liczb atomowych jąder X i Y, a jego liczba masowa jest równa sumie liczb masowych tych jąder.

W reakcjach jądrowych, podobnie jak w samorzutnych, spontanicznych rozpadach promieniotwórczych, zachowane są:

- energia,
- pęd,
- ładunek elektryczny,
- liczba nukleonów,
- liczba leptonów (elektronów, mionów, neutrin lub ich antycząstek).

Przekrój czynny σ , opisujący daną reakcję, zależy od rodzaju cząstek padających, liczb masowych tarczy oraz energii cząstek-pocisków, a więc od energii dostępnej w zde-

rzeniu. Zwróćmy uwagę, że zależność przebiegu reakcji od liczb masowych pocisku i tarczy oznacza, że dla identycznych pocisków, zderzających się z różnymi izotopami tego samego pierwiastka przebieg procesu może być odmienny.

14.3. Reakcje z neutronami

Reakcją wychwyty neutronu nazywamy reakcję typu:



Często przechodzi ona przez stadium jądra złożonego (o liczbie masowej $A+1$); końcowy produkt Y może mieć inną liczbę masową A' , cząstką b może być foton, nukleon lub jon. Neutron, cząstka bez ładunku elektrycznego, nader łatwo może zostać pochłonięta, co prowadzi w szczególności do powstawania izotopów β^- -promieniotwórczych (to typowy proces obniżenia energii, czyli deekscytacji nuklidów, w tym wypadku posiadających nadmiar neutronów). Powstający izotop Y po emisji cząstki β^- wraca do stanu stabilnego już jako jądro pierwiastka o zwiększonej o 1 liczbie atomowej Z .

Ten rodzaj reakcji jądrowych, o ile mamy wiązki neutronowe, jest znakomitym narzędziem do wykrywania nawet bardzo małych ilości niektórych pierwiastków, a powstające izotopy β^- -promieniotwórcze są łatwo mierzalne – co zachodzi wtedy, gdy przemianie β^- towarzyszy łatwe do wykrycia promieniowanie γ .

Tu wracamy do pojęcia przekroju czynnego: prawdopodobieństwa wychwycenia neutronu dla różnych pierwiastków różni się tysiące razy. Nawet dla określonego pierwiastka różnice w wychwycie neutronów przez różne izotopy tego pierwiastka mogą być często bardzo duże. Jeżeli zatem dysponujemy odpowiednio silnym źródłem neutronów, możemy wykrywać bardzo małe ilości danego pierwiastka – oczywiście pod warunkiem, że izotop, który ma „największy apetyt” na neutrony emituje w rozpadach promieniowanie łatwe do pomiaru.

Podsumowując, reakcje z neutronami prowadzą zarówno w reakcjach rozszczepienia jak i w innych reakcjach do powstawania izotopów bogatych w neutrony, czyli β^- -promieniotwórczych. Wiele z nich jest niezbędnych dla nowoczesnej medycyny: coraz częściej jesteśmy badani lub leczeni radiofarmaceutykami, w skład których wprowadzane są radionuklidy produkowane w reaktorach, np. ${}^{99}\text{Mo}$ (źródło ${}^{99\text{m}}\text{Tc}$ dla ok. 80% procedur medycyny nuklearnej), ${}^{131}\text{I}$, ${}^{201}\text{Tl}$, ${}^{67}\text{Ga}$.

W polskim reaktorze badawczym MARIA produkowanych jest kilka izotopów dla potrzeb medycyny – głównie izotop ${}^{99}\text{Mo}$ oraz ${}^{131}\text{I}$. Ten ostatni powstaje z izotopu ${}^{130}\text{Te}$ w wyniku naświetlania tarczy tellurowej.

14.4. Reakcje z protonami

Pochłanianie protonów prowadzić może do powstawania nuklidów z nadmiarem protonów, czyli β^+ -promieniotwórczych. W zderzeniu dwóch naładowanych dodatnio cząstek lub jonów mamy do czynienia z odpychaniem kulombowskim, dlatego doprowadzenie do omawianej w tym paragrafie reakcji wymagana jest wiązka protonowa, przyspieszona do określonej energii (w cyklotronach lub synchrociklotronach). Energia ta musi przewyż-

szyc wartość tzw. bariery kulombowskiej B , której wielkość zależy od ładunków i promieni obu zderzanych ciał

$$B = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{4\pi\epsilon_0 R} \quad (14.7)$$

$$R = r_0 \left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right) \quad (14.8)$$

gdzie R jest miarą sumy promieni obu jąder atomowych.

Reakcje rozpraszania na lekkich jądrach, których schemat możemy zapisać, jak niżej:



są najczęściej przeprowadzane z wiązkami protonów z cyklotronów o energiach poniżej 100 MeV. Produktami takich reakcji są np. izotopy promieniotwórcze lekkich pierwiastków. Jako β^+ -promieniotwórcze i krótkożyłowe, są bardzo użyteczne w medycynie, zwłaszcza w badaniach pacjentów metodą PET (ang. *positron emission tomography*, emisyjna tomografia pozytonowa). Przykładami reakcji, ważnych dla tej metody są m.in. ${}^{18}\text{O}(p,n){}^{18}\text{F}$, ${}^{16}\text{O}(p,\alpha){}^{13}\text{N}$, ${}^{14}\text{N}(p,\alpha){}^{11}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}(d,n){}^{15}\text{O}$, ${}^{15}\text{N}(p,n){}^{15}\text{O}$ i ${}^{20}\text{Ne}(d,\alpha){}^{18}\text{F}$.

Akceleratory protonowe wykorzystywane są również do wytwarzania monoenergetycznych wiązek neutronowych: protony o ustalonych energiach w zderzeniach z pewnymi izotopami wytwarzają neutrony o określonych energiach. Pamiętajmy, że neutrony są pozbawione ładunku elektrycznego, więc nie można ich przyspieszać w polu elektrycznym ani zmieniać ich kierunku w typowym polu magnetycznym.

Jeżeli wiązka protonowa ma bardzo dużą energię, to w zderzeniach proton-proton może dojść do wyprodukowania innych cząstek. Rozważając bilans energetyczny (rachunki relatywistyczne!) procesu tego rodzaju, przykładowo w reakcji:



gdzie $\bar{p}$ oznacza antyproton, okazuje się, że jeżeli proton-tarcza spoczywa, to proton-pocisk powinien mieć energię kinetyczną większą od energii progowej E_{prog} , wyznaczonej ze wzoru

$$2m_p E_{prog} = c^2 \left[(4m_p)^2 - (2m_p)^2 \right] \quad (14.11)$$

gdzie m_p to masa protonu równa 938,27 MeV/ c^2 . Po podstawieniu odpowiednich wartości otrzymujemy progową energię kinetyczną aż 5,63 GeV. Masa tworzonej pary proton-antyproton (około 1,86 GeV) stanowi tylko 1/3 energii pierwotnej wiązki. Najbardziej obiecujące jest więc wytwarzanie nowych cząstek w zderzeniach wiązek przeciwbieżnych – cała energia kinetyczna obu wiązek jest wtedy „do dyspozycji”.

W akceleratorze LHC wiązki przeciwbieżne – po 7 TeV każda – mogą wytworzyć w jednym zderzeniu do ok. 14 000 cząstek o masach protonowych albo odpowiednio większą liczbę cząstek o mniejszych masach.

14.5. Spalacja

Jeżeli protony wysokoenergetyczne (o energii kinetycznej od kilkuset MeV do kilku GeV) zderzają się z jądrami o dużej liczbie masowej A , to dostarczona energia jest już tak duża, że uderzane jądro rozpada się na mniejsze części, a nawet na poszczególne nukleony – stąd, przez analogię do prac górniczych, nazwano ten typ reakcji reakcją kruszenia – ang. *spallation*. Ponieważ w jądрах ciężkich stosunek liczby neutronów do liczby protonów wynosi ok. 1,5, to można używać reakcji kruszenia jako źródła neutronów o wysokich energiach rzędu MeV.

Możliwość rozbijania ciężkich jąder atomowych na poszczególne nukleony jest również pewną szansą na ostateczne pozbywanie się wysokoaktywnych odpadów promieniotwórczych, powstających wszędzie tam, gdzie mamy wypalone paliwo nuklearne. Zamiast chować wypalone paliwo w specjalnych składowiskach można będzie ciężkie jądra aktywnowców (długożyciowe i α -promieniotwórcze) przetransformować w procesie kruszenia na jądra lżejsze (zazwyczaj β -promieniotwórcze o krótszych okresach połowicznego zniknięcia), których przechowywanie jest mniej kłopotliwe.

Reakcja kruszenia nie jest wynalazkiem XX wieku – istnieje w otaczającej nas przyrodzie. Pierwotne promieniowanie kosmiczne (protony i jony helu), niosące bardzo duże energie, docierając do najwyższych warstw atmosfery produkuje w reakcjach z jej składnikami jony nuklidów promieniotwórczych. Jony te następnie docierają do nas jako część wtórnego promieniowania kosmicznego – np. ^{14}C , powstający w reakcji z azotem atmosferycznym $^{14}\text{N}(\text{n},\text{p})^{14}\text{C}$, czy tryt ^3H , tworzony w reakcjach typu $^{14}\text{N}(\text{n},^3\text{H})^{12}\text{C}$ lub $^{16}\text{O}(\text{p},^3\text{H})^{14}\text{O}$.

14.6. Reakcje z fotonami

Jeżeli energia przekazana do jądra przez cząstkę padającą przewyższa energię wiązania nukleonu w tym jądrze, może dojść do emisji swobodnych nukleonów. Tak się dzieje, gdy fotony γ padają na niektóre jądra atomowe. Dwa izotopy, występujące w przyrodzie, ^2H (deuter) i ^9Be , mają tak niskie energie wiązania neutronu (odpowiednio 2,226 MeV i 1,666 MeV), że fotony γ np. z naturalnych źródeł promieniotwórczych mają energie wystarczające do wybicia neutronów z obu tych jąder.

Takie fotoneutrony bardzo często są wykorzystywane jako źródło neutronów, niezbędne do rozruchu reaktorów – np. w reaktorze MARIA w Świerku.

14.7. Reakcje syntezy źródłem światła gwiazd

Na zakończenie omawiania reakcji jądrowych z protonami wspomnieć należy o niezwykle ważnej reakcji syntezy termojądrowej, która zachodząc we wnętrzu Słońca umożliwia istnienie życia na naszej planecie. Pozyskanie energii w dużej skali jest możliwe tylko w dwóch procesach jądrowych:

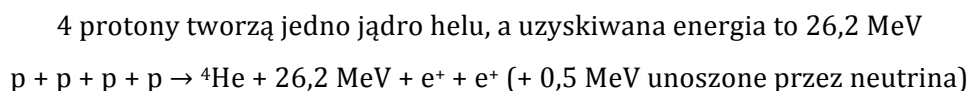
- rozszczepienie jąder ciężkich,
- synteza jąder lekkich.

Okazuje się, że w pewnych reakcjach, zachodzących pomiędzy lekkimi jądrami, wyzwalam jest ogromna energia. Niektóre z nich próbujemy przeprowadzać w laboratorium.

Z wykresu energii wiązania (rys. 5.4, str. 48) widać, że w wyniku połączenia dwóch lekkich jąder w jedno większe zostanie wyzwolona energia. Jest tylko jeden kłopot – jądra

mają ładunek dodatni, więc będą się odpychać i istnieje dla tych reakcji bariera kulombowska. Reagujące cząstki mogą przezwyciężyć odpychanie elektrostatyczne, jeżeli energia zderzenia będzie dostatecznie duża. Aby tak się stało cząstki muszą mieć odpowiednio dużą energię kinetyczną uzyskaną na przykład w wyniku dostatecznego podgrzania.

Nie wchodząc w szczegóły cyklu „słonecznych” reakcji jądrowych można je w wielkim skrócie opisać relacją:



Bariera kulombowska dla dwóch protonów wynosi

$$B = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{2r_p} = \frac{1,44 \cdot 10^{-15} \text{ MeV m}}{2 \cdot 10^{-15} \text{ m}} \approx 0,72 \text{ MeV} \quad (14.12)$$

Energia każdego z nich powinna więc wynieść ok. 360 keV, co odpowiada temperaturze T gazu protonowego (średnia energia $E_{sr} = \frac{3}{2}kT$) wynoszącej ponad 3 000 000 000 K, co znacznie przewyższa temperaturę wnętrza Słońca 5 000 000 K.

Możliwość zachodzenia reakcji syntezy zawdzięczamy temu, że w Słońcu istnieją nieliczne protony o energii wielokrotnie większej niż średnia, mogące zainicjować reakcję. Pamiętajmy, że w gigantycznej, niewyobrażalnej masie Słońca, wynoszącej $2 \cdot 10^{30}$ kg, aż 75% stanowi wodór, a więc tych nielicznych protonów jest wystarczająco wiele.

Czy możliwe jest przeprowadzenie takich reakcji w laboratoriach na Ziemi? Reakcje „słoneczne” są trudne do powtórzenia ze względu na bardzo małe przekroje czynne, ale w ziemskich laboratoriach czynione są próby ujarzmiienia podobnych reakcji jąder innych izotopów wodoru (jak deuteron, d, czyli ${}^2\text{H}$, lub tryt, ${}^3\text{H}$) oraz helu:



Warunkami zaistnienia samopodtrzymującej się reakcji syntezy są:

- dostatecznie duża koncentracja (gęstość) cząstek, n/cm^3 (co wymaga stosowania ogromnych ciśnień),
- wysoka temperatura – laboratoria doszły już do temperatury 400 milionów K,
- dostatecznie długi czas utrzymania odpowiedniej gęstości cząstek.

Jednoczesne spełnienie tych warunków gwarantuje, że po pierwszym zapłonie reakcja toczy się dalej w makroskopowej ilości paliwa. Gdyby udało się to poddać kontroli, ludzkość miałaby dodatkowe źródło energii.

Niekontrolowana reakcja tego typu jest podstawą działania niszczycielskiej broni – bomb wodorowych, dla których skutki eksplozji oceniane są w milionach ton (megatonach) trotylu. Wybuch 1 Mt trotylu odpowiada energii ok. $4 \cdot 10^{15}$ J. Niewiele osób wie, ile

miejsca zajmuje milion ton trotylu – dla gęstości ok. $1,5 \text{ g/cm}^3$ będzie to walec o średnicy 5 m i długości ok. 30 km!

O tym, czy reakcje termojądrowe są możliwym źródłem energii dla naszej cywilizacji, będzie jeszcze mowa.

Część V

*Elementy
energetyki jądrowej*

V

Rozdział 15.

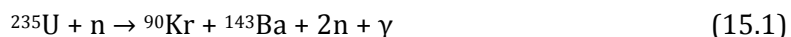
Reakcja rozszczepienia

15.1. Nuklidy rozszczepialne i paliworodne

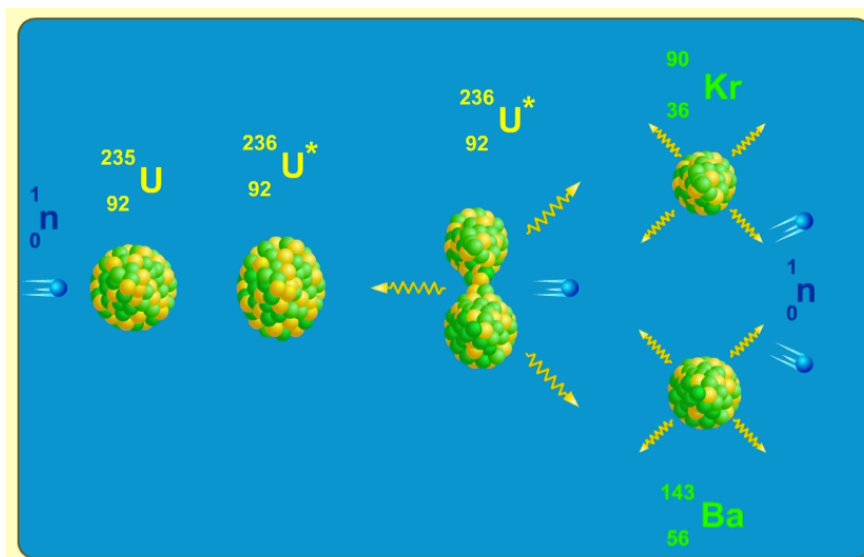
Jak mówiliśmy w rozdziale poświęconym budowie i promieniowaniu jądra atomowego, gdy siła odpychania kulombowskiego przeważa nad spajającymi siłami jądrowymi, jądro musi być niestabilne – promieniotwórcze. Rozpatrywaliśmy dotąd emisję lekkich cząstek, jak elektrony i cząstki α . Jednakże jednym z możliwych kanałów rozpadu może być też rozszczepienie, czyli podział jądra na dwa, a nawet trzy lżejsze jądra. Rozszczepienie może nastąpić samorzutnie – wtedy nazywamy je spontanicznym ale jest to proces dość rzadki (np. spontaniczne rozszczepienie izotopu ^{235}U ma okres połowicznego zaniku szacowany na ok. $1,9 \cdot 10^{17}$ lat – czyli średnio jedno takie rozszczepienie zachodzi na 1 sekundę w 3 kg czystego ^{235}U). W inżynierii i przemyśle częściej stosujemy rozszczepienia wywoływane w sposób sztuczny: np. dla ^{235}U , jak również ^{239}Pu i ^{233}U , proces ten zachodzi z dużym prawdopodobieństwem w wyniku pochłonięcia neutronu o stosunkowo niewielkiej energii, mniejszej od ok. 0,1 eV. Neutrony o tak niskich energiach nazywamy neutronami termicznymi, a izotopy, które można łatwo nimi rozszczepiać – izotopami rozszczepialnymi. Jak pokażemy dalej, izotopy takie stanowią naturalne paliwo dla reaktorów jądrowych.

O neutronach termicznych mówimy często jako o neutronach powolnych. Rzeczywiście, ich energie kinetyczne nie są imponujące. Jednak jeśli weźmie się pod uwagę bardzo małą masę tych cząstek, okaże się, że ich prędkości nie są wcale takie małe – typowo ok. 2 200 m/s!

Schemat reakcji rozszczepienia ^{235}U może wyglądać na przykład tak:



Przedstawia to też rysunek 15.1. Pochłonięcie neutronu termicznego powoduje rozpad jądra na dwa fragmenty rozszczepienia, z których każdy ma masę w przybliżeniu równą połowie masy jądra wyjściowego. W reakcji tej pojawia się też kilka neutronów swobodnych (od zera do nawet kilkunastu; średnio 2,4). Neutrony te tworzą się w czasach rzędu 10^{-15} s, przez co nazywamy je natychmiastowymi neutronami rozszczepieniowymi.



Rys. 15.1: Schematyczny obraz możliwego przebiegu reakcji rozszczepienia

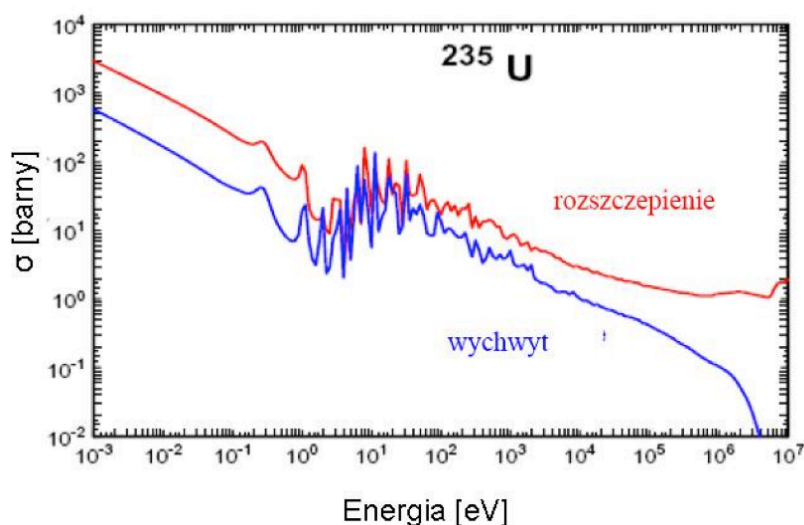
Jak widać, jest to reakcja mnożąca liczbę swobodnych neutronów: jeden neutron inicjujący może wytworzyć kilka neutronów potomnych. Każdy z tych neutronów potomnych może rozszczepić następne jądra uranu, z których dostaniemy następną partię neutronów. Te mogą rozszczepić jeszcze dalsze jądra uranu... itd. W ten sposób otrzymaliśmy reakcję łańcuchową.

Natomiast ^{238}U jest przykładem innej grupy ciężkich izotopów, które dają się wprowadzić rozszczepić, lecz do tego celu należy użyć neutronów wysokoenergetycznych, o energiach powyżej 1 MeV. W reakcji neutronów termicznych z ^{238}U tworzy się przede wszystkim rozszczepialny ^{239}Pu . Z tego względu ^{238}U klasyfikuje się jako izotop paliworodny. Izotopem paliworodnym jest też tor ^{232}Th , który pod wpływem wysokoenergetycznych neutronów i dwóch przemian β transformuje się w rozszczepialny ^{233}U .

Nie tylko neutrony termiczne mogą spowodować rozszczepianie ciężkich jąder. Warunkiem rozszczepienia jest bowiem wniesienie do jądra przez cząstkę bombardującą energii przewyższającej wielkość tzw. bariery rozszczepienia, tj. energii, która po wejściu cząstki do jądra tak je silnie wzbudzi, że rozszczepienie stanie się energetycznie korzystne. Przypadek rozszczepienia przy użyciu powolnych neutronów jest jednak o tyle szczególny, że neutron termiczny o znikomej energii kinetycznej wnosi do jądra energię równą w zasadzie jedynie energii wiązania neutronu. To m.in. powoduje, że ^{235}U jest najszerzej wykorzystywany jako paliwo w obecnych reaktorach jądrowych.

15.2. Prawdopodobieństwo rozszczepienia, przekroje czynne

Bombardując jądro uranu neutronem nie mamy nigdy pewności, że nastąpi akt rozszczepienia – możemy mówić tylko o prawdopodobieństwie lub przekroju czynnym na zajście takiej reakcji. Istotne są tutaj też inne parametry reakcji, np. energia neutronu-pocisku. W przypadku wspomnianego wcześniej ^{235}U prawdopodobieństwo rozszczepienia jest największe dla neutronów termicznych (do ok. 0,5 eV); dla wyższych energii maleje (ok. 1 000-krotnie dla neutronów o energii 1 keV) – porównaj z rys. 15.2. Jeśli więc zależy nam na efektywnym wywoływaniu rozszczepień, należy korzystać właśnie z neutronów niskoenergetycznych.



Rys. 15.2: Przekroje czynne na wychwyt neutronów w ^{235}U i na rozszczepienie tego izotopu

Dla energii neutronu z obszaru pomiędzy 0,5 eV a 1000 eV, przekroje czynne silnie oscylują: pojawiają się wąskie przedziały energii, dla których prawdopodobieństwa procesów silnie wzrastają. Jest to przykład tzw. procesów rezonansowych, związanych ze skokowymi (kwantowymi) zmianami energii jądra. Mówimy wtedy o wychwytach rezonansowych (co będzie istotne przy omawianiu procesów zachodzących w reaktorze jądrowym).

Pomimo, że w przyrodzie łatwiej jest spotkać ^{238}U (ok. 99,3% rudy uranowej) niż ^{235}U (ok. 0,7%), to nie stanowi on paliwa w reaktorach jądrowych. Dlaczego? W obszarze energii neutronów termicznych izotop ten tylko pochłania neutrony. Reakcja rozszczepienia jest możliwa dopiero przy energiach neutronów powyżej 1 MeV, choć nawet przy tych energiach neutronów przekroje czynne na rozszczepienie ^{238}U są kilkakrotnie niższe niż na ^{235}U .

15.3. Warunki zajścia reakcji rozszczepienia

Przypomnijmy, że przebieg procesu rozszczepienia ^{235}U zaczyna się od pochłonięcia neutronu – jego „wejścia” do jądra. Skutkuje to utworzeniem jądra złożonego ^{236}U . Jest ono silnie wzbudzone, co objawia się dość silnymi drganiami nukleonów. Oscylacje te mogą prowadzić do deformacji jądra – dwa stadia takiej deformacji są zaznaczone schematycznie na rys. 15.1. Rozpad jądra jest na razie powstrzymywany siłami przyciągania jądrowego. Wystarczy jednak, aby dwa, ukształtowane fragmenty jądra oddaliły się od siebie na odległość, w której siły odpychania kulombowskiego przeważą nad siłami jądrowymi, aby układ podzielił się spontanicznie na dwa lżejsze jądra – fragmenty rozszczepienia.

Energia wnoszona przez neutron równa jest sumie jego energii kinetycznej E_k i energii wiązania neutronu w jądrze E_b . Ponieważ w procesie tworzenia się jądro złożone doznaje odrzutu o energii E_R , wzrost energii wewnątrz jądra wynosi

$$\Delta E = E_b + E_k - E_R \quad (15.2)$$

Dla neutronu termicznego absorbowanego przez ^{235}U możemy zaniedbać energię kinetyczną neutronu i energię odrzutu jądra złożonego wobec znaczącej energii wiązania neutronu w utworzonym jądrze ^{236}U – około 7,5 MeV. Energia wiązania nukleonu w wypadku reakcji z ^{238}U wynosi jedynie 5,3 MeV, jądro złożone (^{239}U) nie rozszczepi się – do tego potrzeba energii ok. 5,7 MeV. Zatem neutron musi wnieść jeszcze odpowiednio wysoką energię kinetyczną, ok. 0,4 MeV, czyli musi być neutronem prędkim.

Na koniec tego paragrafu obliczmy jeszcze energię wydzielaną przy rozszczepieniu jądra ^{235}U w reakcji z neutronem termicznym. W pierwszym przybliżeniu można to zrobić biorąc pod uwagę różnicę mas fragmentów rozszczepienia i masy ^{236}U . Energia wiązania na jeden nukleon w ^{236}U to ok. 7,5 MeV. Energia wiązania neutronów we fragmentach rozszczepienia wynosi natomiast to ok. 8,4 MeV. Mnożąc różnicę obu tych energii wiązania przez 236 (całkowitą liczbę nukleonów) otrzymujemy około 200 MeV. Szczegółowy podział energii rozszczepienia pomiędzy produktami tej reakcji przedstawia tabela 15.1.

Tabela 15.1: Podział energii rozszczepienia pomiędzy produktami
(w nawiasach podane są niepewności wartości energii)

Energia kinetyczna fragmentów rozszczepienia	167	(5)	MeV
Energia kinetyczna neutronów natychmiastowych	5	(0,5)	MeV
Energia fotonów γ (średnio 5 fotonów)	7	(1)	MeV
Energia rozpadów β (średnio 3 rozpady/fragment)	17	(2)	MeV
Razem	196	(6)	MeV

Te ok. 200 MeV (powstałe z jednego jądra uranu) to gigantyczna energia, co uświadamimy sobie, jeśli porównamy ją z energią spalania w tlenie jednego atomu węgla, wynoszącą zaledwie 4 eV.

15.4. Co po rozszczepieniu? Neutrony opóźnione

Rozszczepienie jądra uranu nie kończy bynajmniej całego procesu, gdyż fragmenty rozszczepienia są z natury promieniotwórcze. Wynika to z prostego faktu, iż większość z nich „dziedziczy” nadmiar neutronów w stosunku do liczby, która zapewniłaby tym jądrům stabilność. W takiej sytuacji typowymi przemianami, jak już mieliśmy okazję mówić, będą oczywiście przemiany β .

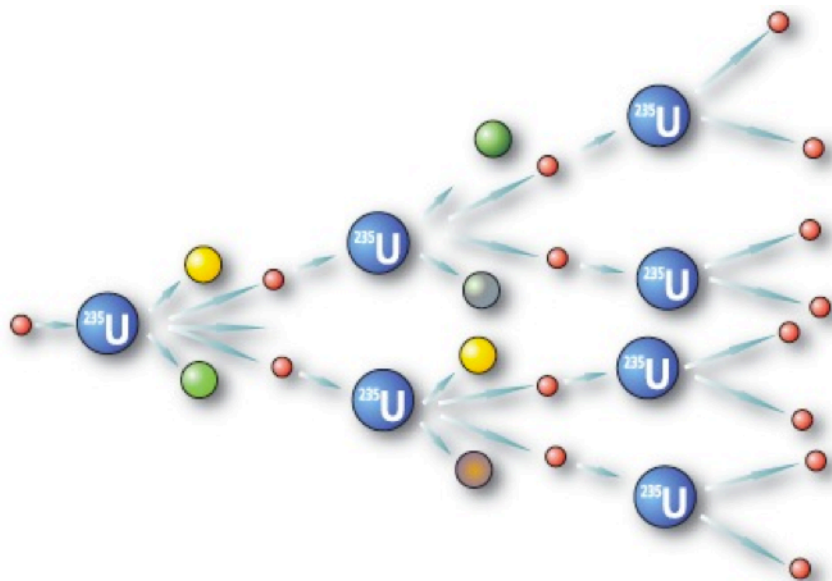
Możliwe są też inne przemiany. Wśród fragmentów rozszczepienia znajdują się i takie, zwane prekursorami, które bezpośrednio pozbywają się neutronów z jądra. Emisja taka następuje po czasie kilkunastu, a nawet kilkudziesięciu sekund. Ze względu, że jest to dużo więcej niż czas samego rozszczepienia jądra pierwotnego (poniżej 10^{-15} s), neutrony z rozpadu prekursorów nazywamy neutronami opóźnionymi. Neutrony opóźnione stanowią ok. 0,65% ogólnej liczby neutronów powstających w procesie rozszczepienia.

Należy mieć też świadomość faktu, że neutron może, ale nie musi, być pochłonięty przez jądro ^{235}U . Wzbudzone jądro złożone ^{236}U może „wybrać” inny niż rozszczepienie kanał deekscytacji, a mianowicie (przy słabszych wzbudzeniach) wysłanie kwantu γ i przejście do swego (niestabilnego) stanu podstawowego, z którego rozpada się emitując cząstkę α o energii 4,5 MeV (okres połowicznego zaniku dla tego rozpadu to $2,4 \cdot 10^7$ lat).

Neutron może także ulec rozproszeniu na jądrze uranu, choć przekrój czynny na rozproszenie jest ok. 50-krotnie niższy od przekroju czynnego na rozszczepienie.

15.5. Reakcja łańcuchowa

Jak wspominaliśmy powstawanie podczas rozszczepienia większej liczby neutronów niż liczba neutronów potrzebnych do jego wywołania, może być wykorzystane do zainicjowania tzw. samopodtrzymującej się reakcji łańcuchowej (powielającej). Idea tego procesu zachodzącego w próbce ^{235}U pokazana jest na rysunku 15.3.



Rys. 15.3: Schemat reakcji łańcuchowej. Jeśli każdy z neutronów rozszczepieniowych (czerwone) rozszczepi kolejne jądro ^{235}U , to liczba neutronów w układzie będzie gwałtownie narastać (na rysunku dla uproszczenia przyjęto, że zawsze w jednym rozszczepieniu emitowane są 2 neutrony). Różnokolorowymi kółkami oznaczyliśmy fragmenty rozszczepienia, które mogą od rozszczepienia do rozszczepienia być różne.

Jeśli chcemy uzyskać (np. do eksperymentu lub celów przemysłowych) wielką liczbę neutronów, to reakcja łańcuchowa niewątpliwie jest dla nas bardzo skutecznym narzędziem.

Nie zapominajmy też jednak o wielkiej energii wyzwalanej w pojedynczej reakcji rozszczepienia – głównie w postaci energii kinetycznej fragmentów rozszczepienia. Dzięki swoistemu tarcu w ośrodku (przekazywania przez neutron swojej energii jądom ośrodka) zamienia się ona na ciepło – wzrasta temperatura ośrodka. Jeśli reakcja powielająca odbywać się będzie poza naszą kontrolą, nastąpi wybuch – inaczej mówiąc, stworzymy bombę atomową. Kluczową sprawą jest tu ilość ^{235}U i jego ukształtowanie: wybuch jądrowy nastąpi, gdy zgromadzimy w postaci kuli masę co najmniej około 50 kg tego izotopu (bez dodatku innych izotopów, np. ^{238}U). Masę tę nazywamy masą krytyczną. W konkretnych warunkach konstrukcyjnych zależy ona też od innych czynników np. od istnienia tzw. reflektora neutronów (opisanego dalej), który nie pozwala na ucieczkę neutronów poza miejsce reakcji, przez co potęguje proces.

Istotą reaktora jądrowego jest prowadzenie reakcji powielającej pod kontrolą, w sposób uniemożliwiający doprowadzenie do wybuchu jądrowego, nawet w najbardziej niesprzyjających okolicznościach.

Wiemy już, że nie wszystkie neutrony muszą wywołać reakcję rozszczepienia. Wynika to nie tylko z jej probabilistycznego charakteru. Istnieje wiele konkurencyjnych procesów, w których neutrony mogą być pochłaniane w elementach reaktora, a zatem tracone dla procesu rozszczepienia. Jeśli średnio po każdym rozszczepieniu liczba neutronów będzie ubywała, reakcja powielająca nie będzie mogła zajść. Powiemy wtedy, że reaktor jest podkrytyczny. Jeśli, na odwrót, po każdym rozszczepieniu średnia liczba neutronów będzie wzrastała, reaktor stanie się nadkrytyczny. W takiej sytuacji produkowana energia będzie silnie wzrastała. Jeśli dodatkowo temperatura osiągnie odpowiednio wysoką wartość, może nastąpić awaria polegająca na stopieniu się paliwa i innych elementów znajdujących się wewnątrz reaktora. Konstrukcja reaktora nie dopuszcza do takich sytuacji. Podczas normalnej (często – automatycznej) pracy liczba neutronów jest utrzymywana na ustalonym poziomie, a reaktor znajduje się w stanie krytycznym.

Warto tutaj jednak dodać, iż niewielka nadkrytyczność jest niezbędna do przeprowadzenia rozruchu reaktora oraz przy podnoszeniu jego mocy. Operacje takie są bardziej skomplikowane, wymagają większej ostrożności i dlatego wykonywane są przez zespoły pracowników wzajemnie się kontrolujących.

Rozdział 16.

Reaktor jądrowy i jego działanie

16.1. Paliwo

Przeważającym izotopem uranu w skorupie ziemskiej jest ^{238}U . Jest go aż 99,3%. Potrzebnego nam w obecnych reaktorach izotopu ^{235}U jest 0,71%. Paliwo w reaktorach energetycznych zawiera jednak 2-5% ^{235}U , tak więc jest ono wzbogacone w ten izotop.

Technologia tworzenia paliwa uranowego składa się z kilku etapów. Wydobytą rudę, metodami górnictwymi lub przez wypłukiwanie pod ciśnieniem, kruszy się i poddaje działaniu kwasu siarkowego, który rozpuszcza uran. Następnie sam uran odzyskuje się z roztworu. Wytrącany jest tlenek uranu U_3O_8 w postaci tzw. żółtego ciasta (ang. *yellow cake*), który po wygrzaniu zyskuje kolor khaki i w takiej postaci jest sprzedawany. W kolejnym etapie dokonuje się konwersji tlenku uranu w gazowy sześćfluorek uranu (UF_6). Forma ta ułatwia dokonanie separacji izotopów uranu tj. wzbogacenia do wymaganego stężenia ^{235}U (większego niż w uranie naturalnym). W końcowym etapie następuje wyprodukowanie paliwa, tj. przetworzenie wzbogaconego gazu UF_6 w proszek dwutlenku uranu (UO_2), sprasowanie go w formę pastylek, włożenie ich w odpowiednie metalowe rurki ze stopu cyrkonu lub stali nierdzewnej, a następnie stworzenie z tak powstałych prętów paliwowych zespołu – elementu paliwowego (kasety paliwowej), który znajdzie się w rdzeniu reaktora. Te etapy cyklu zilustrowane są na rys. 16.1. Podstawowe paliwo może być także w postaci węglików uranu lub w postaci metalicznej.

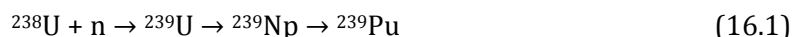


Rys. 16.1: Od rudy uranowej do pręta paliwowego; od lewej: ruda uranowa, U_3O_8 w postaci „żółtego placka”, dwutlenek uranu UO_2 z uranem wzbogaconym do 3% ^{235}U , pręt paliwowy z pastylek UO_2 zamknięty w metalowej rurce ze stopu cyrkonu. [źródło: <http://en.wikipedia.org>]

Istnieją reaktory, które nie wymagają wzbogaconego paliwa, jak np. kanadyjski reaktor CANDU (od ang. CANadian Deuterium Uranium). Reaktory te mogą więc pracować na naturalnym uranie. W takich wypadkach wystarczy bezpośrednio przeprowadzenie U_3O_8 w UO_2 .

Jak mieliśmy okazję mówić, obecnie podstawowymi izotopami dla praktycznego wykorzystania reakcji rozszczepienia są izotopy ^{235}U i ^{238}U . Trzy inne izotopy rozszczepialne, ^{233}U , ^{239}Pu , a także ^{241}Pu , nie występują w stanie naturalnym i trzeba je wytworzyć sztucznie, np. ^{233}U można wytworzyć naświetlając ^{232}Th prędkimi neutronami. Wymienio-

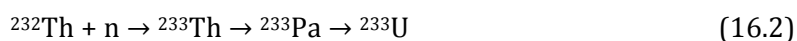
ne wyżej izotopy plutonu otrzymujemy naświetlając ^{238}U również strumieniem szybkich neutronów: po utworzeniu się ^{239}U następuje sekwencja rozpadów



Z wyżej opisanego względu o izotopach ^{232}Th i ^{238}U mówimy, że są paliworodne. ^{238}U jest zatem izotopem zarówno rozszczepialnym (prędkimi neutronami), jak i paliworodnym.

^{239}Pu również pochłania neutrony, zamieniając się ^{240}Pu . Obecność tego drugiego powoduje, że już po paru miesiącach pracy reaktora zawarty w nim pluton nie nadaje się do celów militarnych. Może natomiast ciągle być wykorzystywany jako paliwo do reaktorów, ponieważ ^{240}Pu po pochłonięciu kolejnego neutronu zamienia się w rozszczepialny ^{241}Pu . Taki proces produkcji dodatkowego paliwa nazywa się cyklem uranowo-plutonowym.

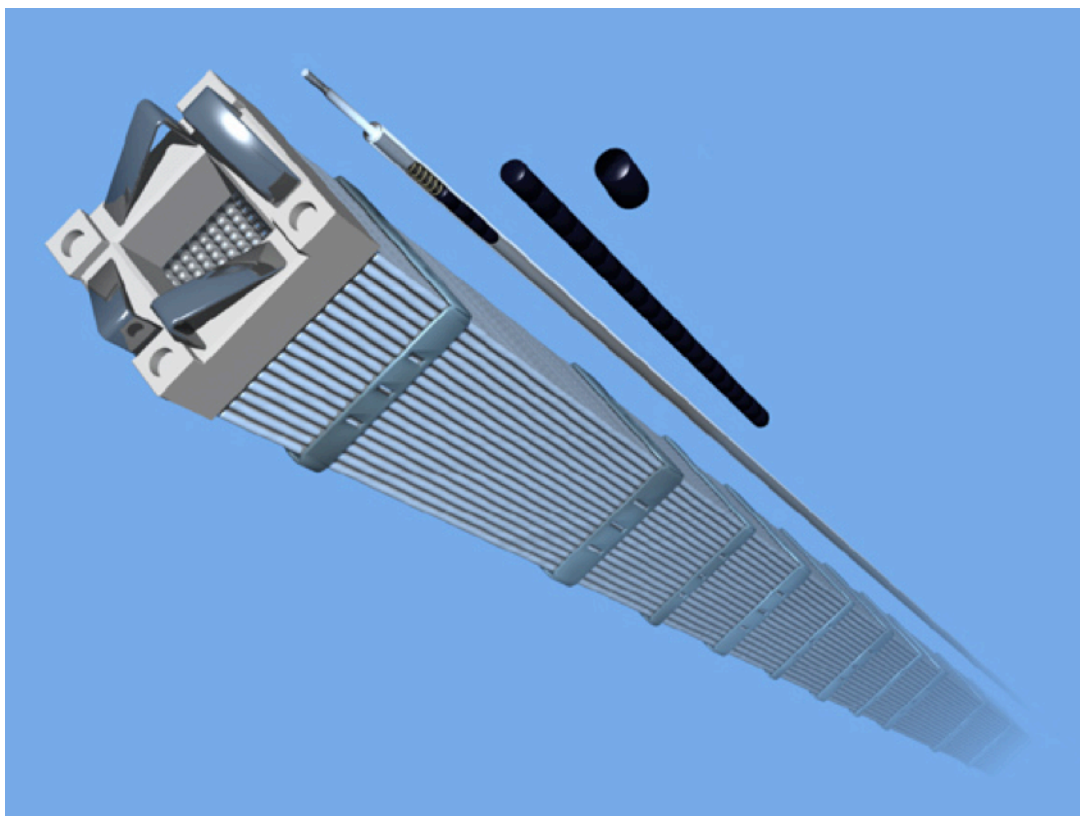
Zamiast wykorzystania uranu można myśleć o transmutacji paliworodnego izotopu ^{232}Th w rozszczepialny ^{233}U (cykl torowo-uranowy). Ogółem ocenia się, że rozpoznane światowe rezerwy toru wynoszą 1 200 000 ton. Jako paliwo reaktorowe (po transmutacji w ^{233}U) tor ma pewną zaletę polegającą na powstawaniu większej liczby neutronów rozszczepieniowych niż w wypadku ^{235}U lub ^{239}Pu . Schemat reakcji neutronów z torem jest następujący:



Przekroje czynne na absorpcję i rozszczepienie ^{233}U różnią się niewiele od ^{235}U . Niemal cały tor, znajdujący się w skorupie ziemskiej, może być użyty w reaktorze, podobnie jak ^{238}U w reaktorach powielających (warto jednak zauważyć, że niezbędnym dla inicjacji reakcji izotopem jest ^{235}U). O wykorzystaniu toru w pierwszych reaktorach będziemy mówili przy okazji omawiania zarówno różnych rodzajów reaktorów, jak i koncepcji spalania i transmutacji wypalonego paliwa. Wykorzystywanie toru stanie się jednak opłacalne dopiero wtedy, gdy zasoby uranu zaczną się wyczerpywać.

16.2. Elementy paliwowe

Konstrukcja elementów paliwowych i ich rozmieszczenie w rdzeniu stanowi o efektywności reaktora, a obliczenie optymalnych parametrów przeprowadza się przy pomocy specjalnych kodów komputerowych. Jak wspomnieliśmy wcześniej w najbardziej typowym rozwiązaniu kolumnę pastylek z dwutlenku uranu lub sprasowanej mieszaniny uranu i np. aluminium zamyka się w koszulce z metalu odpornego na wysokie temperatury i korozję, a jednocześnie o małym przekroju czynnym na absorpcję neutronów takiego jak cyrkon. W ten sposób powstaje element paliwowy w kształcie pręta. Zespół od kilku do kilkuset elementów paliwowych formuje się w kasety paliwowe, patrz rys. 16.2. Takie rozwiązanie – w wypadku reaktora energetycznego, pracującego w jednej chwili na dziesiątkach tysięcy elementów paliwowych – upraszcza konstrukcję rdzenia i ułatwia manipulowanie tymi elementami (np. ich załadunek i usuwanie z rdzenia).



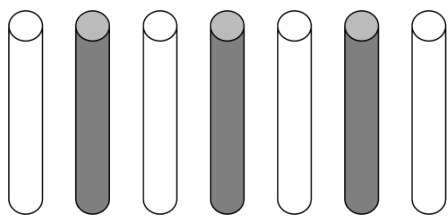
Rys. 16.2: Od pastylki paliwa do kasety paliwowej

Metalowe koszulki prętów stanowią także barierę przed uwalnianiem się radioaktywnych, gazowych fragmentów rozszczepienia. Z drugiej strony, ze względu na generujące się w elemencie paliwowym ciepło, jego odbiór musi być jak najefektywniejszy, a temu sprzyja duża powierzchnia elementów paliwowych.

Pręty z paliwem nie są jedynym rozwiązaniem. Stosowane są także (np. w doświadczalnym reaktorze MARIA) cylindryczne elementy paliwowe o współosiowym usytuowaniu rur w pojedynczym elemencie. W szczelinach między nimi płynie woda chłodząca. Znane są też rozwiązania, w których elementy paliwowe buduje się z płytek.

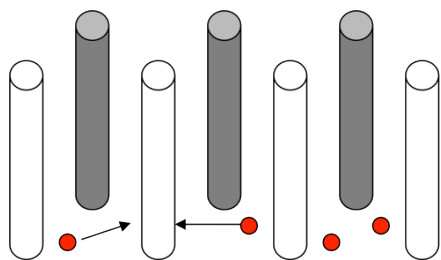
16.3. Rdzeń reaktora, pręty sterujące

Reaktor jądrowy w swoim działaniu wykorzystuje reakcję powielającą w sposób kontrolowany, uniemożliwiający wybuch jądrowy. Oznacza to, że musimy dysponować paliwem jądrowym rozłożonym w taki sposób, aby nie było możliwą rzeczą zgromadzenie się w układzie masy krytycznej. Dodatkowo w reaktorze umieszczane są też materiały pochłaniające neutrony (np. bor lub kadm). Jeśli będą one wprowadzone pomiędzy elementy paliwowe dostatecznie głęboko (rys. 16.3), pewna liczba neutronów opuszczających jeden element paliwowy nie będzie miała szans na dotarcie do sąsiedniego i wywołania w nim rozszczepienia.



Rys. 16.3: Elementy paliwowe (jasne) przedzielane prętami (zaciemnione) pochłaniającymi neutrony termiczne

Gdy pręty pochłaniające neutrony, zwane prętami sterującymi, będą wysuwane pomiędzy elementów paliwowych (rys. 16.4), to neutrony będą miały możliwość przemieszczania pomiędzy różnymi elementami paliwowymi. Spowoduje to zintensyfikowanie procesów rozszczepienia i przyrost energii wytwarzanej w całym układzie.



Rys. 16.4: Usuwanie prętów sterujących spośród elementów paliwowych pozwala zwiększyć liczbę rozszczepień. Uwaga: pokazany ruch prętów jest typowy dla reaktorów typu PWR. W reaktorach typu BWR pręty sterujące wysuwa się w dół

Pewna liczba prętów, konstrukcyjnie identycznych ze sterującymi, spełnia w reaktorze funkcję tzw. prętów bezpieczeństwa. Pręty te mają jedynie dwa skrajne położenia: pomiędzy i poza elementami paliwowymi. Podczas uruchamiania reaktora, pierwszą czynnością jest ich wyjęcie spośród elementów paliwowych. Gdy trzeba w trybie awaryjnym natychmiast przerwać reakcję łańcuchową, pręty te są gwałtownie wrzucane do rdzenia, rozdzielając elementy paliwowe, powodując pochłanianie neutronów i zanik reakcji rozszczepienia.

Z powodów bezpieczeństwa, we współczesnych reaktorach wykorzystuje się naturalne, zawsze działające prawa i zjawiska przyrody. Jednym z nich jest grawitacja – dlatego pręty sterujące, a przede wszystkim pręty bezpieczeństwa wysuwane są do góry, nad rdzeń. W sytuacji awaryjnej mogą one wpaść do rdzenia bez potrzeby stosowania dodatkowych mechanizmów (które są konieczne np. w starszych reaktorach typu BWR z prętami opuszczanymi pod rdzeń lub w reaktorach z prętami wsuwanymi poziomo przez ścianę boczną).

Elementy paliwowe przedzielone prętami sterującymi oraz moderator (opisany dalej) stanowią podstawowe składowe rdzenia reaktora.

16.4. Moderator

Ze względu na niskie przekroje czynne na rozszczepienie ^{235}U neutronami prędkimi, ich wykorzystanie staje się efektywne po uprzednim spowolnieniu – dopiero neutrony termiczne efektywnie doprowadzają do rozszczepień (z tego powodu spowalnianie neutronów nosi także nazwę termalizacji). Efekt ten uzyskujemy głównie w wyniku sprężystego zderzenia neutronu z lekkim jądrem. W zasadzie jest to mechanizm analogiczny do sytuacji, którą widać na stole bilardowym: nadlatująca bila po zderzeniu czołowym zatrzymuje się, podczas gdy dotąd spoczywająca – odlatuje.

Materiały, w których spowalniają się neutrony noszą nazwę moderatorów neutronów. Moderator jest tym lepszy, im mniejsza liczba zderzeń potrzebna jest do spowolnienia neutronu rozszczepieniowego o energii 1-2 MeV do energii neutronów termicznych ($< 0,1$ eV) niezbędnych do wywołania kolejnego rozszczepienia.

Dobrymi moderatorami mogłyby być takie pierwiastki jak bor i lit – są to jądra bardzo lekkie. W praktyce należy jednak uwzględniać zarówno przekrój czynny na samo rozpraszanie, jak i na absorpcję neutronów. Jest rzeczą oczywistą, że materiały te nie powinny pochłaniać zbyt wielu neutronów. Fakt, iż materiał dobrze spowalnia neutrony nic nam nie da, jeśli neutronów w układzie będzie ubywało. Właśnie z tego powodu bor i lit nie nadają się do użycia jako moderatory – silnie pochłaniają neutrony.

Bardzo dobrym moderatorem jest natomiast ciężka woda (D_2O). To, że lekka woda jest gorsza, wynika z faktu, że wodór 1H ma większy przekrój czynny na absorpcję neutronów niż deuter 2H (D) – właśnie dlatego chłodzone ciężką wodą reaktory CANDU mogą wykorzystywać uran naturalny, zaś reaktory chłodzone zwykłą wodą potrzebują uranu wzbogaconego. Dobrymi moderatorami są też beryl i grafit (węgiel), choć mają większą masę atomową. Wykorzystywane są szczególnie tam, gdzie zastosowanie ciekłego moderatora byłoby niewskazane. Berylu jako drugiego moderatora można użyć też tam, gdzie mamy już wodę w charakterze chłodziwa i moderatora – takie rozwiązanie przyjęto np. w reaktorze MARIA w Świerku.

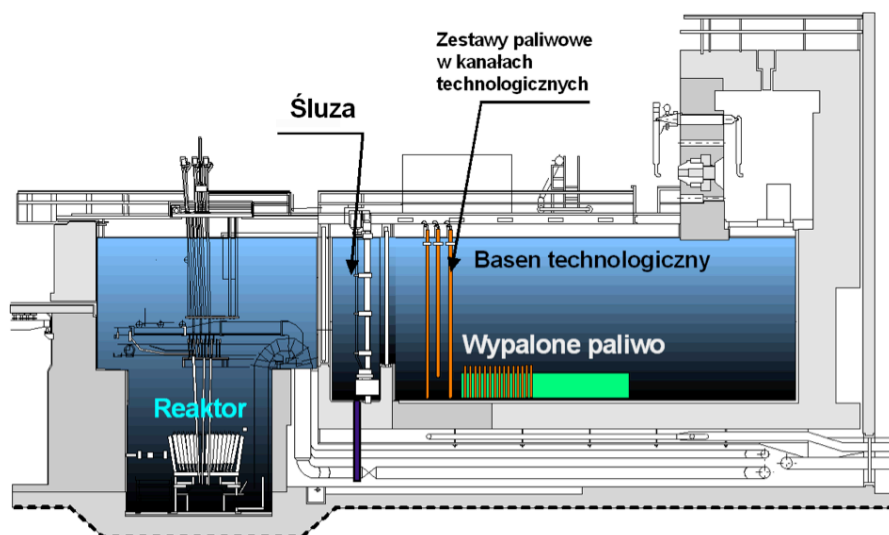
16.5. Reflektor

Jak już było to mówione, rozszczepienie, wywołane przez neutrony, zachodzi tylko z określonym prawdopodobieństwem. Ponadto część neutronów może być tracona na skutek ich ucieczki poza rdzeń. Aby wykorzystywać je w ekonomiczniejszy sposób, rdzeń reaktora otoczony jest dodatkową warstwą materiału. Nie pochłania ona neutronów termicznych, natomiast jej zadaniem jest zawrótne neutronów opuszczających rdzeń, aby te po powrocie miały kolejną szansę zainicjowania reakcji rozszczepienia. Uzyskujemy to tak dobierając ten materiał, aby neutrony przelatując przez niego miały dużą szansę na czołowe zderzenie z jego jądrami atomów. Przez analogię do reflektora w zwykłej lampie, ukierunkowującego strumień światła, materiał otaczający rdzeń nosi nazwę reflektora neutronów. Warto tutaj dodać, że woda w basenie reaktora też może częściowo pełnić rolę takiego reflektora.

W reaktorze MARIA na materiał reflektora wybrano grafit.

16.6. Baseny reaktora, osłona biologiczna

Ponieważ w trakcie pracy reaktora następuje silne grzanie się wszystkich elementów, aby zapobiec ich uszkodzeniu należy efektywnie odprowadzać ciepło. Tę rolę częściowo spełnia zbiornik wodny, wewnątrz którego znajduje się rdzeń. Na rysunku 16.5 pokazany jest przekrój przez reaktor doświadczalny MARIA w Świerku. Jak widać, instalacja umieszczona jest głównie w dwóch basenach wodnych. W basenie głównym (o głębokości ok. 11 m, z lewej strony rysunku), w pojemniku metalowym znajduje się rdzeń reaktora otoczony reflektorem neutronów. Z prawej strony rysunku widać basen przechowawczy (technologiczny) na wypalone paliwo. Oba baseny przedzielone są śluzą wodną, wewnątrz której można wykonać niezbędne operacje mechaniczne na wypalonym paliwie.



Rys. 16.5: Przekrój przez układ doświadczalnego reaktora MARIA w NCBJ

Jest rzeczą oczywistą, że zbiornik reaktora musi być otoczony osłoną biologiczną, tj. warstwą materiału pochłaniającą promieniowanie (głównie γ) wychodzące z rdzenia. Taką osłonę skutecznie stanowi woda w basenie reaktora oraz beton ścian basenu o grubości 1-2,5 m. Chroni ona obsługę reaktora przed narażeniem na promieniowanie jonizujące.

16.7. Chłodzenie reaktora

Wysokie temperatury osiągane w elementach paliwowych i prętach sterujących stwarzają konieczność ich intensywnego chłodzenia. Nawet wielkiej objętości basen wodny nie jest w stanie odebrać ciepła w wystarczająco efektywny sposób, stąd też istnieje konieczność wprowadzenia obiegu chłodzącej wody – odbierania ciepła w sposób dynamiczny. Obieg ten, zwany obiegiem pierwotnym, jest z reguły obiegiem zamkniętym, dzięki czemu unikamy problemów ewentualnych skażeń promieniotwórczych, które mogłyby przedostawać się na zewnątrz. W takim obiegu, woda nagrzana w rdzeniu reaktora zostaje skierowana do wymiennika ciepła (zwanego wytwornicą pary w energetyce jądrowej). Ciepło wody obiegu pierwotnego wykorzystane jest do wytworzenia pary wodnej (w reaktorze energetycznym służy do produkcji energii elektrycznej). Temperatura samej wody w naturalny sposób wtedy spada. Jeśli jednak jest ona wciąż zbyt wysoka, aby po ponownym wejściu do rdzenia chłodziła go zgodnie z założeniami, trzeba zbudować obieg wtórny, który będzie chłodził wytwornicę pary w obiegu pierwotnym. Potrzeba tego obiegu zależy od konstrukcji reaktora i jego funkcji. Na przykład w reaktorze wodno-ciśnieniowym, obieg wtórny umożliwia transport pary – wolnej od promieniotwórczych substancji – do turbiny. W tym przypadku pojęcie „zimnej” wody chłodzącej staje się problematyczne, jako że woda powrotna na wlocie do reaktora ma temperaturę ok. 280°C. Jest to, oczywiście, możliwe tylko dzięki wysokiemu ciśnieniu (około 15 MPa) wody w obiegu.

Jest jeszcze jeden element, na który trzeba koniecznie zwrócić uwagę – jest nim czystość wody w basenie reaktora. Woda ta jest bowiem wielokrotnie przedestylowana – zdemineralizowana. Robi się tak dlatego, że wszelkie w niej zanieczyszczenia mogłyby aktywować się w strumieniu neutronów, co skutkowałoby podniesieniem się poziomu promieniowania wokół reaktora. W reaktorach basenowych potrzebne są tysiące hektoli-

trów takiej wody. Dlatego buduje się systemy zabezpieczające, nie pozwalające uruchomić reaktora, jeżeli w zbiornikach-magazynach jest za mało wody destylowanej. Wymagana czystość wody powoduje także, że kasety paliwowe i inne elementy, które są wkładane do środka reaktora, chroni się przed powierzchniowymi zanieczyszczeniami.

Woda nie jest jedynym możliwym płynnym chłodziwem. W niektórych reaktorach stosuje się chłodzenie gazowe (CO_2 , He), a także ciekłym metalem (Na, K lub eutektykiem Pb-Bi).

16.8. Ciepło powyłaczeniowe

Istotnym zagadnieniem związanym procedurą wyłączania reaktora jest tzw. ciepło powyłaczeniowe. Powstaje ono głównie energii pochodzącej z przemian jądrowych zachodzących w produktach rozszczepienia paliwa jądrowego, jak również poprzez rozszczepienia wywołane przez neutrony opóźnione. Spowalnia ono proces wyłączania i wymusza podtrzymywanie przez jakiś czas pracy układów chłodzących nawet po zatrzymaniu reakcji łańcuchowej – nawet po wyłączeniu reaktora istnieje potrzeba odbierania ciepła.

Zagadnienie ciepła powyłaczeniowego jest istotne z punktu bezpieczeństwa obiektu jądrowego. Niewłaściwy (zbyt powolny) jego odbiór może doprowadzić do wzrostu temperatury rdzenia, grożącego jego stopieniem.

16.9. Współczynnik mnożenia neutronów w reaktorze

Najważniejszym dla pracy reaktora parametrem jest współczynnik mnożenia neutronów. Będziemy dla prostoty koncentrować się jedynie na sytuacji w reaktorze pracującym w oparciu o rozszczepienie ^{235}U neutronami termicznymi. Reaktor taki nazywany reaktorem termicznym.

Innym rozwiązaniem jest reaktor prędkich, w którym reakcja powielająca dokonywana jest dzięki pochłanianiu neutronów prędkich (o energiach rzędu 1 MeV).

Aby uruchomić reaktor musimy dysponować pewną liczbą neutronów termicznych. Przyjmijmy, że mamy n takich neutronów i że neutrony te zostają pochłonięte przez paliwo. Niech w wyniku pochłonięcia neutronu termicznego przez jądro ^{235}U (a nawet i ^{238}U) powstaje średnio ν neutronów. Ze względu na pochłanianie (m.in. w ^{238}U), które nie prowadzi do rozszczepienia, liczba ta będzie niższa od 2,4 i równa:

$$\eta = \nu \frac{\Sigma_f}{\Sigma_p} \quad (16.3)$$

gdzie Σ_f oznacza makroskopowy przekrój czynny na rozszczepienie neutronami termicznymi, a Σ_p oznacza całkowity makroskopowy przekrój czynny na pochłanianie neutronów we wszystkich procesach (a więc reakcjach (n,γ) i rozszczepieniach).

W wyniku opisanego wyżej procesu otrzymujemy zatem $n \cdot \eta$ neutronów rozszczepieniowych (natychmiastowych), a więc prędkich. Neutrony te wywołają też pewną liczbę rozszczepień w ^{238}U . Ponieważ w każdym akcie rozszczepienia uzyskujemy dodatkowe neutrony, liczba neutronów wzrasta ponad wartość $n \cdot \eta$ o pewien czynnik ϵ , który nazywamy współczynnikiem rozszczepienia prędkiego i definiujemy jako stosunek liczby neutronów prędkich wytwarzanych przy rozszczepianiu przez neutrony o wszystkich ener-

giach do liczby neutronów otrzymywanych przy rozszczepianiu jedynie neutronami termicznymi. Inaczej mówiąc, uwzględnienie dodatkowych rozszczepień powoduje, że faktyczna liczba neutronów prędkich wzrasta do $n \cdot \eta \cdot \varepsilon$. Dla takich moderatorów, jak zwykła woda czy grafit $\varepsilon \approx 1,03$.

Z liczby $n \cdot \eta \cdot \varepsilon$ neutronów prędkich tylko część ulegnie termalizacji. Część pozostałych ulegnie wychwytowi rezonansowemu i te dla procesu spowolnienia zostaną stracone.

Jeśli prawdopodobieństwo uniknięcia wychwytu rezonansowego oznaczmy przez p , to ostatecznie liczba powstających neutronów termicznych będzie $n \cdot \eta \cdot \varepsilon \cdot p$.

Jednak i ten wynik nie jest jeszcze ostateczny, gdyż tylko pewien ułamek f neutronów termicznych zostanie w dalszej kolejności pochłonięty w samym paliwie i będzie zatem użyteczny dla dalszych rozszczepień. Wielkość f nazywamy współczynnikiem wykorzystania termicznego neutronów lub współczynnikiem wykorzystania neutronów termicznych. Tak więc stosunek liczby neutronów użytecznych w danym pokoleniu neutronów do neutronów poprzedniego pokolenia wynosi

$$k = \frac{n\eta\varepsilon pf}{n} = \eta\varepsilon pf \quad (16.4)$$

Powyższe równanie definiuje nam współczynnik mnożenia neutronów w reaktorze i nazywane jest często wzorem czterech czynników. To podstawowy wzór na współczynnik mnożenia w dowolnym reaktorze.

Gdy reaktor osiąga założony poziom mocy, efektywny współczynnik mnożenia należy utrzymać na poziomie $k = 1$, aby generacja i utrata neutronów postępowały z takimi samymi szybkościami. Właśnie wtedy reaktor pracuje w, jak mówimy, stanie ustalonym lub krytycznym.

Tabela 16.1: Bilans strat neutronów w reaktorze pracującym na uranie naturalnym dla przeciętnej liczby stu rozszczepień

Przyczyny strat neutronów	Liczba straconych neutronów na 100 rozszczepień
Absorpcja w ^{238}U	90
Absorpcja w ^{235}U	20
Absorpcja w moderatorze	30
Absorpcja w elementach konstrukcyjnych reaktora i układzie chłodzenia	5
Absorpcja w prętach sterujących	2
Inne straty (zewnętrzne)	9
Łącznie	156

Dla reaktora pracującego na uranie naturalnym bilans strat neutronów przedstawia się dosyć dramatycznie – patrz tabela 16.1. Z tabeli tej wynika, że aby uzyskać kolejne 100 rozszczepień, musimy dysponować 256 neutronami, gdyż tylko 100 z nich podtrzyma reakcję powielającą.

Jak widać, w uranie naturalnym nie daje się utrzymać reakcji łańcuchowej, a więc nawet nieskończony blok uranu naturalnego stanowi układ podkrytyczny. Sytuację tę można zasadniczo zmienić przez wzbogacenie paliwa w izotop ^{235}U lub wprowadzenie reflektora.

16.10. Rozmiary krytyczne reaktora

Otrzymany wyżej współczynnik mnożenia, wzór (16.4), został wyprowadzony przy milczącym założeniu, że nasz ośrodek jest nieskończony. W praktyce jednak jest inaczej i musimy umieć uwzględniać fakt, że skończone rozmiary moderatora powodują, iż część neutronów będzie z niego uciekała. Efekt ten pociągnie za sobą niejednorodność rozkładu energii w moderatorze, a więc zależność współczynników p i f od miejsca w reaktorze. Najważniejszą rzeczą jest jednak to, że przy skończonych wymiarach reaktora, warunek samopodtrzymującej się reakcji łańcuchowej wymaga uwzględnienia ucieczki neutronów z reaktora. Ponieważ prawdopodobieństwo uniknięcia takiej ucieczki, które oznaczmy przez P , jest mniejsze od jedności, obliczany wyżej współczynnik mnożenia musi być odpowiednio większy od jedności, aby zachować stan krytyczny w reaktorze.

Ostatecznie warunek dla stanu krytycznego reaktora ma postać

$$k_{ef} = k \cdot P = 1 \quad (16.5)$$

Wielkość k_{ef} nazywa się efektywnym współczynnikiem mnożenia reaktora. Jeśli właśnie ten współczynnik jest większy od jedności, to układ nazywamy nadkrytycznym, jeśli mniejszy od jedności, to podkrytycznym. W reaktorze podkrytycznym strumień neutronów i poziom mocy będzie stale malał. W reaktorze nadkrytycznym odwrotnie – poziom mocy będzie stale wzrastał.

Jest rzeczą zrozumiałą, że im większa będzie powierzchnia reaktora (rozumianego jako układ paliwa i moderatora), tym większa będzie liczba neutronów uciekających z układu. Z drugiej strony o liczbie powstających neutronów decyduje objętość reaktora. Zwiększając rozmiary reaktora jego powierzchnia rośnie z grubsza jak druga potęga wymiarów liniowych, natomiast objętość – jak trzecia potęga. Przekłada się to na to, że zwiększając rozmiary reaktora prawdopodobieństwo ucieczki ostatecznie maleje. Stąd też można się spodziewać, że istnieją pewne, krytyczne wymiary reaktora, niezbędne dla zachodzenia samopodtrzymującej się reakcji łańcuchowej.

Warto zauważyć, że jeśli zastosujemy paliwo o dużym stopniu wzbogacenia, to będziemy mogli pozwolić sobie na zwiększenie prawdopodobieństwa ucieczki neutronów, a więc na zmniejszenie gabarytów reaktora. Jest to wykorzystywane np. w budowie reaktorów do statków z napędem atomowym.

Wprowadzenie do układu omówionego wcześniej reflektora zmniejsza ucieczkę neutronów oraz zwiększa średnią moc reaktora przy danej ilości paliwa. Dotyczy to nie tyle centrum reaktora, lecz raczej obszaru peryferyjnego rdzenia. To właśnie tutaj obecność reflektora zwiększa gęstość strumienia w bardzo istotny sposób, gdyż szereg neutronów termalizuje się dopiero w reflektorze.

16.11. Sterowanie reaktorem

Jak wspominaliśmy na początku tego rozdziału, sterowanie reaktorem prowadzimy przy użyciu prętów sterujących. Mimo pozornej prostoty tego stwierdzenia warto się zastanowić, w jaki sposób można kontrolować reakcję łańcuchową, która przebiega z wielką gwałtownością: od pochłonięcia neutronu do rozszczepienia upływa czas rzędu 10^{-15} s, zaś pomiędzy kolejnymi rozszczepieniami (średni czas życia neutronu w reaktorze) upływa tylko $\sim 10^{-3}$ s. Jeśli pręty sterujące miałyby istotnie sterować takim procesem, ich mechaniczne reakcje na zwiększanie się lub zmniejszanie strumienia neutronów powinny odbywać się także w czasie rzędu milisekundy. Jest to w praktyce nie do wykonania choćby ze względu na bezwładność układu mechanicznego związanego z takimi prętami. Na szczęście, oprócz natychmiastowych neutronów rozszczepieniowych istnieją także wspomniane wcześniej neutrony opóźnione o średnich czasach życia od 0,6 s do 80 s (uśredniając – 12 s). Jest ich zaledwie 0,65% wszystkich, jednak wystarcza to do sterowania całym reaktorem.

Operowanie współczynnikiem powielania i średnim czasem życia neutronu w reaktorze nie jest wygodne, dlatego wprowadza się pojęcie okres reaktora. Daje on informację o tym, po jakim czasie liczba (strumień) neutronów (a więc także liczba rozszczepień na sekundę i proporcjonalna do niej moc reaktora) wzrasta e -krotnie. Czym wielkość ta jest większa, tym wolniej narasta liczba neutronów i łatwiej jest sterować całym procesem – operator lub układ automatyki ma więcej czasu na reagowanie na zmiany w pracy reaktora.

Liczba (gęstość) neutronów w reaktorze po upływie czasu t od chwili rozpoczęcia reakcji wynosi

$$n = n_0 e^{\frac{t}{\tau_n}(k_{ef}-1)} \quad (16.6)$$

gdzie τ_n jest średnim czasem pomiędzy dwoma kolejnymi rozszczepieniami, przy czym przez słowa „kolejne rozszczepienia” rozumiemy akt rozpoczęcia rozszczepień przez wszystkie neutrony, które powstały w poprzednim pokoleniu.

Im większa jest reaktywność, która może być zarówno dodatnia, jak ujemna, tym zachodzące w reaktorze zmiany będą gwałtowniejsze. W odniesieniu do mocy reaktora, wzór typu (16.6) obowiązuje jednak tylko wtedy, gdy reaktywność reaktora jest mniejsza od 0,0067, tj. od wartości uwzględniającej udział neutronów opóźnionych.

Jeśli literą β oznaczmy względną liczbę neutronów opóźnionych, to część $(1-\beta) \cdot \eta$ wytworzonych neutronów będzie wysłana natychmiast, a pozostała część $\beta \cdot \eta$ będzie wysyłana z opóźnieniem. Współczynnik mnożenia możemy więc przedstawić w postaci sumy dwóch wyrazów: współczynnika mnożenia dla neutronów natychmiastowych (ang. *prompt*)

$$k_{\text{prompt}} = k_{ef}(1 - \beta) \quad (16.7)$$

oraz współczynnika mnożenia dla neutronów opóźnionych (ang. *delayed*)

$$k_{\text{delayed}} = k_{ef} \cdot \beta \quad (16.8)$$

Jeśli tak dobierzemy warunki pracy reaktora, aby wielkość k_{prompt} była tuż poniżej wartości jeden, to szybkość narastania liczby neutronów w układzie będzie zależała tylko od sterowania przy pomocy neutronów opóźnionych. Ponieważ $\beta = 0,0067$, powyższy warunek będzie spełniony gdy efektywny współczynnik mnożenia będzie leżał pomiędzy jednością a 1,0067. Przy tej górnej wartości reaktywność przekracza 0,0067, a reaktor staje się, jak mówimy, natychmiastowo krytycznym, ponieważ w takich warunkach reakcja łańcuchowa będzie mogła być podtrzymywana przez same neutrony natychmiastowe. Sterowanie reaktorem byłoby wtedy niemożliwe, co oznacza, że sterowanie należy prowadzić w taki sposób, aby reaktywność nigdy nie przekroczyła wartości 0,0067.

16.12. Reaktywność i jej wpływ na kinetykę i dynamikę reaktora

Wielkością opisującą względne odchylenie reaktora od stanu krytycznego jest reaktywność definiowana jako:

$$\rho = \frac{k_{ef}-1}{k_{ef}} \quad (16.9)$$

gdzie k_{ef} to efektywny współczynnik mnożenia neutronów (16.5).

Jeśli $\rho < 0$, reaktor znajduje się w stanie podkrytycznym, gdy $\rho > 0$ – nadkrytycznym, $\rho = 0$ oznacza zaś pracę reaktora w stanie stacjonarnym (reaktor krytyczny). W stanie krytycznym liczba neutronów generowanych jest równa liczbie neutronów z poprzedniej generacji.

Przez kinetykę reaktora rozumiemy zmiany liczby neutronów w funkcji czasu, wynikiem z chwilowych zmian czynnika mnożenia, natomiast przez dynamikę – podobną zmianę w rdzeniu reaktora wywołaną przez zmianę mocy reaktora.

Reaktywność mierzymy w procentach lub w promilach, lub w równoważnej tej jednostce mk (od ang. *milik*), ale także w jednostkach inh (od ang. *inhour*, 1 inh to ilość reaktywności potrzebnej, aby okres reaktora wynosił 1 godzinę). Jeszcze inną, stosowaną jednostką jest pcm odpowiadająca jednej setnej promila, a więc 10^{-5} . Reaktywność mierzymy też w dolarach (\$), choć nazwa ta nie ma wiele wspólnego z walutą amerykańską.

Efektywny odsetek neutronów opóźnionych β_{ef} równy 1\$ jest warunkiem stanu krytycznego reaktora na neutronach natychmiastowych. Układ sterowania i zabezpieczeń reaktora musi więc chronić reaktor przed osiągnięciem reaktywności 1\$. Taka krytyczność uwarunkowana jest równością:

$$k_{\text{prompt}} = k_{ef}(1-\beta_{ef}) = 1 \quad (16.10)$$

Wynika z tego równość $\rho = \beta_{ef}$.

W świetle powyższego, jeśli $\beta_{ef} = 0,0065$, to $k_{ef} \approx 1,0065$, a reaktywność

$$\rho = 1\$ = 100 \text{ ¢} = 0,65\% = 6,5 \text{ ‰} = 6,5 \text{ mk} = 650 \text{ pcm} \quad (16.11)$$

Rozważaliśmy uprzednio wzrost gęstości neutronów w czasie, patrz wzór (16.6). Wzrost ten jest proporcjonalny do mocy reaktora, którą możemy opisać identycznym wzorem:

$$P(t) = P_0 e^{\frac{\rho t}{\tau_n}} = P_0 e^{\frac{t}{T_e}} \quad (16.12)$$

gdzie P_0 oznacza moc początkową, a T_e – okres reaktora. Zauważmy, że zmiana mocy w reaktorze nie wiąże się z dodawaniem czy odejmowaniem paliwa, lecz zmianą szybkości rozszczepień, wywołaną wysuwaniem lub wsuwaniem prętów sterujących w rdzeniu pomiędzy elementy paliwowe. Tempo narastania mocy jest związane z reaktywnością i rośnie wykładniczo w funkcji czasu, co oznacza, że przy reaktywności różnej od zera moc reaktora może wzrosnąć do wartości, przy której nastąpi zniszczenie reaktora. Z kolei okres reaktora, stanowiący parametr istotny z punktu widzenia działania systemów bezpieczeństwa reaktora, jest bezpośrednią funkcją reaktywności.

Reaktywność ma w oczywisty sposób istotny wpływ na strumień neutronów i moc reaktora. Jeśli będzie ujemna, moc reaktora będzie malała, przy czym wszelkie skokowe zmiany reaktywności nie prowadzą do zmian mocy ściśle opisywanych równaniem (16.12): w pierwszej chwili zakłócony zostaje bilans neutronów opóźnionych, gdyż te powstają później niż neutrony natychmiastowe. Musimy zatem zapewnić reaktorowi bezpieczeństwo w przedziale czasu potrzebnym do powstania odpowiedniej gęstości neutronów opóźnionych w całym bilansie neutronów.

Istotnym dla reaktora pojęciem jest także zapas reaktywności. Jest to reaktywność, którą wprowadzilibyśmy do reaktora w stanie krytycznym, gdybyśmy podnieśli do góry wszystkie pręty sterujące. Taki zapas należy ustalić na początku pracy reaktora, aby można było w trakcie jego pracy niwelować ubytki reaktywności związane z rozlicznymi efektami pochłaniania neutronów w konkretnych warunkach pracy reaktora, temperatury i tzw. zatruwania reaktora, o czym będzie mowa nieco dalej. W trakcie pracy reaktora zawartość izotopów ^{239}Pu i ^{241}Pu w paliwie wzrasta, co ma bezpośredni wpływ na reaktywność, ponieważ przekroje czynne na rozszczepienie tych izotopów i ^{235}U są różne. Nie bez znaczenia jest także gromadzenie się innych aktynowców, które rozszczepiają się w samorzutny sposób. Należy do nich Np, Cm, Am, Cf i inne. W szczególności, 1 mg kalifornu emituje ok. $3 \cdot 10^9$ neutronów/s.

Wzrost temperatury moderatora, następujący nie tak szybko jak niemal natychmiastowy wzrost temperatury paliwa przy podwyższeniu mocy, oznacza spadek współczynnika rozszczepień termicznych η dla ^{235}U , co powoduje przesunięcie rozkładu prędkości neutronów w stronę wyższych energii, a to zmniejsza reaktywność. Wraz ze wzrostem energii neutronów zmniejsza się pochłanianie neutronów w paliwie, a więc wzrasta strumień neutronów, rośnie też współczynnik f wykorzystania neutronów termicznych.

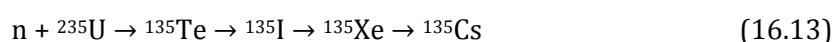
W szczegółowym opisie należałoby też zwrócić uwagę na to, że wzrostowi temperatury może towarzyszyć częściowy wzrost wartości η związany z wychwytem rezonansowym neutronów o energiach ok. 0,3 eV w ^{239}Pu .

Jak z powyższego wynika, sumaryczny współczynnik temperaturowy reaktywności jest z reguły ujemny, co sprzyja bezpieczeństwu pracy reaktora – wzrost temperatury pociąga za sobą zmniejszenie reaktywności. Niestety, w czarnobylskim reaktorze typu RBMK ten współczynnik był dodatni, co sprzyjało awarii zaistniałej w roku 1986. Z drugiej strony należy zauważyć, że przy ujemnym współczynniku temperaturowym o dużej wartości bezwzględnej musimy dbać o szybki odbiór ciepła, gdyż w przeciwnym wypadku moc reaktora może zmaleć wbrew naszym chęciom.

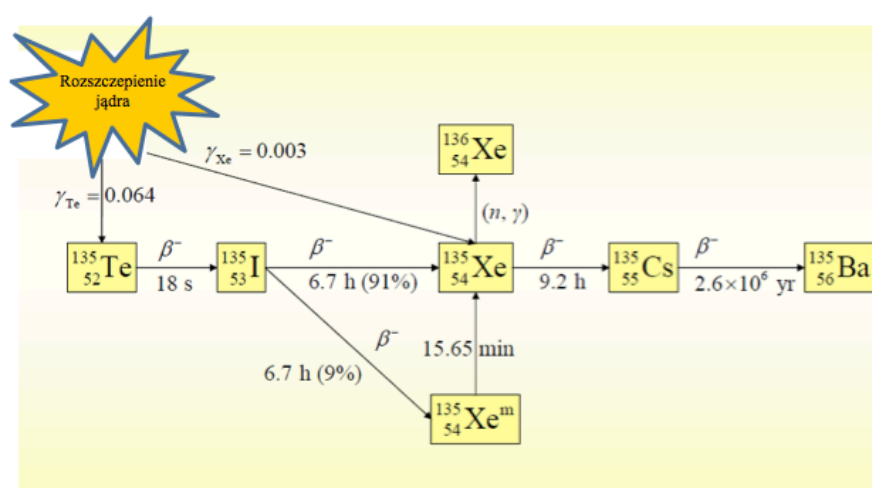
Należy również zwrócić uwagę na to, że przy dużym stopniu wypalenia paliwa współczynnik temperaturowy może powodować zwiększanie się reaktywności. Natomiast dodając świeże paliwo do reaktora lub też tasując elementy paliwowe w taki sposób, aby silniej wypalone elementy szły na peryferie rdzenia, a świeże paliwo do części centralnej, zwiększamy reaktywność w reaktorze (w wypadku np. reaktora MARIA takie przetasowanie zwiększa zapas reaktywności o 0,7-2,7\$).

16.13. Zatrucie reaktora

W trakcie pracy, w paliwie następuje szereg przemian jądrowych, w wyniku których powstają produkty rozszczepienia o wysokich przekrojach czynnych na pochłanianie neutronów. Przez analogię, takie produkty rozszczepień nazywamy truciznami jądrowymi. Część z nich, to izotopy stabilne, jak np. ^{149}Sm , którego przekrój czynny na pochłanianie neutronów termicznych wynosi aż $4 \cdot 10^4$ b. Inne, jak ^{135}Xe , którego przekrój czynny na pochłanianie neutronów termicznych jest ogromny i wynosi $2,6 \cdot 10^6$ b, są nietrwałe i rozpadają się. Okres połowicznego zaniku dla ^{135}Xe wynosi 9,1 godz. Powstaje on jako bezpośredni fragment rozszczepienia (z prawdopodobieństwem ok. 5%) albo jest (w pozostałych wypadkach) produktem dwóch kolejnych rozpadów β z telluru tworzącego się w rozszczepieniu uranu:



Końcowy produkt tych rozpadów, ^{135}Cs , ma okres połowicznego zaniku $2,6 \cdot 10^6$ lat, jest więc z naszego punktu widzenia trwały, a *de facto* rozpada się w drodze rozpadu β do rzeczywiście trwałego ^{135}Ba . W powyższym łańcuchu rozpadów, rys. 16.6, warto zwrócić uwagę na powstający izotop ^{135}I , którego okres połowicznego zaniku wynosi 6,6 godz. Sam izotop ^{135}I tworzy się z rozpadu ^{135}Te z połowicznym okresem zaniku 19 s, a więc stosunkowo krótkim.



Rys. 16.6: Tworzenie się trucizny ksenonowej
(współczynniki γ_i oznaczają ułamek pojawiania się i -tego nuklidu w rozszczepieniu)

W trakcie pracy reaktora, z rozpadu tego izotopu jodu tworzy się silna trucizna reaktorowa w postaci izotopu ^{135}Xe . Jednocześnie ^{135}Xe przekształca się (wypala) w wyniku pochłaniania neutronów w stabilny ^{136}Xe , który już trucizną nie jest. W wyniku długotrwałej pracy reaktora ustala się zatem spora ilość trucizny – ksenonu, która prowadzi do spadku reaktywności reaktora, co nazywane jest efektem ksenonowym. Gdy tempa powstawania ksenonu i jego wypalania oraz jego rozpadu promieniotwórczego są równe, a więc gdy ustali się w reaktorze koncentracja ksenonu – taki stan nazywamy ustalonym efektem reaktywnościowym zatrucia ksenonem. Powstałą utratę reaktywności oznaczamy symbolem $\Delta\rho_{ust}$. W miarę wypalania Xe w reaktorze, musimy dla utrzymania mocy reaktora podwyższać gęstość rozszczepień, a to z kolei prowadzi do dalszego spadku reaktywności na skutek automatycznego zwiększania się zawartości ksenonu. Dlatego też straty reaktywności w funkcji mocy są różne na początku i na końcu cyklu pracy reaktora. Typowy czas uruchomienia reaktora, po którym osiąga się 95% wielkości $\Delta\rho_{ust}$ wynosi około 30 godzin, a pełną wartość Xe $\Delta\rho_{ust}$ osiąga się typowo w ciągu 5-6 okresów połowicznego zaniku jodu, a więc 35-40 godz.

Jeśli reaktor zostanie wyłączony w gwałtowny sposób w wyniku np. zrzutu awaryjnego prętów bezpieczeństwa, nagromadzony jod będzie się jeszcze stosunkowo długo rozpadał tworząc trujący ^{135}Xe , który tym razem nie będzie usuwany wskutek pochłaniania neutronów. Samo zjawisko jest o tyle interesujące, że zatrzymanie pracy reaktora oznacza przerwanie produkcji ksenonu drogą rozszczepień, ale jednocześnie przerwanie procesu wypalania nagromadzonego już ksenonu. Powoduje to, że w pierwszym okresie po gwałtownym zatrzymaniu reaktora poziom ksenonu w paliwie efektywnie wzrasta – będzie się tworzył szybciej niż zanikał. Oczywiście wskutek zaniku produkcji jodu w reaktorze wyłączonym – zacznie dominować rozpad nagromadzonego ksenonu. Z czasem produkcja jodu w reaktorze zanika, aż w końcu dominuje rozpad ksenonu. Zjawisko zatrucia po awaryjnym wyłączeniu reaktora nosi nazwę jamy jodowej. Przy tej okazji warto zwrócić uwagę, że odtruwaniu reaktora może towarzyszyć czasem stosunkowo szybki wzrost reaktywności. Jeśli byłby on szybszy niż możliwość działania prętów sterujących, może nastąpić niekontrolowany wzrost mocy (mówimy czasem o „rozbieganiu się” reaktora).

Jak można się już domyśleć, efekt zatrucia ksenonem będzie zależał od strumienia neutronów. Na ogół maksimum tego zatrucia osiągane jest po czasie kilku godzin od chwili awaryjnego wyłączenia reaktora.

Konsekwencje zatrucia ^{149}Sm są ilościowo inne. Powstaje on z rozpadu promieniotwórczego ^{149}Pm (β , $T_{1/2} = 53$ godz.), ten zaś powstaje na dwóch drogach: w wyniku reakcji $n + ^{235}\text{U}$ tworzy się bezpośrednio promet albo w pierw tworzy się ^{149}Nd , który przez rozpad β ($T_{1/2} = 1,7$ godz.) przechodzi w ^{149}Pm . Izotop ^{149}Sm nie rozpada się i usuwany jest dzięki wychwytowi neutronów o energiach poniżej ok. 0,1 eV. Zmniejszenie reaktywności wywołane obecnością samaru w paliwie jest na poziomie 0,5%. Podobnie jak w wypadku ksenonu, po wyłączeniu reaktora ujemna reaktywność wywołana przybywaniem trucizny, jaką jest samar, wzrasta w przeciągu około 8-10 dób, co wynika z długiego okresu połowicznego zaniku prometu (2,21 dni). Natomiast w odróżnieniu od zatruwania ksenonem, zatrucie samarem zależy przede wszystkim od stopnia wzbogacenia paliwa, a nie od gęstości rozszczepień. Konsekwencją tego jest w zasadzie niezależność zmian reaktywności od tego, czy powstają one na początku czy na końcu cyklu pracy.

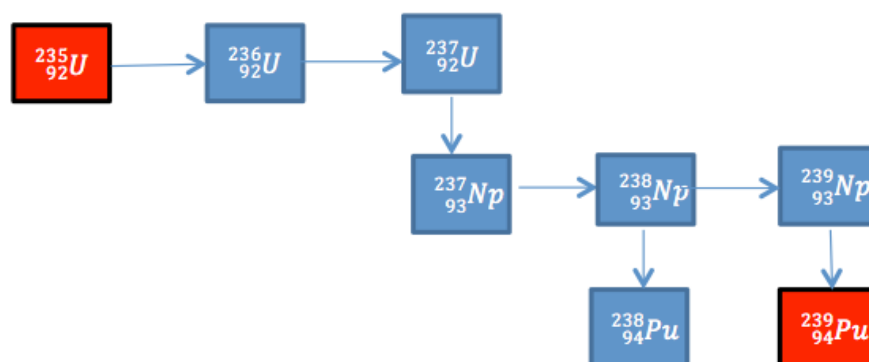
Poza truciznami omówionymi wyżej, w wypadku istnienia w reaktorze np. matrycy berylowej, tworzą się inne trucizny: ${}^6\text{Li}$ i ${}^3\text{He}$. Izotop ${}^3\text{He}$ tworzy się wskutek sekwencji reakcji: ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$, rozpadu β trytu do ${}^3\text{He}$ i następnie reakcji ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$. Zarówno ${}^6\text{Li}$, jak i ${}^3\text{He}$ mają duże wartości przekrojów czynnych na absorpcję neutronów termicznych.

Swoistą, ale pożyteczną trucizną jest bor podawany do obiegu pierwotnego reaktora w postaci kwasu borowego w celu skompensowania nadmiaru reaktywności początkowej. Koncentracja tego kwasu jest odpowiednio regulowana w trakcie pracy reaktora, a że jest on rozpuszczony równomiernie w całym chłodziwie wodnym, nie wpływa na rozkład strumienia neutronów.

16.14. Wypalanie paliwa

W trakcie pracy reaktora powstaje w paliwie szereg izotopów – fragmentów rozszczepienia i ich pochodnych, będących wynikiem rozpadu promieniotwórczego obu fragmentów rozszczepienia. W naturalny sposób ubywa podstawowego paliwa ${}^{235}\text{U}$, częściowo także ${}^{238}\text{U}$, natomiast w wyniku wychwytu neutronów przez ${}^{238}\text{U}$ powstają rozszczepialne izotopy plutonu: ${}^{239}\text{Pu}$ i ${}^{241}\text{Pu}$. Izotopy ${}^{238}\text{Pu}$ i ${}^{239}\text{Pu}$ mogą także tworzyć się na skutek łańcucha reakcji, których początek daje reakcja (n,γ) dla ${}^{235}\text{U}$ (rys. 16.7). Tak więc skład paliwa się zmienia, zmienia się reaktywność oraz rozkład strumienia neutronów. Zajmiemy się tu problemem wypalania paliwa, a więc zmianą ilości nuklidów rozszczepialnych w funkcji czasu pracy reaktora.

Procesowi wypalania towarzyszy nieuchronnie zmniejszenie reaktywności. W praktyce, jeśli chcemy utrzymać moc reaktora na stałym poziomie, szybkość rozszczepień musi być też stała. Aby ten warunek spełnić, strumień neutronów powinien wzrastać liniowo w funkcji czasu, a to oznacza z kolei konieczność regularnego wysuwania z rdzenia prętów pochłaniających neutrony, używanych do sterowania poziomem mocy reaktora.



Rys. 16.7: Wypalanie ${}^{235}\text{U}$ do ${}^{239}\text{Pu}$. Na czerwono zaznaczono oba izotopy rozszczepialne. Przejścia poziome zachodzą w drodze reakcji (n,γ) , pionowe – w drodze rozpadów β^- .

Wypalanie paliwa, oznaczane symbolem W , definiowane jest jako średnie wypalenie paliwa podczas jednej kampanii paliwowej, a więc czasu przebywania elementów paliwowych w reaktorze. Definicja ilościowa jest następująca:

$$W = \frac{Q}{m_r} \quad (16.14)$$

gdzie Q jest energią cieplną wytworzoną w czasie t dni pracy reaktora przy mocy P [MW], a więc $Q = P \cdot t$ (np. energia wytworzona z rozszczepienia 1 grama ^{235}U wynosi około 1,2 MWd), m_r – całkowitą masą paliwa w rdzeniu. Tak więc wypalenie mierzymy w megawatodobach na tonę lub kilogram paliwa. W reaktorach typu PWR, przy paliwie o wzbogaceniu ok. 4% i corocznej wymianie 1/3 paliwa na paliwo świeże, wypalenie wynosi około 50 MWd/kg. Oczywiście może być ono różne dla pojedynczego elementu paliwowego (kasety), a producenci starają się stworzyć kasety o możliwie wysokim osiągalnym wypaleniu, np. 70 MWd/kg.

Naturalne reaktory

Jak wspomnieliśmy, szczególnie interesującym izotopem uranu jest ^{235}U . Jego koncentracja w naturalnym uranie, to zaledwie 0,72%. Ponieważ okres połowicznego zaniku tego izotopu jest ponad sześć razy krótszy niż dla ^{238}U , wynosi on ok. 0,7 miliarda lat, w trakcie rozwoju Ziemi skład izotopowy uranu musiał się zmieniać. Wynika z tego, że uran w początkowej historii Ziemi musiał być tym, co nazywamy dziś uranem wzbogaconym, a więc o względnej zawartości ^{235}U większej od 0,72%. Wzbogacenie było więc na tyle wysokie, by uruchomić i podtrzymać reakcję łańcuchową w naturalnym złożu uranu. W miejscowości Oklo w Gabonie (Afryka Zachodnia) odkryto miejsca, w których pracowały takie naturalne reaktory. Analiza złoża wykazała, że około 2 miliardów lat temu względna zawartość $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ musiała być na poziomie 3-4%, a taka koncentracja jest charakterystyczna dla większości obecnych reaktorów energetycznych. Wzbogacenie to nie wystarczyłoby dla pracy tego prehistorycznego reaktora, gdyby nie właściwe warunki hydrogeologiczne występujące wokół złoża uranowego. W szczególności woda, przepływająca przez te złoża, sprzyjała kontynuowaniu raz rozpoczętej reakcji powielającej. Wypalane paliwo stawało się stopniowo coraz uboższe w ^{235}U .

Pozostałości złóż uranu, odkryte w roku 1971 w Oklo, charakteryzują się znacznie mniejszą koncentracją ^{235}U w uranie niż w innych miejscach na świecie – zawierają więc tzw. uran zubożony. Jak się ocenia, reaktory (jak dotąd odkryto ich w Oklo siedemnaście) pracowały przez okres około miliona lat. Badania wykazały również, że reaktory w Oklo produkowały ponadto ^{239}Pu , który rozpadał się (emitując cząstkę α) do ^{235}U . Reaktory te były więc prekursorami tzw. reaktorów powielających, tj. reaktorów, które w trakcie pracy tworzą nowe paliwo. Jest rzeczą interesującą wspomnieć także, że badania dyfuzji długożyciowych fragmentów rozszczepienia w złożach Oklo pozwalają na ocenę efektywności budowanych obecnie przechowalników odpadów jądrowych. Okazało się bowiem, że produkty rozszczepienia nadal znajdują się w pobliżu wygasłych reaktorów, mimo braku dodatkowych zabezpieczeń.

Rozdział 17.

Reaktory w energetyce jądrowej

17.1. Podstawy klasyfikacji reaktorów jądrowych

Reaktory dzielimy ze względu na:

- energię neutronów wywołujących rozszczepienie:
 - reaktor termiczny, tj. wykorzystujący neutrony o energiach poniżej 100 eV, głównie termiczne
 - reaktor prędkie, tj. pracujący na neutronach o energiach głównie w zakresie 50-100 keV
- paliwo jądrowe (w postaci metalu, węglików, tlenków lub ceramiki):
 - reaktor pracujący na uranie naturalnym
 - reaktor pracujący na uranie wzbogaconym
 - reaktor pracujący na ^{239}Pu (w tym paliwie typu MOX)
- moderator:
 - reaktor lekkowodny
 - reaktor ciężkowodny
 - reaktor z moderatorem berylowym
 - reaktor grafitowy
 - reaktor bez moderatora (prędkie)
- chłodziwo:
 - reaktor chłodzony wodą lub inną cieczą
 - reaktor chłodzony gazem (powietrze, hel, dwutlenek węgla, gaz dysocjujący)
 - reaktor chłodzony ciekłym metalem (ciekły sód i jego stopy, bizmut)
- basen wodny:
 - reaktor basenowy (ang. *swimming pool*)
 - inny
- warunki pracy rdzenia reaktora:
 - reaktor typu zbiornikowego
 - reaktor typu kanałowego
- zastosowania:
 - reaktor badawczy
 - reaktor energetyczny, w tym powielający

Podstawowy dziś podział dotyczy głównie bezpośrednich zastosowań reaktora, wyróżniamy więc:

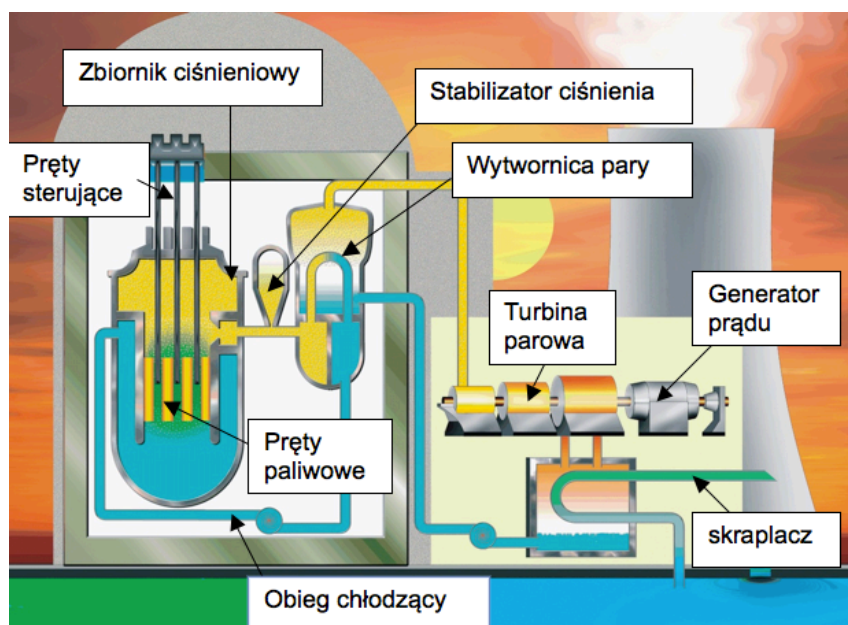
- reaktor badawczy, jako narzędzie produkujące silne strumienie neutronów wykorzystywane do prowadzenia badań podstawowych na wiązkach neutronów, produkcji izotopów promieniotwórczych dla nauki, techniki i medycyny, a także do zmian własności materiałów (np. półprzewodników, koloru minerałów itp.),
- reaktor energetyczny, jako urządzenie produkujące energię na skalę przemysłową.

17.2. Reaktor wodno-ciśnieniowy PWR

Reaktory wodno-ciśnieniowe (PWR, od ang. *Pressurized Water Reactor*) są obecnie najbardziej rozpowszechnionymi reaktorami energetycznymi. Są one także używane na statkach i łodziach podwodnych z napędem atomowym. Reaktor PWR jest typu zbiornikowego, w którym cały rdzeń umieszczony jest wewnątrz zbiornika ciśnieniowego z basenem wodnym – rys. 17.1. Woda, pełniąca w nim rolę zarówno chłodziwa, jak i moderatora, krąży w obwodzie chłodzącym pod ciśnieniem ok. 15 MPa i ma temperaturę ok. 280°C. Podczas chłodzenia rdzenia jej temperatura wzrasta do ok. 330°C, dzięki czemu możliwym jest w obiegu wtórnym wytwarzanie pary o możliwie wysokiej temperaturze i ciśnieniu – przez co zwiększa się sprawność turbiny parowej.

Warto wiedzieć, że temperatura wrzenia wody zależy od ciśnienia. Przy ciśnieniu 0,1 MPa wynosi ona 373 K (100°C) i wzrasta do 623 K (350°C) przy ciśnieniu 16,5 MPa. Ponadto para nasycona w warunkach reaktorowych ma gęstość znacznie większą niż 0,6 kg/m³, jak wtedy, gdy wrze w temperaturze 100°C.

W reaktorze PWR o mocy elektrycznej 1 000 MW_e typowo wytwarza się od 6 000 do 7 000 ton pary na godzinę.



Rys. 17.1: Schemat reaktora wodno-ciśnieniowego

Ze względu na wysokie ciśnienie wody, w układzie obiegu chłodzącego musi być wmontowany stabilizator ciśnienia. Jego praca opiera się na prostej zasadzie: jeśli ciśnienie w obiegu spada, woda w stabilizatorze jest podgrzewana, powstaje więc w nim więcej pary, która zwiększa ciśnienie w obiegu wody. Na odwrót, jeśli ciśnienie w tym obiegu jest zbyt duże, otwiera się w stabilizatorze zawór, którym wypuszcza się nadmiar pary. Ta przechodzi do zbiornika zrzutowego skraplając się po drodze. Warto zwrócić uwagę na tempo przepływu wody: biegnie ona z prędkością ok. 4–4,5 m/s, tak że przez rdzeń reaktora przepompowuje się ok. 20 ton wody na sekundę! (Dla zachowania przejrzystości schematu 17.1 zarówno zawór, jak i zbiornik zrzutowy nie zostały pokazane).

Ze względu na czytelność schematy (takie jak przedstawiony na rys. 17.1) zazwyczaj upraszcza się pomijając redundancje, czyli zwielokrotnianie istotnych układów. Przez to pokazuje się np. pojedynczy obieg chłodzenia, mimo że w rzeczywistych instalacjach występują one w trzech, czterech lub większej liczbie, niezależnych kopii.

Typowa średnica rdzenia reaktora o powszechnie spotykanej mocy cieplnej wynoszącej ok. 3 500 MW_{th} to 3-4 m, wysokość zaś to 2,5-3,5 m. Zbiornik ciśnieniowy reaktora, wykonany z grubej (20-30 cm) stali ma średnicę 4-5 m i wysokość 12-15 m. Od wewnątrz zbiornik wyłożony jest stalą nierdzewną.

Paliwo do tego typu reaktora jest z reguły wykonane w postaci pastylek z dwutlenku uranu, zamkniętych w koszulce ze stali nierdzewnej lub stopu. Aby zapewnić dobre warunki chłodzenia prętów paliwowych mają one niewielką średnicę – ok. 10 mm.

W podanych wyżej warunkach chłodzenia wewnątrz rdzenia wydziela się ciepło o gęstości mocy rzędu 100 kW/dm³.

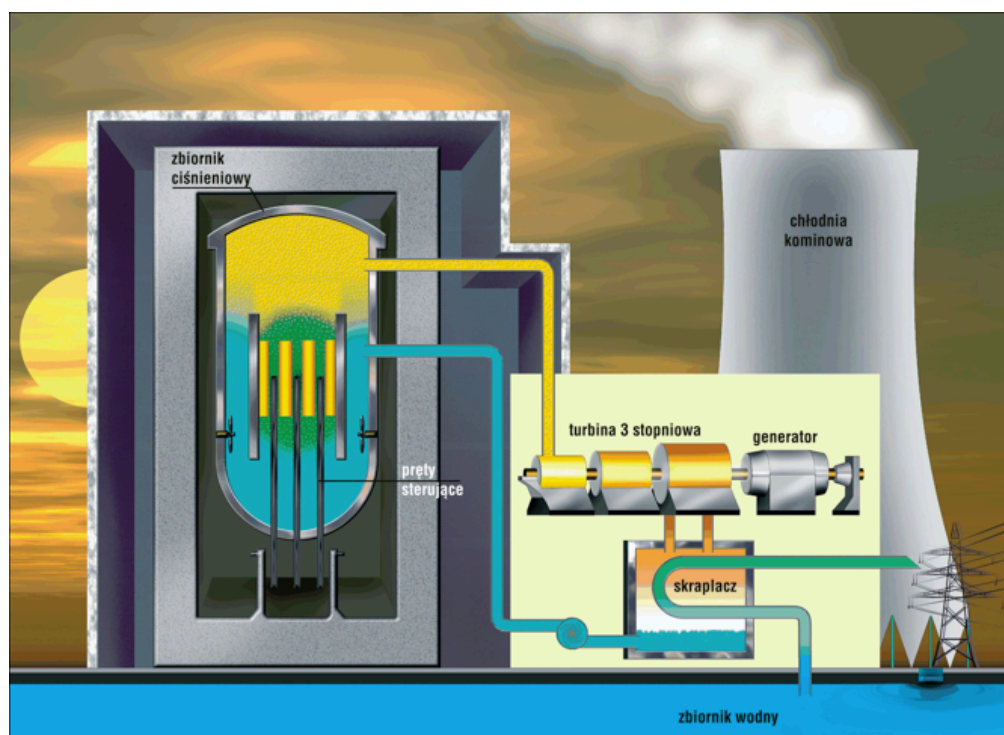
Nie ulega wątpliwości, że wszystkie elementy instalacji muszą spełniać wysokie wymagania bezpieczeństwa. Szczególny nacisk położony jest na niedopuszczenie do utraty wody z obiegu chłodzącego lub ze zbiornika (basenu) reaktora. W sytuacji wycieku chłodziwa konieczną rzeczą jest zapewnienie możliwie szybkiego uzupełnienia brakującej wody. Służy temu wysokociśnieniowy zbiornik zapasowej wody. Jego objętość z natury rzeczy nie może być zbyt wielka, tak więc w układzie awaryjnego chłodzenia znajdują się także zbiorniki średnio- i niskociśnieniowe. Wszystkie te zbiorniki są zwielokrotnione – z reguły mamy po 2-3 zbiorniki każdego rodzaju, na wypadek, gdyby z któregoś zbiornika nie można było przepompować wody do basenu reaktora. Samo pompowanie wykonywane jest klasycznie przez pompy elektryczne, co oznacza konieczność instalacji tylu pomp, ile jest zbiorników, a ponadto generatorów napędzanych silnikami spalinowymi (najczęściej wysokoprężnymi, czyli Diesla) na wypadek awarii dostawy prądu z sieci. W nowoczesnych konstrukcjach staramy się wyeliminować pompy, a cały system awaryjnego zalewania zbiornika oprzeć na tzw. pasywnych układach, tj. nie wymagających aktywnego działania a wykorzystujących elementarne zjawiska fizyczne jak grawitacja, przepływ wymuszony przez różnicę ciśnień czy konwekcję.

Reaktor wraz z obiegami chłodzenia znajduje się w budynku o odpowiednio mocnej konstrukcji ze sprężonego betonu. Wewnątrz niego montuje się na ogół dodatkowy rodzaj ekranu nazywany obudową bezpieczeństwa. Pełni ona bardzo istotną rolę, gdyż w wypadku maksymalnej możliwej awarii nie dopuszcza do wydostania się materiałów promieniotwórczych na zewnątrz. Ponadto, w wypadku awarii przestrzeń pomiędzy obudową reaktora a tym ekranem zalewa się wodą – rozpuszcza ona szereg fragmentów rozszczepienia i nie dopuszcza do wydostawania się ich poza budynek reaktora.

Na koniec wspomnimy jeszcze o dwóch innych układach związanych z bezpieczną pracą reaktorów (nie tylko typu PWR). Jeden to układ gospodarki borem, drugi – wodorem. Bor wprowadzamy do basenu reaktora w sytuacji awaryjnej. Jako materiał o bardzo wysokiej wartości przekroju czynnego na pochłanianie neutronów termicznych umożliwia zatrzymanie reakcji łańcuchowej. Drugi układ związany jest z kontrolowaniem procesu radiolizy wody, a więc rozpadu cząsteczek wody pod wpływem promieniowania. Układ ten ma nie dopuszczać do grożącego wybuchem niekontrolowanego łączenia się wodoru z tlenem.

17.3. Reaktor z wrzącą wodą BWR

Reaktor z wrzącą wodą (w skrócie „wrzący”, BWR, od ang. *boiling water reactor*) jest drugim najczęściej na świecie spotykanym rozwiązaniem. Typowy schemat takiego reaktora pokazany jest na rysunku 17.2. Jego najistotniejszą cechą jest to, że wodę w rdzeniu reaktora doprowadza się do wrzenia, z reaktora zaś wyprowadzamy parę nasyconą, bezpośrednio napędzającą turbinę parową. W odróżnieniu od reaktora PWR tutaj nie woda, lecz para wodna jest zarówno chłodziwem, jak i tzw. czynnikiem roboczym – wytwornice pary nie są potrzebne, gdyż ta jest wytwarzana już wewnątrz reaktora. Nie należy stąd bynajmniej wnosić, że cała woda wpompowywana do zbiornika opuszcza go. W rzeczywistości konstrukcje obiegów wodnych są takie, że na zewnątrz wydostaje się około 1/3 wody przepływającej przez rdzeń. Równie ważną rzeczą jest uświadomienie sobie, że para poruszająca turbinę powinna być parą suchą, co oznacza, że wytworzona pierwotnie para musi zostać wprawdzie osuszona w odpowiednich separatorach wilgoci. Wymuszają one ruch wirowy pary, w wyniku czego kropelki wody, jako cięższe, wylatują na zewnątrz, gdzie się skraplają i trafiają ponownie do obiegu chłodzenia. Reszta podlega jeszcze dalszemu osuszeniu, tak że wilgotność pary opuszczającej zbiornik reaktora jest rzędu 0,3%. Istnienie układu separatorów wilgoci i osuszaczy pary powoduje, że pręty sterujące muszą być wprowadzane do reaktora od dołu. Oznacza to inne niż w reaktorach PWR sterowanie prętami bezpieczeństwa.



Rys. 17.2: Schemat reaktora typu BWR

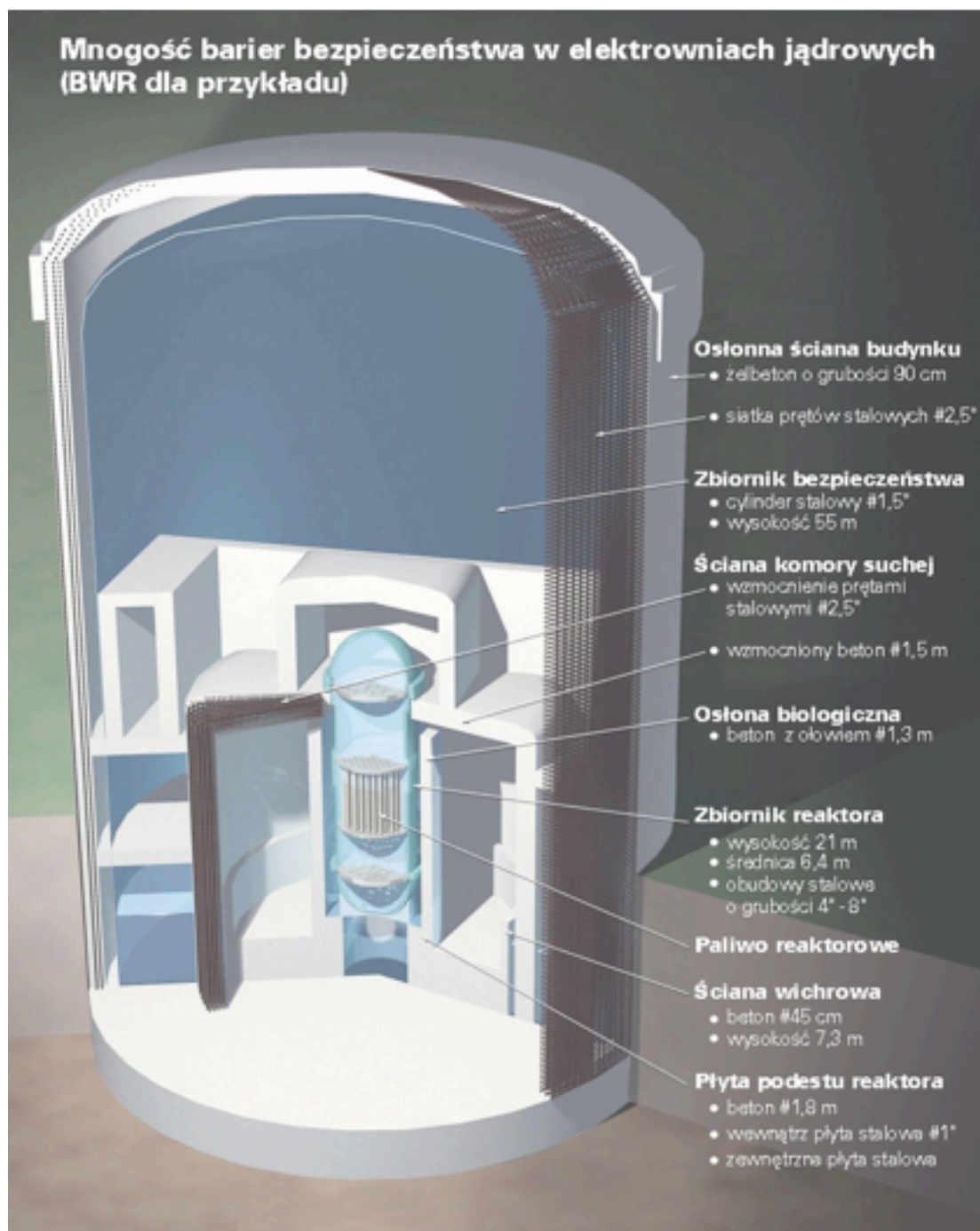
Dzisiejsze konstrukcje reaktorów BWR są równie bezpieczne jak konstrukcje działających reaktorów PWR. Brak zamkniętego obiegu pierwotnego, a więc uproszczenie konstrukcji, jest zarówno zaletą jak i wadą, gdyż para poruszająca turbinę może zawierać związki promieniotwórcze (choć w nieznacznej ilości i krótkożyciowe), a to z kolei wyma-

ga zwiększenia bezpieczeństwa radiacyjnego oraz utrudnia prowadzenie konserwacji i remontów.

Para wodna, jako ośrodek o mniejszej gęstości niż sama woda, stanowi także gorszy moderator, musi być go zatem w rdzeniu relatywnie więcej. Reaktor BWR będzie zatem miał z reguły rzadszą siatkę prętów paliwowych. Ponadto, mieszanka wody i pary jest gorszym chłodziwem niż sama woda, co oznacza konieczność zwiększania w tym typie reaktora powierzchni elementów paliwowych. Elementy te będą miały zatem większe średnice niż w reaktorach typu PWR. To z kolei pociąga zmniejszenie się gęstości mocy wewnątrz reaktora, konieczność zwiększania rozmiaru rdzenia (dla tej samej mocy co odpowiedni reaktor PWR). Ciśnienie w obiegach wodnych wynosi tu ok. 7 MPa, a więc jest dwukrotnie mniejsze niż w reaktorach PWR.

Podobnie, jak w reaktorach typu PWR, tutaj także mamy do czynienia z bardzo rozbudowanymi układami bezpieczeństwa. Rysunek 17.3 pokazuje stosowany system barier technologicznych stanowiących o bezpieczeństwie reaktora.

Pokazana na rys. 17.3 ściana wichrowa (ang. *weir wall*) dzieli przestrzeń wewnątrz obudowy pierwotnej od przestrzeni poza nią. Po obu stronach ściany znajdują się baseny wodne, przez ścianę zaś przechodzi wiele poziomych kanałów. W razie awarii ciśnienie w obudowie pierwotnej rośnie, wyciska wodę, poziom lustra wody obniża się odsłaniając kolejne kanały poziome. Gazy z obudowy pierwotnej przepływają przez kanały poziome do zewnętrznego basenu. W basenie tym pozostają izotopy jodu i stałe produkty rozszczepienia, a gazy wypływają do obudowy wtórnej.



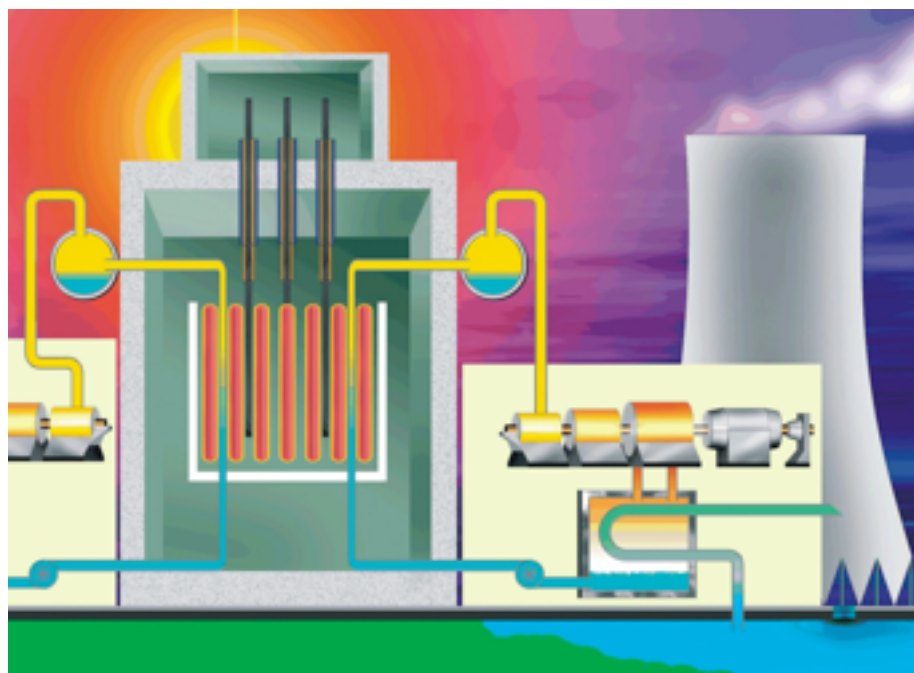
Rys. 17.3: Mnogość barier bezpieczeństwa w reaktorze typu BWR

17.4. Reaktory kanałowe

W reaktorach PWR i BWR paliwo można wymieniać jedynie podczas przerw technicznych (np. raz do roku). Natomiast zgromadzenie w jednej kasie ciśnieniowej paliwa i układu do przepływu wody chłodzącej pozwala przeprowadzać tę operację bezpośrednio w trakcie pracy. Rozwiązanie takie zastosowane jest w reaktorach kanałowych (RBMK, od ros. *Реактор Большой Мощности Канальный*, *Reaktor Bolszoy Moszcznosti Kanalnyj*; CANDU, od ang. *CANadian Deuterium Uranium*).

17.4.1. RBMK

Oprócz samej konstrukcji kanałowej, reaktor RBMK (rys. 17.4) różni się od typowego PWR lub BWR brakiem zbiornika ciśnieniowego, gdyż jego instalacja nie jest możliwa w sytuacji, w której musimy móc w każdej chwili wymieniać paliwo. Drugą cechą charakterystyczną jest brak obudowy bezpieczeństwa, której nie można było zbudować ze względu na wielką objętość samego reaktora (zazwyczaj jest to ok. 7 m wysokości i ok. 12 m średnicy).



Rys. 17.4: Schemat reaktora RBMK

Głównym moderatorem w RBMK jest grafit, chłodziwem jest woda. Reaktory z moderatorem grafitowym były konstruowane od początku rozwoju reaktorów energetycznych (jak choćby reaktor Calder Hall w Anglii), jednak używanie go pociąga za sobą pewne niebezpieczeństwa. W wypadku awarii układu chłodzenia, jeśli nie można zatrzymać pracy reaktora, traci się parujące chłodziwo, a każde zmniejszenie się ilości pochłaniającego neutrony chłodziwa powoduje wzrost reaktywności reaktora, czyli wzrost produkcji ciepła bez możliwości jego odprowadzenia. To z kolei prowadzi do podgrzewania wody, a więc zmniejszania jej gęstości i cały proces generacji ciepła ulega wzmocnieniu. Proces ten nazywamy dodatnim temperaturowym sprzężeniem zwrotnym. Dodatkowo wzrost temperatury grafitu powyżej 1 000 K przy obecności tlenu spowoduje jego zapłon.

Zauważmy, że podobnego kłopotu nie ma przy stosowaniu samej wody jako moderatora. Podwyższanie temperatury wody powoduje zmniejszenie jej gęstości i odparowywanie, a więc osłabianie akcji spowalniającej neutrony, co z kolei zmniejsza gęstość strumienia neutronów termicznych w rdzeniu. Tak więc reaktor z moderatorem wodnym ma niejako wbudowane ujemne sprzężenie zwrotne.

Reaktor RBMK miał jeszcze jedną niebezpieczną cechę, a mianowicie konstrukcję prętów regulacyjnych, ponieważ były pod nimi zawieszone elementy grafitowe. Powodowało to, że podczas wyłączania reaktora, przy wsuwaniu tych prętów w głąb rdzenia,

chwilowo zwiększała się objętość moderatora w dolnej części rdzenia, a więc miast tłumienia reakcji łańcuchowej następowało jej chwilowe spotęgowanie. Efekt ten był szczególnie niebezpieczny przy pracy reaktora na małej mocy, kiedy to mógł zachowywać się niestabilnie, stąd też instrukcja technologiczna reaktora musiała szczególnie starannie uwzględniać ten obszar. Nie miało to miejsca przy wyższych mocach, ponieważ efekty termiczne prowadzą do wzrostu wychwytu neutronów.

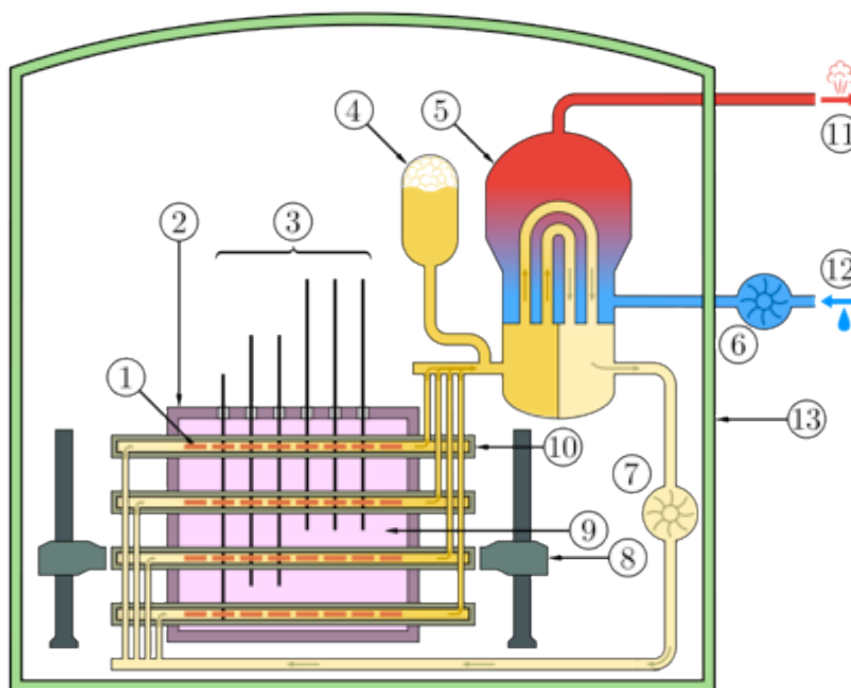
Nie wchodząc w szczegóły ciągu wydarzeń tak właśnie się stało 26 kwietnia 1986 r. podczas awarii w Czarnobylu, w którym pracował reaktor RBMK: pręty bezpieczeństwa nie zostały na czas opuszczone, a grafit zaczął się palić. Powstająca para wodna w wyniku reakcji chemicznej z cyrkonem uwolniła wodór, co doprowadziło do dwóch kolejnych wybuchów: pary wodnej i wodoru łączącego się z tlenem atmosferycznym. Wybuch uwolnił gigantyczną ilość materiału promieniotwórczego o łącznej aktywności $8 \cdot 10^{18}$ Bq. Należy tu podkreślić, że nie był i nie mógł być to wybuch jądrowy z racji samej konstrukcji reaktora (przypomnijmy: w bombie atomowej z premedytacją nie kontroluje się przebiegu reakcji rozszczepienia i emisji ogromnych ilości energii).

Ponadto dodatkowo temperaturowe sprzężenie zwrotne, prowadzące do powstawania mocy setki razy przewyższającej moc nominalną, stało się w istocie przyczyną awarii w elektrowni czarnobylskiej. Temperatura wzrosła powyżej punktu topnienia paliwa, chłodziwo odparowywało i reagowało z koszulkami cyrkonowymi, powodując z kolei produkcję wodoru i w efekcie końcowym wybuch.

Według obecnie obowiązujących standardów reaktor typu RBMK, chłodzony wodą, w którym termalizacja neutronów jest wyłącznie związana z grafitem, nie przeszedłby procedur dopuszczających do eksploatacji.

17.4.2. CANDU

Reaktor CANDU, którego schemat pokazuje rysunek 17.5, jest także reaktorem kanałowym, ale jednocześnie typu PWR. Pracuje on w oparciu o uran naturalny, a jego osobliwością jest poziome umieszczenie prętów paliwowych w zbiorniku zwanym kalandrią. Moderatorem w CANDU jest ciężka woda, sam zbiornik wodny zaś nie jest zbiornikiem wysokociśnieniowym. Jak pokazano na rysunku, pręty sterujące wsuwa się od góry pomiędzy poziomą siatkę elementów paliwowych. Pręty paliwowe łączone są we wiązki zawierające po kilkadziesiąt prętów o długości 0,5 m. Każdy kanał paliwowy zawiera 12 takich wiązek po 28 lub 37, jedna za drugą. Wymiana paliwa następuje codziennie. Jako wtórny system bezpieczeństwa przewidziano możliwość wpompowywania do zbiornika z moderatorem ciężkowodnym roztworu azotanu gadolinu – gadolin ma bardzo duży przekrój czynny na pochłanianie neutronów termicznych.

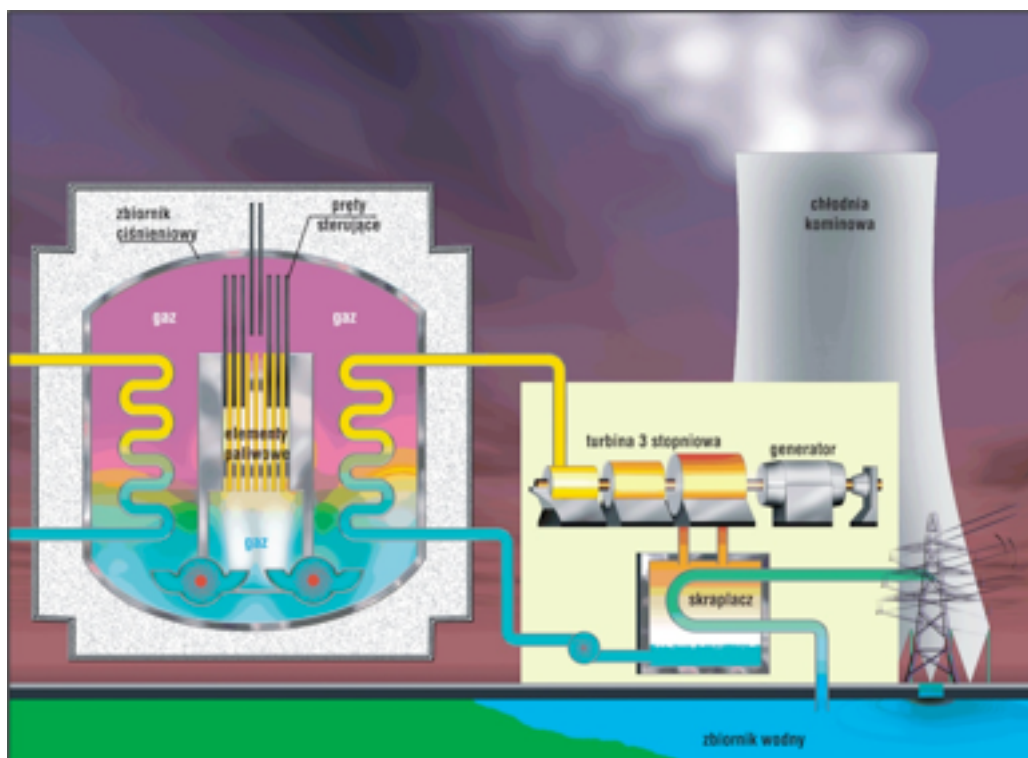


Rys. 17.5: Schemat reaktora CANDU: 1 – wiązki paliwa, 2 – kalandria (rdzeń reaktora), 3 – pręty regulacyjne, 4 – wysokociśnieniowy rezerwuar ciężkiej wody, 5 – wytwornica pary, 6 – pompa lekkiej wody, 7 – pompa ciężkiej wody, 8 – napędy paliwa, 9 – moderator ciężkowodny, 10 – rura ciśnieniowa, 11 – para biegnąca do turbiny parowej, 12 – zimna woda wracająca z turbiny, 13 – kopuła bezpieczeństwa ze sprężonego betonu [Źródło: Wikipedia Commons (2013 r.)]

17.5. Reaktory chłodzone gazem AGR

Chłodzenie gazem także nie jest nowością w konstrukcji reaktorów energetycznych. Cztery reaktory w Calder Hall (o mocy 50 MW_e, bardzo niewielkiej w świetle obecnych standardów) był właśnie chłodzony przenoszącym ciepło dwutlenkiem węgla, krążącym w układzie zamkniętym.

Reaktory typu AGR (ang. *Advanced Gas-cooled Reactor*), których schemat pokazuje rysunek 17.6, pracują na paliwie z UO₂ o wzbogaceniu około 4%. Moderatorem jest grafit, a chłodziwem CO₂, jak w Calder Hall. Niestety chłodziwo gazowe nie jest najbardziej wydajne, co pociąga za sobą konieczność zwiększania rozmiarów rdzenia, np. średnicy i wysokości do około 8-9 m. Przy początkowej temperaturze gazu chłodzącego rzędu 300°C, temperatura końcowa jest o około 350°C wyższa. W reaktorze tego typu można paliwo wymieniać w sposób ciągły.



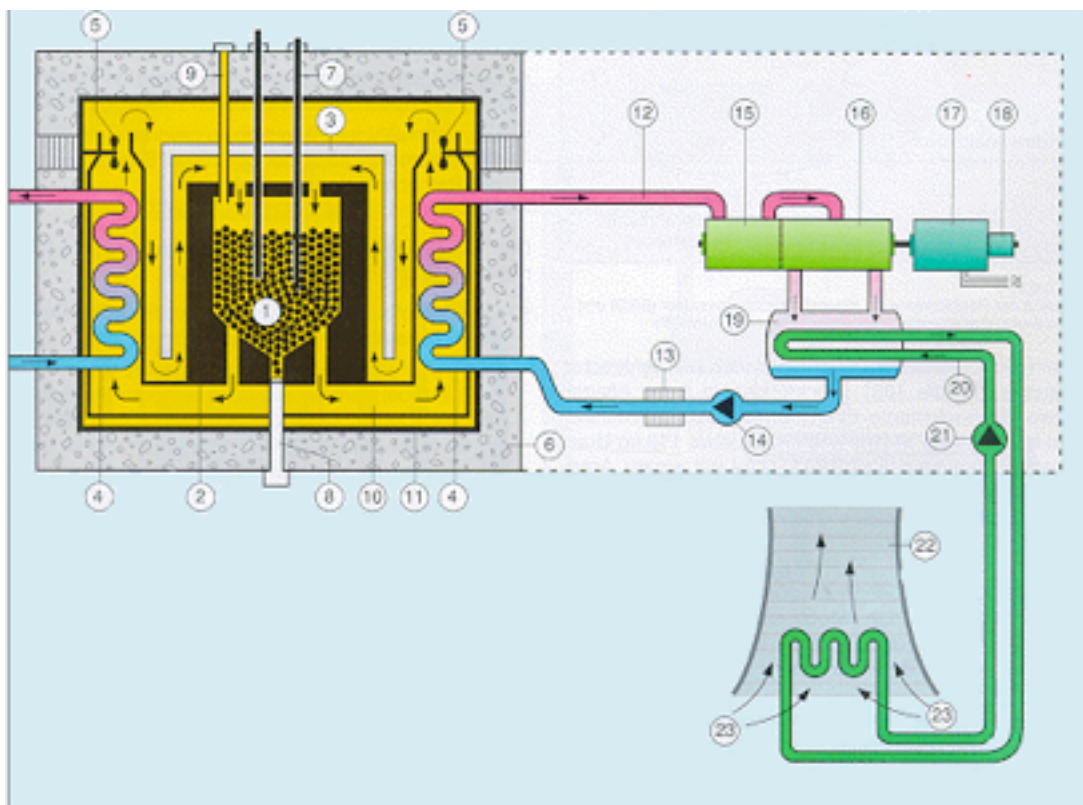
Rys. 17.6: Schemat reaktora chłodzonego gazem

17.6. Reaktory wysokotemperaturowe

W konstrukcji reaktorów wysokotemperaturowych chłodzonych gazem zastosowano kilka nowych koncepcji istotnych z punktu widzenia przyszłego zastosowania tego typu urządzeń. W szczególności zwróćmy uwagę na reaktor wysokotemperaturowy pracujący na torze (THTR – od ang. *Thorium High-Temperature Reactor*). Reaktor tego typu pracował w Niemczech w latach 1985-1989. Jego moc cieplna wynosiła 760 MW, a wytwarzana moc elektryczna 307 MW_e, czyli jego sprawność wynosiła 40,5%, co warto porównać ze sprawnościami reaktorów PWR wynoszącymi ok. 30-33%.

Elementami paliwowymi reaktora THTR-30 były kule o średnicy 6 cm w których znajdowało się 35 000 mniejszych kuleczek o średnicy 0,5-0,7 mm. Każda z tych kuleczek zawierała dziesięć razy większą ilość ^{232}Th (materiału paliworodnego) niż ^{235}U . W rezultacie w trakcie pracy z ^{232}Th powstawał rozszczepialny ^{233}U – reaktor THTR należy więc zaliczyć do klasy reaktorów powielających. Moderatorem był grafit w formie cienkich warstw pomiędzy kuleczkami. Usypane złożo kul paliwowych przesuwano się w dół w trakcie pracy reaktora. Kule paliwa można było wymieniać na bieżąco. W reaktorze THTR dokonywano wymiany około 620 takich kul dziennie. Każda przebywała w reaktorze 3 lata i przechodziła przez rdzeń sześć razy. Sterowanie odbywało się przy pomocy 51 prętów sterujących.

Chłodzenie reaktora odbywało się przy pomocy helu, który wchodził do reaktora (rys. 17.7) od góry, a jego temperatura na wejściu wynosiła 250°C. Ogrzany do temperatury 750°C hel wychodził dołem reaktora, a jego ciepło było wykorzystywane do produkcji pary wodnej w sześciu wymiennikach ciepła (na rysunku 17.7 pokazane są tylko dwa).

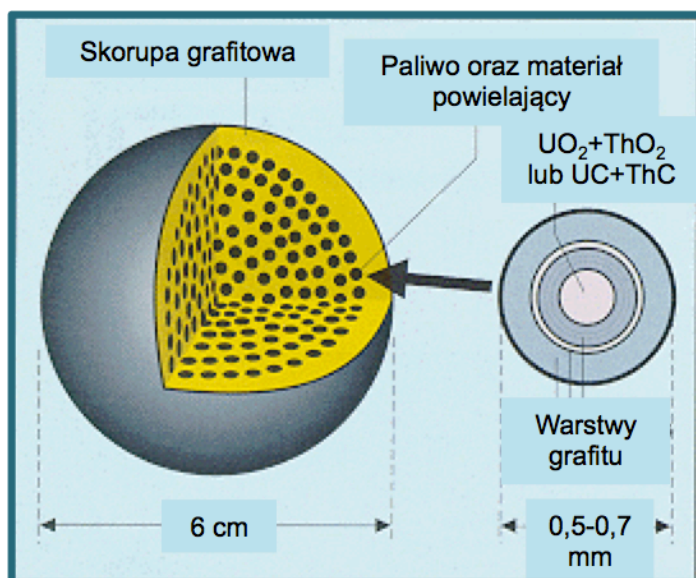


Rys. 17.7: Schemat reaktora THTR: 1 – rdzeń reaktora, 2 – reflektor grafitowy, 3 – osłona stalowa, 4 – wytwornica pary, 5 – pompa obiegu gazu, 6 – obudowa z wstępnie sprężonego betonu, 7 – pręt sterujący, 8 – wylot kul, 9 – wlot kul, 10 – gaz chłodzący (He), 11 – szczelna stalowa osłona, 12 – świeża para, 13 – wstępny podgrzewacz, 14 – pompa tłocząca wodę, 15 – turbina wysokoprężna, 16 – turbina niskoprężna, 17 – generator prądu, 18 – wzbudnica, 19 – skraplacz pary, 20 – woda chłodząca, 21 – pompa wody chłodzącej, 22 – chłodnia kominowa, 23 – obieg powietrza [źródło:

http://www.thorium.tv/en/thorium_reactor/thorium_reactor.php]

W innym rozwiązaniu, zastosowanym w Japonii, utrzymane zostało chłodzenie gazowe i złożę przesypującego się paliwa. Dodatkowo reaktor został schowany pod ziemię, co jeszcze podniosło jego parametry bezpieczeństwa. W nowych rozwiązaniach stosuje się urządzenia do detekcji stopnia wypalenia kul paliwowych: w zależności od wyniku kule te są lub nie są kierowane do wlotu paliwa.

Reaktory wysokotemperaturowe chłodzone helem i działające w oparciu o usypane złożę z kul należą do reaktorów tzw. IV generacji i można się spodziewać, że w ciągu najbliższych kilku lat rozpocznie się ich seryjna produkcja. W stosowanych w nich kulach paliwowych (paliwo typu TRISO) znajduje się około kilkunastu tysięcy kuleczek otoczonych ceramiką grafitową – rys. 17.8. Średnica kul (granulek) wynosi, podobnie jak w opisanym wyżej reaktorze niemieckim, 60 mm. Natomiast wewnętrzne mikrokuleczki o średnicy 0,9 mm mają znacznie bardziej złożoną konstrukcję. W rdzeniu mikrosfery znajduje się dwutlenek uranu, w kolejnych warstwach zaś m.in. węgiel krzemu przedzielający dwie warstwy z tzw. węgla pyrolitycznego. Dokładność wykonania i niezawodność jest ogromna: dopuszczalna liczba defektów wewnątrz granulek to 1 na miliard!



Rys. 17.8: Element paliwowy reaktora typu THTR (TRISO)

Wysokie temperatury uzyskiwane na wyjściu z układu (mówi się nawet o 1 000°C w wypadku chłodzenia helem) pozwalają na liczne wykorzystania tego typu reaktorów w przemyśle chemicznym (gazyfikacja węgla), odsalaniu wody morskiej czy produkcji wodoru.

17.7. Reaktory powielające

Reaktory powielające działają w oparciu o reakcje rozszczepienia wywoływane przez neutrony prężkie, głównie w zakresie energii 50–100 keV. Choć nie wymagają one specjalnego moderatora, nie oznacza to, że nie zachodzą w nich procesy spowalniania neutronów. Procesy te związane są bowiem z rozpraszaniem neutronów na jądrach samego paliwa, a także na jądrach materiałów konstrukcyjnych reaktora.

Należy się spodziewać, że stosunkowo niewielkie zasoby uranu, pozwalające na wykorzystywanie ich przez około 50-60 lat w ramach obecnej technologii reaktorów, wymusi rozwój reaktorów powielających, wprawdzie droższych, ale pozwalających za to na myślenie o energetyce jądrowej w przedziale czasu nawet do kilku tysięcy lat.

Reaktory prężkie powstały stosunkowo wcześnie, gdyż pierwszy z nich, EBR 1, został uruchomiony w USA już w roku 1951. Inne powstały w b. ZSRR, Francji, Wielkiej Brytanii, Niemczech i Japonii. W sumie zbudowano i uruchomiono 19 cywilnych reaktorów prężkich. Obecnie pracują tylko dwa takie reaktory (FBTR w Indiach i Biełojarsk 3 w Rosji). Dwa inne, Phenix (we Francji) i Monju (w Japonii), wprawdzie nie pracują, ale też nie zostały wycofane z eksploatacji.

Reaktory powielające na neutronach prężkich oznaczane są skrótem FBR od ang. *Fast Breeder Reactor*. Dzięki wykorzystaniu neutronów prężkich produkcja paliwa w postaci rozszczepialnego ^{239}Pu jest w tych reaktorach znacznie efektywniejsza niż w reaktorach pracujących na neutronach termicznych. Wynika to z faktu, że z dużej liczby neutronów rozszczepieniowych, większej niż przy rozszczepieniach ^{235}U neutronami termicznymi, średnio biorąc jeden jest używany dla podtrzymania reakcji łańcuchowej, pozostałe zaś mogą wytwarzać ^{239}Pu . Jest rzeczą zrozumiałą, że wprowadzenie moderatora do tego typu reaktora byłoby niekorzystne, gdyż zmniejszałoby liczbę neutronów prężkich nie-

zbędnych do pracy. Ten sam powód uzasadnia odejście od wody jako chłodziwa, gdyż niezależnie od spowalniania neutronów, wodór częściowo pochłania neutrony w reakcji $H(n,\gamma)D$. Dlatego też chłodziwem tego typu reaktorów jest raczej ciekły metal, np. sód, który bardzo skutecznie odprowadza ciepło, a jednocześnie ma wysoką temperaturę wrzenia, bo aż 883°C. Pozwala to wyeliminować zbiorniki wysokociśnieniowe, obecne w reaktorach PWR. Z kolei wysoka temperatura sodu w obiegu pierwotnym (300-600°C) pozwala na uzyskiwanie dobrych parametrów termodynamicznych w wytwornicy pary przegrzanej w obiegu wtórnym (temperaturę 550°C przy ciśnieniu 16 MPa). Przez rdzeń przepływa w ciągu sekundy kilka tysięcy kilogramów ciekłego sodu z prędkością 5-8 m/s. Większość reaktorów typu FBR to reaktory basenowe, w których rdzeń i obiegi chłodzące zanurzone są w zbiorniku wypełnionym ciekłym sodem.

Stosowanie sodu ma pewną wadę polegającą na aktywowaniu się promieniotwórczego izotopu ^{24}Na . Aby więc odizolować obieg pierwotny od wtórnego stosuje się pośredni obieg sodowy. Inną, bardzo poważną wadą sodu jest jego łatwopalność w reakcji z wodą.

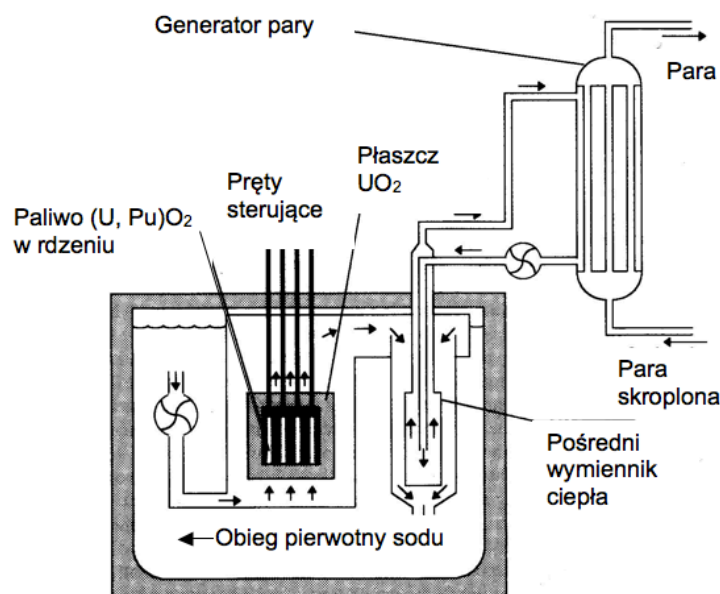
Warto zauważyć, że warunki powstawania nowego paliwa w reaktorze są stosunkowo ostre. W wyniku pochłonięcia neutronu przez jądro paliwa muszą być bezwzględnie generowane przynajmniej dwa neutrony, gdyż jeden neutron musi służyć do podtrzymania reakcji, a drugi do wytwarzania paliwa. Dla neutronów termicznych liczba neutronów powstałych w rozszczepieniu izotopów ^{235}U , ^{239}Pu i ^{241}Pu wynosi odpowiednio 2,4, 2,9 i 2,9, podczas gdy – ze względu na pochłanianie i rozpraszanie – liczba neutronów powstałych w paliwie wynosi tylko 1,8-2,2. Widać stąd, że reaktor pracujący na neutronach termicznych nie może być reaktorem powielającym, jako że neutrony są dodatkowo absorbowane zarówno w moderatorze, jak i elementach konstrukcyjnych reaktora.

Dodatkową zaletą przy wykorzystaniu neutronów prędkich jest to, że potrafią one wywołać rozszczepienie wszystkich izotopów uranu i plutonu, podczas gdy neutrony termiczne są w stanie to zrobić tylko dla jąder o nieparzystej liczbie masowej.

Paliwem reaktorów FBR jest z reguły dwutlenek uranu o stosunkowo dużym stopniu wzbogacenia (15-75%). Dzięki temu wzbogaceniu, osiągnęte gęstości mocy wewnątrz reaktora są wysokie – do 700 kW/dm³. Rdzeń reaktora o mocy rzędu 1 500 MW_{th} (co daje ok. 600 MW_e) ma średnicę około 1,5 m i wysokość ok. 1 m. Mały rozmiar rdzenia automatycznie oznacza cienkie elementy paliwowe (tzw. szpilki paliwowe), o średnicy zewnętrznej rzędu 6-8 mm. Jeden element paliwowy (kaseta) składa się ze stu kilkudziesięciu szpilek.

Rdzeń reaktora otoczony jest płaszczem składającym się z naturalnego lub zubożonego uranu. W płaszczu tym tworzy się świeże paliwo tj. ^{239}Pu z ^{238}U .

Do znanych reaktorów powielających należą reaktor PHENIX o mocy 250 MW_e, pracujący w eksperymentalnej elektrowni jądrowej, a także budowany obecnie SUPERPHENIX o mocy 1 200 MW_e (oba we Francji). Reaktory takie znalazły swoje zastosowania w napędach łodzi, pracują też w USA, Wielkiej Brytanii i b. ZSRR. Schemat Europejskiego reaktora na szybkich neutronach (EFR – ang. *European Fast Reactor*) pokazuje rysunek 17.9. Część centralna rdzenia ma 4 m średnicy, a jej wysokość wynosi 1 m. Moc cieplna wynosi 3 600 MW. Użycie ciekłego sodu jako chłodziwa powoduje, że w pobliżu rdzenia nie ma lekkich pierwiastków, co ogranicza automatycznie termalizację neutronów.

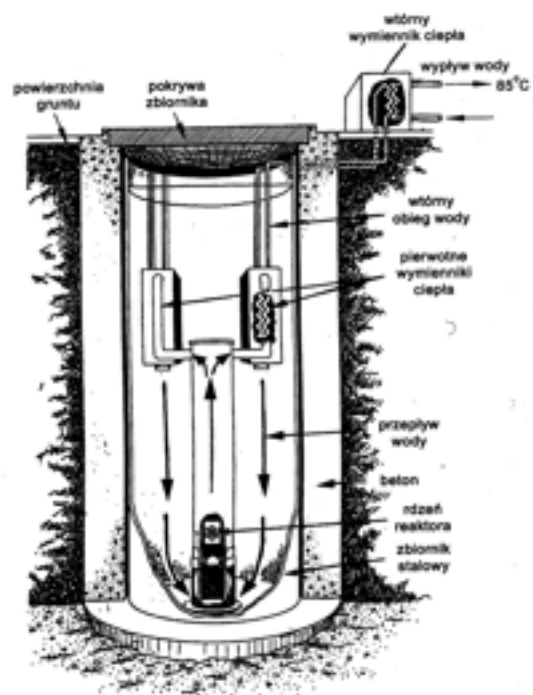


Rys. 17.9: Schemat projektowanego europejskiego reaktora powielającego EFR

17.8. Reaktory ciepłownicze

Na rysunku 17.10 pokazany jest reaktor ciepłowniczy typu SLOWPOKE (od ang. *Safe LOW Power (K)critical Experiment*) kanadyjskiej konstrukcji. Prototyp tego oryginalnego reaktora, pomyślanego głównie jako reaktor uniwersytecki, SLOWPOKE-1, powstał w roku 1970 w Chalk River w Kanadzie. W reaktorze tym woda spełnia rolę moderatora i chłodziwa. Woda w obiegu wtórnym ma temperaturę 85°C i może bezpośrednio być przesłana do systemu grzewczego. Ciekawostką jest umieszczenie reaktora pod powierzchnią gruntu.

W oryginalnym rozwiązaniu korzystano z paliwa wzbogaconego do poziomu 93%, na sam rdzeń o średnicy zaledwie 22 cm i wysokości 23 cm składało się zaś około 300 bardzo cienkich szpilek paliwowych (stop U-Al z zawartością uranu 28%). Reflektorem otaczającym rdzeń i znajdującym się również pod rdzeniem był beryl, a dodatkowo nad rdzeniem była umieszczona płyta berylowa nasuwająca się nad rdzeń w miarę wypalania paliwa. Rozwiązanie to w oczywisty sposób pozwala na lepsze wykorzystanie wsadu paliwowego. Rdzeń umieszczony jest w basenie z lekką wodą, która zapewnia chłodzenie dzięki zwykłej konwekcji ciepła. Jeśli woda się nazbyt grzeje lub tworzą się w niej pęcherzyki powietrza, zmniejsza się stopień moderacji neutronów, a reaktor – dzięki ujemnemu sprzężeniu zwrotnemu – sam się wyłącza. Dzięki takiemu, jak mówimy, biernemu (pasywnemu) systemowi bezpieczeństwa reaktor SLOWPOKE-2 może działać bez konieczności dozoru (a w każdym razie wystarcza tylko zdalny podgląd). Typowa moc reaktora wynosi 20 kW, jednak w kolejnej wersji, SLOWPOKE-3, moc cieplna reaktora została podniesiona do 2-10 MW, dzięki czemu może on pracować jako reaktor ciepłowniczy. Reaktory uniwersyteckie służą zarówno do szkoleń, jak i niektórych badań naukowych (np. związanych z neutronową analizą aktywnością).



Rys. 17.10: Schemat reaktora ciepłowniczego SLOWPOKE

Rozdział 18.

Postępowanie z wypalonym paliwem jądrowym

Paliwo jądrowe, jak każde, z czasem się wypala. Z powstałym „odpadem” możemy pójść jedną z dwóch ścieżek: w cyklu otwartym – paliwo wypalone w reaktorze traktowane jest rzeczywiście jako odpad promieniotwórczy, w cyklu zamkniętym – jako materiał do przetworu.

18.1. Cykl otwarty

Wypalone paliwo charakteryzuje bardzo wysoka aktywność, w związku z czym operacje jego wymiany w rdzeniu przeprowadza się pod wodą, która umożliwia dobry odbiór ciepła powstającego w wyniku rozpadów promieniotwórczych produktów rozszczepienia. Paliwo to przesuwa się do basenu przechowawczego obok głównego basenu reaktora. W miarę upływu czasu aktywność paliwa spada (około 1 000 razy w ciągu pierwszych 40-50 lat). Po kilku-, kilkunastu latach produkcja ciepła jest już na tyle niewielka, że nie jest wymagane osłanianie paliwa warstwą wody i przenosi się je do przechowalników suchych; ponadto dłuższe przechowywanie kaset paliwowych w wodzie grozi korozją i rozszczelnieniem kaset. W suchych przechowalnikach, zwłaszcza powierzchniowych, trzeba zapewnić właściwą cyrkulację chłodzącego powietrza, jednocześnie nie dopuszczając do uwalniania się gazów promieniotwórczych na zewnątrz przechownika. Planowany okres przechowywania w suchym przechowniku to kilkadziesiąt lat.

W dalszej kolejności odpady promieniotwórcze poddaje się witryfikacji, czyli zeszkleniu lub zeszkliwieniu, a następnie pakuje się je do kanistrów ze stali nierdzewnej lub miedzi i przewozi się na miejsce ostatecznego składowania. Terenem na takie składowisko mogą być dawne wyrobiska solne, skała granitowa czy tuf wulkaniczny. We wszystkich przypadkach wymagamy stabilności tektonicznej i braku cieków wodnych.

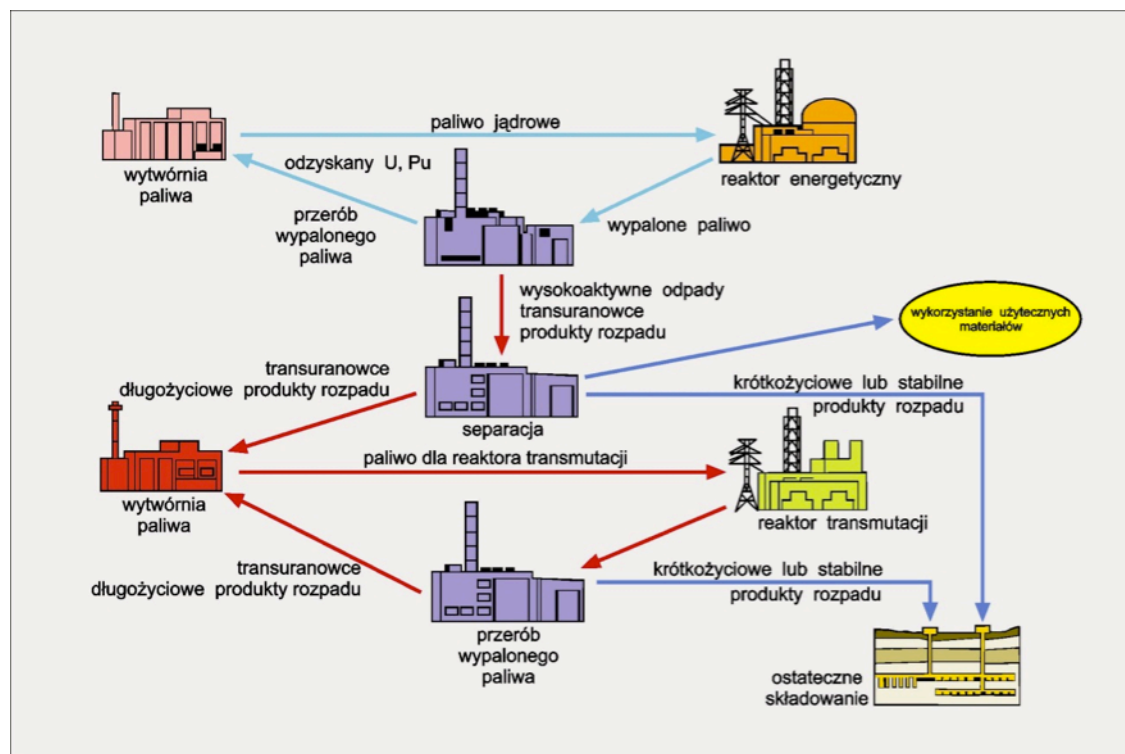
Obecnie stosowanym, „najprostszym” rozwiązaniem składowania ostatecznego jest składowisko głębinowe. Niemniej jednak i tu należy mieć na uwadze, że konstrukcja i prace związane z takim składowiskiem obliczone są na lata. Sama faza planistyczna trwa około 30 lat. Kolejne 30 lat to faza operacyjna przeznaczony na składowanie odpadów. Szczegółowy monitoring tego składowiska trwa kolejne ok. 70 lat, po czym przechodzi się do fazy zamknięcia składowiska i faza ta to także około 20 lat. Jak więc widać, te wszystkie procesy są obliczone na pokolenia, co stanowi poważny problem społeczny.

Składowanie ostateczne pociąga za sobą jeszcze jeden problem, a mianowicie bezpowrotnie zmarnowaną energię drżącą w wypalonym paliwie.

18.2. Cykl zamknięty

Przerób wypalonego paliwa – rys. 18.1, a więc odzyskiwanie w drodze radiochemicznej uranu i plutonu zaczyna się od roztworzenia prętów paliwowych w kwasie azotowym.

Dalsze, odpowiednio dobrane reakcje chemiczne pozwalają na odseparowanie niektórych tzw. pomniejszych aktynowców (Am, Np, Cm), uranu o plutonu, jak również niektórych produktów rozpadu (m.in. metali ziem rzadkich). Odzyskany uran może być skierowany do wytwórni paliwa, w której najpierw zostanie on przerobiony na sześćfluorek uranu, a następnie odpowiednio wzbogacony. Paliwo dla reaktorów wytwarzane jest z mieszaniny tlenków plutonu i uranu. Nazywamy je paliwem MOX (od ang. *Mixed-OXides*). W Europie pracują obecnie trzy przetwórnice wypalonego paliwa (dwie w La Hague we Francji i jedną w Sellafield w Anglii).



Rys. 18.1: Schemat cyklu zamkniętego

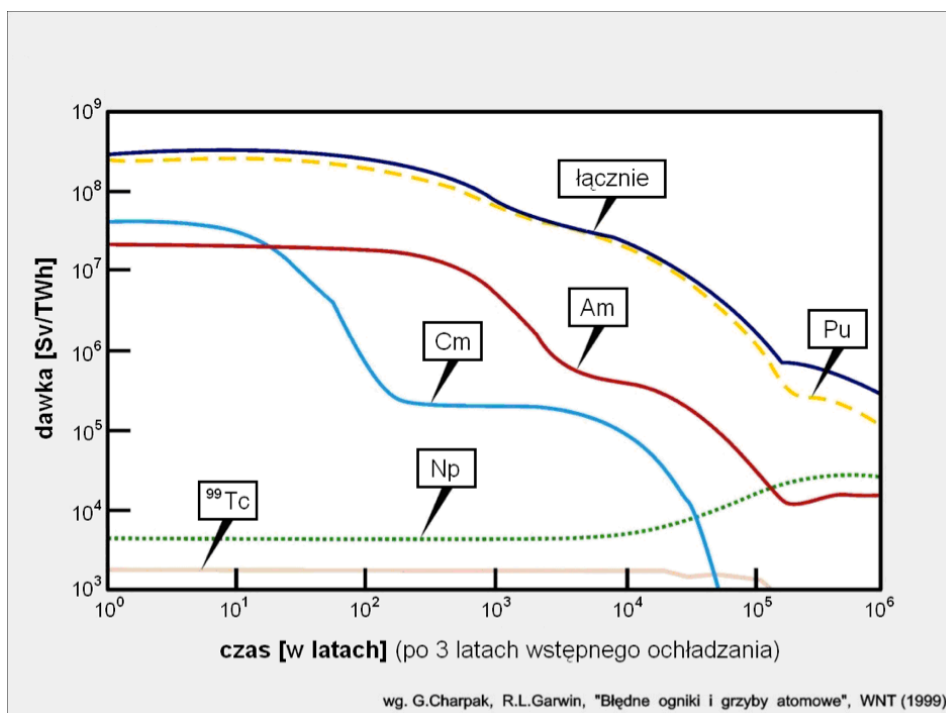
Jednak nie jest to proces możliwy wszędzie do wykonania, jest kosztowny i wymaga zastosowania niebezpiecznych związków chemicznych izotopów radioaktywnych. Wymusza to wysoką kulturę technologiczną niezbędną do bezpiecznego i skutecznego jego prowadzenia.

18.3. Transmutacja i spalanie

Schemat 18.1 pokazuje jeszcze jeden element, o którym dotąd nie mówiliśmy, a mianowicie reaktor transmutacji. Co prawda jest to instalacja kosztowna, lecz koszt składowiska geologicznego jest również niebagatelny. Ocenia się, że składowanie 1 kg odpadów w takim składowisku to około 800 USD!

W odpadach promieniotwórczych powstałych w wyniku pracy reaktora znajdujemy przede wszystkim uran (głównie ^{238}U), fragmenty rozszczepienia (kilka procent całości), pierwiastki transuranowe (ok. 1%) oraz zaaktywowane materiały konstrukcyjne (rys. 18.2):

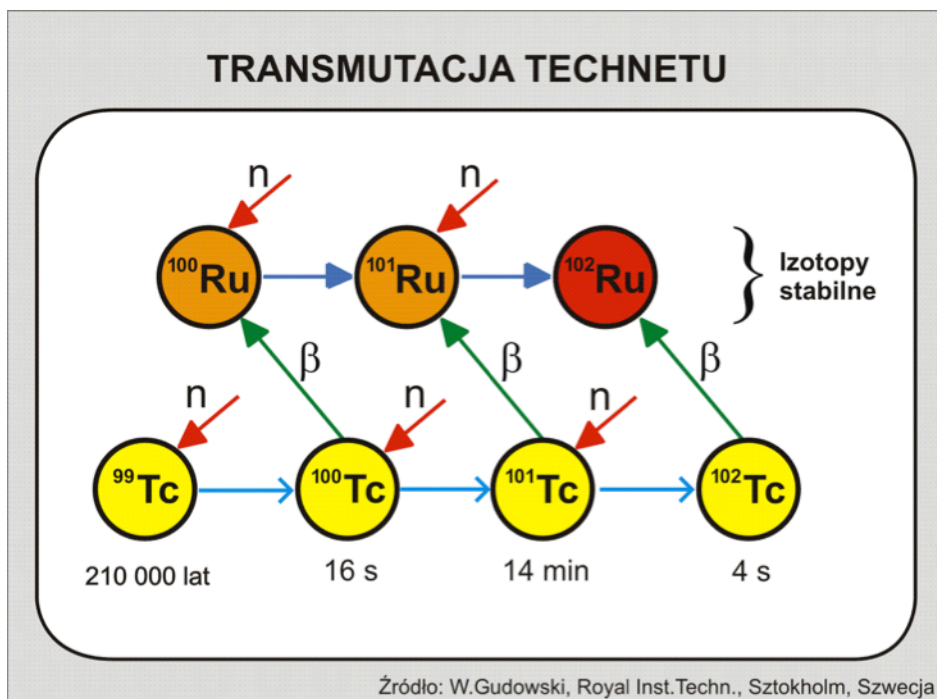
- Takie pierwiastki, jak uran i pluton mogą być wykorzystane do produkcji świeżego paliwa, ale nawet całkowite ich wyekstrahowanie skraca czas, podczas którego takie paliwo jest groźne dla otoczenia zaledwie do około 2 000 lat.
- Podstawowym rodzajem promieniowania fragmentów rozszczepienia jest promieniowanie β , a ich radiotoksyczność jest z reguły znacznie mniejsza niż α -promieniotwórczych transuranowców. Średnio biorąc, transuranowce mają dłuższy czas życia niż fragmenty rozszczepienia.
- Istotne są też aktywności lżejszych (pomniejszych) aktynowców (ang. *minor actinides*): Am, Np i Cm.



Rys. 18.2: Zanik dawki pochodzącej od transuranowców w wypalonym paliwie w funkcji czasu

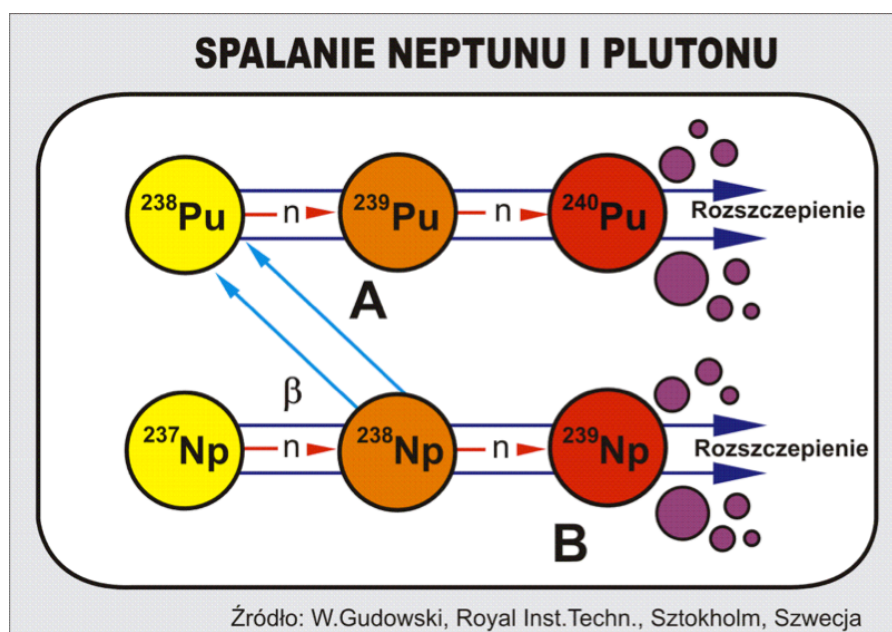
Dlatego też, niezależnie od istnienia obecnie warunków do bezpiecznego przechowywania wypalonego paliwa przez nawet tak długie okresy jak 5 000 lat, należy rozważyć możliwość przerobienia długożyciowych nuklidów w wypalonym paliwie na krótkożyciowe albo nawet stabilne. Procedury wiodące do tego celu, to transmutacja i spalanie (spopielenie – ang. *incineration*) lub wypalanie.

Przez transmutację rozumiemy reakcję, w której – w wyniku pochłonięcia neutronu – nuklid promieniotwórczy przekształca się (transmutuje) w nuklid stabilny, patrz rys. 18.3. Ponieważ jednak podczas takich reakcji może zajść także proces odwrotny, w którym nuklid stabilny może przekształcić się w rozszczepialny, przed przystąpieniem do transmutacji należy rozdzielić odpowiednie izotopy.



Rys. 18.3: Przykład transmutacji technetu poddanego działaniu strumienia wysokoenergetycznych neutronów

Spalaniem nazywamy proces rozszczepienia zainicjowany pochłonięciem neutronu – rys. 18.4. Takim procesem jest np. rozszczepienie ^{235}U , a także innych pierwiastków transuranowych. W reaktorze typu PWR podczas pracy tworzy się rozszczepialny ^{239}Pu , który także jest „spalany” w trakcie pracy reaktora. Proces spalania nie jest jednak całkowity, gdyż w jego trakcie powstają także pierwiastki transplutonowe, jak ameryk i kiur, których w reaktorze PWR spalić się nie da.



Rys. 18.4: Spalanie izotopów ^{237}Np i ^{238}Pu w strumieniu wysokoenergetycznych neutronów

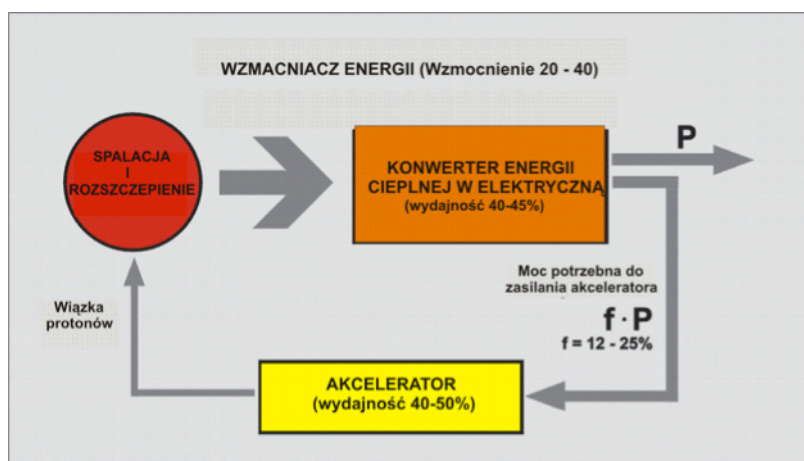
Zarówno transmutacja technetu, jak spalanie plutonu i neptunu zachodzą w strumieniu neutronów wysokoenergetycznych, co oznacza, że typowy reaktor jak PWR, nie może być wykorzystany do takich celów. Oznacza to dalej, że potrzebny nam będzie reaktor pracujący na neutronach prędkich, jak reaktor powielający (ang. *breeder*).

Innym kandydatem jest reaktor korzystający z cyklu torowo-uranowego. Taki reaktor jest atrakcyjny ze względu na trzykrotnie większą od uranu zawartość toru w skorupie ziemskiej, jednak czas podwojenia ilości paliwa w takim reaktorze to około 20 lat. Czas ten skraca się nieco, jeśli skorzystamy z szybkich neutronów. Mimo wszystko jednak, dotąd nie budowano większych reaktorów energetycznych pracujących w tym cyklu z prostego względu: o ile cykl uranowo-plutonowy można rozpocząć od razu, w dowolnym reaktorze, w którym mamy powolne neutrony, gdyż zawsze będziemy mieli do dyspozycji trochę ^{235}U , to w wypadku toru należy wpierw przetransmutować go w rozszczepialny ^{233}U i w związku z tym należy myśleć o nowej technologii reaktora.

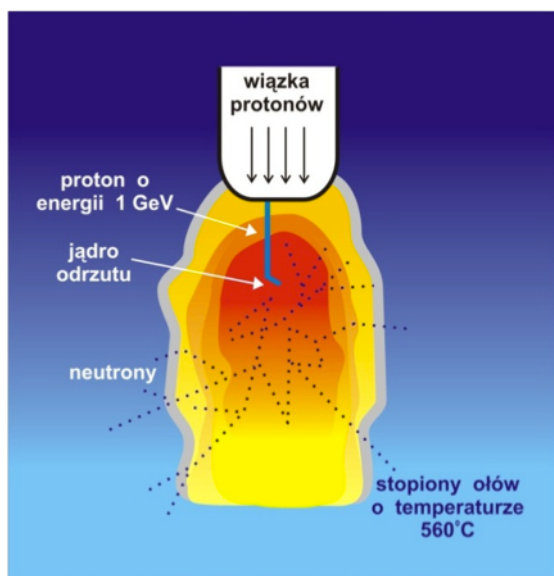
18.4. Reakcja kruszenia (spalacji)

Silne strumienie neutronów, potrzebne do wytwarzania materiałów rozszczepialnych w reaktorach powielających, można wytwarzać wykorzystując do tego celu reakcję kruszenia (spalacji). Reakcja ta zachodzi, gdy cząstka o bardzo dużej energii (np. proton o energii rzędu 1 GeV) uderzy w jądro.

Projekt ten przewiduje połączenie akceleratora protonów z reaktorem powielającym. Schemat ideowy układu, nazwanego szumnie „wzmacniaczem energii” (ang. *energy amplifier*), pokazuje rysunek 18.5. „Wzmacniaczem energii” są tu oczywiście reakcje spalacji i rozszczepienia. W pomysle tym protony o energii rzędu 1 GeV uderzają w tarczę z ołowiu (rys. 18.6), w wyniku czego tworzy się ogromna liczba neutronów – rzędu 100 na jedną reakcję kruszenia. Neutrony wywołują w reaktorze podkrytycznym ($k < 1$) reakcję łańcuchową. Natomiast część energii wytworzonej w reaktorze mogłaby być wykorzystana do zasilania akceleratora protonów.



Rysunek 18.5: Idea „wzmacniacza energii”



Rys. 18.6: Reakcja kruszenia jąder ołowiu wysokoenergetycznymi protonami

Instalacje, korzystające z akceleratora jako pierwotnego urządzenia, noszą skrót ADS, od ang. *Accelerator Driven System* – układów sterowanych przy użyciu akceleratora. Jak się sądzi, będą one szczególnie użyteczne przy postępowaniu z długożyciowymi odpadami promieniotwórczymi z energetyki jądrowej. Obecnie istnieje bardzo wiele koncepcji rozwiązań technicznych (począwszy od rodzaju akceleratora, a kończąc na chłodzeniu itp.), których istotną cechą jest sprzężenie układu akceleratorowego z reaktorem podkrytycznym i praca przez cały czas w stanie podkrytycznym, a więc bez samopodtrzymującej się reakcji rozszczepienia. Układ jest więc podkrytyczny bez względu na to, czy akcelerator jest, czy nie jest włączony. Ten ostatni stanowi urządzenie sterujące pracą reaktora i to w stopniu znacznie bezpieczniejszym niż pręty sterujące w typowym reaktorze jądrowym. Dzieje się tak dlatego, że w ADS źródło neutronów jest oddzielone od materiału rozszczepialnego, z którego powstają neutrony rozszczepieniowe. Również ekonomia wykorzystania neutronów jest lepsza. W szczególności, ADS może wykorzystywać jako paliwo materiały, które w normalnym reaktorze nie mogą być wykorzystywane, jak pomniejsze aktynowce (ang. *minor actinides*) czy duża ilość plutonu i niektóre fragmenty rozszczepienia.

Omawiany układ może rzeczywiście stać się bardzo efektywną „spalarnią” odpadów promieniotwórczych z reaktorów jądrowych, niemniej jednak sam też będzie produkował odpady, choćby powstałe w procesie spalacji. Można oczekiwać, że ich liczba będzie proporcjonalna do energii wiązki protonów, a w pierwszej chwili ich aktywność może być nawet większa niż produktów reakcji rozszczepienia.

Choć prosty w pomyśle, projekt zapewne będzie trudny do realizacji z powodu poważnych trudności technicznych. Podstawowa idea transmutacji i spalania powinna zostać zrealizowana, jednak droga do jej technologicznego zastosowania wcale nie jest prosta i należy przeprowadzić jeszcze szereg badań oraz zbudować szereg instalacji pilotażowych.

Rozdział 19.

Synteza jądrowa

19.1. Reakcja syntezy jądrowej i jej bilans energetyczny

Reakcja syntezy (fuzji, z ang. *fusion*), przebiega w odwrotnym kierunku niż reakcja rozszczepienia: dwa lekkie jądra łączą się w jedno cięższe. Możliwość uzyskania energii w tym procesie wynika z charakterystycznej zależności energii wiązania nukleonu w jądrze od liczby masowej A – rys. 5.4 (str. 48). Jak widać, jest ona największa dla izotopów o $A \approx 56$. Dlatego też łączenie lekkich jąder (podobnie jest rozszczepienie jąder ciężkich) przenosi nas w ten obszar mas atomowych. Jednocześnie powstały nadmiar energii wiązania uwalnia się z układu.

Zapytajmy się jednak jaka energia jest niezbędna do doprowadzenia do tej reakcji? Przypomnijmy sobie, że w wypadku rozszczepienia pojedynczego jądra izotopu ^{235}U , w którym wyzwala się około 200 MeV, były to energie neutronów rzędu kilku meV.

W reakcji syntezy (podobnie jak w reakcji rozszczepienia) masa produktów jest mniejsza od masy substratów. Powstała różnica określa ilość energii (Q) uwolnionej w reakcji. Przykładowo:



Warto zwrócić uwagę na ostatnią reakcję deuteru z trytem, najkorzystniejszą pod względem energetycznym – aż 17,59 MeV. To właśnie ona leży u podstaw idei przemysłowego wykorzystania reakcji syntezy w warunkach ziemskich: całkowite wykorzystanie tylko 1 grama paliwa deuterowo-trytowego dostarczyłoby ok. 100 MWh energii elektrycznej. Dodatkowo, energia produkowana w ten sposób nie generowałaby (jak w reaktorach rozszczepieniowych) długożyciowych izotopów, które mogłyby się stać kłopotliwym odpadem promieniotwórczym (choć pojawiają się materiały aktywowane wysokoenergetycznymi neutronami).

Paliwo do syntezy jądrowej jest względnie łatwo dostępne i nie ma tak ograniczonych zasobów, jak dzieje się to w przypadku kopalin. Źródłem pozyskiwania deuteru jest woda morska, jeziora i oceany – np. 1 m³ wody morskiej zawiera go ok. 30 g (jeden atom deuteru przypada na ok. 7 000 atomów wodoru). Natomiast radioaktywny tryt (o okresie połowicznego zaniku 12,3 lat), chociaż występuje na Ziemi tylko w niewielkich ilościach (jeden atom trytu przypada na ok. 10¹⁷ atomów wodoru), może być wytwarzany z litu znajdującego się w większych ilościach w skorupie ziemskiej (ok. 50 g/t). Gdyby do napromieniowania litu wykorzystać neutrony uwalniane podczas syntezy deuteru i trytu, to produktami tej reakcji będą, oprócz trytu i wyzwolonej energii, również cząstki α :

$${}^6\text{Li} + n \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H} \Rightarrow Q = 4,18 \text{ MeV} \quad (19.4)$$

Warto zwrócić uwagę, że w reakcji syntezy nie zderzają się całe atomy, tylko ich zjonizowane „wersje” – pozbawione elektronów dodatnio naładowane jądra. Z tego powodu istotnym problemem w pozyskiwaniu energii z syntezy jądrowej jest pokonanie sił odpychania elektrostatycznego: zbliżenie do siebie dwóch jąder deuteru (deuteronów) na odległość odpowiadającą rozmiarom jądra wymaga przewyciężenia energii potencjalnej tego układu:

$$U = \frac{e^2 Z_d^2}{4\pi\epsilon_0(R_d + R_d)} \quad (19.5)$$

gdzie ϵ_0 – stała dielektryczna próżni, e – ładunek elementarny; promień deuteronu $R_d = 1,5 \text{ fm} = 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ m}$, jego liczba atomowa $Z_d = 1$. Energia potencjalna wynosi więc:

$$U = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot 2R_d} = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C})^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{C}^2}{\text{N} \cdot \text{m}^2} \cdot 2 \cdot 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ m}} = 7,69 \cdot 10^{-14} \text{ J} = 0,48 \text{ MeV} \quad (19.6)$$

Aby przewyciężyć tę energię potencjalną (tzw. barierę kulombowską na zderzenie), należy każdemu z deuteronów nadać wcześniej odpowiednio dużą energię kinetyczną 0,24 MeV. Poruszające się z takimi energiami cząstki można uzyskać albo w akceleratorach, albo w wyniku podgrzania gazu deuterowego do bardzo wysokiej temperatury, w której staje się on tzw. plazmą.

Korzystny bilans energetyczny syntezy jądrowej odpowiada za istnienie pierwiastków o liczbach masowych A nie większych od 56, czyli od wodoru do żelaza. Za istnienie pierwiastków cięższych odpowiadają inne mechanizmy – jeden z nich będzie opisany w ostatniej części tego rozdziału.

19.2. Plazma – „czwarty stan materii”

Plazma zyskała nazwę czwartego stanu skupienia materii ze względu na niezwykle właściwości fizyczne, odróżniające ją od fazy stałej, ciekłej i gazowej. W codziennych warunkach wzrost energii wewnętrznej ciał prowadzi do ich przemiany w postać gazową (parowanie, sublimacja). Dalsze dostarczanie energii cieplnej prowadzi do jonizacji atomów wskutek zderzeń. Taka postać gazu, nawet tylko częściowo zjonizowanego, nazywana jest plazmą. Ładunki dodatnie jonów i ujemne elektronów w plazmie są sobie równe, a zatem wypadkowy ładunek jest równy zero. Rozpatrując plazmę makroskopowo, jest ona elektrycznie obojętna.

Plazma jest podstawowym stanem skupienia materii we Wszechświecie. Występuje w gwiazdach (tzw. plazma gorąca), mgławicach oraz materii międzygwiazdnej (plazma zimna). Natomiast w warunkach ziemskich jej źródłem w głównej mierze jest pierwotne kosmiczne promieniowanie jonizujące. Przyczynia się ono do powstawania zórz polarnych. Plazmę obserwujemy też w wyładowaniach atmosferycznych (pioruny), płomieniu, a także jako tzw. ognie św. Elma.

Fizyczną granicą oddzielającą stan gazowy i plazmę jest moment zmiany właściwości fizycznych gazu oraz pojawienie się przewodnictwa elektrycznego, a tym samym utrata

zdolności izolacyjnych gazu. Elektrony częściowo lub całkowicie odrywają się od atomów i poruszają się niezależnie od jonów dodatnich. Stopień jonizacji gazu decyduje o nietypowych makroskopowych własnościach plazmy.

Stopień jonizacji i skład plazmy mogą być bardzo zróżnicowane. W niskich temperaturach zachodzi proces odrywania pojedynczych elektronów, tzw. jonizacja jednokrotna. Mówimy wówczas o plazmie częściowo zjonizowanej, w której występuje pewna liczba jonów dodatnich, elektronów i duża liczba niezjonizowanych cząsteczek gazu. Ze wzrostem temperatury pojawia się silniejsza jonizacja gazu i coraz większa liczba elektronów może oddzielić się od atomów. W bardzo wysokich temperaturach zachodzi jonizacja zupełna. Plazma staje się mieszaniną dodatnich jąder atomowych i elektronów, bez zawartości neutralnych atomów i cząsteczek.

Kolejną cechą plazmy jest emitowane przez nią promieniowanie elektromagnetyczne, silnie zależne od temperatury, gęstości i stopnia jonizacji. W wysokich temperaturach promieniowanie to pochodzi w znacznej mierze z rekombinacji (tj. łączenia się) elektronów i jonów dodatnich oraz promieniowania hamowania (Bremsstrahlung) swobodnych elektronów poruszających się w polu elektrycznym jonów. Plazma posiada także zdolność pochłaniania promieniowania w tym samym zakresie widma, które emituje. Kolejna ważna cecha „czwartego stanu materii” jest związana z przewodnictwem elektrycznym. W odróżnieniu od typowego metalu, opór plazmy maleje wraz ze wzrostem temperatury.

19.2.1. Klasyfikacja plazmy

Plazma może zawierać cząstki o bardzo szerokim zakresie energii, wynoszącym od 0,1 eV do 2 MeV. W celu scharakteryzowania stanu energetycznego cząstek występujących w plazmie korzystamy z przeliczenia energii na temperaturę zgodnie ze wzorem:

$$E = k T \quad (19.7)$$

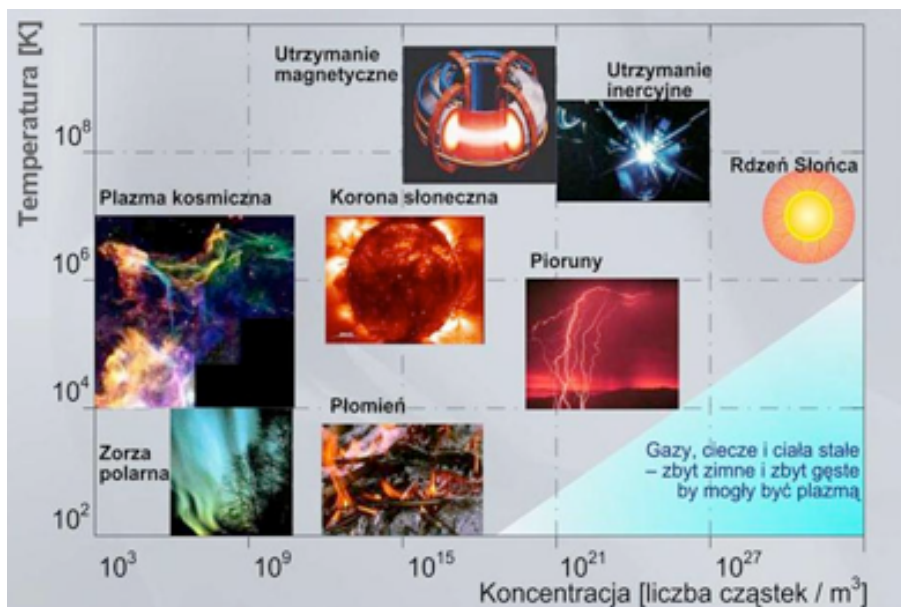
gdzie: E – energia, k – stała Boltzmanna, T – temperatura. Z zależności tej wynika, że energia 1 eV odpowiada temperaturze

$$T = \frac{E}{k} = \frac{1 \text{ eV}}{k} = \frac{1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}}{1,381 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}} = 1,16 \cdot 10^4 \text{ K} \quad (19.8)$$

Różnorodność form w jakich może wystąpić plazma ilustruje rysunek 19.1. Podstawą klasyfikacji plazmy w zastosowaniach technicznych jest podział ze względu na temperaturę:

- Plazma wysokotemperaturowa, „gorąca” (temperatura plazmy rzędu 10^6 – 10^8 K) jest wytwarzana podczas syntezy termojądrowej (tzw. fuzji plazmowej). Plazma gorąca występuje w zakresie energii powyżej kilkunastu eV, jest zwykle prawie całkowicie zjonizowana.
- Plazma niskotemperaturowa (temperatura plazmy rzędu 10^3 – 10^4 K) tworząca się podczas wyładowań elektrycznych, w której średnia energia elektronów nie przekracza energii jonizacji atomów ośrodka tworzącego plazmę (dla powietrza to ok. 10 eV). Taką plazmę stanowi najczęściej gaz zjonizowany w niewielkim stopniu, o dużej lub bardzo dużej zawartości neutralnych atomów i cząsteczek.

- Plazma nietermiczna, zwana potocznie „zimną” (temperatura plazmy rzędu $4 \cdot 10^2$ K) występuje w zakresie energii od 0,2 eV do 3 eV. W plazmie nietermicznej elektrony są „gorące” (mają wysokie energie), zaś cząstki plazmy są „zimne” – mogą mieć temperaturę otoczenia lub niższą.



Rys. 19.1: Parametry plazmy w zależności od koncentracji cząstek naładowanych i temperatury

Chociaż w technice wykorzystuje się przede wszystkim plazmę niskotemperaturową, to opanowanie reakcji syntezy termojądrowej i zastosowanie gorącej plazmy do wytwarzania energii jest przedmiotem zaawansowanych badań, o czym powiemy w dalszej części rozdziału.

19.2.2. Źródła plazmy i metody jej wytwarzania

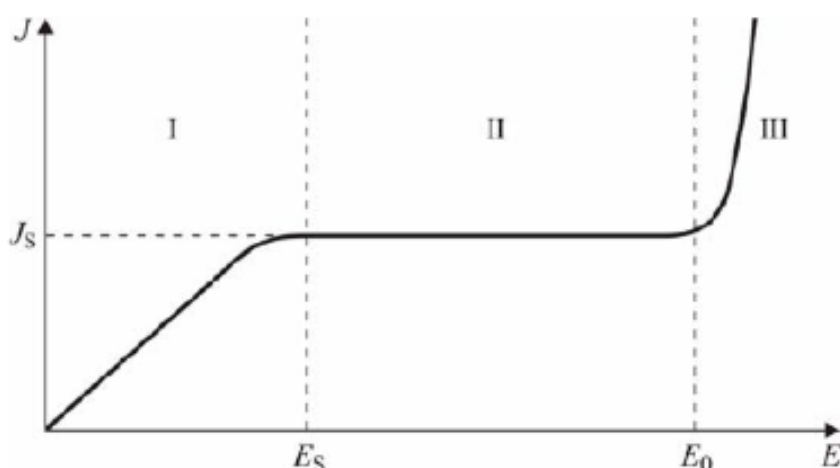
Technologie plazmowe są wykorzystywane w różnych dziedzinach techniki. Plazma w technice znalazła zastosowanie nie tylko ze względu na bardzo wysokie temperatury uzyskiwane podczas jej wytwarzania. Szczególnie istotny jest fakt występowania w plazmie cząstek elementarnych, emisji fotonów, tworzenie bardzo reaktywnych rodników oraz występowanie szerokiego widma promieniowania elektromagnetycznego. Wyjątkowo szerokie zastosowanie w technice ma niskotemperaturowa plazma termiczna. Jest ona stosowana w badaniach podstawowych, metalurgii, technologiach kosmicznych, mikroelektronice, nanotechnologii, w technologii chemicznej, ochronie wody i atmosfery oraz wielu innych dziedzinach.

Wykorzystanie plazmy do celów technologicznych wymaga kontroli jej parametrów w szerokich zakresach. Staje się to możliwe np. wówczas, gdy plazmie nadaje się postać ukierunkowanego strumienia.

Plazmę dla celów technologicznych wytwarza się zwykle za pomocą wyładowań elektrycznych, których przebieg zależy od ukształtowania elektrod i elektrycznego układu zasilania. Szczególnie często (np. do spawania) wykorzystuje się wyładowanie łukowe pomiędzy dwiema elektrodami z materiału przewodzącego, charakteryzujące się bardzo

dużym natężeniem pola elektrycznego między elektrodami. Przy ciśnieniu atmosferycznym wyładowanie występuje w wąskim kanale między elektrodami, przybierając kształt świecącej smugi. Do innego rodzaju wyładowań zaliczamy **wyładowania koronowe**. Pojawia się ono w wyniku jonizacji ośrodka otaczającego przewodnik i znajdującego się w silnie niejednorodnym polu elektrycznym.

Mechanizmy wyładowania w gazach można prześledzić na podstawie charakterystyki prądowo-napięciowej (rys. 19.2) obszaru gazowego zawartego między płaskimi elektrodami umieszczonymi w ustalonej odległości, do których przyłożono stałe napięcie. Przyjmujemy, że w szczelinie istnieje jednorodne pole elektryczne.



Rys. 19.2: Gęstość prądu J wyładowania w funkcji natężenia pola elektrycznego E (gęstość prądu jest stosunkiem natężenia prądu I do pola poprzecznego przekroju przewodnika S , tj. $J = I/S$). Zakres I – gaz spełnia prawo Ohma, zakres II – obszar nasycenia, zakres III – gwałtowny wzrost gęstości prądu.

W zakresie I gaz spełnia prawo Ohma, prąd wzrasta proporcjonalnie do wartości napięcia. Zakres II, nazywany obszarem nasycenia, charakteryzuje się stałą wartością gęstości prądu. Po przekroczeniu wartości E_0 (w zakresie III) następuje gwałtowny wzrost gęstości prądu. Dla suchego powietrza o ciśnieniu 10^5 Pa graniczna wartość E_0 wynosi ok. 25 kV/cm.

Wyładowanie w gazie będzie rozwijać się pod warunkiem obecności cząstek naładowanych w polu elektrycznym. Przyłożenie różnicy potencjałów sprawia, że elektrony są przyspieszane w pobliżu katody i w wyniku zderzeń z atomami gazu powodują jego wzbudzenie i jonizację. Wytworzone jony dodatnie, uderzając w katodę, wyzwala ją z niej elektrony wtórne, które dają początek nowym procesom jonizacji i tworzeniu się lawin elektronowych. Jeśli procesy wzbudzenia i jonizacji w gazach odbywają się w objętości gazu jest to jonizacja objętościowa, gdy na powierzchniach elektrod – jonizacja powierzchniowa.

Do celów badawczych i technicznych, plazma niskotemperaturowa wytwarzana jest przy pomocy różnych urządzeń, np. plazmotronów (dział plazmowych). W urządzeniach pracujących pod ciśnieniem atmosferycznym, najczęściej źródłem plazmy są łukowe wyładowania elektryczne w stałym lub zmiennym polu elektrycznym (o częstotliwościach ok. kilku kHz). Zazwyczaj jedna elektroda ma postać zaostrego pręta, a druga – kształt

walca, który otacza elektrodę zaostroszoną. Pomiedzy elektrodami wymusza się przepływ gazu roboczego, np. argonu, helu, azotu, wodoru, dwutlenku węgla.

Inna metoda wytwarzania plazmy wykorzystuje zjawisko indukcji elektromagnetycznej. Plazma powstaje wewnątrz cewki dzięki oddziaływaniu pola elektromagnetycznego i ładunków znajdujących się w obszarze tego pola. W tym rozwiązaniu brak jest elektrod, a uzwojenie cewki może być oddzielone materiałem izolacyjnym i ogniotrwałym od strefy generowania plazmy, znacząco wydłużającym czas pracy urządzenia. Powstający strumień plazmy jest bardziej jednorodny, co daje możliwość oddziaływania na większe powierzchnie niż w urządzeniach wykorzystujących wyładowania łukowe. Brak elektrod pozwala także na wprowadzanie przedmiotów bezpośrednio w strumień plazmy, np. celem zmodyfikowania własności ich materiału.

19.2.3. Przykłady technicznych zastosowań plazmy

Współczesne zastosowania plazmy i reaktorów plazmowych można podzielić na dwie zasadnicze grupy: zastosowania analityczne oraz zastosowania technologiczne. Te drugie obejmują: technologie materiałowe, chemiczne, ochrony środowiska i biotechnologie. Zmiana właściwości fizycznych i chemicznych strumienia plazmy jest podstawą technologii chemicznych, takich jak: modyfikacja powierzchni, wytrawianie, osadzanie cienkich warstw, wytwarzanie proszków, generacja ozonu, plazmowe oczyszczanie gazów i ścieków, termiczna utylizacja.

W popularnych kserokopiarkach wyładowania koronowe umożliwiają równomierne naładowanie powierzchni bębna ładunkiem dodatnim. Światłoczuły bęben kserokopiarki pokryty jest związkami o właściwościach fotoelektrycznych. Naelektryzowana część bębna jest oświetlana światłem odbitym od kopiowanego dokumentu. W miejscach oświetlonych zachodzi wewnętrzne zjawisko fotoelektryczne, w wyniku którego substancja pokrywająca bęben zaczyna przewodzić prąd. Na bębnie tworzy się fragment obrazu z kopiowanego dokumentu. W kolejnym etapie toner (ferromagnetyk) jest przenoszony na bęben. Toner koncentruje się w miejscach naelektryzowania bębna. Naładowana ujemnie rolka transferowa, z kolei przenosi toner z bębna na kartkę papieru. Następnie z bębna usuwany jest ładunek oraz resztki tonera, a kartka papieru (z naniesionym obrazem) wędruje do utrwalacza. Tam toner znajdujący się pomiędzy silnie ogrzаныmi (ok. 200°C) wałkami ulega stopieniu i przykleja się do papieru, tworząc trwały obraz.

Zmieniając pęd i energię cząstek plazmy uzyskujemy wiązki plazmy stosowane w technologiach laserowych, napędach rakietowych, do generacji promieniowania oraz w plazmowych źródłach światła. Z plazmą nierozłącznie związane jest promieniowanie, a rury wyładowcze stanowią najstarsze źródło plazmy wytwarzanej sztucznie. Do plazmowych źródeł światła, w których wykorzystywane są wyładowanie elektryczne w gazie, należą: lasery gazowe, lampy sodowe, świetlówki, lampy rtęciowe, lampy ksenonowe. Duża skuteczność świetlna takich źródeł wiąże się z tym, że ich widma znajdują się w obszarze największej czułości widmowej oka ludzkiego. Ekran plazmowy działa na zasadzie doprowadzenia mieszaniny gazów (głównie ksenonu i neonu) do stanu plazmy. Zjonizowane gazy zaczynają emitować fotony światła ultrafioletowego, które padając na luminofor pobudzają go do emisji światła widzialnego charakterystycznego dla danego rodzaju luminoforu.

W kolejnym obszarze zastosowań znajduje się unieszkodliwianie odpadów i sterylizacja. Energia plazmy może zostać wykorzystana do dysocjacji wywołanej zderzeniami z elektronami i jonizację gazów w celu wyprodukowania wolnych rodników, które posłużą do rozłożenia cząsteczek toksycznych gazów. Unieszkodliwianie odpadów odbywa się poprzez neutralizację i likwidację aktywnych substancji, po uprzednim przekształceniu ich do postaci gazowej. W temperaturze strumienia plazmy osiągającej nawet do 20 000°C następuje pełne utlenianie substancji w strefie spalania. W większości przypadków cykl spalania jest jednoetapowy, a skutecznie likwidowany materiał odpadowy może charakteryzować się bardzo dużą toksycznością. Odpady wtórne powstające w minimalnych ilościach nie przekraczają 1% masy początkowego wsadu. Kiedy występują różnorodne rodzaje odpadów, plazmę termiczną wykorzystuje się do spalania całkowitego odpadów, łącznie z pojemnikiem, a następnie plazmę niskotemperaturową do oczyszczenia gazów powstałych w procesie spalania. Metodę taką można zastosować przy usuwaniu z gazów spalinowych tlenków azotu NO_x , dwutlenku siarki SO_2 , metali ciężkich i lotnych substancji organicznych. Ponieważ cząsteczki plazmy łatwo wchodzi w reakcje z różnymi substancjami chemicznymi, można przy ich pomocy rozkładać związki toksyczne, zmieniać struktury polimerowe, niszczyć bakterie i grzyby oraz wpływać na ich struktury biologiczne i DNA.

W przemyśle powszechnie wykorzystuje się plazmę do nakładania różnorodnych powłok ochronnych, służących do zabezpieczania metalowych części przed chemicznym oddziaływaniem środowiska. Wykorzystywanie warstw nanoszonych plazmowo stało się powszechne w przemyśle samochodowym oraz lotniczym. Obróbka plazmowa ma na celu nadanie materiałom nowych właściwości.

W metalurgii plazma wykorzystywana jest do wytapiania metali o kontrolowanym składzie domieszek modyfikujących ich własności fizyczne i chemiczne. Jednym ze sposobów ogrzania wsadu pieca metalurgicznego jest wykorzystanie ciepła łuku elektrycznego.

W placówkach medycznych technologie plazmowe znajdują zastosowanie do sterylizacji przyrządów i utylizacji odpadów medycznych. Jest to jedna z bezpieczniejszych dla personelu i sprzętu metod sterylizacji. Jeśli sterylizacji podlega materiał biologiczny wrażliwy na temperaturę, to zastosowanie środków chemicznych, promieniowania UV i wysokiej temperatury mogłoby powodować nieodwracalne uszkodzenia na poziomie molekularnym. W sterylizacji plazmowej wykorzystywane są bakteriobójcze właściwości wyładowań elektrycznych, a zwłaszcza wytwarzanych podczas tych wyładowań takich związków, jak ozon (O_3), tlenek azotu (NO) i nadtlenek wodoru (H_2O_2).

Technologie plazmowe w medycynie znalazły również zastosowanie przy produkcji implantów i protez. Implantologia od lat wykorzystuje materiały ceramiczne i stopy metali jako zamienniki kości i stawów. Jednocześnie korzysta z tworzyw sztucznych, np. w zastawkach, soczewkach oczu itd. Aby zapewnić dobre zrastanie z ciałem i zapobiegać odrzutom, wymienione materiały pokrywa się warstwą o odpowiednio dobranych cechach biologicznych. Plazmowa aktywacja powierzchni implantu pozwala na bardzo trwałe związanie go z tkanką, a w przypadku protez stawów i kości – na dobre zrastanie z kośćmi. Do bardziej prozaicznych zastosowań należy modyfikacja wewnętrznej powierzchni plastikowych butelek za pomocą plazmy przez pokrycie tych powierzchni węglem amorficznym, pozwalające obniżyć wnikanie tlenu i uchodzenie dwutlenku węgla. Naniesienie

cienkiej warstwy krzemu po zewnętrznej stronie butelki polepsza izolację gazową, a tym samym przedłuża przydatność napojów i redukuje zanieczyszczenie środowiska.

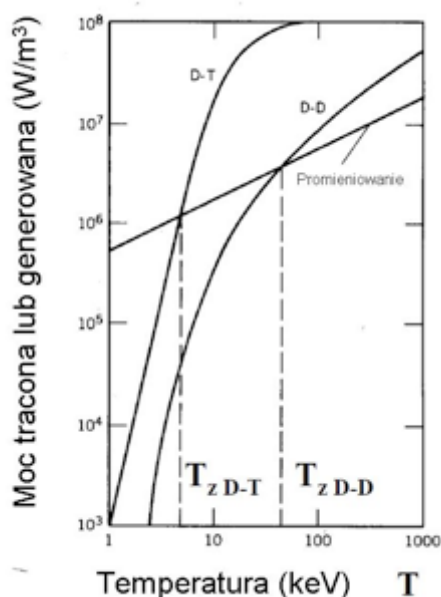
19.3. Reakcja syntezy jądrowej w warunkach ziemskich

W skali globalnej syntezę jądrową wykorzystano po raz pierwszy 1 listopada 1952 r. na atolu Eniwetok, kiedy Stany Zjednoczone przeprowadziły eksplozję bomby termojądrowej. Energia wybuchu była porównywalna z wybuchem miliona ton (10^9 kg) trotylu. Potrzebną do zainicjowania temperaturę oraz gęstość uzyskano poprzez wykorzystanie jako zapalnika bomby rozszczepieniowej. Świat poznał destrukcyjny efekt niekontrolowanych reakcji syntezy jądrowej. Możliwość kontrolowania tego procesu w urządzeniach pracujących w sposób ciągły stanowi niezwykle szansę dla energetyki. Reakcja termojądrowa mogłaby zachodzić w plazmie uwięzionej w sposób nie powodujący zniszczeń, a wytwarzana energia mogłaby być odbierana i przekazywana do dalszego przetworzenia.

Wyizolowanie plazmy i zapewnienie jej warunków niezbędnych do wystąpienia syntezy jądrowej nazywamy utrzymywaniem. W Słońcu (i innych gwiazdach) wysokie ciśnienie i temperatura plazmy (rzędu milionów stopni) są utrzymywane działaniem sił grawitacji. Mamy tu do czynienia z tzw. utrzymywaniem grawitacyjnym, powszechnym we Wszechświecie. Tej metody nie możemy jednak zastosować na Ziemi. Siły grawitacji występujące pomiędzy cząstkami zjonizowanego gazu są niewystarczające, by utrzymać plazmę w jakimkolwiek urządzeniu, a jej wysoka temperatura spowodowałaby jego uszkodzenie. Oznacza to, że należy zastosować inne techniki, w których plazma nie miałaby kontaktu ze ścianami urządzenia.

Należy mieć na uwadze, że w warunkach ziemskich reakcje syntezy jądrowej muszą przebiegać w znacznie mniejszej objętości i przy mniejszej gęstości niż na Słońcu. Z tego powodu należy w bilansie energii uwzględnić straty energii powstałe w wyniku promieniowania, przewodnictwa cieplnego, konwekcji i dyfuzji. Oznacza to, że aby otrzymać samopodtrzymującą się reakcję syntezy na Ziemi należy podgrzać plazmę do wyższej temperatury niż temperatura Słońca.

Temperatura, w której szybkość wytwarzania energii w reakcji syntezy przewyższa straty nazywamy krytyczną temperaturą zapłonu T_z . W przypadku syntezy deuteru i trytu T_{zD-T} wynosi $4,5 \cdot 10^7$ K (6 keV). Natomiast temperatura potrzebna do zainicjowania syntezy deuterów (D-D) wynosi $3,5 \cdot 10^8$ K. Zależność pomiędzy mocą generowaną w jednostce objętości w procesach fuzji pokazuje rysunek 19.3. Linia prosta przedstawia zależność traconej mocy na promieniowanie w funkcji temperatury. Za straty energii odpowiada głównie promieniowanie X powstające w wyniku zderzeń elektronów i jonów w plazmie.



Rys. 19.3: Moc generowana w procesie syntezy w zależności od temperatury

Reakcja syntezy jądrowej wymaga wytworzenia bardzo wysokiej temperatury – rzędu kilkuset milionów stopni, a następnie utrzymania plazmy wystarczająco długo, aby zainicjować emisję energii. Ponadto, chcąc uzyskać samopodtrzymującą się syntezę musimy zapewnić wytworzenie plazmy o odpowiedniej gęstości. Kiedy wszystkie trzy warunki zostaną spełnione i zajdzie wystarczająca liczba reakcji syntezy, wytwarzanie energii w sposób ciągły mogłaby zapewnić odpowiednia dostawa świeżego paliwa.

Warunki, jakie muszą być jednocześnie spełnione, aby raz zapoczątkowana reakcja termojądrowa mogła przebiegać bez dostarczania dodatkowej energii, zostały po raz pierwszy opublikowane w 1957 roku przez J. D. Lawsona i od tej pory nazywane są kryterium Lawsona.

Kryterium to określa warunki, przy których zachodzi zapłon plazmy – podaje kiedy ciepło wydzielające się z reakcji fuzji wystarcza, aby utrzymać stałą temperaturę plazmy bez dostarczania energii z zewnątrz. Lawson początkowo zaproponował, aby jako warunek podawać minimalną wartość iloczynu dwu parametrów: gęstości elektronów i jonów w plazmie (n) oraz czasu utrzymywania (uwięzienia) plazmy (τ). Następnie zmodyfikowano ten warunek na iloczyn trzech czynników: n , τ , T , gdzie T jest temperaturą plazmy. W występującym kryterium czas utrzymywania plazmy τ opisany jest wzorem:

$$\tau = \frac{3nkT}{P_h} \quad (19.9)$$

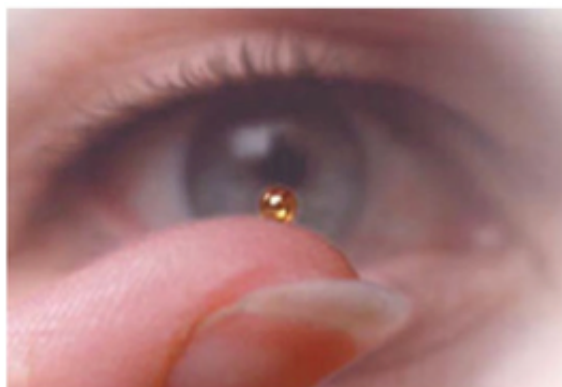
gdzie k to stała Boltzmanna, $3nkT$ określa energię elektronów i jonów plazmy, zaś P_h to moc grzania plazmy. Dla reakcji deuter-tryt iloczyn ten przyjmuje wartość:

$$n \cdot \tau \cdot T = 10^{21} \frac{\text{keV} \cdot \text{s}}{\text{m}^3} \quad (19.10)$$

Żadne ze zbudowanych dotychczas urządzeń (reaktorów), w których wytwarza się i utrzymuje plazmę wysokotemperaturową, nie osiągnęło takiej wartości.

Jedną z metod utrzymywania plazmy jest utrzymywanie bezwładnościowe (inercyjne). Paliwo wykorzystywane do reakcji ma w tym przypadku formę małej kulki lub pastylki zawierającej deuter i tryt. Na rysunku 19.4 przedstawiono małą porcję paliwa, która może wystarczyć do efektywnego wywołania reakcji syntezy jądrowej – tzw. *pelet*. W metodzie tej poprzez symetryczne bombardowanie pastylek paliwowych silnymi, dobrze zogniskowanymi impulsowymi wiązkami światła laserowego lub wiązkami jonów, do-

prowadza się do odparowania powierzchni pastylki i utworzenia otoczki (tzw. korony) plazmowej. Rozszerzająca się plazma tworzy falę uderzeniową biegnącą w kierunku środka pastylki, co skutkuje implozją i krótkotrwałym wystąpieniem reakcji syntezy. Najbardziej zaawansowanym układem, w którym wykorzystuje się ten typ pułapki plazmowej, jest instalacja Nova w Lawrence Livermore Laboratory w USA, rys. 19.5.



Rys. 19.4: Paliwo trytowo-deuterowe w formie mikro-tarczy (peletu)



Rys. 19.5: Komora urządzenia Nova w Lawrence Livermore Laboratory w USA

Typowe czasy utrzymania przy inercyjnej metodzie syntezy są rzędu 10^{-10} s i wymagają konieczność wytwarzania plazmy o bardzo dużej gęstości, osiągającej 10^{31} cząstek/ m^3 . To wymaganie ogranicza układy utrzymywania plazmy wykorzystujące siłę inercji do działania tylko w sposób impulsowy.

Inny rodzaj utrzymywania plazmy, który wykorzystuje utrzymywanie magnetyczne, takiego ograniczenia nie posiada i w zasadzie umożliwia działanie ciągłe.

Jak wiemy, ruchem cząstek naładowanych w plazmie można sterować przy użyciu pola magnetycznego. Na cząstkę o ładunku q poruszającą się z prędkością v w jednorodnym polu magnetycznym B działa siła Lorentza (o czym mówiliśmy już wcześniej):

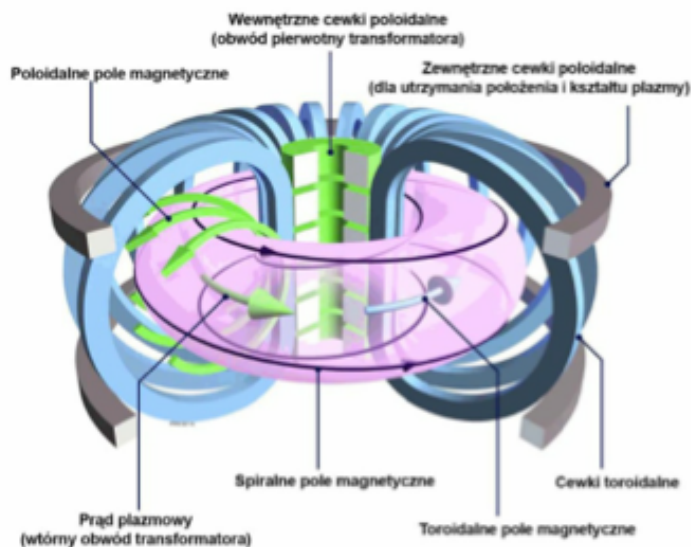
$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (19.11)$$

Siła ta jest cały czas prostopadła do wektora prędkości i wektora indukcji B , co powoduje zmianę kierunku poruszania się cząstki. Najprostszym urządzeniem wytwarzającym jednorodne pole magnetyczne jest solenoid. Naładowana cząstka plazmy, która znajdzie się wewnątrz solenoidu może zostać uwięziona i poruszać się po okręgu. Jeżeli prędkość cząstki będzie miała składową równoległą do osi solenoidu, to będzie poruszać się po

linii śrubowej zgodnie z kierunkiem osi solenoidu, dookoła linii sił pola magnetycznego. Jeśli oś solenoidu zostanie zakrzywiona i solenoid zamienimy w torus (obwarzanek), to plazmę uwięzimy w polu magnetycznym. Pole magnetyczne we wnętrzu torusa nie jest jednak jednorodne. Pojawia się też dodatkowe pole magnetyczne wytwarzane przez prąd naładowanych cząstek plazmy, skierowane prostopadle do płaszczyzny, w której leży torus. W takim układzie cząstki nie tylko krążą wewnątrz torusa, ale dodatkowo przesuwają się okresowo w kierunku prostopadłym do płaszczyzny torusa. W rezultacie cząstki krążą po liniach śrubowych, których osią jest oś torusa.

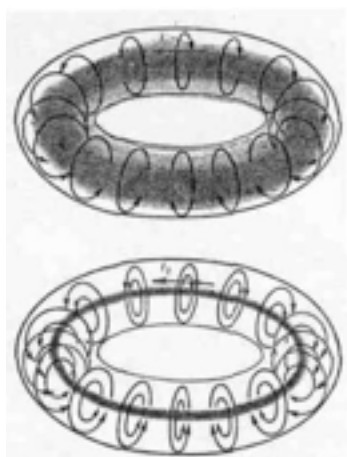
Urządzeniami wykorzystującymi utrzymywanie magnetyczne są m.in. tokamaki. Pomysł tokamaka pochodzi od fizyków rosyjskich: Andrieja Sacharowa i Igora Tamma (tokamak od ros. *тороидальная камера с магнитными катушками*, *toroidalnaja kamiera, magnitnaja katuszka*). Plazmę nagrzewa się początkowo przez wzbudzenie (indukowanie) w plazmie przepływu prądu o dużym natężeniu. Prąd ten jest indukowany za pomocą dużego transformatora, którego rdzeń przechodzi przez środek tokamaka, a prąd płynący w plazmie stanowi „uzwojenie” wtórne. Zmienne pole magnetyczne w rdzeniu transformatora generuje wewnątrz toroidu wirowe pole elektryczne, które przyspiesza jony i elektrony plazmy. Wytworzony w ten sposób prąd o dużym natężeniu (10 do 20 milionów amperów) ogrzewa plazmę do wymaganej temperatury około 10^6 K. Dla zapewnienia kontroli przebiegu reakcji syntezy wymagane jest dostarczanie energii z dodatkowych źródeł. W tokamakach takie systemy grzania potrzebne są do podtrzymywania temperatury plazmy w warunkach pracy quasi-ciągłej. Odpowiednie grzanie plazmy może np. zapewnić wstrzykiwanie wysokoenergetycznych strumieni cząstek obojętnych, zwykle atomów paliwa (tj. deuteru). Obojętność elektryczna jest tu wymagana, by uniknąć oddziaływania takich wiązek z polem magnetycznym zanim cząstki dotrą do wnętrza plazmy. Takie wiązki uzyskuje się przyspieszając jony deuteru dużą różnicą potencjałów (ponad 100 kV), a następnie pozbawiając je ładunku podczas przejścia przez neutralizator (cylinder wypełniony gazem) i skierowanie ich do wnętrza komory plazmowej. Rozpędzone neutralne atomy przekazują wówczas swoją energię i podgrzewają plazmę, a po jonizacji stają się jej częścią. Ponadto do ogrzewania stosuje się mikrofałe bądź fale radiowe dużej mocy o częstotliwościach zbliżonych do oscylacji cząstek plazmy w polu magnetycznym. Gdy paliwo zaczyna „płonąć”, wytwarzane są silne strumienie zjonizowanych jąder helu ^4He , tj. cząstek α , obdarzonych dużą energią kinetyczną. Wszystkie straty energetyczne plazmy mogą wówczas zostać skompensowane przez zderzenia cząstek α z cząstkami plazmy i można osiągnąć stan zapłonu plazmy. Paliwo plazmowe będzie mogło wtedy ogrzewać się samoistnie bez potrzeby stosowania dodatkowych źródeł energii.

Ogrzana plazma może być zamknięta w komorze o kształcie torusa i utrzymywana z dala od jego ścian przez pole magnetyczne. Układ utrzymywania plazmy zapewnia odpowiednią konfigurację pola toroidalnego i poloidalnego. Pole toroidalne realizuje podstawowy mechanizm utrzymania cząstek plazmy w obiegu zamkniętym. W tokamaku, rys. 19.6, wytwarzane jest ono przez cewki otaczające pierścieniową komorę reaktora. Pole poloidalne powstaje natomiast wokół przekroju pierścienia plazmy i odsuwa plazmę od ścian torusa, jednocześnie nadając jej odpowiedni kształt oraz stabilizując wyładowanie. Pole poloidalne wytwarza sam prąd płynący w plazmie oraz zewnętrzne, dodatkowe cewki umieszczone wzdłuż ścian bocznych komory. Taka konfiguracja pól magnetycznych powoduje, że cząstki w plazmie poruszają się po torach śrubowych wzdłuż osi torusa, nie dotykając ścianek komory.



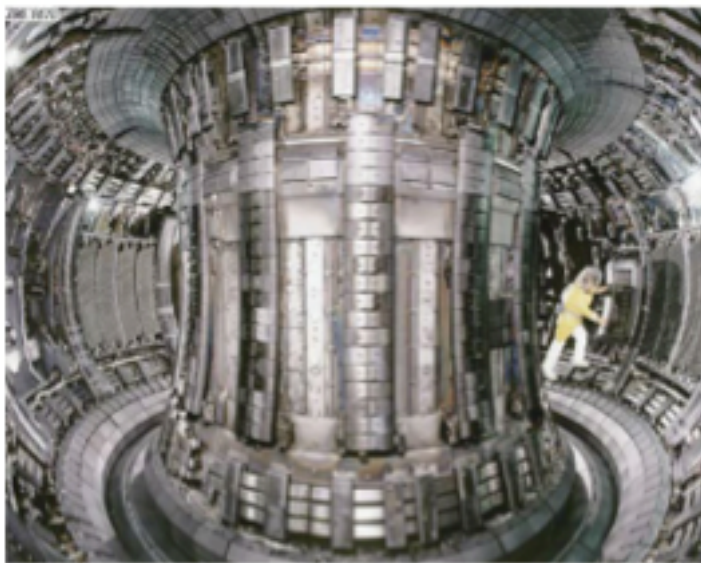
Rys. 19.6: Pułapka magnetyczna typu tokamak. Cewki pionowe wokół torusa wytwarzają pole toroidalne, a cewki poziome pole poloidalne. [Źródło: FEDA-JET, <http://www.jet.efda.org>]

Opisana metoda pozwala na wytworzenie plazmy deuterowo-trytowej o gęstości około 10^{21} cząstek/ m^3 . W przypadku zmniejszenia gęstości plazma natychmiast się schładza i zachodzenie reakcji syntezy staje się niemożliwe. Pierścień plazmowy rozszerza się pod własnym ciśnieniem. Z kolei pole magnetyczne wytwarzane przez prąd płynący przez plazmę wywołuje efekt samozaciskania się sznura plazmowego (tzw. *pinch effect*), rys. 19.7, skutkujący zwiększeniem gęstości plazmy.



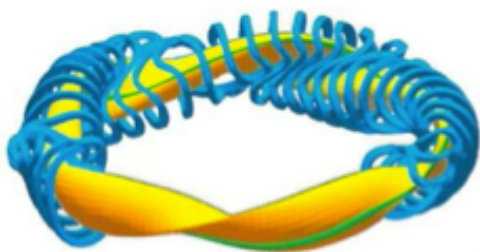
Rys. 19.7: Ilustracja efektu samozaciskania się (*pinchu*) toroidalnego sznura plazmowego

Metoda utrzymywania magnetycznego jest intensywnie rozwijana w Europie. Wykorzystywana jest m.in. w urządzeniu o nazwie JET (od ang. *Joint European Torus*), działającym w Anglii, rys. 19.8. Jest to obecnie największe na świecie urządzenie termojądrowe i jedyne, które może pracować na mieszaninie deuteru i trytu. Prąd w plazmie osiąga 5 MA. Rekordowa moc tego urządzenia uzyskana z syntezy jądrowej w ciągu 1 sekundy osiągnęła poziom 16 MW. Aktualnie w układzie JET prowadzone są eksperymenty, które mają posłużyć sprawdzeniu, czy materiały wybrane na ścianki dla przyszłych reaktorów termojądrowych będą spełniały wszystkie wymagania techniczne.



Rys. 19.8: Wnętrze komory JET

W tokamakach wypadkowe pole magnetyczne zależy zarówno od prądu zewnętrznego, którym potrafimy łatwo sterować, jak i prądu związanego z ruchem plazmy. W opisywanym układzie występują jednak problemy z utrzymaniem plazmy wewnątrz torusa i zapewnieniem ciągłości pracy. Dzieje się tak ponieważ przewody elektromagnesu są gęściej upakowane po wewnętrznej stronie pierścienia, niż po zewnętrznej, i na jony znajdujące się w wewnętrznej części pierścienia plazmy działają większe siły niż w części zewnętrznej. Można temu zaradzić dokonując pewnej modyfikacji tokamaka, np. zamieniając torus w bardziej skomplikowany kształt. Rozpatrywany układ, w którym pole magnetyczne wytwarzane jest przez cewki o silnie zdeformowanym (lecz precyzyjnie obliczonym) kształcie nazwano w przeszłości stellaratorem. W rzeczywistości konfiguracja typu stellarator była zaproponowana wcześniej niż tokamak i badana przez wiele lat w Princeton, USA. Takie rozwiązanie może zrównoważyć siły działające w plazmie i spowodować, że będzie ona bardziej stabilna. Na skutek skręcenia torusa część wewnętrzna pierścienia plazmy może się przemieszczać się do części dotychczas zewnętrznej. Rysunek 19.9 pokazuje kształt takich cewek i specyficzny kształt sznura plazmowego. Stellaratory są budowane w kilku krajach. Dotychczas największy z nich – układ LHD (od ang. *Large Helical Device*) został zbudowany w Japonii.



Rys. 19.9: Idea stellaratora: kolorem żółtym oznaczono sznur plazmy, a niebieskim – cewki

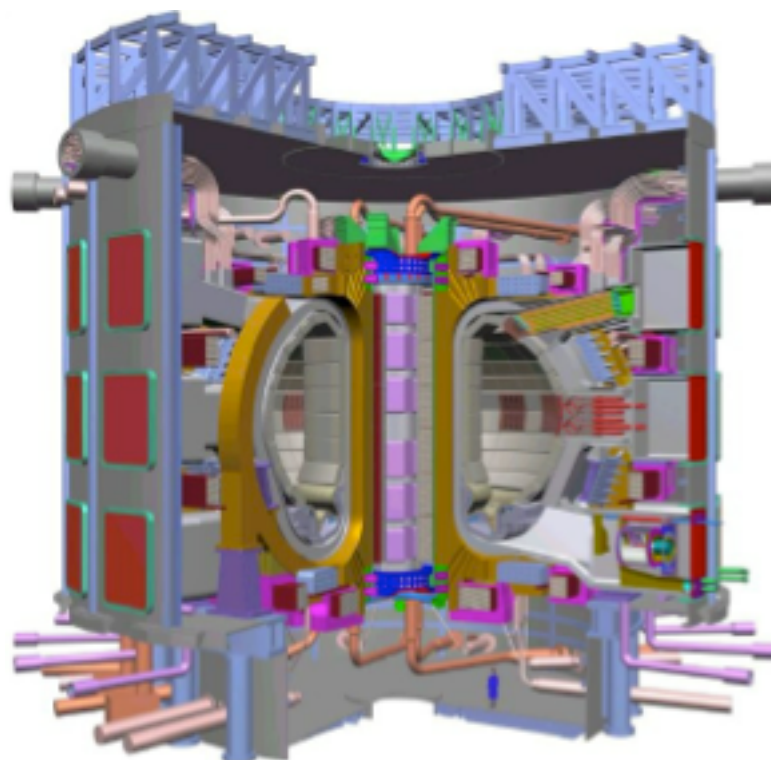
19.4. Projekt ITER

W 2007 roku rozpoczęto budowę tokamaka III generacji o nazwie ITER (ang. *International Thermonuclear Experimental Reactor*). Jako miejsce jego lokalizacji wybrano ośrodek Cadarache we Francji (Prowansja). Projekt ITER powstał w ramach bardzo szerokiej współpracy międzynarodowej krajów Unii Europejskiej, USA, Korei Południowej, Chin, Indii i Rosji. Jest to obecnie najdroższy projekt naukowy na świecie. ITER ma stworzyć podstawy do budowy prototypowego reaktora termojądrowego do celów energetycznych. Ponadto będzie w nim możliwe przetestowanie wielu komponentów wymaganych w przyszłej elektrowni opartej na procesach fuzji jądrowej.

Moc generowana przez reaktor ITER ma osiągnąć 500 MW. Objętość plazmy znajdującej się w pierścieniu ma wynosić 837 m³. Toroidalna komora ITER będzie miała duży promień 6,2 m, a promień jej przekroju poprzecznego ok. 2 m. Reaktor ma być wyposażony w 25 gigantycznych elektromagnesów, z których największy waży 840 ton. We wnętrzu instalacji pole magnetyczne ma wynosić ok. 5,3 T, tzn. osiągać wartość 100 tys. razy większą od ziemskiego pola magnetycznego. Źródłem neutronów o energii 14 MeV będą reakcje syntezy trytonów i deuteronów, rozpędzanych wstępnie w specjalnych akceleratorach liniowych do energii kilkudziesięciu MeV. Te wysokoenergetyczne neutrony mają być przechwytywane przez cienką warstwę litu, która będzie otaczać obszar gorącej plazmy. Uwieszone w środku paliwo deuterowo-trytowe ma „płonąć” przez 500 s, osiągając temperaturę 100 mln °C. W takich warunkach pierwsza ściana komory reaktora będzie narażona na działanie ogromnych obciążeń termicznych; w niektórych obszarach może dochodzić do nagrzania ściany do temperatury ponad 2000°C. Niewiele materiałów jest w stanie wytrzymać taką temperaturę. Należą do nich grafit, a także kompozyty węglowe (CFC) oraz wolfram. Połączenie powłoki wolframowej z kompozytami węglowymi ma stanowić korzystne rozwiązanie również ze względu na cenę.

W czasie jednego zapłonu (przez 500 s) ITER ma wyprodukować dziesięć razy więcej energii niż pobrał. Z energii tej będzie mógł oddać 25%, bo reszta będzie konieczna do podtrzymania reakcji syntezy. ITER nie będzie reaktorem energetycznym z prawdziwego zdarzenia, ale wielkim reaktorem badawczym.

Moc układu ITER będzie prawie taka, jak moc elektrowni przemysłowych planowanych w przyszłości. Realizacja projektu pozwoli na zbadanie fizyki samopodgrzewającej się plazmy (czyli plazmy, która jest nagrzewana głównie w wyniku reakcji syntezy jądrowej, a nie za pomocą źródeł zewnętrznych). Przy realizacji tego projektu wykorzystane i udoskonalone zostaną kluczowe technologie syntezy jądrowej. Ogrom tego projektu ilustruje rysunek 19.10.



Rys. 19.10: Schemat układu ITER. Na dole, dla pokazania skali urządzenia, przedstawiona została sylwetka człowieka

Reakcje syntezy jądrowej wymagają bardzo zaawansowanej techniki budowy i eksploatacji reaktorów termojądrowych. Intensywne prace w tej dziedzinie trwają już ponad 50 lat. W obliczu tego faktu ITER stanowi bardzo potrzebną instalację termojądrową. Nie można jednak oczekiwać, że jego eksploatacja będzie pozbawiona problemów. W wyniku jego pracy pojawiają się duże ilości wysokoenergetycznych neutronów (ok. 14 MeV), których wpływ na materiały konstrukcyjne nie jest do końca poznany. Promieniowanie neutronowe będzie aktywować i uszkadzać wewnętrzne części komory próżniowej, pogarszając stopniowo jej właściwości. Szacuje się, że w wyniku syntezy w instalacji pojawi się ok. 10^{20} neutronów na sekundę. Występowanie promieniotwórczego trytu i aktywacja materiałów konstrukcyjnych spowoduje konieczność okresowej wymiany wewnętrznej powłoki, która stanie się radioaktywnym odpadem. Należy zatem liczyć się z koniecznością przechowywania elementów konstrukcyjnych po zakończeniu pracy urządzenia i ich demontażu. Szacuje się, że po 15 latach eksploatacji trzeba będzie czekać 30 lat, aby poziom promieniowania materiałów komory obniżył się poniżej tła naturalnego. W celu zminimalizowania aktywności elementów reaktora spowodowanej działaniem neutronów planowane jest stosowanie materiałów o małej aktywności wtórnej. Należy również mieć na uwadze inne zagrożenia radiacyjne. Gorąca plazma jest źródłem promieniowania rentgenowskiego. Promieniowanie to zanika jednak z wygaśnięciem reakcji. Niezbędny do reakcji syntezy tryt jest β -promieniotwórczy. Ten promieniotwórczy gaz ma dużą zdolność penetracji, łatwo rozpuszcza się w wodzie i może być potencjalnie szkodliwy dla biosfery jeszcze wiele lat po jego przypadkowym rozproszeniu w środowisku (okres połowicznego zaniku trytu wynosi 12,3 lat). Natomiast powstający produkt spalania termojądrowego, czyli hel, jest całkowicie bezpieczny dla środowiska.

Część VI

Wykorzystanie promieniowania jonizującego

VI

Rozdział 20.

Zastosowania medyczne

20.1. Prześwietlenia rentgenowskie

Wykorzystywanie promieniowania rentgenowskiego do poznawania budowy wewnętrznej i funkcjonowania organizmu ludzkiego sięga początków badań nad promieniotwórczością. Już pod koniec XIX wieku niemiecki fizyk Wilhelm Conrad Röntgen skonstruował urządzenie emitujące promieniowanie mogące przenikać ciało ludzkie. Jest ono selektywnie pochłaniane przez różne organy i rejestrowalne na kliszy fotograficznej – rys. 20.1.



Rys. 20.1: Zdjęcie rentgenowskie dłoni Alberta von Kollikera wykonane przez Röntgena na posiedzeniu Physical Medical Society w Würzburgu 23 stycznia 1896 [źródło: wikipedia]

Obecnie proste obrazowanie medyczne z wykorzystaniem promieniowania X (rentgenowskiego) jest powszechnie stosowane np. do diagnostyki złamań kości i chorób płuc.

W celu zmniejszenia dawki, jaką otrzymują pacjenci (bez uszczerbku na jakości badania) wymienia się stare urządzenia na nowe o większej czułości detekcji. Zmienia się też samą metodę rejestracji z kliszy fotograficznej na matryce CCD (analogiczne jak w cyfrowych aparatach fotograficznych).

20.2. Promieniowanie jonizujące i izotopy promieniotwórcze we współczesnej medycynie

Zakłady medycyny nuklearnej i oddziały radiologiczne znajdują się w wielu szpitalach. Promieniowanie służy zarówno do diagnostyki (jak np. zdjęcia rentgenowskie klatki piersiowej, kości czy zębów), jak i do terapii (w wypadku izotopów typowym źródłem promieniotwórczym jest izotop ^{60}Co , stanowiący serce tzw. bomby kobaltowej) – rys. 20.2. W

radioterapii nowotworów rolę bomby kobaltowej przejęły dziś różne elektronowe akceleryatory medyczne.

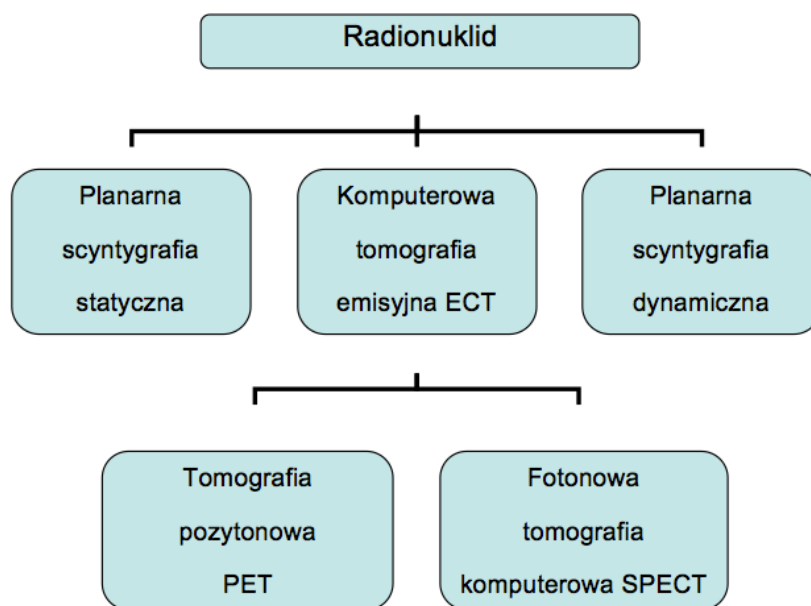


Rys. 20.2: Bomba kobaltowa – ważne narzędzie w terapii nowotworów

Medycyna nuklearna, wykorzystując źródła izotopowe, wykrywa szereg schorzeń zanim wystąpią symptomy choroby i zapobiega niepotrzebnym zabiegom chirurgicznym. Skanowanie czy obrazowanie, dzięki którym możemy wykryć zmiany w kościach i innych narządach wewnętrznych, jest z reguły poprzedzone podaniem pacjentowi substancji promieniotwórczej, tzw. radiofarmaceutyku. Pochodzące od niego promieniowanie jest następnie monitorowane przez system detektorów. Zastosowanie radiofarmaceutyku pozwala zarówno zidentyfikować miejsce chorobowo zmienione, jak również je wyleczyć nie narażając przy tym sąsiednich, zdrowych tkanek. Znaczniki izotopowe pozwalają badać procesy biologiczne zarówno w żywym organizmie (*in vivo*), jak i po wypreparowaniu tkanek czy płynów ustrojowych (*in vitro*).

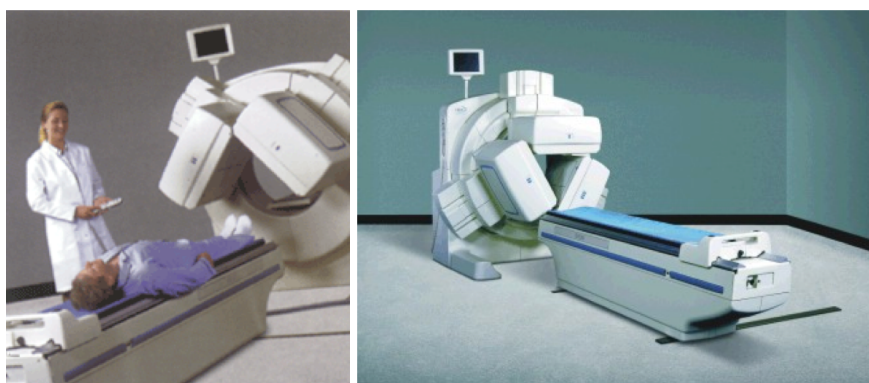
Typowymi izotopami wykorzystywanymi w tym celu są ^{131}I (używany również do terapii radioizotopowej) oraz $^{99\text{m}}\text{Tc}$ (uzyskiwany z rozpadu ^{99}Mo). Część analiz można prowadzić bez kontaktu pacjenta z izotopami radioaktywnymi. Niektóre izotopy (np. ^{125}I czy ^3H) używane są w rutynowych analizach chemicznych, w których określa się poziom hormonów, cechy krwi i moczu. Zastosowanie radionuklidów w medycynie nuklearnej, a ściślej mówiąc – w obrazowaniu organów wewnętrznych, pokazane jest schematycznie na rysunku 20.3.

Podstawową sprawą w danej procedurze jest uzyskanie właściwego radionuklidu. Ten może powstać w drodze reakcji jądrowej zainicjowanej cząstką-pociskiem z akceleratora, może jednak też być wytworzony w reaktorze jądrowym bądź w drodze naświetlenia tarczy strumieniem neutronów, bądź jako produkt rozszczepienia cięższego nuklidu.



Rys. 20.3: Techniki obrazowania medycznego dla celów diagnostycznych

Wprowadzenie radiofarmaceutyku do organizmu powoduje, że z badanego narządu emitowane jest promieniowanie γ . Jego natężenie można zmierzyć całościowo, a więc w sposób pozwalający ocenić stopień wchłonięcia się specyfiku, bądź też obejrzyć jego rozkład przestrzenny. Taki rozkład jest tożsamy z rozkładem przestrzennym wchłonięcia radiofarmaceutyku przez dany narząd wewnętrzny, co pozwala postawić diagnozę jego stanu. Najpopularniejszym przyrządem służącym do obserwacji tego typu jest tzw. gamma-kamera, która może być jedno- lub wielogłowicowa, jak pokazana na rysunek 20.4.



Rys. 20.4: Wygląd typowych gamma-kamer: dwu- i trójgłowicowych. Kamera obracając się wokół pacjenta wykonuje serię zdjęć pokazujących rozkład natężenia promieniowania w funkcji kąta, pod którym ono wychodzi z pacjenta. W ostatnim etapie dokonuje się rekonstrukcji obrazu tomograficznego, patrz opis techniki SPECT.

Wzrastające zużycie izotopów promieniotwórczych dla celów medycznych jest zjawiskiem światowym, szczególnie widocznym w krajach wysoko rozwiniętych. Od roku 1995 w USA zaobserwowano wykładniczy wzrost tego zapotrzebowania. Ocenia się, że do roku 2020 zapotrzebowanie na izotopy promieniotwórcze dla samej terapii może wzrosnąć nawet 100 razy! Podobnego wzrostu można spodziewać się też w Europie.

Wśród wykorzystywanych izotopów szczególną rolę gra promieniotwórczy jod, gdyż jest łatwo i selektywnie wchłaniany przez tarczycę. Pozwala to na wykorzystanie go w niewielkich dawkach dla celów diagnostycznych. W dużych dawkach można stosować go do terapii raka tarczycy – nowotwór niszczone jest promieniowaniem jodu wprowadzonego do tkanki tarczycy. W takiej sytuacji jest stosunkowo łatwo dostosować dawkę terapeutyczną do rozmiaru guza. β - i γ -promieniotwórczy ^{131}I o połówkowym okresie zaniku 8 dni jest już od ponad 50 lat wykorzystywany do badań czynności tarczycy.

20.3. Radioznaczniki i generatory radioizotopowe

Znacznikiem promieniotwórczym lub krócej radioznacznikiem nazywamy źródło promieniotwórcze podawane pacjentowi w precyzyjnie dobranych dawkach. Rozchodzi się ono wraz z krwią po całym organizmie i gromadzi (w zależności od rodzaju): w organach krytycznych (np. wspomniany powyżej ^{131}I w tarczycy) lub miejscach chorobowo zmienionych. Promieniowanie emitowane przez ten izotop jest następnie rejestrowane i pozwala odtworzyć rozmieszczenie radiofarmaceutyku w ciele pacjenta lub też może wywołać efekt niszczenia docelowej tkanki.

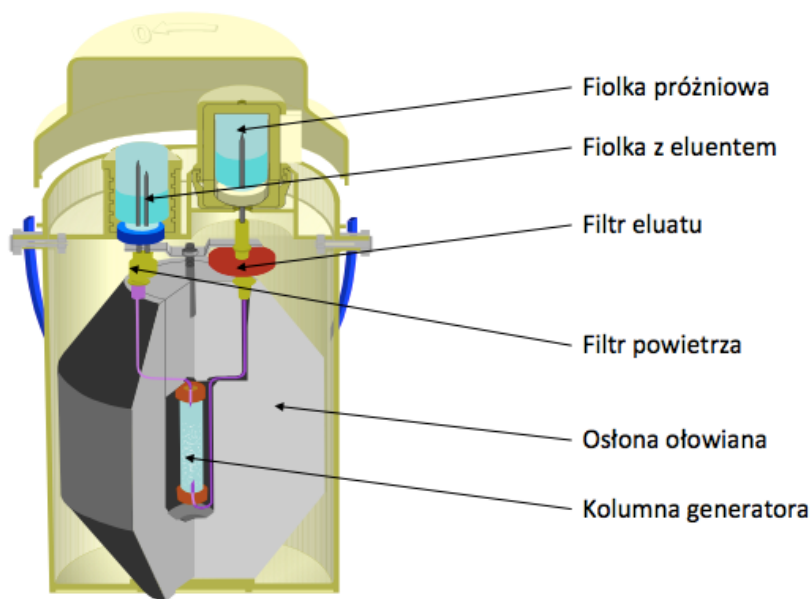
Szczególne znaczenie ma jeden z izotopów technetu o okresie połowicznego zaniku 6 godzin, tzw. metastabilny stan wzbudzony – $^{99\text{m}}\text{Tc}$. Jest on bardzo dobrym znacznikiem promieniotwórczym, wykorzystywanym do badań mózgu, wątroby, płuc itd.

Izotop ten produkuje się w urządzeniu zwanym generatorem radioizotopowym – połączonym układzie fioletów zamkniętych w specjalnym pojemniku osłonowym – rys. 20.5. Zachodzą w nim samoistne przemiany izotopu macierzystego (o długim półokresie rozpadu) na izotop pochodny (o krótkim półokresie rozpadu), tj. na właściwy radioznacznik. W szczególności $^{99\text{m}}\text{Tc}$ powstaje w reakcji



gdzie ^{99}Mo pochodzący z reguły z fragmentów rozszczepienia ^{235}U zaabsorbowany jest w Al_2O_3 w kolumnie generatora (patrz rys. 20.5). W wyniku rozpadu β z jądra molibdenu powstaje $^{99\text{m}}\text{Tc}$, który jest następnie wmywany roztworem soli fizjologicznej.

W ten sposób otrzymuje się radiofarmaceutyk, tj. substancję podawaną pacjentowi, w skład której wchodzi wyżej wspomniany radioizotop oraz związek chemiczny wykazujący zdolność gromadzenia się w obrazowanym narządzie lub tkance.



Rys. 20.5: Schemat generatora molibdenowo-technetowego produkowanego w Ośrodku Radioizotopów POLATOM NCBJ.

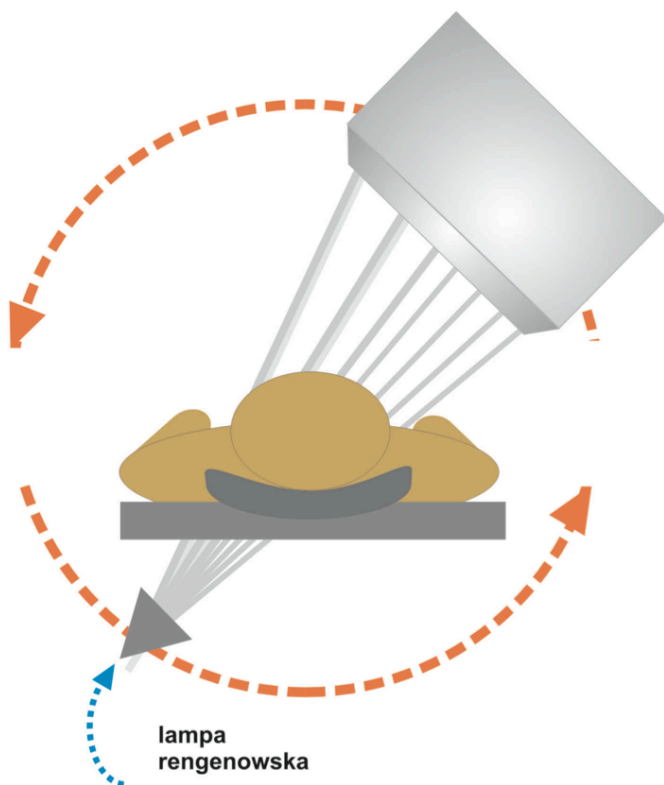
20.4. Tomografia komputerowa

Niekiedy badając pacjenta chcielibyśmy otrzymać trójwymiarowe obrazy jego narządów wewnętrznych. Stosowana w tym celu technika nosi nazwę tomografii komputerowej i znana jest pod skrótem CT (od ang. *Computed Tomography*). Metoda ta korzysta z rekonstrukcji obrazów dwuwymiarowych w oparciu o jednowymiarowe informacje o absorpcji promieniowania X, zmierzonej wzdłuż serii wybranych kierunków. Nazwa „tomografia” pochodzi od greckiego *τομή* (*tomé*) – przekrój i *γράφειν* (*gráfein*) - zapisywać.

Tomografia była i jest szeroko stosowana w diagnostyce radiologicznej, a jej sukcesy zostały w dalszej kolejności wykorzystane w medycynie nuklearnej w postaci tzw. komputerowej tomografii emisyjnej (ECT, ang. *Emission Computed Tomography*). Najpowszechniejsze zastosowanie znalazła poprzeczna tomografia, w której wykorzystuje się rejestrację poszczególnych fotonów. Nosi ona nazwę tomografii komputerowej pojedynczych fotonów (skrót SPECT, od ang. *Single Photon Emission Computed Tomography*). Jeśli źródłem promieniotwórczym jest emiter pozytonów, technikę obrazowania nazywamy emisijną tomografią pozytonową i oznaczamy skrótem PET (ang. *Positron Emission Tomography*).

W pierwszych tomografach komputerowych (1972 r.) źródło i detektor przejeżdżały równolegle w poprzek płaszczyzny badanego przekroju ciała pacjenta. Rysunek 20.6 pokazuje zasadę działania tomografów komputerowych III generacji, korzystających z wiązki rozbieżnej emitowanej ze źródła obracającego się wokół pacjenta i rejestrowanej przez zestaw detektorów rozłożonych na łuku okręgu. Takie rozwiązanie pozwoliło na znakomite skrócenie czasu badania. W stosunku do skanerów I generacji, w których badanie trwało kilkanaście minut, obecne skanery wykonują je w czasie krótszym niż minuta. Zebranie wielu obrazów przechodzenia promieniowania rentgenowskiego przez ciało pacjenta, rejestrowanych pod wieloma kątami, pozwala na przeprowadzenie matematycznej rekonstrukcji obrazu – przekroju przez pacjenta w płaszczyźnie wiązki padającej. Seria takich obrazów, otrzymanych dla różnych płaszczyzn przekroju, daje trójwymiarowy obraz narządu.

Bank detektorów obracających się wokół pacjenta
razem z lampą rentgenowską



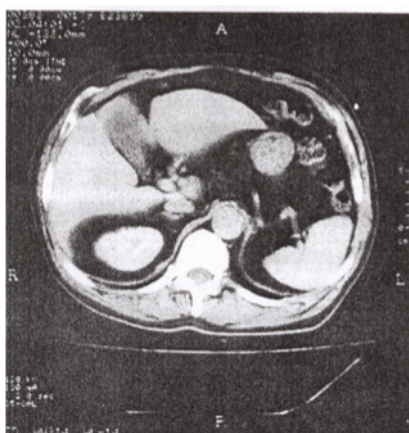
Rys. 20.6: Zasada działania tomografu komputerowego III generacji

Na rysunku 20.7 przedstawiamy wygląd zewnętrzny typowego skanera komputerowego, natomiast na rysunku 20.8 również typowy wynik badania brzucha. Zwróćmy uwagę, że tu rejestrujemy wiązkę przechodzącą przez człowieka – mamy więc do czynienia z tomografią transmisyjną.

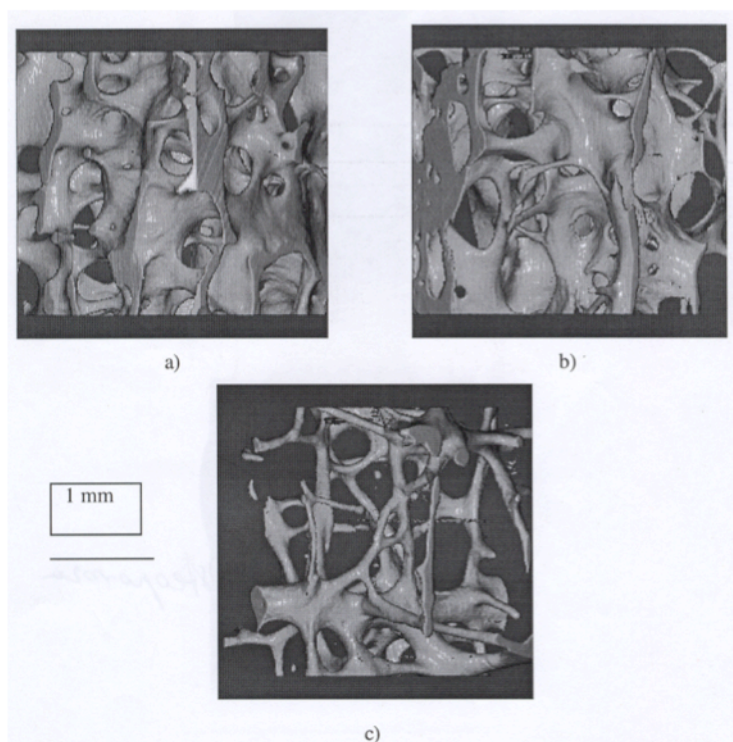
Technika tworzenia obrazów tomograficznych rozwija się i trudno przewidywać jej dalsze postępy. Przykładowo: wykorzystując promieniowanie synchrotronowe zamiast typowej lampy rentgenowskiej możemy uzyskać obrazy o nadzwyczajnej precyzji. Ilustrują fotografie 20.9 identycznych fragmentów kości biodrowej kobiet w różnym wieku.



Rys. 20.7: Przykład tomografu komputerowego (SOMATOM)



Rys. 20.8: Obraz przekroju przez brzuch pacjenta uzyskany metodą tomografii komputerowej

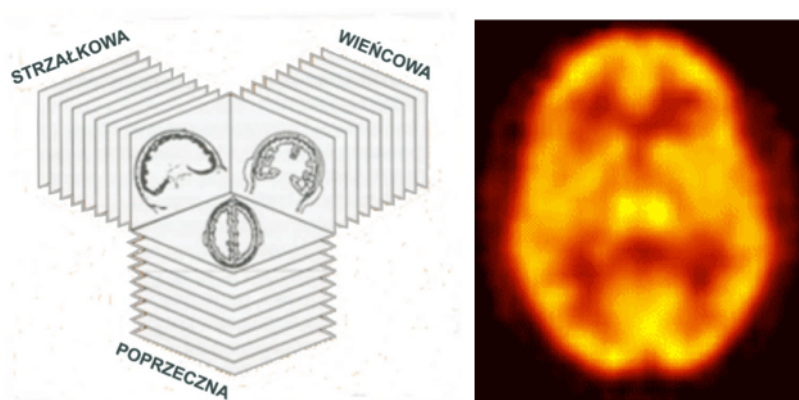


Rys. 20.9: Obrazy postępowania z wiekiem osteoporozy u kobiet w wieku 33 (a), 55 (b) i 72 lat (c). Obrazy wykonano na zestawie do tomografii przy Europejskim Źródle Promieniowania Synchrotronowego (ESRF – *European Synchrotron Radiation Source*) w Grenoble, Francja

20.5. Tomografia emisyjna pojedynczych fotonów (SPECT)

W odróżnieniu od tomografii komputerowej technika tomografii emisyjnej pojedynczych fotonów (SPECT, od ang. *Single Photon Emission Computed Tomography*) jest tomografią emisyjną: źródło znajduje się w ciele pacjenta, a obserwujemy promieniowanie wychodzące pod różnymi kątami z ustalonej płaszczyzny przekroju jego ciała. Typowe kamery SPECT pokazywaliśmy już na zdjęciach na rysunku 20.4. Głowice, zawierające zestaw detektorów scyntylacyjnych, obracając się zbierają informację o promieniowaniu wychodzą-

cym z pacjenta, któremu wcześniej podano odpowiedni radiofarmaceutyk. Podczas takiej „sesji zdjęciowej” zbierać można dane dotyczące różnego typu przekrojów. Na rysunku 20.10 pokazujemy 3 przekroje oglądane przy badaniach mózgu.



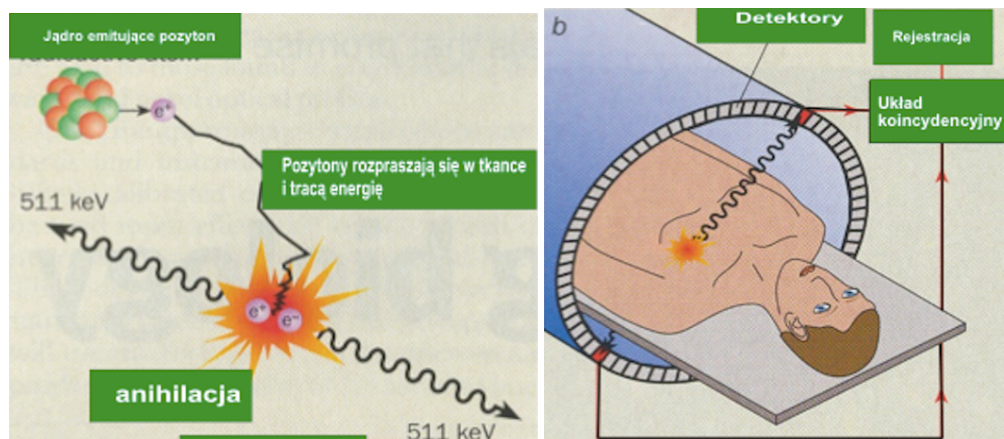
Rys. 20.10: Trzy przekroje obserwowane przy badaniach mózgu. Z prawej strony zdjęcie mózgu w płaszczyźnie poprzecznej

20.6. Pozytonowa tomografia emisyjna (PET)

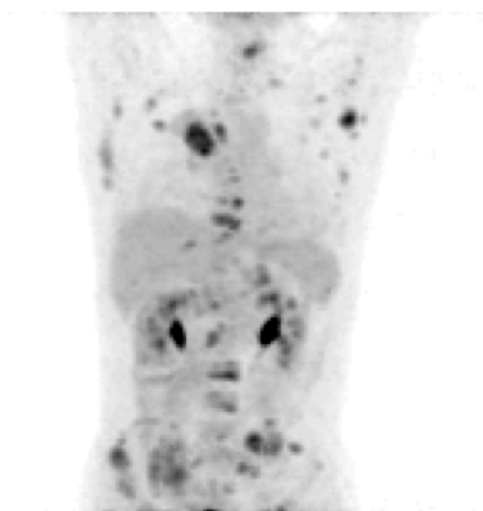
W pozytonowej tomografii emisyjnej (PET, od ang. *Positron Emission Tomography*) wykorzystuje się takie związki chemiczne, które są „biologicznie czynne”, czyli są np. silnie kumulowane w pewnym narządach (jak cukry, steroidy, tłuszcze, aminokwasy). Jeżeli zamienimy część atomów wybranych pierwiastków-składników na ich krótkożyciowe izotopy β^+ -promieniotwórcze, to pozytony β^+ będą anihilowały z elektronami z otoczenia niemal natychmiast po pojawieniu się z rozpadu promieniotwórczego. W wyniku tego procesu z badanego narządu wysyłane będą we wszystkie strony pary kolinearnych (leczących w dokładnie przeciwnych kierunkach, patrz rys. 20.11) fotonów o energii 511 keV każdy. Emisja fotonów pochodzi z badanego narządu i rozchodzi się we wszystkich możliwych kierunkach. Aparatura, zwana kamerą PET, rejestruje te fotony poza organizmem pacjenta, co pozwala na zobrazowanie kształtu narządu, jego struktury oraz zachodzących w nim zmian.

Jednoczesne zarejestrowanie dwóch kwantów anihilacyjnych przez przeciwległe detektory oznacza istnienie źródła (miejsca anihilacji) na linii łączącej te detektory. Jeśli w tym samym czasie nastąpi rejestracja kwantów anihilacyjnych w innej parze detektorów, oznaczać to będzie, że źródło promieniowania znajduje się także na drugiej linii. Wynika z tego dalej, że musi być ono na przecięciu obu tych linii. W efekcie otrzymujemy obraz narządu podobnie jak w technice SPECT.

Najbardziej interesującymi z fizjologicznego punktu widzenia są takie pierwiastki jak C (węgiel), N (azot), O (tlen). Pierwiastki te mają krótkożyciowe izotopy emitujące pozytony i są stosowane w technice PET. W użyciu są następujące emitery pozytonów: ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O oraz ^{18}F . W szczególności ten ostatni izotop jest bardzo często stosowany do obserwacji zmian nowotworowych, jako znacznik związków chemicznych szczególnie chętnie absorbowanych przez komórki nowotworowe. Na rysunku 20.12 pokazany jest wynik badania, w którym użyto znakowanej glukozy.



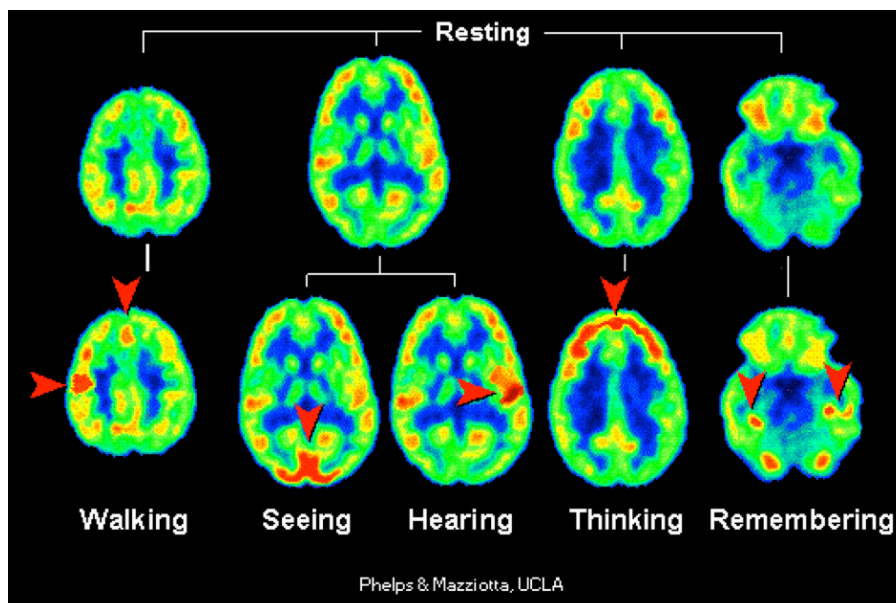
Rys. 20.11: Zasada działania techniki PET. Emitowany z jądra pozyton szybko traci swoją energię w tkance wskutek rozproszeń, a następnie anihiluje z elektronem, w wyniku czego powstają dwa kwanty anihilacyjne, każdy o energii 511 keV. Kwanty te są następnie rejestrowane przez przeciwległe detektory i zapisywane w pamięci układu jeśli rejestracja nastąpiła jednocześnie (w koincydencji). Detektory w kamerze pozytonowej ustawione są bądź na okręgu koła, bądź na bokach sześciokąta.



Rys. 20.12: Obraz przerzutów raka płuc uzyskany techniką PET

Z punktu widzenia diagnostyki na uwagę zasługuje fakt znacznie większej szybkości zbierania danych niż w technice SPECT. Należy też zauważyć, że krótki czas życia radionuklidów pozwala na bezpieczne powtarzanie badań, bez obawy o kumulację radioaktywności w ciele pacjenta. Ponadto nie bez znaczenia jest fakt, że technika PET w zasadzie nie produkuje odpadów promieniotwórczych.

Wielka szybkość zbierania danych pozwala na śledzenie przemian metabolicznych – czynności mózgu w szczególności. Rysunek 20.13 pokazuje zmiany obrazu mózgu, gdy on spoczywa lub jest zmuszany do wykonywania różnych czynności. Jeśli więc jakkolwiek z czynności ludzkich ulega zaburzeniu, obraz przyczyny tego zaburzenia jest szybko widoczny.



Rys. 20.13: Obrazy przekrojów mózgu uzyskiwane w fazie spoczynku i podczas wykonywania rozmaitych czynności otrzymane techniką PET

20.7. Radioterapia nowotworów

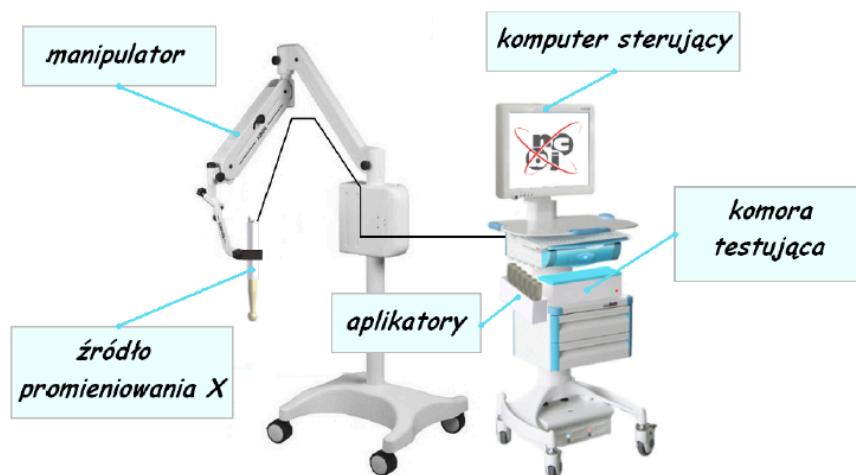
Należy pamiętać, że promieniowanie jonizujące, które używane jest dla celów diagnostycznych lub terapeutycznych, może też nieść ze sobą negatywne skutki dla zdrowia. W związku z tym, przed podjęciem decyzji o użyciu źródeł promieniotwórczych (naturalnych lub sztucznych) lekarz musi mieć pewność, że korzyści z zastosowania procedury są wielokrotnie większe niż potencjalne zagrożenia. Zarówno pacjent, jak i personel medyczny muszą działać w taki sposób, aby zminimalizować narażenie.

Pierwotną przyczyną możliwych skutków negatywnych jest uszkodzenie DNA przez promieniowanie jonizujące. Jednakże, jeśli uszkodzimy DNA znajdujące się w komórce nowotworowej, możemy doprowadzić do obumarcia tej komórki, a w dalszym planie całego nowotworu. To podstawowa idea radioterapii nowotworów.

Najpopularniejszą formą radioterapii jest użycie źródeł promieniotwórczych w bezpośrednim kontakcie z pacjentem. Metoda ta nosi nazwę brachyterapii i jest szczególnie efektywna w leczeniu nowotworów głowy i szyi, czy raków ginekologicznych – wszędzie tam, gdzie można łatwo dotrzeć ze źródłem. W raku prostaty stosuje się promieniotwórcze ziarna (60-100 ziaren zawierających głównie γ -promieniotwórcze izotopy ^{103}Pd lub ^{125}I), implantowane bezpośrednio do gruczołu.

W brachyterapii wykorzystuje się także źródła γ lub β -promieniotwórcze (np. ^{192}Ir lub ^{32}P , czy $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$) w celu zapobieżenia zamykania się arterii po angioplastyce balonikowej (potrzebna dawka 8-30 Gy). Procedury tego typu mogą dotyczyć 400 000 pacjentów rocznie w samym USA.

Innym wariantem urządzenia do brachyterapii jest tzw. igła fotonowa, czyli zminiaturyzowana lampa rentgenowska, której wyprowadzenie (aplikator) można bezpośrednio umieścić w obszarze nowotworu lub w jamie powstałej po wycięciu guza piersi w celu zniszczenia ewentualnych pozostałości po nowotworze. Rysunek 20.14 pokazuje schemat ideowy igły oraz jej widok zewnętrzny wraz z wyposażeniem.



Rys. 20.14: Schemat zestawu igły fotonowej wraz z wyposażeniem (konstrukcja opracowana w NCBJ w ramach projektu „Akceleratorzy i Detektory”)

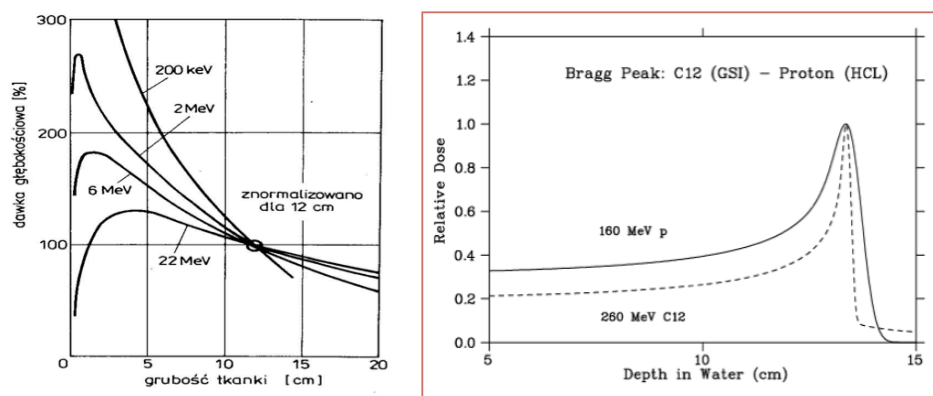
Kolejną popularną techniką radioterapeutyczną jest teleradioterapia, a więc procedura, w której korzysta się ze źródeł promieniowania oddalonych od pacjenta. Źródła te mogą być izotopowe, jak w wypadku bomby kobaltowej pokazanej na rys. 20.2 lub akceleratorowe, jak na rys. 20.15. W tych ostatnich elektrony rozpędzone w strukturze przyspieszającej akceleratora w poziomej części głowicy przechodzą przez pole magnetyczne zakrzywiające ich tory i uderzają w tarczę metalową. Powstaje intensywne i wysokoenergetyczne promieniowanie hamowania, kierowane na pacjenta. Kształt powstałej wiązki fotonów zależy od kolimatorów znajdujących się na wylocie wiązki i jest dopasowywany w sposób programowalny do kształtu guza nowotworowego.



Rys. 20.15: Akceleratorzy medyczne NEPTUN i Coline, prod. Zakład Aparatury Jądrowej, NCBJ, Świerk

Tomoterapia to połączenie dwóch aparatów: tomografu komputerowego służącego do weryfikacji ułożenia pacjenta (często z użyciem znaczników – środków kontrastowych lub symboli zaznaczonych flamastrem na skórze pacjenta) oraz akceleratora do napromieniania. Dzięki połączeniu tych dwóch funkcji możliwe jest bardzo precyzyjne leczenie guzów głowy i szyi, jamy brzusznej, miednicy i innych. Takie aparaty pracują obecnie w Poznaniu i Gliwicach.

W ostatnich latach rozwijana jest tzw. terapia hadronowa, a więc terapia przy użyciu ciężkiego promieniowania korpuskularnego – protonów i cięższych jonów, przyspieszanych w akceleratorach. Istota tej terapii związana jest ze specyfiką deponowania w energii przez hadrony hamowane w materii. Rysunek 20.16 pokazuje zasadniczą różnicę pomiędzy rozkładem dawki w tkance, pochodzącej od promieniowania X lub γ oraz promieniowania hadronowego.

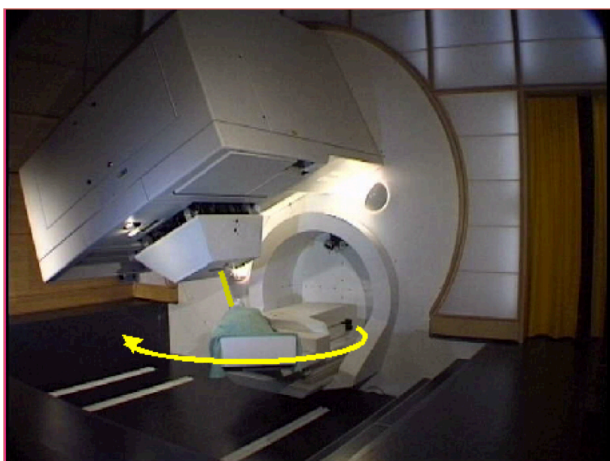


Rys. 20.16: Dawka na różnych głębokościach wnikania promieniowania elektromagnetycznego (z lewej) i hadronów (protonów o energii 160 MeV i jonów ^{12}C o energii 260 MeV – z prawej).

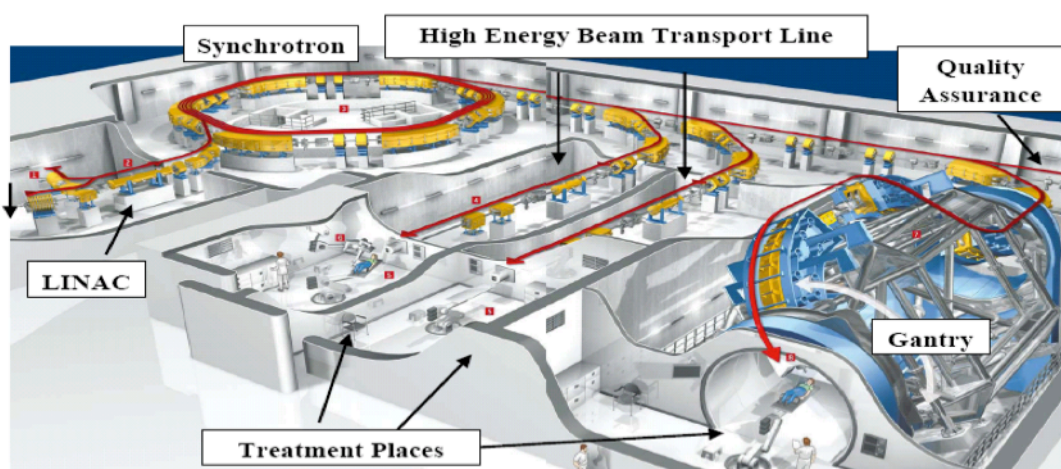
Z rysunku widać, że hadrony oddają silnie swoją energię w pobliżu końca drogi w materii (tu w wodzie – gęstość i średnia wartość liczby atomowej Z wody i ciała ludzkiego są podobne). Obszar, w którym to się dzieje jest wąski. Można zatem dopasować energię cząstki tak, aby wnikała na głębokość, na której znajduje się guz. Właśnie w tym obszarze dawka promieniowania będzie największa i tam też nastąpi efektywne niszczenie guza. Terapia protonowa oka jest stosowana np. w Centrum Onkologii w Krakowie. Na rys. 20.17 pokazujemy akcelerator protonów stosowany w radioterapii hadronowej. Ten kolos ważący kilkadziesiąt ton obraca się wokół pacjenta z milimetrową precyzją.

Na rys. 20.18 pokazano synchrotron w Heidelbergu, w którym przyspieszane protony kierowane są do kilku pomieszczeń terapeutycznych. Mała sylwetka człowieka w pomieszczeniu terapeutycznym na skraju prawej strony daje wyobrażenie o skali tej instalacji.

Radioizotopowe techniki medyczne, jak i teleradioterapia stale się rozwijają i świadczą o wielkim znaczeniu promieniowania jonizującego w naszym życiu.



Rys. 20.17: Ramię akceleratora protonów (ang. *gantry*) w Villingen, Szwajcaria



Rys. 20.18: Synchrotron do terapii hadronowej w Heidelbergu. Oznaczenia: *treatment places* – pomieszczenia terapeutyczne; *gantry* – ramię; LINAC – akcelerator liniowy; *High Energy Beam Transport Line* – kanał transportowy dla wiązki wysokoenergetycznej; *Quality Assurance* – kontrola jakości

Rozdział 21.

Zastosowania w badaniach naukowych

21.1. Poznawanie struktury materii

21.1.1. Kilka uwag wstępnych

Zastosowania promieniowania jonizującego w nauce są tak rozliczne, że w zasadzie trudno je wszystkie wymienić. Dotyczą one badań podstawowych własności materii, jej struktury i wewnętrznej dynamiki. Silne źródła promieniowania synchrotronowego pozwalają badać kinetykę reakcji chemicznych, w szczególności rolę katalizatorów. Rozwój techniki synchrotronowej w kierunku tzw. laserów na swobodnych elektronach umożliwi zbadanie struktury pojedynczych molekuł. Urządzenia takie jak LHC pozwalają wnikać w tajemnice tworzenia się Wszechświata. Spróbujemy opisać tu przynajmniej część informacji, zdobytych dzięki wykorzystaniu promieniowania jonizującego.

21.1.2. Jakie promieniowanie wybrać? Badania strukturalne

Wiemy, że materia na Ziemi występuje w trzech podstawowych stanach skupienia: gazowym, ciekłym i stałym. O ile rozróżnienie gazu od cieczy wydaje się proste, to odróżnienie cieczy od ciała stałego nastrocza już pewne trudności. Najlepszym przykładem może być szkło. Z jednej strony wiemy o jego dużej trwałości, więc skłonni jesteśmy uznać je za ciało stałe. Z drugiej, wygląda ono jak ciecz zatrzymana w migawce aparatu fotograficznego (obserwuje się np. nieznaczne „spływanie” witraży w starych kościołach i katedrach). Wydawałoby się, że wystarczy zdefiniować ciecz, jako ośrodek, który może płynąć. Skąd jednak będziemy wiedzieli o płynięciu cieczy o bardzo wielkiej lepkości? Wiemy, że góry się wypiętrzają – są wtedy ciekłe, czy stałe? Podobnie jest z lodowcami. Jak rozumieć tzw. ciekłe kryształy, jakże dziś powszechnie stosowane w monitorach telewizorów i komputerów? Podobny problem pojawia się dla metali amorficznych. Paseczki tych metali alarmują ochronę sklepową, gdy ktoś próbuje w wynieść towar bez zapłacenia.

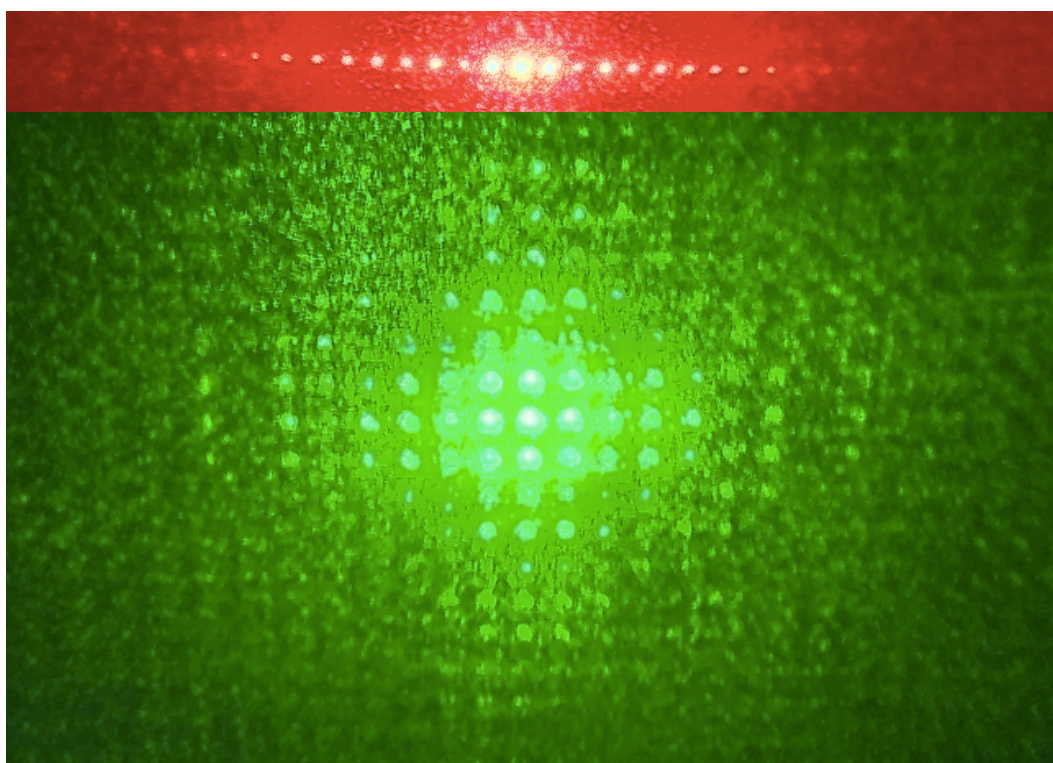
Wśród metod badawczych, dostarczających odpowiedzi na szereg takich pytań, prym wiodą metody wykorzystujące promieniowanie jonizujące: promieniowanie rentgenowskie, neutronowe, elektrony, promieniowanie gamma i miony. Wydawałoby się, że techniki te nie powinny mieć ze sobą wiele wspólnego, ale to tylko kwestia, w jaki sposób z nich korzystamy.

Na początku zajmiemy się sprawą badania struktury materii. Znając gęstość substancji, jej masę molową i liczbę Avogadro N_A można ocenić średnią odległość pomiędzy atomami lub molekułami otaczającej nas materii. Poniżej podajemy kilka przykładów tych odległości.

- faza gazowa (w warunkach normalnych): powietrze ok. 3,3 nm, wodór 2,6 nm, hel 3,34 nm,
- faza ciekła: woda 0,31 nm, rtęć 0,29 nm,

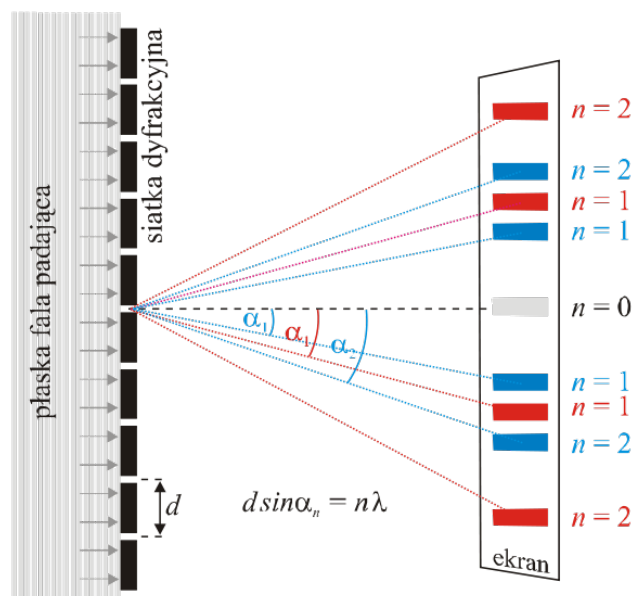
- faza stała: grafit 0,205 nm, diament 0,178 nm, złoto 0,257 nm, platyna 0,247 nm, metaliczny cez 0,49 nm, metaliczny rubid 0,45 nm.

To jednak nie odpowiada na pytanie, czy struktura jest krystaliczna, a więc uporządkowana w konkretny, powtarzający się periodycznie wzór przestrzenny, czy amorficzna, jak np. struktura szkła. Wykorzystując falowe własności promieniowania, jego dyfrakcję i interferencję możemy znaleźć określony wzór przestrzenny i określić precyzyjnie odległości między atomami. Gdy mamy do czynienia ze strukturą krystaliczną, promieniowanie postrzega ją jako trójwymiarową siatkę dyfrakcyjną. I podobnie, jak w wypadku klasycznej siatki dyfrakcyjnej otrzymywany obraz interferencyjny składa się z pól jasnych i ciemnych, których położenia mówią o danych dotyczących sieci krystalicznej – rys. 21.1.



Rys. 21.1: Zdjęcie wzoru interferencyjnego lasera przechodzącego przez siatkę jednowymiarową (na górze) oraz dwuwymiarową (na dole)

Obraz interferencyjny klasycznej siatki dyfrakcyjnej uzyskiwany jest dzięki temu, że odległość między szczelinami jest porównywalna z długością fali światła widzialnego. W naszym wypadku mamy sytuację podobną: do obserwacji położenia atomów oddległych od siebie o odległości rzędu 0,2 nm używamy promieniowania rentgenowskiego, elektronowego lub neutronowego o porównywalnej długości fali.

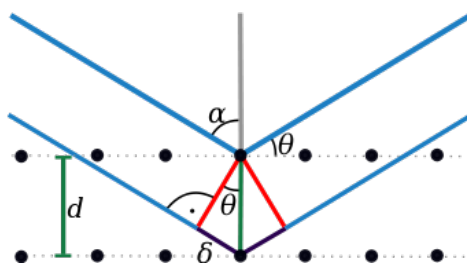


Rys. 21.2: Obraz interferencyjny siatki dyfrakcyjnej (źródło: pl.wikipedia.org). Wzór pokazuje warunek interferencji konstruktywnej – wzmacnianie się wiązek światła o długości fali λ , ugiętych na szczelinach oddległych od siebie o d

Odległości między prążkami są ściśle związane z okresem siatki, a więc odległością między środkami szczelin, na ogół rzędu $1 \mu\text{m}$. Wyobraźmy teraz sobie, że zamiast szczelin mamy płaszczyzny atomów w kryształach. Komórka elementarna i jej rozmiary jednoznacznie określają nam odległości między takimi płaszczyznami atomów. Jeśli użyjemy „światła” o długości fali porównywalnej z rozmiarami komórki elementarnej, na ekranie (cokolwiek będziemy przez to słowo rozumieli) zaobserwujemy układ prążków, których odległości będą świadczyły o trzech typowych rozmiarach komórki. Jeśli wiązka „światła” pada na płaszczyznę atomową pod kątem θ w stosunku do płaszczyzny, odbija się od niej pod takim samym kątem, natomiast warunek na wzmacnianie się wiązek odbitych, zwany warunkiem lub prawem Bragga, ma prostą postać:

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (21.1)$$

gdzie d oznacza odległość między płaszczyznami atomowymi, a $n = 1, 2, 3, \dots$ Sytuację obrazuje rys. 21.3.



Rys. 21.3: Wiązki padające i ugięte na płaszczyznach atomowych w kryształach. Łatwo sprawdzić, że warunek Bragga oznacza, że różnica dróg przebywanych przez obie wiązki musi być równa wielokrotności długości fali użytego promieniowania. Różnica dróg optycznych obu pokazanych wiązek wynosi 2δ . Interferencja konstruktywna wymaga, aby ta różnica była równa wielokrotności długości fali λ (źródło rysunku: Wikipedia)

Jak pamiętamy, dla promieniowania elektromagnetycznego mamy prostą relację pomiędzy długością fali i energią, a mianowicie:

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (21.2)$$

a więc długość fali maleje ze wzrostem energii. Promieniowanie gamma, mając wyższą energię niż promieniowanie X, będzie więc miało z reguły zbyt małą długość fali, aby powstał dający się łatwo zaobserwować obraz dyfrakcyjny.

W wypadku promieniowania korpuskularnego długość fali odpowiadająca cząstce nierelatywistycznej o masie m , pędzie p i energii kinetycznej E wynosi

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}} \quad (21.3)$$

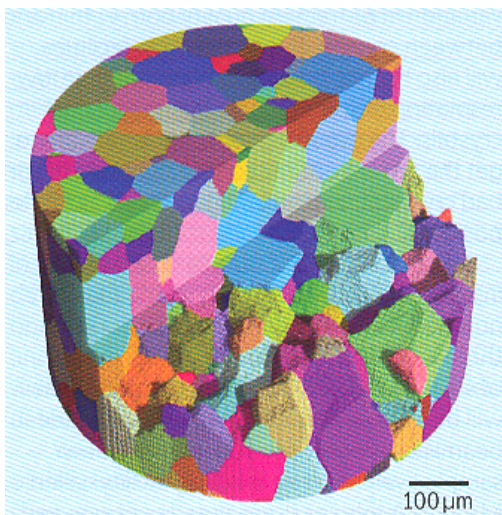
Podstawiając do powyższego wzoru masę neutronu można obliczyć, że długość fali wynosząca 0,1 nm odpowiada energii neutronu około 80 meV. Ponieważ elektron ma masę około 1 800 razy mniejszą od masy neutronu, to taką samą długość fali będzie miał dla energii ok. 1 800 razy większej, a więc ok. kilkuset elektronowoltów.

Wybór rodzaju promieniowania jest istotny także z innego powodu. Każde promieniowanie jest bowiem pochłaniane i rozpraszane na materiale w różny sposób, gdyż same mechanizmy tych zjawisk są różne. Na przykład, promieniowanie rentgenowskie o długości fali rzędu ułamka nanometra jest dość silnie pochłaniane, a więc przenika jedynie przez niewielkie grubości materiału, do ok. 1 mm. Oznacza to, że rozpraszanie będzie dostarczało informacji o warstwach tak niewielkiej grubości. Z drugiej strony, większość materiałów jest stosunkowo przezroczysta dla neutronów i te mogą nam odsłonić strukturę przedmiotów o względnie dużych grubościach, a więc i objętościach. Natomiast elektrony rozpraszane są bardzo silnie i w związku z tym pokazują strukturę materiału na grubościach rzędu mikrometra. Te same mechanizmy powodują, że do badania gazów znacznie lepiej jest korzystać z elektronów niż neutronów.

Neutrony, choć nie mają ładunku elektrycznego, mają tzw. moment magnetyczny. Inaczej mówiąc, można je postrzegać jako mikromagnesy. Dzięki tej własności są one w stanie spenetrować i dostarczyć nam informacji o wewnętrznej strukturze magnetycznej materiału. Promieniowanie elektromagnetyczne może także być tu użyteczne, gdyż, jak sama nazwa wskazuje, niesie ono pole magnetyczne. Aby je wykorzystać trzeba jednak dysponować bardzo intensywnymi wiązkami – takimi, które dostarcza promieniowanie synchrotronowe.

21.2. Tomografia rentgenowska i neutronowa

Zasady tomografii, stosowane od lat w medycynie, stosowane są też do celów naukowych. Do prześwietlania materiałów o znacznych rozmiarach wykorzystuje się silne wiązki rentgenowskie lub neutronowe, pochodzące z synchrotronów i reaktorów badawczych. Przykładowy wynik zastosowania tomografii neutronowej przedstawia rys. 21.4. Technika ta pozwala obejrzeć zarówno zewnętrzną, jak i wewnętrzną strukturę obiektów.



Rys. 21.4: Tomografia kontrastowa przy użyciu promieniowania synchrotronowego pokazuje kształty ziaren w stopie tytanowym – materiale wykorzystywanym w samolotach i silnikach [źródło: ESRF news 57 (2011) 17]

21.3. Badania własności jąder atomowych i nukleonów

Nukleony w jądrze nie tworzą struktur periodycznych, możemy jednak „obejrzeć” ich kształt, a nawet ich strukturę wewnętrzną. Przez długi czas uważało się, że proton jest cząstką niepodzielną. Czy tak jest rzeczywiście, udało się sprawdzić wykorzystując elektrony o bardzo wysokiej energii 17 000 MeV przyspieszone w SLAC: trzykilometrowej długości liniowym akceleratorze ze Stanford (Kalifornia, USA). W roku 1968 pokazano, iż wewnątrz protonu jednak coś się znajduje!

Korzystając z naszych dotychczasowych doświadczeń zastanówmy się, jaka jest długość fali elektronu o energii 17 000 MeV.

Zgodnie z zasadami mechaniki relatywistycznej całkowita energia E_c cząstki o energii kinetycznej E_{kin} wynosi

$$(E_c)^2 = (pc)^2 + (m_0c^2)^2 = (E_{kin} + m_0c^2)^2 \quad (21.4)$$

gdzie m_0 jest masą spoczynkową cząstki.

Dla elektronów o energii kinetycznej kilkuset MeV, możemy pominąć wkład od energii, równoważnej masie spoczynkowej ($m_0c^2 = 0,511$ MeV) i wtedy $pc \approx E_{kin}$, a wzór na długość fali przyjmie postać:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h \cdot c}{p \cdot c} = \frac{hc}{E_{kin}} = \frac{1239,85 \cdot 10^{-9} \text{ eV} \cdot \text{m}}{E_{kin}} \quad (21.5)$$

Żądanie, aby długość fali λ była mniejsza od 10^{-14} m (typowy rozmiar jądra atomowego), oznacza $E_{kin} > 124$ MeV. Dla rozpatrywanej energii elektronów 17 000 MeV łatwo obliczyć, że wynosi ona około 10^{-16} m, w sam raz, aby obserwować obiekty o podobnych rozmiarach. Takie eksperymenty wykonano. Elektrony w zderzeniach z protonami (jądrami wodoru) rozpraszają się w sposób wyraźnie wskazujący na istnienie jakiś trzech obiektów punktowych wewnątrz protonu. Obiekty te to kwarki – nadzwyczaj dziwne cząstki elementarne powiązane wewnątrz jądra tzw. gluonami (od słowa angielskiego *glue* – klej). Kwarki są różnego rodzaju, mają ładunek elektryczny będący ułamkiem ładunku elementarnego i nie dają się oderwać od nukleonu. W zderzeniach elektronów

z protonami okazuje się, że może powstać kwark i antykwark, a takiej produkcji może jeszcze towarzyszyć gluon.

Rozpraszanie wysokoenergetycznych elektronów na jądrach atomowych pokazuje też, że nie wszystkie jądra mają kształt kulisty. Oprócz kilkunastu jąder sferycznych istnieją nieliczne jądra w kształcie dysku oraz duża grupa jąder o kształcie cygar. Dowiadujemy się o tym dzięki temu, że elektrony z racji swego ładunku „czują” przede wszystkim rozkład dodatnich ładunków elektrycznych protonów w jądrze. Rozpraszanie wiązek elektronowych o energiach od 197 MeV do kilku GeV pozwoliło ustalić rozkład ładunku w kilkudziesięciu jądrach atomowych, a także w protonie i neutronie.

Doświadczalne wyznaczanie różnych parametrów jąder atomowych wykazało m.in., że niektóre konfiguracje nukleonów są wyjątkowo silnie związane (zwłaszcza, gdy liczba nukleonów wynosi 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126). Jądra o takich liczbach nukleonów częściej występują w przyrodzie i wyróżniają się trwałością – są to jądra magiczne.

21.4. Wykorzystanie próbników lokalnych

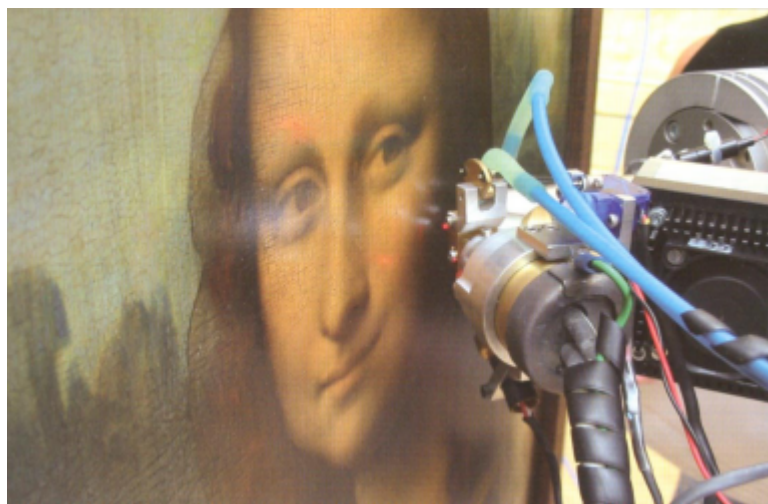
Technika rozpraszania neutronów czy promieniowania rentgenowskiego polega na obserwowaniu, co się dzieje z promieniowaniem przechodzącym przez badany obiekt lub rozpraszającym na obiekcie. Mamy też szereg technik, które pokazują, co się dzieje z cząstką, która zatrzymuje się wewnątrz tego obiektu i wtedy oddziałując z otoczeniem wysyła nam informację o nim. Takimi lokalnymi próbnikami są pozytony (z którymi już zetknęliśmy się podczas omawiania zastosowań medycznych), ale także miony i niektóre izotopy. Dzięki wykorzystaniu tych technik dowiadujemy się np. o ruchach elektronów w materii, o rozkładach w niej pól elektrycznych i magnetycznych, istnieniu defektów strukturalnych i rodzaju tych defektów, co ma duże znaczenie dla zrozumienia makroskopowych własności materiałów itp.

21.5. Rentgenowska analiza fluorescencyjna

Jak wspominaliśmy, fluorescencja polega na wzbudzaniu atomów, w wyniku którego emitowane jest ich promieniowanie charakterystyczne. Samemu pobudzeniu możemy dokonać wykorzystując promieniowanie z lampy rentgenowskiej, promieniowanie synchrotronowe, a także promieniowanie gamma lub korpuskularne z izotopów, akceleratorów, a także reaktorów jądrowych. Głównym celem jest zawsze stwierdzenie istnienia różnych pierwiastków w materiale i pomiar ich ilości.

Jednym z zastosowań naukowych jest identyfikacja technik stosowanych w malarstwie. Rysunek 21.5 przedstawia badania obrazu Leonarda da Vinci w Europejskim Źródle Promieniowania Synchrotronowego (ESRF) w Grenoble, Francja.

Historia sztuki jest w ogóle wdzięcznym polem badań dla promieniowania jonizującego. Tu nie tylko wzbudzanie fluorescencji, ale także prześwietlanie dzieł sztuki, a więc defektoskopia, jest również techniką, którą wykorzystuje się dla zbadania choćby wnętrza rzeźb.



Rys. 21.5: Badając widma fluorescencji rentgenowskiej, linia po linii, warstwa po warstwie, można zbadać naturę pigmentu i grubość warstw (technika spumento stworzona przez Leonarda da Vinci) [źródło: ESRF]

21.5.1. Metody radioizotopowe wzbudzania fluorescencji rentgenowskiej

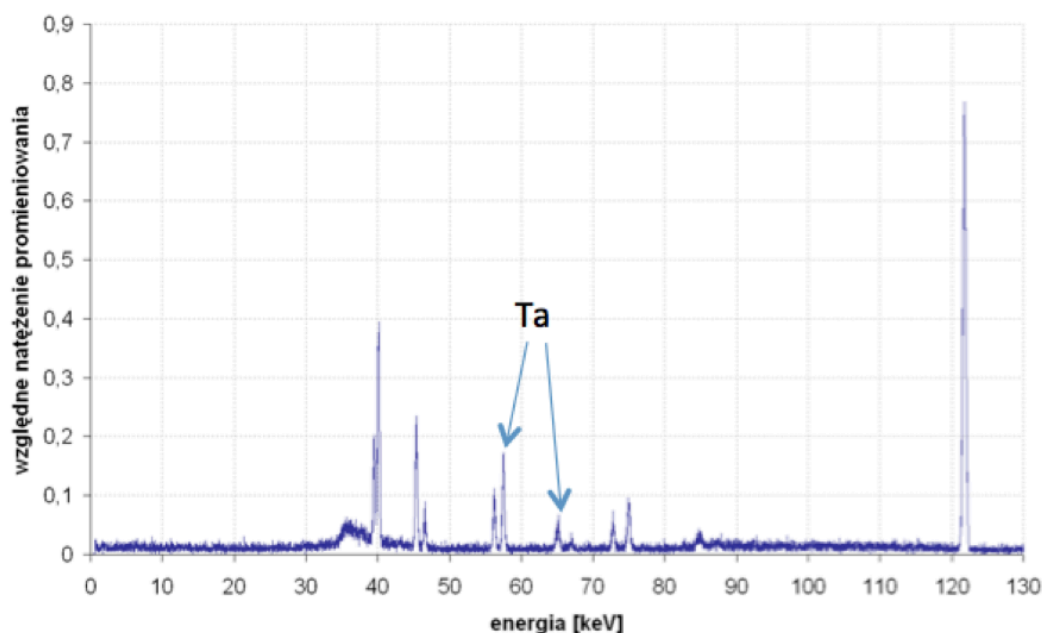
Chociaż sam eksperyment ze wzbudzaniem fluorescencji wydaje się prosty, warto się jednak dobrze zastanowić nad wyborem źródła promieniowania. Źródło takie musi emitować energię większą od energii promieniowania charakterystycznego pierwiastków, które chcemy pobudzić do świecenia. Możemy używać tu izotopów wysyłających względnie miękkie (tj. niskoenergetyczne) promieniowanie γ , jak np. z ^{109}Ag emitującego linię o energii 22 keV lub z ^{234}U wysyłającego promieniowanie charakterystyczne o energiach w granicach 13-20 keV.

Innym sposobem wzbudzania fluorescencji jest wykorzystanie promieniowania hamowania o odpowiednio wysokiej energii, które możemy uzyskać umieszczając w pobliżu odpowiedniej tarczy metalowej źródło promieniowania β . Maksymalna energia, emitowana z takich źródeł, odpowiada oczywiście maksymalnej energii promieniowania β . I tak w obszarze niskich energii (poniżej 8 keV) możemy wykorzystać tryt, którego promieniowanie bombardować będzie tarczę tytanową. Izotop ^{147}Pm wytwarza w tarczy srebrnej promieniowanie hamowania o energiach w zakresie 20-40 keV. Promieniowanie β ze źródła $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$, bombardując tarczę aluminiową, dostarczy kwantów X o energiach w zakresie 70-150 keV.

Jako źródła możemy też wykorzystywać szereg źródeł promieniowania γ , jak np. ^{109}Cd , ^{241}Am , ^{152}Eu itd.

Rysunek 21.6 pokazuje widmo promieniowania emitowanego podczas naświetlania tantalu promieniowaniem γ o energii 122 keV ze źródła ^{152}Eu (najwyższa linia dobrze widoczna po prawej stronie widma).

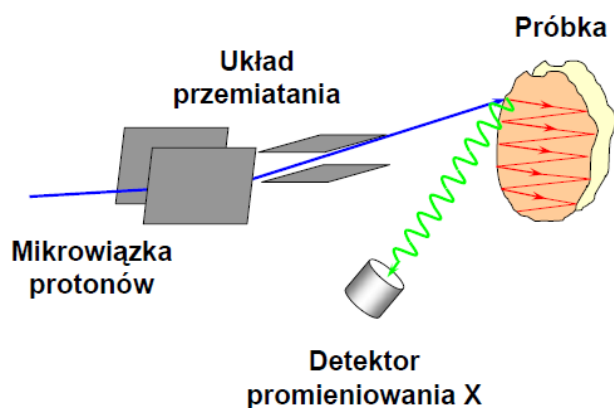
Pomiary zawartości określonych pierwiastków w materiale mogą dotyczyć zarówno materiałów stałych, jak i ciekłych, zastosowania więc są oczywiste. Jeszcze raz podkreślamy jednak, że o ile analiza jakościowa nie jest na ogół trudna, analiza ilościowa wymaga zarówno przygotowania precyzyjnego eksperymentu, stosowania odpowiednich próbek referencyjnych, jak i użycia zaawansowanego software'u do rozwikłania końcowego widma promieniowania, powstałego z nałożenia wielu widm cząstkowych.



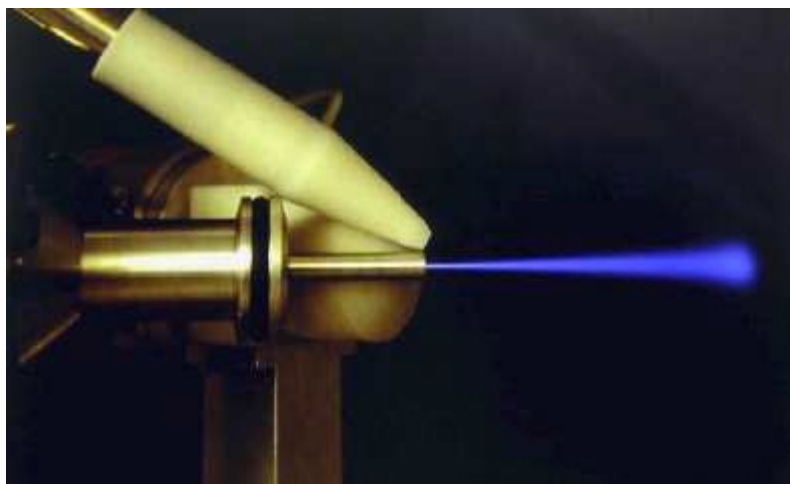
Rys. 21.6: Widmo wzbudzonej fluorescencji w próbce tantalu. Szereg obserwowanych linii należy do pierwiastków (jak ołów) znajdujących się w osłonie źródła i otoczeniu próbki

21.5.2. Wykorzystanie promieniowania korpuskularnego

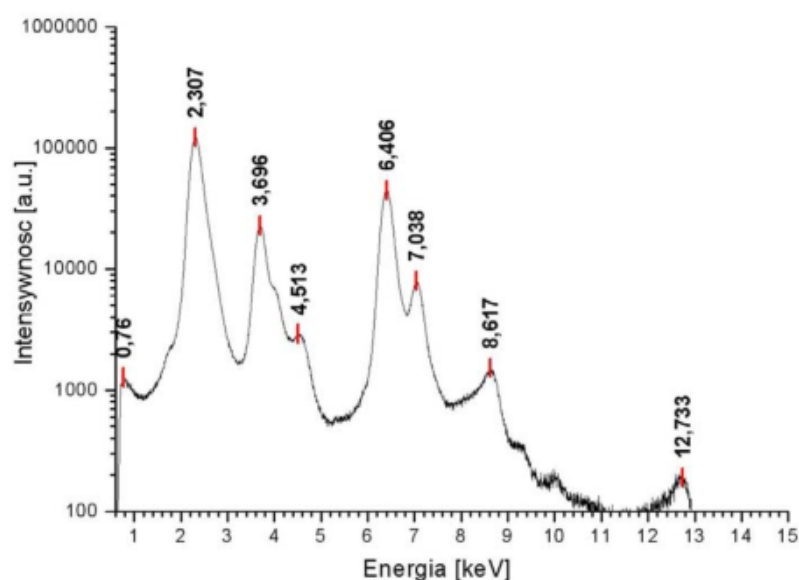
Jedną z najbardziej znanych metod, w której do wzbudzenia fluorescencji rentgenowskiej używa się promieniowania korpuskularnego jest metoda **PIXE** (od ang. *Particle Induced X-Ray Emission*; niektórzy posługują się nazwą bardziej ograniczoną: *Proton Induced X-Ray Emission*). Metody tej używamy do pomiaru bardzo niewielkich koncentracji niektórych pierwiastków o liczbach atomowych $Z > 12$. Częstką wywołującą wzbudzenie może być np. proton przyspieszony w akceleratorze do energii kilku MeV. Wzbudzaną fluorescencję bada się na ogół pod kątem 90° w stosunku do biegu protonów padających na tarczę. Ponieważ szerokość wiązki jest z reguły bardzo niewielka, można nią skanować tarczę (rys. 21.7), uzyskując w ten sposób informację o rozkładzie przestrzennym pierwiastka w materiale. Uzyskiwane dokładności wyznaczenia stężenia 0,01 ppm ($10^{-6} \%$). Ślad wiązki protonów w powietrzu pokazuje rys. 21.8, natomiast typowe widmo PIXE – rys. 21.9.



Rys. 21.7: Skanowanie (przemiatańie) tarczy (próbki) mikrowiązką protonów. Układ przemiatańia stanowią odpowiednie magnesy



Rys. 21.8: Wiązka protonów oddziałując z powietrzem powoduje jego świecenie, jak na powyższym zdjęciu



Rys. 21.9: Przykładowe widmo PIXE z wyznaczonymi energiami linii wzbudzonej fluorescencji. Widzimy linie siarki S (2,3 keV), wapnia Ca (3,7 keV), tytanu Ti (4,5 keV), żelaza Fe (6,4 keV), cynku Zn (8,6 keV) oraz ołowiu Pb (10,5 keV i 12,7 keV)

Technika PIXE może być z powodzeniem stosowana w badaniach na rzecz historii sztuki, jak choćby w badaniach pigmentów w polichromii pokrywającej rzeźbę z Ameryki Środkowej, pokazanej na rysunku 21.10. Technika PIXE bada się autentyczność obrazów i grafik, skład starych ceramik, a nawet atramentu w dokumentach historycznych.



Rys. 21.10: Widok stanowiska do badania metodą PIXE polichromii na figurce z Ameryki Środkowej [źródło: Larry Lam, Applications for PIXE and other ion beam analyses (IBA), PIXE PAN Summer Science Program, University of Notre Dame, June 2007]

21.6. Neutronowa analiza aktywacyjna

Na koniec należy wspomnieć o analizie aktywacyjnej, czyli technice pomiaru składu pierwiastkowego materiałów przy pomocy wzbudzania w jądrach atomowych badanego materiału promieniowania α , β lub γ , które dla każdego izotopu poszukiwanego pierwiastka jest inne. W ten sposób możemy wykryć zanieczyszczenia w półprzewodnikach, wyznaczyć zawartość metali ciężkich w odpadach (takich jak np. popiół), określić zawartość azotu w ziarnach zbóż, zmierzyć koncentrację azotu, potasu i fosforu w nawozach sztucznych itp.

Na szczególną uwagę zasługuje tu neutronowa analiza aktywacyjna (NAA). Jak sama nazwa wskazuje, punktem wyjściowym jest naświetlenie materiału neutronami. W obiekcie zachodzą reakcje wychwytu neutronów przez jądra atomowe. W ten sposób powstają nowe jądra, będące najczęściej izotopami promieniotwórczymi o znanych własnościach (okresach połowicznego zaniku i energii promieniowania γ). Natężenie mierzonego promieniowania o określonej energii pozwala na wyznaczenie zawartości poszukiwanego pierwiastka – czasem z niewiarygodnie wysoką precyzją.

Dysponując strumieniem neutronów reaktorowych ok. 10^{14} neutronów na 1 cm^2 na 1 sekundę można wykrywać ok. 68 pierwiastków, granica wykrywalności to od $3 \cdot 10^{-8}\text{ }\mu\text{g}$ (mikrograma!) dla europu i dysprozu do $0,1\text{ }\mu\text{g}$ dla żelaza Fe i krzemu.

Najczęściej analizę typu NAA wykonuje się wiązkami neutronów powolnych, ale dla kilku szczególnych nuklidów stosować należy neutrony prężkie. I tak, jeżeli źródłem neutronów są generatory neutronów (o energii ok. 14 MeV), można wyznaczyć zawartości ok. 50 pierwiastków dla stężeń od ułamków procenta do kilku procent badanego materiału.

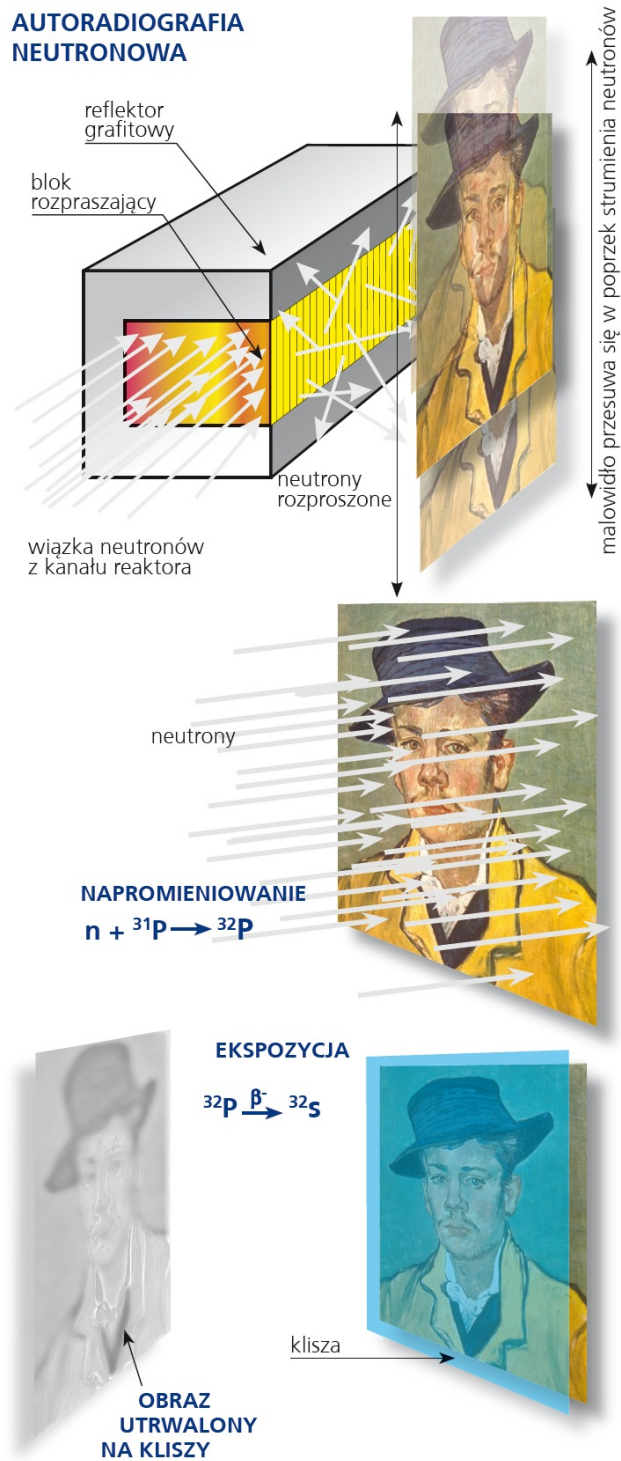
Metody neutronowej analizy aktywacyjnej pozwalają niekiedy na jednoczesny pomiar kilku pierwiastków, co jest bardzo wygodne w praktyce laboratoryjnej.

Zaletami metody NAA są:

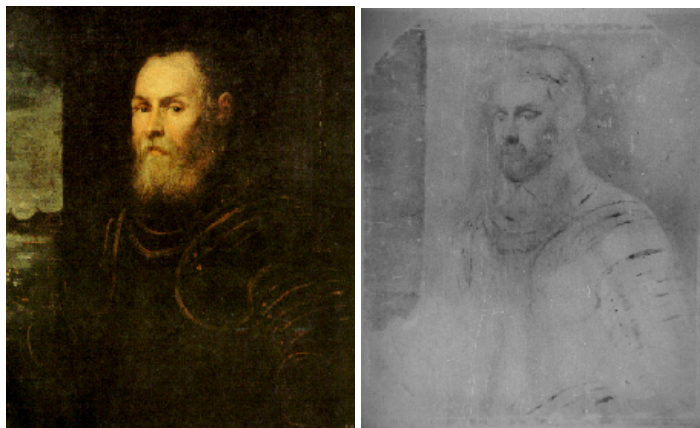
- korzystne granice wykrywania niektórych pierwiastków,

- możliwość jednoczesnego oznaczania wielu pierwiastków,
- praca z próbkami o niewielkiej masie i objętości,
- niezależność od stanu chemicznego badanej substancji,
- możliwość zautomatyzowania pomiarów,
- brak konieczności stosowania „ślepej próby”, ponieważ po aktywacji nie jest już ważny problem niepromieniotwórczych zanieczyszczeń z powietrza, wody czy aparatury laboratoryjnej.

Neutronową aktywację można zastosować do identyfikacji dzieł sztuki. Znając skład chemiczny farb w różnych epokach, możemy określić, kiedy dzieło powstało i czy jest oryginalne. Przykład techniki, tzw. autoradiografii, którą posłużono się w Świerku w celu identyfikacji dzieła Tintoretta, pokazany jest na rys. 21.11. Na „zdjęciach” (rys. 21.12) możemy zobaczyć również wewnętrzne warstwy obrazów, co daje możliwość studiowania techniki pracy artystów. Tę metodę wykorzystuje się także w archeologii, oceanografii, kosmologii, geologii, a także w technologiach materiałowych i górnictwie oraz w kryministyce. Co ważne – jest to metoda nieniszcząca.



Rys. 21.11: Idea autoradiografii neutronowej: malowidło przesuwana się w poprzek strumienia neutronów z reaktora, a wzbudzonym promieniowaniem naświetla się kliszę. Pokazany rozpad izotopu ${}^{32}\text{P}$ nie jest bynajmniej jedynym, który obserwuje się po napromienieniu obrazu



Rys. 21.12: Przykład zastosowania autoradiografii neutronowej: obraz Tintoretta, jak go widzimy (z lewej strony) i jak go widać po naświetleniu neutronami (z prawej)

21.7. Analiza aktywacyjna przy pomocy protonów

Podobnie, jak w wypadku neutronowej analizy aktywacyjnej, podobną analizę możemy prowadzić przy użyciu wiązek protonowych. W reakcjach tworzy się wzbudzone jądro złożone, które niweluje swe wzbudzenie przez emisję promieniowania γ , jak np. w reakcji



Stosowanie tego typu analizy zamiast np. neutronowej analizy aktywacyjnej ma oczywiście sens tam, gdzie dokładność wyznaczenia stężenia jakiegoś pierwiastka w materiale nie jest wystarczająca (np. gdy chcemy wyznaczyć stężenie miedzi w złocie ok. 100 ppm czy śladowe ilości molibdenu).

W metodzie analizy promieniowania gamma wzbudzanego protonami (PIGE od *Proton Induced Gamma Emission*) stosuje się protony o niewielkich energiach rzędu kilku MeV. Są one zbyt małe, aby proton mógł wnikać do jądra i utworzyć jądro złożone, jednak wystarczają, aby bombardowane jądro zostało wzbudzone (nazywamy ten proces wzbudzeniem kulombowskim), w wyniku czego zostanie wyemitowany wysokoenergetyczny kwant gamma. Metoda ta jest w gruncie rzeczy komplementarna do opisanej wcześniej metody PIXE.

21.8. Datowanie izotopowe

Odkrycie zjawiska promieniotwórczości i poznanie prawa wykładniczego zaniku aktywności dało fizykom nową, wspaniałą metodę oceny wieku otaczających nas obiektów. Zbadanie istniejących w przyrodzie naturalnych izotopów promieniotwórczych pozwoliło odpowiedzieć na proste pytanie: jak stary jest świat wokół nas? Powstałe metody datowania dotyczą zarówno tzw. „skali geologicznej” (datowanie skał na Ziemi czy Księżycu), jak i datowania obiektów sztuki oraz innych wytworów rąk ludzkich. Istotą tych technik jest wykorzystanie wiedzy o składzie izotopowym materiału oraz o okresie połowicznego zaniku konkretnych izotopów, wchodzących w jego skład. Wiemy, że dla izotopu ${}^{238}\text{U}$ okres $T_{1/2}$ wynosi $4,5 \cdot 10^9$ lat, a dla izotopu ${}^{235}\text{U}$ wynosi on $0,7 \cdot 10^9$ lat. Z faktu, że w skorupie ziemskiej mamy obecnie średnio tylko 0,7% atomów lżejszego izotopu, cała reszta zaś to ${}^{238}\text{U}$ (pomijamy śladowe ilości ${}^{234}\text{U}$), możemy w prosty sposób odpowiedzieć sobie na py-

tanie, jaki musiałyby być stosunek ilości tych izotopów np. 3 miliardy lat temu? Jeśli tę chwilę uznamy za początkową, to odpowiedź znajdziemy rozwiązując równanie:

$$X = 0,007 e^{0,693\left(\frac{t}{0,7} - \frac{t}{4,5}\right)} \quad (21.7)$$

gdzie jako czas „obserwacji” wstawiamy $t = 3$, liczony w miliardach lat. Odpowiedź na postawione pytanie jest łatwa, jeśli przyjmiemy, że w rozpatrywanym czasie nie zdarzył się żaden wybuch supernowej, który mógłby zakłócić „dostawę” izotopów uranu do skorupy ziemskiej (pamiętajmy, że izotopy pierwiastków cięższych od żelaza ($Z = 26$) powstały w wyniku wybuchów gwiazd supernowych).

Datę znaleziska znacznie młodszego niż wiek typowych skał możemy oceniać w podobny sposób, jeżeli tylko dwa izotopy jakiegoś pierwiastka w badanym materiale różnią się okresem połowicznego zaniku. Najbardziej rozpowszechnioną jest metoda datowania izotopem ^{14}C , którego okres połowicznego zaniku to 5 730 lat.

Węgiel (zarówno izotopy stabilne ^{12}C , ^{13}C , jak i promieniotwórczy ^{14}C) w postaci dwutlenku węgla rozkłada się równomiernie w atmosferze i jest następnie wchłaniany przez organizmy: lokuje się w roślinach w wyniku fotosyntezy, rośliny są pokarmem dla zwierząt itd. Względna zawartość izotopu ^{14}C we wszystkich żywych organizmach została ustalona w ciągu wieków i wynosi obecnie 10^{-10} % atom/atom. Zaczyna ona się zmieniać dopiero po śmierci organizmu, gdy ustaje pobieranie pożywienia. Ze stosunku ilości izotopu ^{14}C do stabilnego ^{12}C możemy ocenić datę powstania obiektu, znowu pod warunkiem, że w czasie jego „życia” nie następowały zmiany w tworzeniu się i sposobie wchłaniania węgla. Z dobrą dokładnością możemy przyjąć, że z reguły w każdym gramie substancji biologicznej mamy do czynienia z 15,4 przemianami naszego izotopu na minutę. Ze względu na długość okresu połowicznego rozpadu, datowanie przy pomocy tego izotopu jest skuteczne dla obiektów mających od kilku do ok. 40 tysięcy lat. Dobrą, choć trudną, alternatywą jest pomiar koncentracji ^{14}C w próbce, a więc zmierzenie liczby wszystkich atomów, a nie tylko tych, które rozpadły się w trakcie pomiaru. Do takich pomiarów wykorzystuje się separatory izotopów, a nawet akceleratory.

Trzeba jednak pamiętać, że testy nuklearne wprowadziły do atmosfery spore ilości ^{14}C , który – ze względu na okres połowicznego zaniku liczony w tysiącach lat – będzie długi czas utrzymywał się w atmosferze, i który należy dziś uwzględnić przy próbach datowania tym izotopem.

W wypadku skał, minerałów, a w końcu także Ziemi musimy korzystać z izotopów o czasach życia porównywalnych z czasem życia naszej planety. Tu możemy skorzystać ze znajomości własności uranu i ołowiu, potasu ^{40}K czy rubidu ^{87}Rb . Opiszmy dla przykładu wyznaczanie wieku przy pomocy badania występowania promieniotwórczych izotopów uranu i tych stabilnych izotopów ołowiu, do których rozpadają się izotopy uranu: niech początkowo (w czasie $t_0 = 0$) liczba nuklidów uranu wynosi $N_{\text{U}0}$. Liczba izotopów ołowiu wytworzonych z rozpadów tego uranu w czasie t (liczonym od t_0) wynosi N_{Pb} . Jeśli w badanej chwili t pozostaje N_{U} atomów uranu, to liczba atomów wytworzonego izotopu ołowiu musi być równa różnicy:

$$N_{\text{Pb}} = N_{\text{U}0} - N_{\text{U}} \quad (21.8)$$

Suma liczby nuklidów ołowiu i uranu musi być stała. Tak więc

$$N_{\text{Pb}} = N_{\text{U}}(e^{t\lambda_{\text{U}}} - 1) \quad (21.9)$$

Jeśli więc porównamy, np. względną zawartość izotopów ^{206}Pb i ^{207}Pb powstałych odpowiednio z ^{238}U i ^{235}U , to otrzymamy równanie

$$\frac{N_{206\text{Pb}}}{N_{207\text{Pb}}} = \frac{N_{238\text{U}}}{N_{235\text{U}}} \cdot \frac{e^{t\cdot\lambda_{238\text{U}}}-1}{e^{t\cdot\lambda_{235\text{U}}}-1} \quad (21.10)$$

Jak widać, ta metoda datowania wymaga wyznaczenia względnej liczby izotopów ołowiu i uranu. Nie jest to łatwe (ale też i nie jest niemożliwe), gdyż w obu wypadkach różnica mas izotopów jest niewielka i rozdzielenie ich dalece nie jest proste.

W powyższej metodzie datowania skał i minerałów możemy wykorzystać też zbadanie zawartości trwałego i nie pochodzącego z rozpadu promieniotwórczego izotopu ^{204}Pb . Jeśli znamy stosunek zawartości tego izotopu do ^{206}Pb w skale czy minerale nie wykazującym aktywności, jego wartość może nam pośrednio pomóc w oszacowaniu wieku danego obiektu.

W badaniu meteorytów i skał z Księżyca korzysta się z zegara $^{87}\text{Rb}/^{87}\text{Sr}$, ponieważ ^{87}Rb ma okres połowicznego zaniku 48 mld lat, ^{87}Sr jest stabilny, a dodatkową informacją jest proporcja izotopów strontu o masach 86 i 87.

Najstarsze z próbek z Księżyca i meteorytów powstały ok. 4,5 mld lat temu. Najstarsze skały z Ziemi (minerały z Grenlandii i Południowej Afryki) mają 3,8 mld lat.

Rozdział 22.

Zastosowania przemysłowe

22.1. Radioizotopowe metody pomiarowe

22.1.1. Radioznaczniki

Izotopy promieniotwórcze lub techniki wzbudzania promieniotwórczości mają szerokie zastosowania w przemyśle do określania cech materiałów lub jakości całych układów i instalacji. Stosuje się do tego różnego rodzaju źródła nazywane znacznikami promieniotwórczymi lub krócej radioznacznikami. Otrzymujemy je w reaktorach jądrowych i akceleratorach.

Typowym radioznacznikiem wykorzystywanym w badaniach wody jest woda trytowa HTO, czyli $^1\text{H}^3\text{HO}$, oraz liczne izotopy γ -promieniotwórcze (np. ^{24}Na , ^{82}Br), a także β -promieniotwórcze (np. ^{35}S). Izotop ^{24}Na jest także używany w postaci aerozolu, gdy bada się wentylację, powietrze czy szczelności przewodów gazowych.

Powszechnie stosowana jest też technika neutronowej analizy aktywacyjnej, która w stabilnym materiale złożonym z nuklidów silnie pochłaniających neutrony wytwarza izotopy promieniotwórcze – najlepiej krótkożyciowe. Przykładami jest tu wytwarzanie ^{24}Na ($T_{1/2} = 15$ godz.) w cemencie, ^{198}Au ($T_{1/2} = 2,7$ dnia) w próbkach rudy złota czy ^{64}Cu ($T_{1/2} = 12,7$ godz.) w próbkach rud miedzi.

22.1.2. Metody transmisyjne

Ponieważ umiemy określić, jak bardzo jest osłabiane dane promieniowanie podczas przejścia przez różne rodzaje i grubości osłon, możemy budować urządzenia służące do pomiarów gęstości, grubości i stężenia substancji. Działają one głównie z wykorzystaniem emitatorów γ , takich jak izotopy ^{137}Cs , ^{60}Co oraz ^{204}Tl .

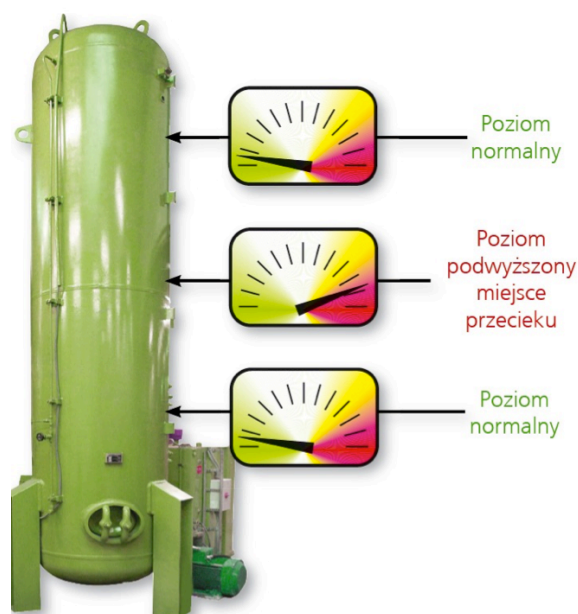
Wagi izotopowe służą do bezdotykowego określenia masy substancji, np. węgla. Umieszczając źródło promieniowania nad taśmociągami, a detektor pod nim, możemy mierzyć natężenie promieniowania przechodzącego przez urobek i w ten sposób określać całkowitą masę przemieszczanego surowca. Tak mierzy się bieżące zużycie węgla w hutach czy elektrociepłowniach w każdej godzinie, dniu i miesiącu.

Mierniki zapylenia powietrza działają dzięki zjawisku osłabiania promieniowania (z reguły promieniowania β) przechodzącego przez materię. Osadzający się na filtrze pył stanowi barierę dla promieniowania. Mierząc absorpcję promieniowania i znając objętość przepuszczonego przez filtr powietrza można wyznaczać i kontrolować zapylenie środowiska. Jest to w gruncie rzeczy inna metoda określania masy substancji, w tym wypadku – osadzonych pyłów.

W zasadzie ta sama idea pomiarowa leży u podstaw defektoskopii materiałów. Ustawiając źródło po jednej stronie badanej substancji, a radiometr po drugiej i przesuując je równolegle do siebie, jesteśmy w stanie określić, po zmianie liczby zliczeń, miejsce

położenia defektu. Metoda ta szeroko stosowana jest do kontroli rurociągów, tam i zapór wodnych. Najczęściej używanym izotopem jest tu ^{137}Cs .

Wprowadzając do badanego obiektu izotop promieniotwórczy możemy śledzić jego drogę w materiale (zarówno w skali mikro, jak i makro) badając miejsce emisji promieniowania. Taki izotop, zwany znacznikiem promieniotwórczym, może być więc użyty do badania prędkości przepływu materiałów, a także procesów mieszania się ze sobą (lub rozdzielania) dwóch lub więcej faz. Znaczniki można też stosować do badania stopnia zużycia materiału lub narzędzi pracy, procesu korozji, wykrywania nieszczelności zbiorników płynów i rurociągów. Na przykład, po dodaniu radioznacznika do zbiornika z gazem, patrz rys. 22.1, możemy radiometrem zbadać natężenie promieniowania na zewnątrz pojemnika. Podnoszenie się poziomu promieniowania w jakimś miejscu pojemnika będzie wskazywało na nieszczelność. Największe natężenie promieniowania zaobserwujemy w miejscu przecieku. Metoda ta jest całkowicie bezpieczna, ponieważ ilości i aktywności izotopów radioaktywnych mogą być bardzo małe, a używane radioznaczniki nie wchodzą w skład łańcucha pokarmowego istot żywych.



Rys. 22.1: Idea pomiaru szczelności zamkniętego zbiornika z gazem

Jeśli chcemy zmierzyć prędkość przepływu rzeki możemy użyć radioznacznika wprowadzanego w pewnej chwili do wody w górze rzeki i zaobserwowanie go w oddalonym miejscu w dole rzeki, gdy już całkowicie wymiesza się z wodą. Zmierzona tam aktywność pozwala na obliczenie prędkości przepływu wody w nawet bardzo skomplikowanych zbiornikach.

22.1.3. Metody rozproszeniowe

W metodach rozproszeniowych źródło promieniowania i detektor znajdują się po tej samej stronie badanego materiału. Mierzac promieniowanie odbite lub wzbudzone możemy m.in. analizować skład pierwiastkowy i wykrywać pustki lub obce materiały znajdujące się pod powierzchnią próbki.

Rentgenowska analiza fluorescencyjna (XRF, od ang. *X-ray Fluorescence*) jest nadzwyczaj użyteczna do analizy pierwiastkowej stopów cennych metali, składu skał, czy poszukiwaniu ważnych kopalin. Używa się jej w badaniu gleb, ścieków, zamalowanych powierzchni (drewnianych, betonowych, gipsowych itp.), wymazów zawierających kurz, a także kosmogennych ciężkich pierwiastków oraz do analizy aerozoli osadzanych na filtrach powietrza.

Analizator XRF często służy do określania ilości ołowiu w wodzie wodociągowej i glebie (jest to najszybsza metoda określania zawartości Pb w lekkim materiale o niewielkich wartościach liczby atomowej Z , jak woda czy gleba). Sam przyrząd może zamiast źródeł izotopowych posiadać lampę rentgenowską i pokazywać widma charakterystyczne pierwiastków od tytanu do uranu.

22.1.4. Utrwalanie żywności promieniowaniem

Napromieniowanie wiązką promieni γ jest jedną z metod sterylizacji i utrwalania niektórych produktów żywnościowych. Uszkodzenie kwasu dezoksyrybonukleinowego (DNA) pod wpływem promieniowania jonizującego powoduje zahamowanie podziału komórki i może doprowadzić do jej śmierci. W ten sposób promieniowanie (dawka rzędu 5-10 kGy) skutecznie hamuje rozwój bakterii chorobotwórczych, niszczy grzyby i pleśnie oraz zabija szkodniki (owady, larwy, jaja), które mogą być obecne w konserwowanej żywności. Jest to bodaj najefektywniejsza z metod eliminacji zakaźnych drobnoustrojów, jak np. pałeczek *Salmonelli*. Dlatego też napromieniowanie przypraw (zwłaszcza importowanych z odległych krajów), warzyw (np. cebuli, ziemniaków, grzybów – rys. 22.2) i owoców (np. truskawek) skutecznie przedłuża ich trwałość.



Rys. 22.2: Pieczarki szybko tracą świeżość, jednak po napromienieniu (z prawej) zachowują bardzo długo swój zdrowy wygląd i właściwości. Zahamowane są w nich procesy wzrostu i starzenia się, a ich spożywanie nie stanowi najmniejszego zagrożenia dla życia człowieka

W wypadku żywności, w której w okresie składowania nadal trwają procesy życiowe (np. w ziemniakach, cebuli, czosnku itp.), niskie dawki promieniowania wywołują korzystny efekt hamowania kiełkowania. Dawki używane w tym wypadku nie przekraczają 0,5 kGy.

Promieniowanie X i γ używane jest też często przy wytwarzaniu i uzdatnianiu różnych artykułów, np. do sterylizowania materiałów medycznych (igieł, cewników, strzykawek, endoprotez, szkieł kontaktowych itp.), higienizacji opakowań i kosmetyków. Steryli-

zając poprzez napromieniowanie prowadzi się już po szczelnym zapakowaniu przedmiotów.

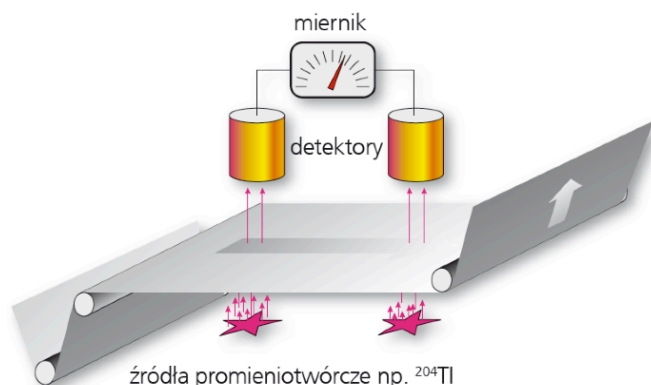
Samo napromienienie prowadzimy korzystając np. ze źródeł ^{60}Co (energii promieniowania γ 1,17 MeV i 1,33 MeV) i ^{137}Cs (0,662 MeV). Wykorzystuje się także wiązki elektronów i promieniowania X energiach rzędu kilku MeV ze specjalnie przystosowanych do tego procesu akceleratorów. Jest rzeczą oczywistą, że im większej energii użyjemy, tym promieniowanie wnika głębiej – ma większy zasięg.

Napromieniowanie pozostawia żywność w stanie znacznie bliższym oryginalnemu niż czynią to chemiczne konserwanty, a sama metoda jest bezpieczna i efektywna. Warto wiedzieć, że dobranie właściwych dawek powoduje powstawanie minimalnych ilości nowych związków chemicznych w naświetlanej żywności. Napromienienie nie zmienia właściwości odżywczych i powoduje znacznie mniejsze zmiany niż obróbka cieplna. A ponadto, ponieważ do napromienienia używane są zewnętrzne źródła promieniowania γ (^{60}Co lub ^{137}Cs), naświetlana żywność nie staje się promieniotwórcza, podobnie jak człowiek nie zaczyna promieniować po rentgenowskim prześwietleniu płuc!

Napromieniowanie zabija też larwy insektów w ziarnie siewnym. Z kolei naświetlając promieniowaniem jonizującym dorosłe wyhodowane owady można doprowadzić do ich bezpłodności. Owady takie, wypuszczone do swego naturalnego środowiska, konkurują z innymi przedstawicielami swoich gatunków i doprowadzają do bardzo szybkiego zmniejszenia populacji na danym obszarze. Ta metoda zwalczania owadów, poprzez sterylizację, ma kilka znaczących przewag nad używaniem insektycydu: nie powoduje trucia innych istot żywych i powoduje znaczną redukcję populacji.

22.1.5. Wykorzystanie elektronów i źródeł promieniowania β

Podobnie, jak w wypadku promieniowania γ , wykorzystujemy tu przede wszystkim mechanizm absorpcji wynikający z różnic grubości lub gęstości materiału. Pomiar osłabienia wiązki promieniowania może więc dać nam ocenę tej grubości lub gęstości materiału. Metoda ta stosowana jest np. w weryfikacji grubości papieru mierzonej na bieżąco w trakcie jego produkcji – rys. 22.3.



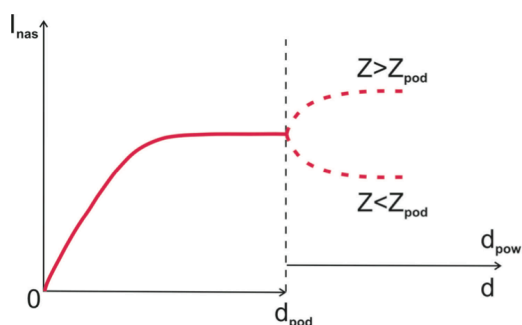
Rys. 22.3: Schemat działania miernika grubości papieru w trakcie jego produkcji

W opisanych procesach korzystamy z takich źródeł jak ^{85}Kr ($T_{1/2} \approx 10$ lat), ^{90}Sr ($T_{1/2} \approx 29$ lat) czy ^{204}Tl ($T_{1/2} \approx 3,8$ lat). Przeważnie wykorzystywane są izotopy krótkożyłowe (o okresach połowicznego zaniku do kilkudziesięciu lat), co istotnie zmniejsza

uciążliwość dalszego postępowania z pozostałymi po takich procedurach odpadami promieniotwórczymi.

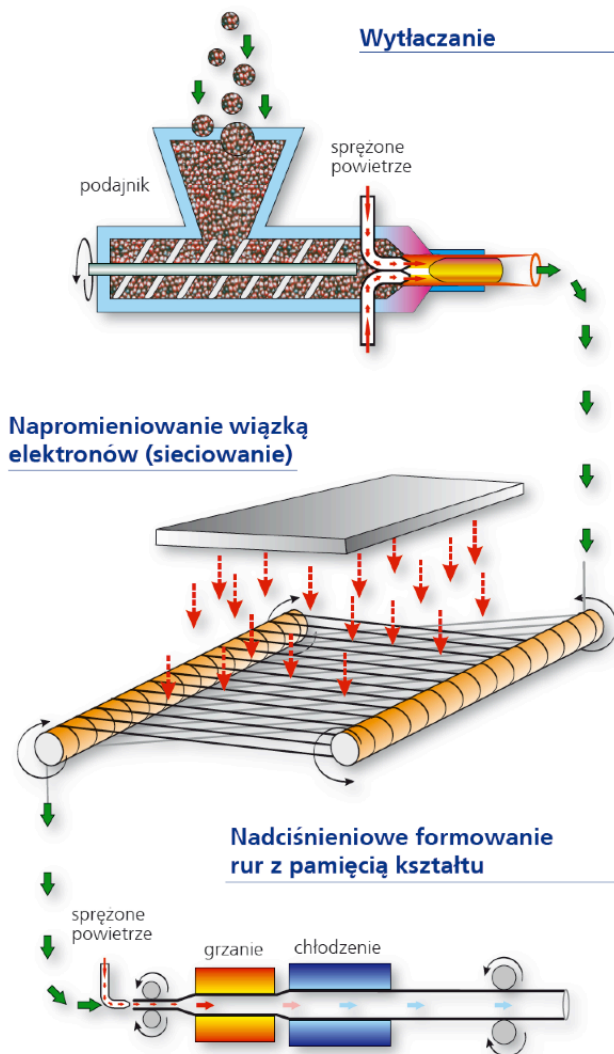
Podobnie jak w wypadku promieniowania elektromagnetycznego i tutaj możemy wykorzystać rozpraszanie wsteczne elektronów w badaniach grubości powłok farb na metalach, powłok na soczewkach optycznych itp.

Podstawowa idea badania jest następująca. Jeśli nie mamy powłoki, natężenie rozpraszania wstecznego rośnie z grubością podkładki (materiału bazowego) i przy jej pewnej grubości osiąga nasycenie. Gdy pokryjemy podkładkę jakąś powłoką, odbicie elektronów będzie zależało od liczby atomowej jej materiału. Jeśli jest ona większa od liczby Z podkładki, natężenie rozpraszanych elektronów wzrośnie ponad poziom nasycenia dla podkładki i będzie rosło ze wzrostem grubości powłoki aż do kolejnego nasycenia. W przeciwnym wypadku natężenie będzie spadało ze wzrostem grubości powłoki do pewnego poziomu nasycenia. Sytuację obrazuje rys. 22.4. W ten sposób można mierzyć powłoki o grubości około jednego czy dwóch mikrometrów. Przykładami może być powłoka cynowa lub cynkowa na blachach stalowych, pokrycie plastikiem metali i szkła optycznych, warstwy polimerowe na podkładzie taśm wideo itp.



Rys. 22.4: Natężenie nasycenia w wypadku samej podkładki oraz warstwy osadzonej na podkładce

Elektrony o wysokich energiach (kilku MeV) mogą wywoływać jonizację i wzbudzenia w atomach materiałów, które to procesy mogą prowadzić do powstawania silnie reaktywnych jonów i rodników. Te z kolei mogą wywoływać dalsze reakcje w mono- i polimerach, jak choćby powstawanie wiązań krzyżowych zmieniających materiał plastyczny (np. elastomer) w elastyczny mniej wrażliwy na zmiany temperatury, silniejszy i twardszy. Właśnie taki proces wykorzystywany jest w produkcji linii wysokiego napięcia, czy materiałów zaciskających się pod wpływem podwyższonej temperatury. W przemyśle chemicznym jest znacznie więcej takich zastosowań. W szczególności, w produkcji opon pneumatycznych proces tworzenia wiązań krzyżowych (sieciowanie) jest zasadniczy dla własności opon. Rysunek 22.5 pokazuje proces tworzenia rurek z pamięcią kształtu, w którym etapem pośrednim jest właśnie sieciowanie.



Rys. 22.5: Proces tworzenia rur z pamięcią kształtu

22.1.6. Wykorzystanie promieniowania α

Czujka dymu, rys. 22.6, jest bodaj najczęściej rozpoznawalnym izotopowym przedmiotem codziennego użytku, spotykanym w różnych salach i miejscach szczególnie chronionych przed pożarem. Konstrukcja izotopowej czujki dymu jest bardzo prosta, gdyż jest to *de facto* komora jonizacyjna. Jej „sercem” jest źródło ^{241}Am . Wysyłane przez nie promieniowanie α wytwarza w powietrzu jony, które z kolei są zbierane przez elektrody o niewielkiej różnicy potencjału między nimi. Gdy do środka czujki dostaje się dym, promieniowanie α jest zatrzymywane przez cząsteczki dymu, co radykalnie zmniejsza prąd w obwodzie czujki, a to z kolei wywołuje alarm.



Rys. 22.6: Typowy wygląd izotopowej czujki dymu

Znajdująca się pod sufitem czujka nie stanowi dla ludzi żadnego zagrożenia radiacyjnego: wysyłane przezeń promieniowanie α jest silnie pochłaniane w powietrzu (zasięg cząstek α w powietrzu wynosi ok. 4 cm), a emitowane także niskoenergetyczne promieniowanie γ (energia 60 keV) – dostatecznie osłabione przez warstwę powietrza nad nami. Aktywność użytego izotopu jest ponadto niewielka, mniejsza od 37 kBq.

Choć istnieją wykrywacze dymu oparte na czujniku fotoelektrycznym, którego zmiana natężenia świecenia sygnalizuje obecność dymu, czujki wykorzystujące promieniowanie α są jakościowo lepsze, a także niedrogie. Sam ameryk sprzedawany jest w formie AmO_2 w cenie ok. 1 500 USD/g, a z jednego grama można wytworzyć aż 3 mln czujek!

W niektórych **fotokopiarkach**, aby zapobiec gromadzeniu się statycznych ładunków elektrycznych, używa się innego izotopu α -promieniotwórczego, a mianowicie ^{210}Po .

Pewne ilości izotopów promieniotwórczych, takich jak α -promieniotwórczy ^{226}Ra czy β -promieniotwórczy tryt (^3H), znajdują się w **farbach luminescencyjnych** używanych w przyrządach stosowanych w nocy (np. w niektórych miernikach i zegarkach). Nie stwierdzono ujemnego wpływu korzystania z tych zegarków na nasze zdrowie, a przecież globalna dawka związana ze „świecącymi” zegarkami jest około czterokrotnie wyższa niż pochodząca z energetyki jądrowej! Zmiana związków radowych na trytowe (w Europie od roku 1970) znacznie zmniejsza tę dawkę, niemniej jednak wciąż w szerokim użyciu są zegarki starych typów.

Cząstki α używane były dla celów antystatycznych w sprzęcie fotograficznym oraz dawniej w szczoteczkach do odkurzania płyt gramofonowych. W szczególnie cienkich soczewkach optycznych zawarty jest czasem tor (co zwiększa współczynnik załamania), który może napromieniowywać oczy dość znaczącą (co nie oznacza koniecznie – szkodliwą) dawką. Uran znajduje się czasem w sztucznych zębach, aby się lepiej błyszczały, ale niepotrzebną ceną za wrażenia estetyczne jest napromieniowanie dziąseł. Obecnie odchodzi się od tego typu materiałów dentystycznych.

22.1.7. Napędy jądrowe

Do prowadzenia badań planet i przestrzeni kosmicznej potrzebne są wydajne i długożyłowe baterie (także tzw. rozruszniki serca, z których korzystają ludzie z poważnymi wadami serca, są zasilane właśnie z tego typu baterii). W tym celu już od roku 1961 budowane są promieniotwórcze układy zasilania. Istnieją dwa rodzaje takich układów: promieniotwórcze generatory termoelektryczne (RTG od ang. *Radioisotope Thermoelectric Generator*), w których ciepło rozpadu promieniotwórczego np. ^{238}Pu (0,56 W/g) ogrzewa złącze

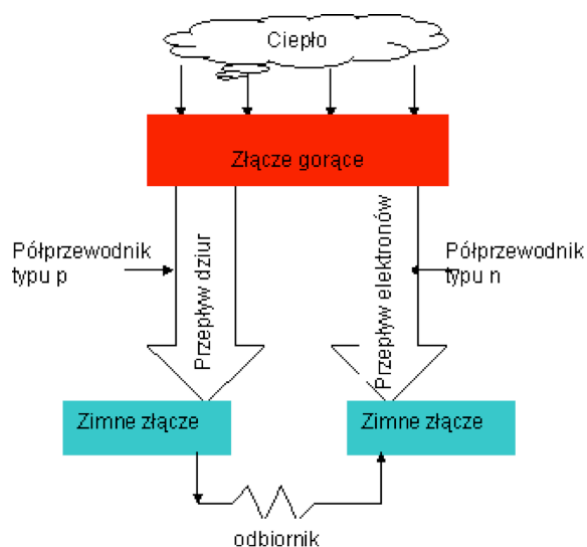
półprzewodnikowe typu p-n (termoparę), oraz termojonowe promieniotwórcze generatory mocy, w których ciepło z rozpadu promieniotwórczego wykorzystywane jest do wytworzenia różnicy potencjałów pomiędzy metalicznymi elektrodami. Ponadto buduje się małe reaktory jądrowe z konwerterami termoelektrycznymi lub termojonowymi, które wykorzystuje się do różnych celów w statkach kosmicznych, np. do napędu tych pojazdów.

Materiał radioaktywny używany w takich generatorach jest źródłem ciepła, które można następnie przetwarzać na prąd elektryczny. Materiał taki musi spełniać kilka warunków:

- Postępujący rozpad radioaktywny paliwa powoduje zmniejszanie ilości wydzielanego ciepła. Stąd okres rozpadu połowicznego musi być na tyle długi, aby moc generatora nie malała szybko wraz z upływem czasu.
- Szybkość rozpadu musi być stosunkowo duża, aby produkować duże ilości ciepła.
- Do zastosowań kosmicznych paliwo musi być wydajne w stosunku do swojej masy i objętości.
- Paliwo nie powinno emitować promieniowania o wysokiej przenikliwości, wymagającego dodatkowych osłon (ekranów ochronnych) przed promieniowaniem γ lub X. Promieniowanie β jest również niekorzystne, gdyż może powodować emisję promieniowania hamowania. Najbardziej optymalne są izotopy emitujące cząstki α .
- Produkty rozpadu są także często promieniotwórcze i powinny spełniać wszystkie powyższe założenia.

Wszystkie te warunki ograniczają liczbę potencjalnych izotopów do 30. Najczęściej są stosowane ^{238}Pu , ^{244}Cm i ^{90}Sr .

W typowej termoparze wykorzystuje się tzw. efekt Seebecka, tj. powstawanie napięcia na złączu dwóch różnych metali, które znajduje się w temperaturze innej niż końce przewodów. Natężenia prądów wytwarzanych w ten sposób są bardzo małe, rzędu miliamperów. Jeśli jednak podgrzeje się złącze półprzewodnikowe wykonane z półprzewodników typu n i p, prąd elektryczny popłynie przez oba półprzewodniki w kierunku zimnych końców połączonych odbiornikiem. Takie urządzenie może wytwarzać prąd o natężeniu rzędu dziesiątków amperów, płynący pod małym napięciem (ułamka wolta). Źródłem ciepła może być, jak wspomnieliśmy przed chwilą, odpowiednie źródło promieniotwórcze. Idea ogniwa termoelektrycznego przedstawiona jest na rys. 22.7.

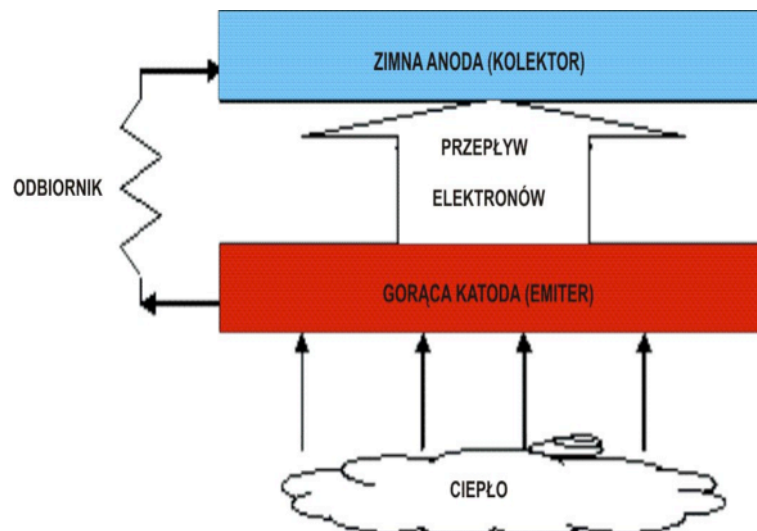


Rys. 22.7: Schemat konwertera termoelektrycznego

Łącząc kilka ogniw można stworzyć „stos” – termoogniwo ogrzewane ciepłem z rozpadu jąder promieniotwórczych. Moc wytwarzana w większej mocy generatorach termoelektrycznych może osiągać kilkaset watów, tak więc generatory tego typu były i są używane w różnych misjach satelitarnych. Zauważmy, że taki radioizotopowy generator termoelektryczny nie ma żadnych części ruchomych, nie wymaga specjalnej obsługi i może pracować wiele lat często w trudnych warunkach. Nic więc dziwnego, że w najbardziej znanych amerykańskich misjach kosmicznych, jak Apollo, Pioneer, Viking, Voyager, Galileo i Ulysses, a także w satelitach wojskowych używano tego typu generatorów. Sonda Cassini podążająca do Saturna miała na swym pokładzie trzy radioizotopowe generatory termoelektryczne o łącznej mocy 870 W. Generatory na sondzie Voyager pracują już od dwudziestu kilku lat i będą pracować zapewne drugie tyle. Podobnie sondy, które lądowały na Marsie (Viking i Rover) były zasilane z tego typu generatorów.

Radioizotopowe generatory termoelektryczne niewielkiej mocy cieplnej (ok. 1 W), korzystające z ^{238}Pu , są także stosowane w satelitach do utrzymywania odpowiedniej temperatury przyrządów pokładowych.

W wypadku konwertera termojonowego, którego schemat działania przedstawiony jest na rys. 22.8, ogrzewanie katody pozwala elektronom pokonać pracę wyjścia i opuścić powierzchnię katody.



Rys. 22.8: Schemat ogniwa termojonowego

Elektrony poruszają się w kierunku zimniejszej płyty anody, na której się zbierają, co z kolei powoduje powstanie różnicy potencjałów pomiędzy dwiema elektrodami. Odległość między nimi wynosi typowo 0,02-0,05 cm. W wyniku tego procesu w przyłączonym do elektrod obwodzie może popłynąć prąd. Warunkiem koniecznym działania takiego układu jest, aby praca wyjścia elektronów z katody była mniejsza od pracy wyjścia elektronów z anody.

Podobnie jak w poprzednim urządzeniu, do grzania katody wykorzystywane jest ciepło z rozpadu promieniotwórczego. Jeśli chce się wytwarzać większą ilość energii elektrycznej, podgrzane w małym reaktorze jądrowym chłodziwo może służyć za źródło cie-

pła. Jako źródeł promieniotwórczych używa się standardowo ^{238}Pu lub izotopów emitujących promieniowanie β o niskiej energii, jak tryt, ^{63}Ni , ^{99}Tc i ^{147}Pm . Niskie energie są konieczne, aby zapobiec powstawaniu promieniowania hamowania, gdyż jego obecność pociągałaby konieczność stosowania dodatkowych osłon biologicznych. Poza tym okres rozpadu stosowanych izotopów powinien być na tyle długi, aby taka bateria atomowa nie straciła w krótkim czasie swojej mocy.

Układy termojonowe charakteryzuje zwarta struktura i zazwyczaj niezbyt wielka moc (do około 20 miliwatów) oraz napięcia od ułamka do kilku woltów, typowe dla baterii. Baterie atomowe mogą wyprodukować dużo więcej energii niż baterie chemiczne i są w stanie pracować przez dziesiątki lat. Niestety, dużą niedogodnością jest niewielka sprawność (około 0,1-5%) i mała wydajność rzędu nano- lub mikrowatów na cm^2 , podczas gdy baterie konwencjonalne osiągają wydajność kilku W/cm^2 .

Słabe generatory pracujące w oparciu o ^{238}Pu były i są wciąż w użyciu jako rozruszniki serca.

Z punktu widzenia długotrwałości użytkowania RTG należy zwrócić uwagę, że choć okres połowicznego zaniku ^{238}Pu jest długi (87,7 lat), w tym czasie jednak termopary przekształcające energię cieplną w elektryczną także ulegają degradacji. Termopary te są generalnie mało wydajne. Jak się ocenia, ich wydajność to 3-7%. Nic więc dziwnego, że podejmuje się próby zastąpienia termopar innymi rodzajami konwerterów o większej wydajności, co mogłoby automatycznie zmniejszyć ilość potrzebnego paliwa dla wyprodukowania tej samej energii.

Wykorzystywanie energii jądrowej do napędów łodzi podwodnych i samolotów było rozpatrywane niemal od początku historii tej energii. Niebezpieczeństwa związane z wykorzystaniem energii jądrowej na pokładzie samolotów nie pozwoliły jednak na rzeczywisty rozwój tej idei. Energia jądrowa jest jednak wykorzystywana z wielkim sukcesem do napędów wojskowych i cywilnych jednostek pływających. Reaktory wykorzystywane na morzu są przeważnie typu PWR. Łodzie podwodne oraz statki z napędami atomowymi są wyposażone czasem w dwa reaktory – muszą mieć one zatem możliwie małe rozmiary. W początkowej fazie rozwoju wzbogacenie wykorzystywanego w nich uranu przekraczało 90%. Obecnie jednak wzbogacenie w rdzeniach reaktorów amerykańskich zmniejszyło się do około 20-25%, a w rosyjskich do około 50%.

Należy zwrócić uwagę na fakt, iż reaktory przystosowane do pracy na statkach i łodziach podwodnych muszą spełniać bez porównania wyższe normy bezpieczeństwa niż reaktory pracujące dla energetyki jądrowej. Reaktor przeznaczony do pracy na morzu musi być odporny na kołysanie i musi mieć łatwo regulowaną moc. Niezależnie od tego musi wytrzymywać długookresową pracę na morzu bez konieczności wymiany paliwa. Na łodziach podwodnych wysokość reaktora na ogół nie może przekraczać ok. 8 m, na statkach jest też niewiele większa. To wszystko stwarza konieczność narzucania na reaktor wysokich norm jakościowych, a więc też i podniesienie kosztu tego typu reaktora. Reaktory na łodziach są oddzielone masywnymi przegrodami metalowymi od załogi, aby maksymalnie zredukować jej kontakt z promieniowaniem jonizującym. Oddzielny problem stanowi promieniowanie zaaktywowanych elementów konstrukcyjnych nawet po wyłączeniu już statku czy łodzi podwodnej z użytkowania i zdemontowaniu rdzenia reaktora. W zasadzie cała taka jednostka stanowi odpad promieniotwórczy, wymagający odpowiedniego ostatecznego składowiska.

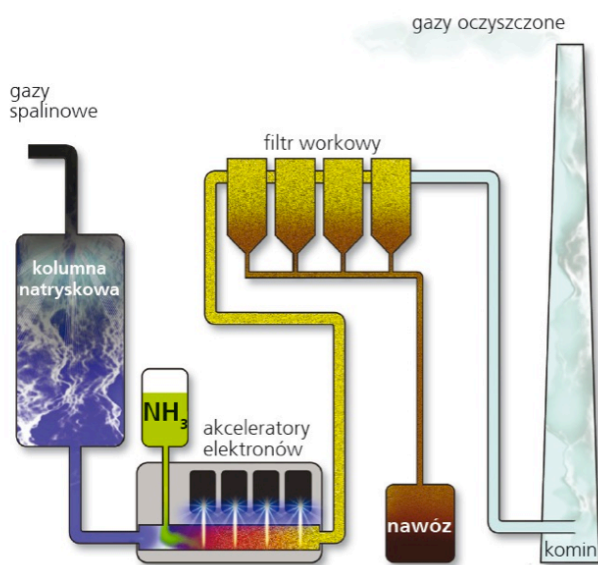
22.1.8. Techniki radiacyjne

Techniki radiacyjne, tj. techniki korzystające z naświetlania materiałów promieniowaniem jonizującym, wykorzystuje się do modyfikacji własności ciał stałych, np. półprzewodników, do barwienia tkanin, szkła i kamieni jubilerskich. Te ostatnie dwa działania polegają na wprowadzeniu do materiału odpowiednich defektów strukturalnych przez bombardowanie go wiązką neutronów, protonów, cząstek α itp. Przykładem podobnej modyfikacji może być produkcja tzw. membran trekowych i materiałów termokurczliwych.

Dzięki bombardowaniu folii polietylenowej ciężkimi jonami otrzymujemy w niej bardzo małe kanaliki (jonizacja wzdłuż toru jonu powoduje lokalną destrukcję struktury związków chemicznych) – treki (od ang. *track* – ślad). W wyniku odpowiedniego chemicznego wytrawienia kanaliki można poszerzyć do zadanych rozmiarów – powstają „sitka” z otworami o żądanej średnicy np. 0,2 mikrometra. Tak wytworzone siatki stosuje się np. jako filtry w kroplówkach.

Polietylen ma jeszcze jedną ciekawą cechę: napromieniony zapamiętuje swój kształt. Możemy wytworzyć maleńkie rurczki, naświetlić je, a następnie rozciągnąć. Po podgrzaniu – rurki będą się kurczyły. Na tej zasadzie działają rurki i taśmy termokurczliwe, szeroko stosowane jako osłony m.in. przewodów w przemyśle elektrycznym i elektronicznym.

W ostatnim okresie wykorzystano techniki radiacyjne do oczyszczania gazów wylotowych (spalin) powstających w elektrowniach węglowych, patrz rys. 22.9. Dzięki zjawisku wzbudzenia cząsteczek gazu za pomocą wiązki elektronów można utleniać związki siarki (SO_2) i azotu (NO_x). Po doprowadzeniu do ich reakcji z parą wodną i neutralizacji amoniakiem otrzymujemy nawozy sztuczne będące mieszaninami siarczanu amonowego $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ i azotanu amonowego $(\text{NH}_4)\text{NO}_3$. Cała stacja służąca do usuwania tych związków z gazów elektrociepłowni i wytwarzania nawozów jest dużo mniejsza i tańsza w budowie i eksploatacji od standardowych stacji oczyszczających, a uzyskiwane nawozy są chemicznie czystsze od uzyskiwanych dotychczasowymi metodami. Takie instalacje, przetestowane w Elektrociepłowni Kawęczyn w Warszawie, pracują obecnie (2014) w Polsce w Elektrowni Pomorzany. Podobne instalacje pracują w Chinach, a kolejne są budowane w Chinach i Bułgarii.

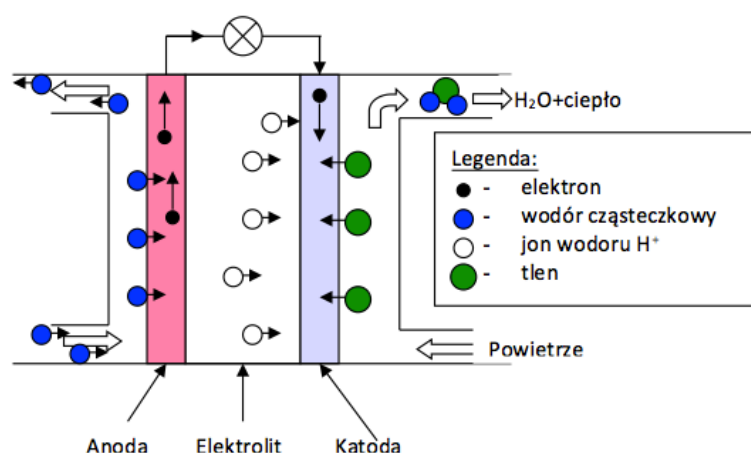


Rys. 22.9: Schemat instalacji do oczyszczania gazów wylotowych przy użyciu akceleratorów elektronów

Napromieniowanie gazów wiązką elektronów zmniejsza emisję dwutlenku siarki o 98%, a tlenków azotu o 70-90%. Warto dodać, że patent na tę metodę mają Polacy wspólnie z Japończykami.

22.2. Energia jądrowa dla produkcji wodoru

Wodór odgrywa rosnącą rolę w chemii, rolnictwie (produkcji nawozów azotowych), czy w przemyśle naftowym. Ponadto można oczekiwać, że niedługo będzie można go wykorzystywać w ogniwach paliwowych (rys. 22.10). Oczywistą zaletą korzystania z wodoru jako źródła (a dokładniej – przenośnika) energii jest fakt, że wodór spalając się nie zanieczyszcza środowiska.



Rys. 22.10: Zasada ogniw paliwowych. Jako elektrolit służy membrana polimerowa. Gazowy wodór wprowadzany jest z zewnątrz z lewej strony, a tlen zawarty w powietrzu z prawej. W drodze reakcji katalitycznej na powierzchni anody (zazwyczaj platynowej) wodór rozdzielany jest na dodatnie jony wodoru (protony) i elektrony. Elektrolit jest tak dobrany, aby przepuszczał tylko protony. Na wyjściu z elektrolitu protony łączą się z tlenem i płynącymi przez odbiornik elektronami tworząc wodę. Powstałe ciepło jest wynikiem wytwarzania przez ogniwo energii elektrycznej z wydajnością mniejszą niż 100%.

W świetle wzrastającego zainteresowania wodorem ocenia się, że energia potrzebna do jego wytwarzania będzie porównywalna z obecną produkcją energii elektrycznej. Jesteśmy zatem zainteresowani wydajnymi źródłami energii, które mogłyby być użyte do produkcji wodoru i tu wykorzystanie energii jądrowej może być niezwykle pomocne. Jądrowa energia cieplna mogłaby być też wykorzystana do otrzymywania wodoru z naturalnego gazu oraz z wody w procesach termochemicznych. W odróżnieniu od procesów chemicznych, w których para reaguje z gazem ziemnym, reakcje termochemiczne mają tę zaletę, że nie produkują dwutlenku węgla. Ponieważ w obu wypadkach potrzebna jest wysoka temperatura (1 000-1 300 K), jest rzeczą prawdopodobną, że wykorzysta się reaktory wysokotemperaturowe. Reaktory te, obsługujące typowe elektrownie jądrowe i dostarczające energię elektryczną do sieci podczas dnia, wytwarzałyby wodór w nocy i przygotowywałyby dostawę wodoru na dzień następny.

Taki sam tryb pracy można byłoby przyjąć też dla bardziej konwencjonalnych reaktorów jądrowych, tyle że znacznie niższe temperatury osiągane na wyjściu reaktora pozwalają jedynie wy-

korzystać energię elektryczną do wytworzenia wodoru metodami elektrochemicznymi. Na pewno taka technika będzie wykorzystywana w pierwszej fazie zastosowań przemysłowych.

W miarę udoskonalania technologii wydajność procesu produkcji powinna wzrastać od około 25% przy obecnych reaktorach i metodzie elektrolizy, do 36% przy wydajniejszych reaktorach, do 45% przy wysokotemperaturowej elektrolizie pary i wreszcie 50% w procesie termochemicznym.

22.3. Energia jądrowa dla odsalania wody

Niezwyczajnie istotnym problemem dla znacznych obszarów globu (szczególnie dotkliwym w Azji i Afryce Północnej, na dużych obszarach Kazachstanu i innych dawnych republik radzieckich) jest dostęp jedynie do wody słonej. Aby temu zaradzić wykorzystuje się energię jądrową do odsalania wody. Co prawda można wykorzystać paliwa kopalne, ale to przyczynia się do wzrostu ilości produkowanych gazów cieplarnianych.

Aby zdać sobie sprawę z zapotrzebowania, dzisiejsza dzienna produkcja wody pitnej to 30 000 000 m³, z czego połowa produkowana jest na Bliskim Wschodzie. Największa wytwórnia takiej wody produkuje dziennie 454 000 m³, a światowa liczba wytwórni wody sięga 12 500. Produkcja ta pochłania wielkie ilości energii elektrycznej. Dla wyprodukowania 1 m³ wody pitnej metodą odwróconej osmozy (metoda ta jest popularna w Izraelu i na Malcie, a ostatnio w Singapurze) potrzeba zużyć około 6 kWh, a cena to około 0,5 USD.

Metody destylacyjne wymagają prowadzenia procesu w temperaturach 70-130°C i dostarczenia energii elektrycznej w ilości 25-200 kWh/m³. Jednak produkuje się dzięki nim czystsza wodę niż w metodzie odwróconej osmozy.

Dla celów odsalania wystarczą reaktory małe i średnie. Ocenia się, że mogłyby one dawać dzienną produkcję wody odpowiednio 80 000-100 000 m³ i 200 000-500 000 m³. Przykładem reaktora jądrowego wytwarzającego zarówno energię elektryczną, jak i energię potrzebną do odsalania wody, jest chłodzony sodem reaktor BN 350 na neutronach prędkich w Aktau (Kazachstan), działający od 1999 roku, o mocy elektrycznej do 135 MW_e i z produkcją wody pitnej 80 000 m³/dzień. W Japonii działa 10 instalacji przyłączonych do reaktorów PWR, produkując dziennie 1 000-3 000 m³ wody. Wytwarzana woda służy także chłodzeniu reaktorów. Takie państwa jak Indie, Rosja i Kanada, mają już spore doświadczenia w zastosowaniu reaktorów do odsalania wody, a jednocześnie do celów grzewczych. Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej silnie promuje tego typu zastosowania energii jądrowej. Podobnie jak w wypadku produkcji wodoru główny pomysł polega na wykorzystaniu elektrowni jądrowych do zasilania sieci energetycznych w okresie najwyższego zapotrzebowania, a gdy się ono zmniejsza, wykorzystania energii elektrycznej do innych celów, jak napędzania pomp do odsalania wody metodą odwróconej osmozy. Projekty tego typu są rozwijane obecnie w Hiszpanii, Anglii, Indiach, Chinach, Pakistanie, Rosji, Tunezji, Maroku, Egipcie, Algierii, Korei Południowej, Indonezji i Argentynie. Istotnym elementem wszystkich projektów jest zapewnienie jak najniższych kosztów produkcji, konkurencyjnych w stosunku do konwencjonalnych technik. Służy temu program DEEP (od ang. *Desalination Economic Evaluation Program*) prowadzony przez Międzynarodową Agencję Energii Atomowej.

Zagadnienie od strony technicznej wcale nie jest proste. Niezależnie od normalnych warunków, które musi spełniać teren, aby można w nim umieścić reaktor jądrowy, musi-

my starać się umieścić reaktor w pobliżu centrum odbioru wytworzonej wody, uwzględnić specyfikę odsalanej wody morskiej lub oceanicznej, a także ocenić możliwy wpływ odprowadzanej solanki na środowisko. Poza dyskusją staje się sprawa zabezpieczenia produkowanej wody pitnej przed uwolnieniami radioaktywnymi. Warto natomiast zdać sobie sprawę, że czas życia reaktorów jądrowych jest z reguły dłuższy niż czas życia urządzeń do odsalania. Tak więc należy tak przygotować całość instalacji, aby można było po czasie zużycia urządzeń do odsalania (ok. 25 lat) prowadzić ich wymianę bez przeszkadzania reaktorom w ich produkcji energii elektrycznej, ciepła i wody.

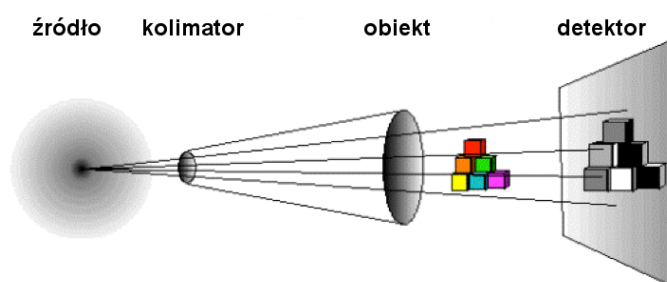
22.4. Neutronowa analiza aktywacyjna

O metodzie neutronowej analizy aktywacyjnej mówiliśmy w poprzednim rozdziale. Tu ograniczymy się do pokazania jej licznych zastosowań w różnych gałęziach techniki:

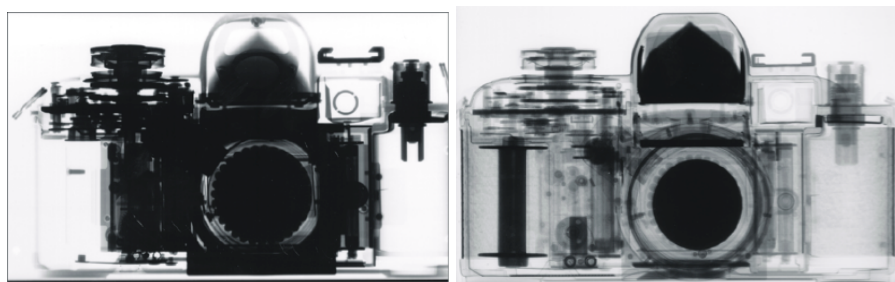
- Technologia materiałów wysokich czystości — pomiar zawartości zanieczyszczeń w materiałach reaktorowych oraz w półprzewodnikach – na poziomie ppm i ppb.
- Geologia — oznaczanie składu skał, poszukiwanie cennych kopalin.
- Nauka o środowisku — ocena zanieczyszczeń wody i powietrza, ocena narażenia ludzi na metale ciężkie rozpraszane w środowisku w wyniku działalności przemysłu, ocena tempa migracji zanieczyszczeń.
- Kosmochemia — badanie meteorytów, skał z Księżyca, pyłu kosmicznego.
- Oceanografia — określanie składu wody morskiej oraz osadów oceanicznych.
- Sądownictwo — identyfikacja ludzkich włosów, wykrywanie śladów prochu, identyfikacja narkotyków, okruchów szkła, farb, papieru.
- Nauki biomedyczne — oznaczanie w ludzkich organach, tkankach i wydzielinach pierwiastków ważnych dla życia lub toksycznych, diagnoza schorzeń.
- Rolnictwo, nauka o żywieniu — oznaczanie ważnych mikroelementów, wykrywanie pestycydów.
- Archeologia — analiza porównawcza wyrobów z kości, kamienia, metali celem ustalenia źródeł pochodzenia surowca i dawnych technik wytwórczych, ustalanie tras dawnych szlaków handlowych.

22.5. Radiografia neutronowa

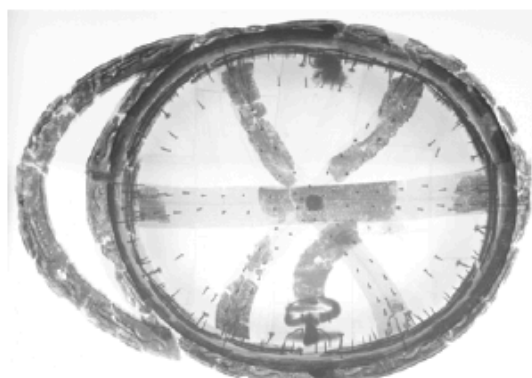
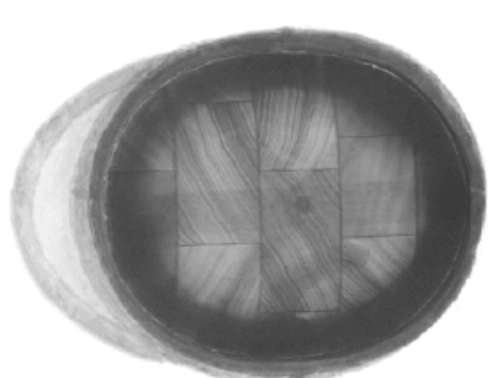
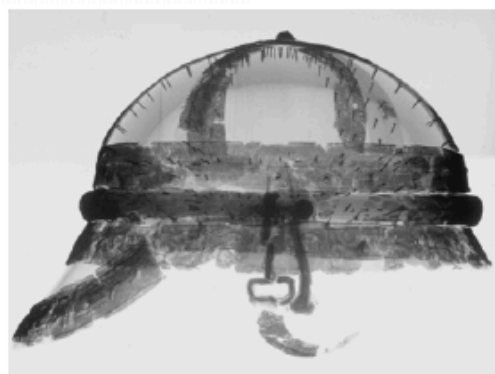
W wypadku neutronów reaktorowych intensywnie wykorzystujemy je w radiografii neutronowej, tj. prześwietlaniu obiektów neutronami. Ideę tej techniki ilustruje rysunek 22.11.



Rys. 22.11: Idea radiografii neutronowej



Rys. 22.12: Radiogram rentgenowski (z lewej) i neutronowy (z prawej) aparatu fotograficznego



Rys. 22.13: Hełm rzymski: fotografia (u góry), obraz uzyskany po prześwietleniu neutronami (kolumna lewa – widoczne ułożenie drewnianych „klepek” hełmu) oraz obraz po prześwietleniu promieniami rentgenowskimi (kolumna prawa – widoczne elementy metalowe) [źródło: E. H. Lehmann i in. „Non-destructive investigations of swiss museums objects with neutron and x-ray imaging methods”]

Promieniowanie rentgenowskie oddziałuje głównie z elektronami, przez co pochłanianie jest przez materiały o dużej liczbie masowej Z , w szczególności przez metale. Natomiast oddziaływanie neutronów z materią jest głównie oddziaływaniem jądrowym, przez co potrafią być one silnie absorbowane przez takie substancje jak woda, węglowodory i bor, zbudowane z lekkich izotopów. Metale nie stanowią dla neutronów przeszkody. Skutkiem tego są znaczne różnice w obrazach radiografii rentgenowskiej i neutronowej. Dobrze to widać na rysunku 22.12 w przypadku plastikowej szpulki do nawijania filmu w aparacie fotograficznym. Inny przykład przedstawiony jest na rysunku 22.13.

Zastosowania radiografii neutronowej dotyczą też wizualizacji cieczy przepływających wewnątrz zbiorników metalowych. Pozwala to na sprawdzenie procesu smarowania olejem silników (porównaj radiogram silnika, rys. 22.14) i skrzyni biegów, zachowania się paliwa we wtryskiwaczach paliwa i gaźnikach, migracji cieczy w ośrodkach porowatych itp.



Rys. 22.14: Obrazy silnika otrzymane techniką radiografii neutronowej
(źródło: <http://www.ncbj.gov.pl/maria/wykorzystanie> 2013)

22.6. Inne przemysłowe zastosowania neutronów

Specyfika oddziaływania neutronów z materią powoduje, że cząstki te znalazły bardzo wiele zastosowań. Wykorzystujemy zarówno neutrony reaktorowe, jak i neutrony produkowane w innych źródłach neutronów, np. ^{252}Cf (spontaniczne rozszczepienie), $^{241}\text{Am-Be}$ (reakcja (α, n)), źródłach fotoneutronów (reakcja (γ, n)) i generatorach neutronów (które wykorzystują reakcję syntezy jądrowej). Neutrony reaktorowe służą też do:

- tomografii neutronowej,
- domieszkowania krzemu fosforem — dzięki wykorzystaniu reakcji $^{30}\text{Si}(n, \gamma)^{31}\text{Si}$ (izotop ^{31}Si rozpada się do ^{31}P),
- tworzenia półprzewodników ^{71}Ge typu n,
- tworzenia centrów barwnych w kamieniach półszlachetnych (np. w topazach – technika opanowana w NCBJ Świerk).

Rozpraszanie neutronów termicznych pod niewielkimi kątami pokazuje nam defekty materiału, w tym znajdujące się w nim wytrącenia obcych faz i może dostarczyć informacje o kształcie i rozmiarach tych wytrąceń.

W wypadku źródeł przenośnych można neutrony wykorzystać w geologii do zbadania profilu wydrążonego w skale otworu w poszukiwaniu np. złóż ropy naftowej, do badania składu ropy i jej poziomu w złożu, zawartości wodoru, węgla i tlenu. Na przejściach granicznych można wykorzystać źródła neutronów do wykrywania przemytu narkotyków, min i materiałów rozszczepialnych.

Zjawisko spowalniania neutronów w moderatorach, szeroko wykorzystywane w pracy reaktora jądrowego, może być wykorzystane również w badaniach wilgotności w takich materiałach jak beton, ceramiki i rudy. Technika pomiaru wykorzystuje źródło prędkich neutronów i detektor neutronów o niskich energiach, a więc tych neutronów, które uległy spowolnieniu w badanym materiale, szczególnie w wyniku zderzeń z protonami. Technika jest na tyle szybka, że można prowadzić badania np. przesypującego się cementu. Może być ona stosowana również w wariancie rozproszeniowym do badania zawartości wodoru w materiałach zamkniętych w zbiornikach. Neutrony prędkie spowalniają się i rozpraszają wstecz tym intensywniej im w danej warstwie materiału jest więcej wodoru. Dzięki temu możliwe jest wyznaczenie np. granicy pomiędzy ropą a wodą w zbiorniku.

Inną techniką, będącą wariantem neutronowej analizy aktywacyjnej jest wykorzystanie reakcji typu (n,γ) w wydrążonych otworach. Źródło prędkich neutronów przejeżdża z dołu do góry otworu, rejestruje się natomiast wylatujące wstecznie kwanty wzbudzonego promieniowania γ . W podobny sposób, dzięki powstawaniu promieniowania γ o wysokiej energii, można sprawdzać jakość węgla przesuwającego się bezpośrednio na transporterze.

Rozdział 23.

Odpady promieniotwórcze i ich transport.

Likwidacja elektrowni jądrowej

23.1. Odpady promieniotwórcze i ich klasyfikacja

Gdziekolwiek stosuje się źródła promieniotwórcze, tam pojawiają się odpady. W Polsce ponad 90% odpadów promieniotwórczych stanowią odpady z działalności na rzecz medycyny. To się jednak zmienia, gdy powstanie i rozwinie się energetyka jądrowa. Właśnie zagadnienia związane z odpadami z energetyki jądrowej, w tym odpadami wysokoaktywnymi i długozyciowymi, budzą największe emocje społeczne. Niezależnie od stosowania promieniowania jonizującego w medycynie, w przemyśle czy w nauce, nie daje się uniknąć pytania, w jaki sposób postępujemy z odpadami promieniotwórczymi i czy postępowanie to jest bezpieczne dla ludzi i środowiska?

Definicja odpadów promieniotwórczych jest prosta: to „materiały stałe, ciekłe lub gazowe, zawierające substancje promieniotwórcze lub skażone tymi substancjami, których wykorzystanie jest niecelowe lub niemożliwe”. Wszystkie te odpady dzielone są na nisko-, średnio- i wysokoaktywne, przy czym każdy z tych rodzajów klasyfikowany jest także z punktu widzenia czasu życia (okresu połowicznego zaniku), jak na rys. 23.1. Oddzielną kategorię stanowią zużyte zamknięte źródła promieniotwórcze, tj. takie, które chronią materiał promieniotwórczy przed rozproszaniem.



Rys. 23.1: Formalny podział odpadów promieniotwórczych na kategorie

Na podstawie danych z lat 2000-2008 przeciętne roczne ilości odpadów przyjmowanych i unieszkodliwianych w Zakładzie Unieszkodliwiania Odpadów Promieniotwórczych w Świerku to 96 m³ niskoaktywnych odpadów ciekłych i 50 m³ stałych, 8 m³ średnioaktywnych odpadów ciekłych i 1 m³ stałych oraz ok. 1 250 sztuk zużytych źródeł promieniotwórczych. Dla porównania: przeciętne mieszkanie dwupokojowe ma objętość ponad 100 m³.

Analiza aktywności powstałych w nauce, przemyśle i medycynie odpadów nisko- i średnioaktywnych wskazuje jednoznacznie, że sama natura napromieniowuje nas znacznie większą dawką niż produkowane przez człowieka odpady promieniotwórcze.

23.1.1. Odpady niskoaktywne i średnioaktywne

Odpady niskoaktywne i średnioaktywne powstają w elektrowniach jądrowych, przemyśle (papierniczym, hutniczym, budowlanym, cukrowniczym), szpitalach, uniwersytetach i innych uczelniach wyższych oraz instytutach i innych placówkach badawczych. Mogą to być:

- materiały filtrujące wodę w reaktorach jądrowych, zużyte wymiennicze jonowe (jonyty),
- materiały i narzędzia używane w rutynowej pracy przy instalacjach jądrowych, jak np. zawory, części pomp, fragmenty rurociągów,
- wyposażenie pracowni naukowych, w których stosuje się materiały promieniotwórcze,
- pokrowce na buty, fartuchy, ściereczki, ręczniki papierowe itp. używane tam, gdzie człowiek spotyka się z materiałami promieniotwórczymi,
- filtry używane do testów zanieczyszczenia powietrza materiałami promieniotwórczymi, a także ciecze używane czasem do rozpuszczania tych filtrów,
- pojemniki, ubrania, papier, wata, lignina, płyny i wyposażenie, które miały kontakt z materiałami promieniotwórczymi stosowanymi w służbie zdrowia,
- materiały biologiczne używane w badaniach naukowych w różnych działach medycyny i farmacji.

Na zdjęciu 23.2 pokazujemy pojemnik transportowy, wykonany ze stali i ołowiu, służący do przewożenia takich odpadów promieniotwórczych.



Rys. 23.2: Pojemnik transportowy na odpady średnioaktywne

23.1.2. Odpady wysokoaktywne

Odpady wysokoaktywne to głównie odpady o dużej zawartości uranu, których aktywność, będąca podstawą klasyfikacji, może być związana z innymi izotopami. Do tej grupy zaliczamy wypalone paliwo jądrowe oraz pozostałości po jego przetworzeniu. W Polsce producentem takich odpadów był reaktor EWA, a obecnie jest nim reaktor MARIA (oba w Świerku). Ponieważ w Polsce nie przerabia się ani paliwa, ani rudy uranowej, nie ma innych źródeł powstawania odpadów o wysokiej aktywności. Wszystkie inne odpady zaliczamy do kategorii odpadów o średniej lub niskiej aktywności.

23.2. Zasady postępowania z nisko- i średnioaktywnymi odpadami promieniotwórczymi

Zabezpieczaniu i przechowywaniu odpadów promieniotwórczych towarzyszą trzy reguły:

- zredukować ich objętość,
- zapewnić im odporność na działanie wody i rozpraszanie,
- przechowywać w sposób nie zagrażający środowisku.

Spełnienie tych warunków wymaga zastosowania wielostopniowego systemu wielu barier – odpady są zabezpieczane przed rozsypaniem, rozproszeniem, rozpyleniem i wymywaniem substancji promieniotwórczych. Z tego też względu stopień narażenia środowiska na szkodliwe skutki promieniowania jonizującego, pochodzącego od składowanych odpadów, jest bardzo niewielki nawet przy założeniu najbardziej pesymistycznych scenariuszy wydarzeń. Na taki system barier składają się:

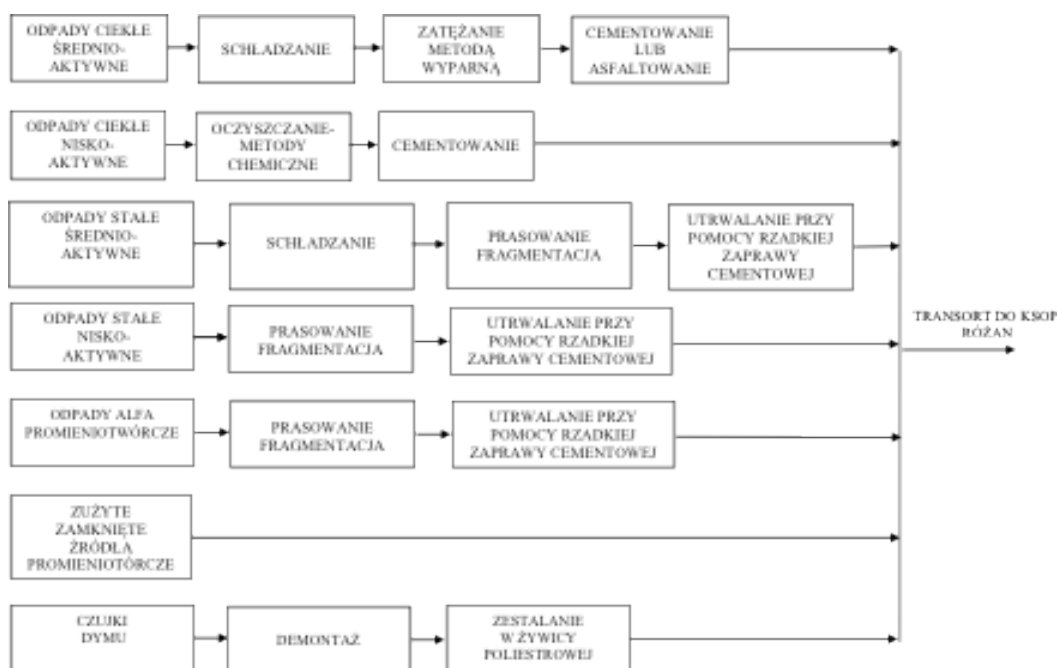
- Tworzenie trudno rozpuszczalnych związków chemicznych (koncentratów) wiążących izotopy promieniotwórcze.
- Materiał wiążący (spoiwo) służy do zestalania odpadów, co przeciwdziała rozsypaniu, rozproszeniu, rozpyleniu i wymywaniu substancji promieniotwórczych. Spoiwem może być beton (działa jednocześnie jako osłona biologiczna), asfalt, polimery organiczne i masy ceramiczne.
- Opakowanie odpadów zabezpiecza je przed uszkodzeniami mechanicznymi, działaniem czynników atmosferycznych i kontaktem z wodą. Stałe lub zestalone odpady zamykane są na ogół w pojemnikach metalowych lub betonowych i w tej postaci są przewożone, magazynowane i składowane. Na rys. 23.3 pokazujemy dla przykładu pojemnik na zużyte igły radowe.



Rys. 23.3: Przygotowany do przechowania pojemnik na zużyte igły radowe. Igły wkłada się do pojemniczka stalowego, który jest otoczony grubą warstwą ołowiu, ta zaś betonem i ziemią okrzemkową. Grubość stalowej obudowy pojemnika wynosi 5 mm, zaś waga całości – ok. 100 kg

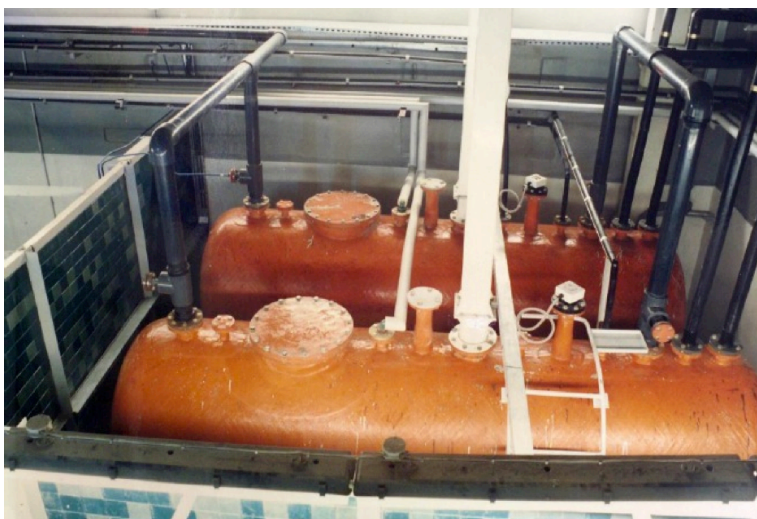
- Betonowa konstrukcja składowiska stanowi dodatkowe zabezpieczenie odpadów przed działaniem czynników atmosferycznych, zapobiega korozji opakowań oraz migracji substancji promieniotwórczych z miejsca ich składowania.
- Struktura geologiczna terenu decyduje o wyborze miejsca na lokalizację składowiska. Teren składowiska musi być m.in. asejsmiczny, niezatapiany w czasie powodzi, mało przydatny gospodarczo i oddalony od skupisk ludzkich. Odpowiednie warunki geologiczne i hydrogeologiczne mają zapobiec rozprzestrzenianiu się radionuklidów w glebie i przenikaniu ich do wód gruntowych i powierzchniowych. Np. poziom wód gruntowych powinien być o kilkanaście metrów niższy od poziomu składowiska, a skład podłoża musi przeciwdziałać migracji radionuklidów.
- Impregnująca warstwa bitumiczna pokrywająca wierzchnią warstwę betonowego stropu, zapobiegająca m.in. przenikaniu wód opadowych do strefy składowania odpadów, uniemożliwiająca korozję opakowań oraz wymywanie substancji promieniotwórczych.

Pełny schemat postępowania z odpadami przedstawia rys. 23.4.



Rys. 23.4: Schemat postępowania z odpadami, przyjęty w ZUOP [z prezentacji A. Choleżyńskiego, 2013]

Przerób ciekłych niskoaktywnych odpadów promieniotwórczych, po wstępnym przechowywaniu w zbiornikach retencyjnych, rys. 23.5, polega na dodaniu do nich substancji pozwalających wytrącić z zawiesiny osad. Osad ten ma objętość równą zaledwie 1% początkowej objętości i zawiera większość radionuklidów decydujących (w ponad 99%) o aktywności ścieku. Następnie podlega on procesowi zestalania.



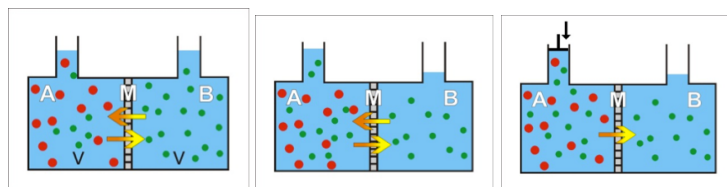
Rys. 23.5: Poliestrowe zbiorniki do wstępnego przechowywania i wytrącania substancji promieniotwórczych z odpadów ciekłych

Doskonałe rezultaty w procesie unieszkodliwiania niskoaktywnych ciekłych odpadów promieniotwórczych uzyskuje się dzięki zastosowaniu procesu tzw. odwróconej osmozy. W trzystopniowej instalacji odwróconej osmozy (rys. 23.6) stopień oczyszczania ścieków wynosi 99,9% przy wydajności rzędu 2 m³/godz.



Rys. 23.6: Zestaw modułowy trzech jednostek membranowych używanych w Zakładzie Unieszkodliwiania Odpadów Promieniotwórczych w Świerku

Prosta i odwrócona osmoza: Jeśli poziom roztworu (rozpuszczalnik plus „duże” cząsteczki) w części A naczynia, jest taki sam, jak poziom rozpuszczalnika w części B oddzielonej membraną M (rysunek 23.7 z lewej), to cząsteczki rozpuszczalnika (zielone) będą przenikać do części A aż do wyrównania ciśnień rozpuszczalnika po obu stronach membrany (dyfuzja przez membranę może dotyczyć tylko cząsteczek o rozmiarach mniejszych od rozmiarów porów w membranie). Nadwyżkę ciśnienia w części A, pochodzącą od „dużych” cząsteczek nazywamy ciśnieniem osmotycznym (rys. środkowy). Jeśli z kolei na roztwór w części A wywrzemy ciśnienie przewyższające osmotyczne, cząsteczki rozpuszczalnika zaczną przenikać do części B, a roztwór w części A będzie się zatężał (rys. z prawej). Proces ten nosi nazwę odwróconej osmozy.



Rys. 23.7: Prosta i odwrócona osmoza

Cieple ścieki średnioaktywne są zagęszczane (zatężane) w instalacji wyparnej, rys. 23.8. Metody wyparne należą do najskuteczniejszych sposobów oczyszczania takich ścieków. Instalacja pozwala na oczyszczanie i zagęszczanie, a więc także redukcję objętości odpadów. Zestaleni podlega więc zaledwie 1/30 początkowej objętości ścieków. Aktywność destylatu (cieczy pozostałej po oddzieleniu osadu) może być nawet 100 000 razy (!) mniejsza niż aktywność ścieku wyjściowego. W procesie wyparnym usuwane są również zanieczyszczenia typu chemicznego, jak np. metale ciężkie. Metody wyparne są uważane za szczególnie przyjazne środowisku, gdyż czystość powstających w tym procesie mediów, destylatów, jest porównywalna z czystością wód rzek i jezior kwalifikowanych jako czyste. Destylaty można zatem bezpiecznie wpuszczać do kanalizacji sanitarnej.



Rys. 23.8: Jedna z wyparek używanych w ZUOP-Świerk

Odpady stałe mają z reguły postać umożliwiającą ich bezpośrednie wkładanie do standardowych pojemników ocynkowanych dwustronnie i zamkniętych pokrywą zabezpieczającą odpady przed kontaktem z otoczeniem. Natomiast technologia zestalania odpadów obejmuje ich asfaltowanie, betonowanie, zestalanie w żywicy epoksydowej lub mocznikowo-formaldehydowej (dotyczy wyłącznie odpadów biologicznych: zwierząt doświadczalnych).

Za postępowanie z odpadami promieniotwórczymi w skali całej Polski na mocy Ustawy Prawo Atomowe odpowiedzialny jest Zakład Unieszkodliwiania Odpadów Promieniotwórczych (ZUOP), znajdujący się w Świerku. Zapewnia on odbiór, transport, okresowe magazynowanie, przetwarzanie, zestalanie oraz składowanie materiałów promieniotwórczych. Po przeróbce otrzymuje się rocznie w Polsce 60 m³ zestalonych odpadów o wadze 90 ton, które zajmują objętość ok. 100 m³. Dodatkowe 40 m³ przypada na materiały wiążące – głównie beton (rys. 23.9). Jak widać, są to w sumie stosunkowo niewielkie objętości w porównaniu z objętością odpadów komunalnych i przemysłowych. ZUOP jest też operatorem Krajowego Składowiska Odpadów Promieniotwórczych (KSOP) znajdującego się w Różanie nad Narwią. Właśnie tam składowane są dziś (2014 r.) odpady nisko- i średnioaktywne.



Rys. 23.9: Instalacja do cementowania odpadów promieniotwórczych

23.3. Wybór miejsca na składowisko odpadów promieniotwórczych

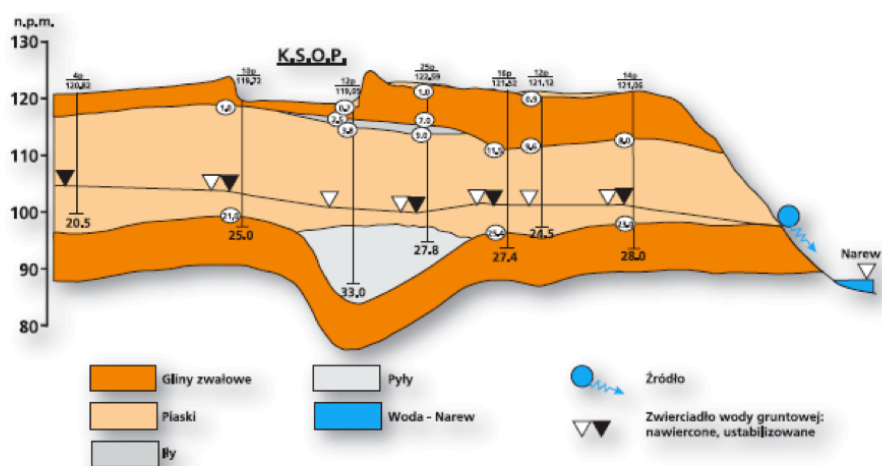
Wybór miejsca na składowisko odpadów promieniotwórczych musi uwzględniać szereg czynników. Niezależnie od przepisów bezpieczeństwa, które istnieją we wszystkich państwach, logiczny ciąg zdarzeń kaže:

- określić kryteria, którym powinny odpowiadać miejsca na składowiska,
- wyjaśnić ich stan prawny,
- szczegółowo zbadać wytypowane miejsca,
- wybrać jedno z nich.

Podstawowym kryterium wyboru są warunki geologiczne i hydrogeologiczne terenu. Rysunek 23.10 pokazuje przekrój przez glebę w KSOP-Różan. Zwróćmy uwagę, że wody gruntowe znajdują się głęboko pod warstwą gliny o bardzo małej przepuszczalności i warstwą gleby o właściwościach wiążących ciecze. Skład podłoża przeciwdziała skutecznie migracji odpadów, które mogłyby na skutek nieszczęśliwych wydarzeń przeniknąć do gleby i rozprzestrzeniać się dalej przez wody gruntowe. Układ ten zadecydował o atrakcyjności terenu przy wyborze go na miejsce składowiska.

Warunki hydrologiczne to nie wszystko, należy również brać pod uwagę szereg okoliczności o ważnym znaczeniu społecznym. Należą do nich:

- ochrona ludności przed uwolnieniem się odpadów promieniotwórczych,
- zabezpieczenie składowiska przed przypadkowym wejściem ludzi,
- zapewnienie bezpieczeństwa ludności podczas działania składowiska,
- zapewnienie bezpieczeństwa samego składowiska i okolicy również po jego zamknięciu.



Rys. 23.10: Przekrój przez system hydrogeologiczny terenu KSOP-Różan

Przy wyborze miejsca należy uwzględnić choćby takie czynniki, jak zmiany populacji w danej okolicy czy też stan świadomości i nastroje lokalnej ludności. Mieszkańcy muszą wiedzieć, że składowisko jest dla nich bezpieczne, co nie zmienia faktu, że mogą domagać się zapewnienia szczególnych warunków finansowych gminie, na terenie której ma znaleźć się składowisko. Bierze się to choćby stąd, że obecność składowiska może obniżyć wartość terenu i zabudowań nań się znajdujących, a ludność, w obawie o swoje zdrowie, będzie domagała się lepszej opieki medycznej, sprawniejszego systemu ratowniczego (obejmującego wspólne działania miejscowych władz, policji, straży pożarnych, zaplecza medycznego itp.) czy też lepszych dróg dojazdowych. Obniżona wartość terenu może z kolei powodować, że do lokalnych budżetów będą wpływały mniejsze podatki, co gmina będzie chciała sobie niewątpliwie powetować poprzez zapewnienie stosownych opłat od operatorów składowiska. Ponadto mieszkańcy terenu, na którym planuje się zainstalowanie składowiska, muszą mieć pewność, że w każdej chwili będą mogli skontrolować prawidłowość działania składowiska poprzez wybrane przez siebie służby monitorujące środowisko naturalne, i że zawsze będą traktowani jak równorzędny partner. Ta sytuacja nakłada na operatorów składowiska szczególną odpowiedzialność i wymaga od nich umiejętności rzeczowej i życzliwej rozmowy z reprezentantami lokalnej społeczności. Z tego też względu edukacja ludności od najwcześniejszych lat jest sprawą pierwszorzędnej wagi. Odpowiedzialni za pracę składowiska muszą więc na terenie swego działania prowadzić odpowiednią edukację dotyczącą promieniowania jonizującego.

Składowisko w Różanie, zajmujące obszar 3,2 ha, znajduje się w jednym z dawnych fortów wojskowych, wybudowanych przez władze rosyjskie w latach 1905-1908. Największą zaletą samych fortów są ich grube (1,2-1,5 m) ściany i stropy betonowe. Zapewniają one pełną osłonność biologiczną ulokowanym w nich odpadom. Wokół zachodniej i południowej granicy Składowiska biegnie sucha fosa o głębokości 2-6 m. Hala przeładunkowa i jeden z budynków KSOP pokazane są na rys. 23.11. Składowisko to zostanie zamknięte przypuszczalnie około 2020 roku, a gdzie powstanie nowe, tego jeszcze (w roku 2014) nie wiemy.



Rys. 23.11: Hala przeładunkowa i jeden z budynków dawnego fortu w Różanie

Gleba, trawa i zboża z otoczenia składowiska, woda gruntowa z odwiertów kontrolnych umieszczonych na terenie i w otoczeniu składowicy, woda z Narwi, powietrze atmosferyczne, wreszcie poziom promieniowania γ na terenie i w otoczeniu składowiska podlegają regularnej kontroli radiologicznej. Najwyższy poziom aktywności wód gruntowych (zannotowany w 2001 r.), 0,24 Bq/l, jest niższy od maksymalnego (0,27 Bq/l), notowanego w publicznych ujęciach wody pitnej w rejonach dawnego górnictwa rud uranu. Z danych Głównego Urzędu Statystycznego z lat 1999-2007 wynika ponadto, że gmina ta szczyci się jednym z najniższych wskaźników zapadalności na choroby nowotworowe.

23.4. Wypalone paliwo reaktorowe

Sytuacja względnej prostoty unieszkodliwiania i przechowywania odpadów promieniotwórczych zmienia się, gdy mamy do czynienia z odpadami wysokoaktywnymi z reaktorów jądrowych – mamy tu na myśli głównie problem postępowania z wypalonym paliwem. Jak mówiliśmy wcześniej, jest ono wysokoaktywne i długożyciowe.

Postępowaniu z wypalonym paliwem poświęcono jeden z poprzednich rozdziałów, tu kilka słów przypomnienia. Obecnie wypalone paliwo jądrowe przechowuje się z reguły przez pewien czas (kilka do kilkudziesięciu lat) bezpośrednio przy reaktorze w basenach przechowawczych. W tym czasie zanika aktywność większości izotopów krótkożyciowych. Ponadto woda odbiera ciepło – schładza paliwo.

Dalszy los zależy od możliwości techniczno-finansowych i decyzji organów odpowiedzialnych za bezpieczeństwo radiologiczne danego kraju. Wypalone paliwo albo przetwarza się, albo przygotowuje do ostatecznego składowania. Słowo „ostateczny” nie jest tu jednak w pełni adekwatne, gdyż obecnie pracuje się nad technikami, które pozwoliłyby w znaczący sposób zmniejszyć i tak już stosunkowo małe zagrożenie radiologiczne związane

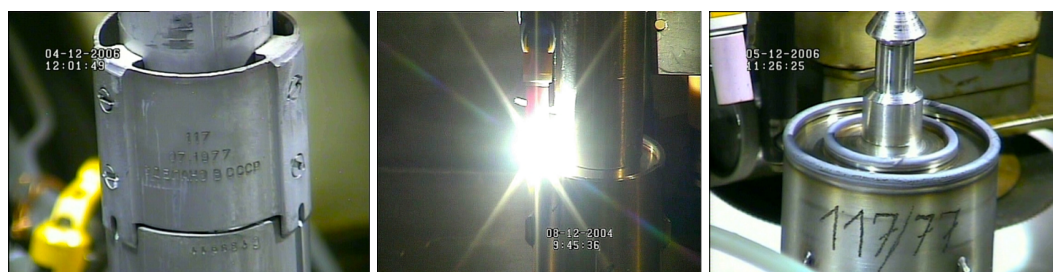
ze składowaniem tego paliwa. Opracowywane są też metody przekształcania ich w krótkożyłowe i stabilne, a nawet nad możliwością wykorzystania energii, która zmagazynowana jest w wypalonym paliwie.

Polska ma pewne doświadczenie w zakresie postępowania z wypalonym paliwem. Reaktor EWA pracował w latach 1958-1995. Setki zestawów paliwowych różnych typów były do niedawna przechowywane w Świerku, w przechowalniku wypalonego paliwa. Z kolei reaktor MARIA pracuje od 1974 r. Znajdują się w nim potężne zestawy paliwowe o obciążeniach cieplnych znacznie większych niż w reaktorach energetycznych i o większej aktywności właściwej.

Wypalone paliwo przechowuje się w pierwszym okresie w basenie przechowawczym (basen technologiczny na rys. 16.5, str. 176), a zasysając wodę z nad zestawów paliwowych, można skontrolować ich szczelność. Po ostudzeniu w basenie wodnym (3 lata) paliwo może być kapsułowane i przechowywane w powietrzu na sucho. W ostatnich latach opanowano w ZUOP technologię takiego kapsułowania, pozwalającego na długie przechowywanie paliwa w warunkach suchych, rys. 23.12 i rys. 23.13.



Rys. 23.12: Komory do kapsułowania wypalonego paliwa w hali byłego reaktora Ewa



Rys. 23.13: Technologia kapsułowania paliwa. Od lewej: wkładanie zestawu paliwowego do kapsuły, spawanie w atmosferze helowej, zaspawana kapsuła gotowa do przechowywania w powietrzu

Innym zagadnieniem jest przerób wypalonego paliwa z reaktorów energetycznych, z którego oprócz uranu można uzyskać około 230 kg Pu/1 GW_erok (1% całości paliwa). Recykliczacji podlega 97% wypalonego paliwa, pozostałe 3% (czyli ok. 700 kg rocznie z elek-

trowni o mocy 1 000 MW_e) stanowią odpady wysokoaktywne. Po przerobie pozostaje wysokoaktywny odpad w ciekłej postaci, zawierający fragmenty rozszczepienia oraz promieniotwórcze aktynowce. Przerób tej cieczy polega na jej witryfikacji, tj. zeszkliwieniu. Przygotowana w tym procesie gorąca masa szklana o nazwie Pyrex zawiera 25% odpadów i 75% szkła. Jest ona wlewana do pojemników ze stali nierdzewnej, rys. 23.14, które po ostudzeniu zaspawa się.



Rys. 23.14: Szklana masa wlewana jest do stalowych pojemników

Zalane w szkło izotopy promieniotwórcze tworzą wiązania chemiczne, a więc nie chodzi tu tylko o proste zalanie odpadów szkłem. Jest ono odporne na szok termiczny, gdyż jego współczynnik rozszerzalności termicznej jest bardzo niewielki.

Szkło jest też niezwykle odporne na erozję. Dla przykładu, 367 milionów lat temu uderzenie meteorytu w miejscowości Senzeilles w Belgii spowodowało powstanie małych (0,05-1 mm) perełek szklanych. Z powodu małych rozmiarów, przez tak długi okres powinny ulec rozpuszczeniu. Ponieważ były jednak zasypane w skałach ilastych, ich struktura nie została w jakikolwiek sposób zmieniona.

Szkło tworzy najszczelniejszą barierę wewnętrzną w składowisku geologicznym na odpady wysokoaktywne – odpady te zostają bowiem unieruchomione. Odporność szkła na korozję i rozpuszczanie gwarantuje odpadom bezpieczeństwo na bardzo długi czas.

W każdym pojemniku (kanistrze) mieści się 400 kg masy szklanej. Odpady z jednego roku pracy reaktora o mocy 1 000 MW_e to 5 ton takiego szkła lub 12 kanistrów o wysokości 1,3 m i średnicy 0,4 m. Łatwo je transportować oraz przechowywać w odpowiednich warunkach osłonowych. Europejskie przetwórnice paliwa wytwarzają około 1 000 ton rocznie zeszkliwionego paliwa (2 500 kanistrów). Ilość zeszkliwionych odpadów przypadających na jednego mieszkańca w związku z korzystaniem z energetyki jądrowej najlepiej ilustruje rys. 23.15.



Rys. 23.15: Taka objętość zeszkliwionych odpadów przypadłaby na jednego mieszkańca w czasie jego całego życia, gdyby korzystał tylko z energii jądrowej

Rozwiązanie alternatywne zostało zastosowane w Australii, gdzie stworzono materiał o nazwie Synrock (od ang. *Synthetic Rock* – skała syntetyczna). Trwałe i odporne na działanie czynników zewnętrznych uwięzienie odpadów promieniotwórczych polega tu na wbudowaniu pierwiastków promieniotwórczych (np. plutonu) w odpowiednie struktury krystaliczne. W ceramice Synrock-C ciężar odpadów promieniotwórczych może sięgać 30%.

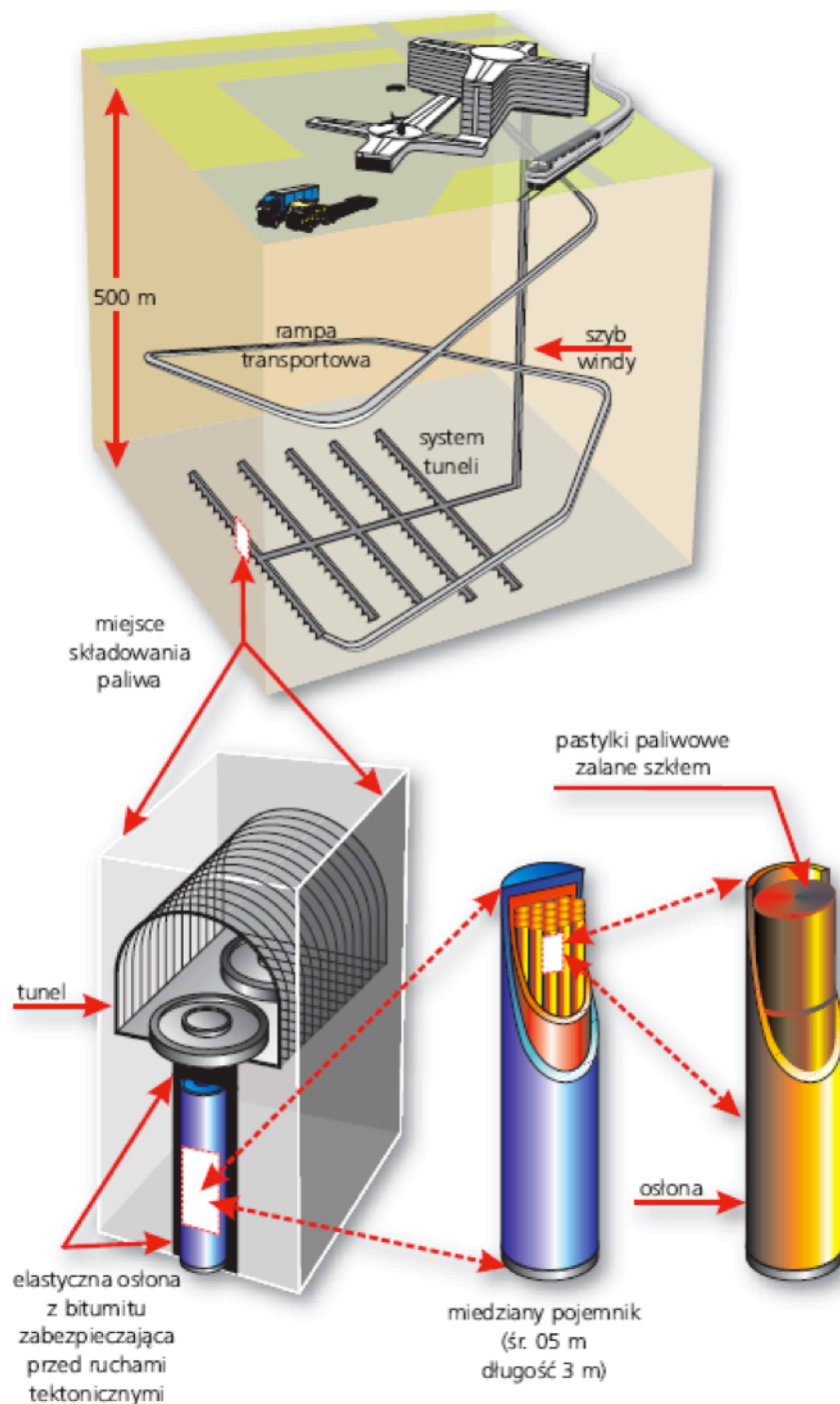
Wspomniana wcześniej recykliczacja jest procesem obróbki radiochemicznej, podczas której wydobywa się przede wszystkim dwa izotopy rozszczepialne, a mianowicie ^{235}U i ^{239}Pu oraz oczywiście przeważający w paliwie ^{238}U . Z tlenków tych izotopów (UO_2 i PuO_2) można wyprodukować świeże paliwo (typu MOX od ang. *Mixed Oxides*). Uran z recykliczacji jest uranem o zawartości ^{235}U mniejszej niż 1%, dlatego też domieszka ^{239}Pu jest niezbędna do wyprodukowania świeżego paliwa i myśli się tu o wykorzystywaniu zapasów plutonu z zasobów militarnych. Zauważmy przy tym, że skład izotopowy paliwa MOX nie pozwala na użycie go do produkcji broni jądrowej.

23.5. Składowanie wysokoaktywnych odpadów promieniotwórczych

Rysunek 23.16 pokazuje ideę podziemnego składowiska odpadów wysokoaktywnych. Takie składowisko może być usytuowane w warstwach skalnych, łach i wyrobiskach solnych: teren nie może być sejsmicznym, w obszarze składowiska nie powinna znajdować się woda, a jego poziom powinien być na tyle głęboki, aby w wypadku ewentualnych rozszczelnień i wydobywania się materiału promieniotwórczego, jego dyfuzja przez glebę nad składowiskiem była tak długotrwała, aby większość izotopów uległa rozpadowi promieniotwórczemu nim dojdą one do powierzchni ziemi.

Dla przykładu, w wypadku projektowanego składowiska w Onkalo (Finlandia) długość tunelu na głębokości 420 m ma wynosić 5,5 km, a jego nachylenie 1:10. Dla wykonania składowiska należy wykopać 330 mln m^3 skały!

System przechowywania wysokoaktywnych odpadów promieniotwórczych powoduje, że *de facto* nie istnieje żadne poważne zagrożenie dla biosfery. Już po 200 latach przechowywania tych odpadów zagrożenie stwarzane przez nie jest niższe od zagrożenia stwarzanego przez odpady z elektrowni węglowych i jest wciąż bez porównania mniejsze niż zagrożenie radiologiczne związane z istnieniem rozproszonej (w przeciwieństwie do odpadów promieniotwórczych) rudy uranowej w skorupie ziemskiej. W skali realnych zagrożeń nawet maksymalne moce dawek okazują się pomijalnie małe (poniżej ok. $0,01 \mu\text{Sv/rok}$).



Rys. 23.16: Idea podziemnego składowiska odpadów promieniotwórczych wraz z technologią składowania ich w pojemnikach i szybach składowiska

23.6. Transport materiałów promieniotwórczych

23.6.1. Środki transportu i ich oznakowanie

Transport materiałów promieniotwórczych budzi często społeczny niepokój. Bez względu na rodzaj przewożonych odpadów jest on prowadzony jednak pod ścisłą kontrolą, aby nawet w wypadku katastrofy drogowej, kolejowej czy morskiej nie powstały szkody dla środowiska i ludzi w szczególności.

Odpady nisko- i średnioaktywne przewozi się, podobnie jak i inne materiały promieniotwórcze, specjalnie oznakowanym pojazdem. Przewożone pojemniki muszą być trwale oznakowane zgodnie ze stopniem zagrożenia. Zarówno pojazd, jak i pojemniki muszą spełniać międzynarodowe warunki bezpieczeństwa przyjęte w polskim Prawie Atomowym. Międzynarodowym symbolem informującym o przewożeniu materiału promieniotwórczego jest nalepka z „koniczynką” czerwoną lub czarną na żółtym lub białym tle. Dla odpadów o większej aktywności na nalepkach (rys. 23.17) pojawiają się pionowe czerwone kreski (których liczba – od jednej do trzech – zwiększa się wraz ze wzrostem aktywności) oraz dodatkowa informacja o zawartości pojemnika i aktywności przewożonej w nim substancji. Przewożone odpady są starannie oznaczone i ewidencjonowane przed wysłaniem ich w drogę. Dokumentacja wszystkich odpadów jest następnie przechowywana przez cały okres ich składowania.



Rys. 23.17: Typowe nalepki ostrzegawcze na pojazdach transportujących odpady promieniotwórcze

Problem odpadów promieniotwórczych z reaktora i ich transport jest jednym z ulubionych motywów protestujących przeciwko energetyce jądrowej. Aby odpowiedzieć na pytanie czy taki transport jest bezpieczny, trzeba rozpatrzyć dwie sprawy: czy bezpieczny jest transport jako taki i jakie skutki mógłby wywołać atak terrorystyczny na taki transport?

23.6.2. Pojemniki transportowe

Przed wszystkim należy pamiętać, że każdy transport zawiera pojemniki, których parametry muszą odpowiadać stopniowi zagrożenia przewożonymi odpadami. Pojemniki klasyfikujemy w następujący sposób:

- Typ A: zaprojektowane tak, aby wytrzymać wypadki o mniejszej skali. Służą do transportu niskoaktywnych i średnioaktywnych materiałów, np. U_3O_8 .
- Typ B: pojemniki na odpady wysokoaktywne. Są one odporne na urazy mechaniczne i zawierają osłony zabezpieczające przed promieniowaniem γ i neutronowym (koszt jednego pojemnika ok. 1,6 mln USD).
- Typ C: zaprojektowane na małe ilości wysoko radioaktywnych materiałów zawierających pluton.

Pojemniki do transportu lotniczego są bardziej wytrzymałe niż typu B.

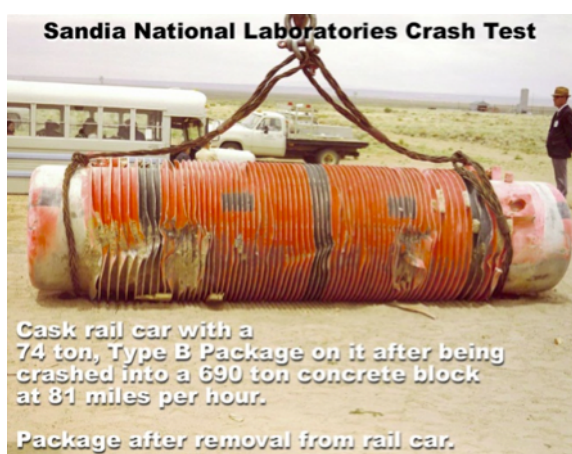
Transport świeżego paliwa nie wymaga stosowania osłon radiologicznych. Aby wyeliminować ryzyko związane z ewentualnym przeładunkiem, kontenery najczęściej pełnią dwie funkcje – nadają się zarówno do transportu, jak i składowania.

Skupmy się na transporcie materiałów wysokoaktywnych. Sam pojemnik transportowy (typu B) dla odpadów musi przejść szereg testów, które obejmują zderzenia pociągów, upadek z 9 m, uderzenie w żelazny pręt, pożar przez 30 minut, zatopienie w wodzie – wszystkie przy parametrach ekstremalnych, cięższych niż możliwe w praktyce. I po tych wszystkich kolejnych próbach pojemniki muszą pozostać szczelne i zapewniać dobrą osłonę. Sam pojemnik typu B to kolos ważący nawet 110 ton, a zawiera zaledwie 6 ton odpadów.

Rysunek 23.18 pokazuje sprawdzanie odporności na zderzenia pojemników typu B w Sandia National Laboratories, USA. W skutek zderzenia pociąg został zniszczony, natomiast sam pojemnik (rys. 23.19) pozostał jedynie nieco odkształcony. A przecież test przeprowadzono przy ekstremalnej szybkości pociągu! Podobne testy wykonano w Sandia Laboratories (USA) dla transportu samochodowego (rys. 23.20), a także w warunkach pożaru. Zgodnie z normami, pojemnik musi wytrzymać pożar 30 minut bez utraty szczelności. Test wykonuje się przez 90 minut. Temperatura powierzchni pojemnika osiąga 750°C, natomiast temperatura wewnątrz pojemnika – poniżej 150°C i pręty paliwowe pozostają nienaruszone.



Rys. 23.18: Przebieg testu zderzeniowego pojemnika typu B umieszczonego na lorze kolejowej o wadze 74 ton ze ścianą betonową o wadze 690 ton przy prędkości pociągu ok. 130 km/godz.



Rys. 23.19: Pojemnik po zdjęciu z lory, po przeprowadzonym teście zderzeniowym (rys. 23.18)

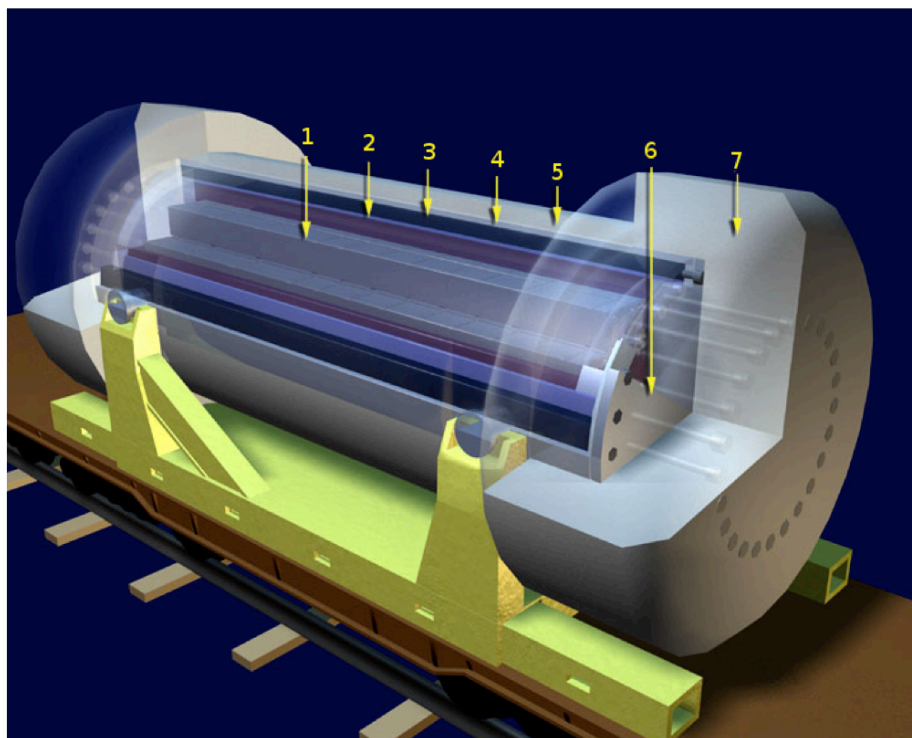


Rys. 23.20: Test zderzeniowy dla ciężarówki wiozącej pojemnik o wadze 22 ton, zderzający się przy prędkości ok. 100 km/godz. ze ścianą betonową ważącą 690 ton

Pojemnik musi też wytrzymać upadek z 9 m oraz przejść pozytywnie test dziurawienia – wbicia żelaznego pręta w bok pojemnika. W przeprowadzonym teście upadek modelu pojemnika z wysokości 9 m na twardą powierzchnię spowodował jedynie odkształcenie pojemnika, ale pozostawił go szczelnym. Test dziurawienia siłą 4 mln N można porównać ze skutkami zderzenia pociągów w 1997 r. koło Della, Kansas, USA. Waga jednego z pociągów wynosiła 5 347 ton, a drugiego 3 925 ton. Zderzenie spowodowało śmierć jednego maszynisty i rany drugiego, pożar i ewakuację 1 500 ludzi, a siła zderzenia wynosiła 2 mln N, a więc dwukrotnie mniej niż w przeprowadzonym teście.

Na zakończenie serii testów wykonuje się test zatopienia pojemnika pod wodą. Próba zatopienia wykonywana jest po wszystkich kolejnych testach symulujących hipotetyczne ciężkie awarie. Obejmuje ona zatopienie pojemnika na głębokości 17 m przez 8 godzin, symulowane przez umieszczenie go w zbiorniku pod ciśnieniem. Opakowania z materiałami rozszczepialnymi umieszcza się ponadto pod wodą na głębokości 1 m przez 8 godzin. I pojemniki typu B wytrzymują te wszystkie męczarnie! Rysunek 23.21 pokazuje typową strukturę wewnętrzną pojemnika typu B.

Oczywiście nie wszystkie pojemniki transportowe muszą spełniać tak surowe normy. Przy niższych aktywnościach stosujemy ciężkie pojemniki, jak na rys. 23.22, które muszą jednak wytrzymać upadek z wysokości 9 m, przy jeszcze niższych – opakowania typu A, rys. 23.23, a przy bardzo niskich aktywnościach w zasadzie nie wymaga się poważniejszych zabezpieczeń.



Rys. 23.21: Ogólna struktura pojemnika typu B przewożącego wypalone paliwo: 1 – pręty paliwowe, 2 – wewnętrzna osłona stalowa, 3 – osłona ołowiana, 4 – zewnętrzna osłona stalowa, 5 – osłona przed promieniowaniem neutronowym, 6 – stalowa pokrywa, 7 – pochłaniacz uderzeń [źródło:

[http://www.nei.org/resourcesandstats/documentlibrary/nuclearwastedisposal/graphicsandcharts/containertranslucentlabels\]](http://www.nei.org/resourcesandstats/documentlibrary/nuclearwastedisposal/graphicsandcharts/containertranslucentlabels)

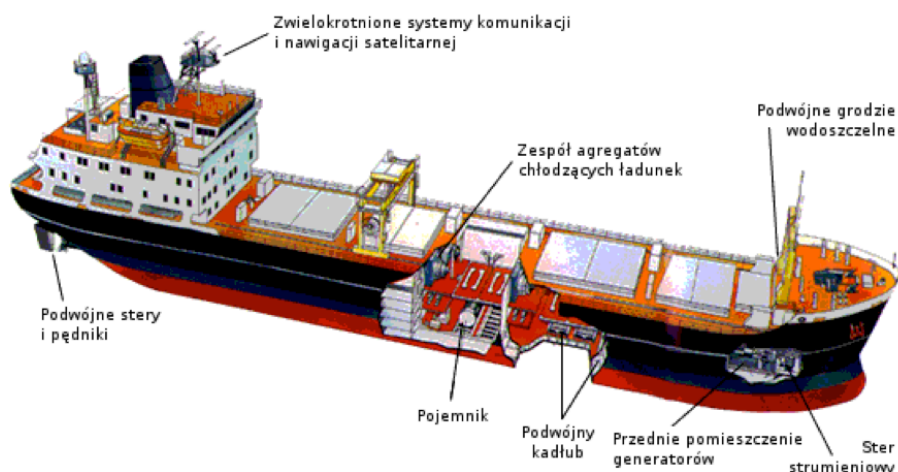


Rys. 23.22: Opakowanie przemysłowe ze stali do transportu odpadów promieniotwórczych o aktywnościach niższych niż w wypadku odpadów wysokoaktywnych z reaktora



Rys. 23.23: Ćwiczenia z wykrywania skażeń z użyciem pojemników typu A

Transport wysokoaktywnych materiałów promieniotwórczych odbywa się również drogą morską. Statek służący tym celom, rys. 23.24, ma dodatkowe wzmocnienia na wypadek kolizji: grodzie kolizyjne, dziobowe stery strumieniowe, awaryjne generatory, wzmocnione pokrywy luków, podwójne systemy nawigacji, podwójne radary itp. Statek wytrzymuje boczne zderzenie z tankowcem. Ewentualna utrata ładunku – choćby ze względu na zawartą w pojemnikach zeszkloną masę – nie stanowi zagrożenia. Utracone grubościennne pojemniki stalowe łatwo zlokalizować i odzyskać.



Rys. 23.24: Statek transportowy

23.7. Elektrownia jądrowa po okresie eksploatacji też stanowi problem

Gdy elektrownia jądrowa zakończy pracę, pozostają po niej materiały promieniotwórcze, które można zdemontować i wywieźć na odpowiednie składowisko odpadów, ale pozostaje także sam budynek elektrowni, którego elementy konstrukcyjne mogą być zaaktywowane. Jako przykład niech służy procedura demontażu elektrowni jądrowej Maine Yankee, USA. Usunięcie głównych urządzeń jądrowych – zbiornika ciśnieniowego reaktora i 3 wy-

twornic pary nie było trudne – wyjęto je w całości. Zbiornik reaktora i urządzenia wewnętrzne zostały pocięte pod wodą zdalnie sterowanymi narzędziami. Rdzeń reaktora wypełniono cementem, aby mieć pewność, że w ciągu kilkuset lat części wewnętrzne nie utracą stabilności. Zbiornik podniesiono i przeniesiono na barkę do przewozu. Elementy wewnętrzne reaktora zostaną ostatecznie przewiezione tam, gdzie powstanie ostateczne składowisko głębinowe. Obecnie czekają one w czterech potężnych pojemnikach ze stali i betonu, razem z 60 innymi pojemnikami, wypełnionymi zużytym paliwem. Z powierzchni betonu wokół zbiornika ciśnieniowego reaktora usunięto pneumatycznie górną warstwę, by pozbyć się skażeń. Pętle obiegu pierwotnego przemyto chemicznie w celu usunięcia osadów radioaktywnych. Ich elementy przesłano na składowiska odpadów. Wbrew pozorom, to było łatwe.

Bardziej złożoną pracę wykonano podczas likwidacji reszty elektrowni. Wykonano 14 300 pomiarów, w tym połowę na obszarach, gdzie nie spodziewano się skażeń. Dopuszczone przez przepisy federalne USA promieniowanie skażeń pozostałych po elektrowni jest tak małe, że trzeba było sprawdzić, jakie jest promieniowanie tła, aby uniknąć usuwania radionuklidów naturalnych. Inną możliwością mogłoby być poczekanie na rozpad przede wszystkim izotopu ^{60}Co ($T_{1/2} = 5,27$ lat): po 21 latach ponad 90% tego izotopu zniknęłoby w sposób naturalny.

Normy w USA mówią o obniżeniu dodatkowej dawki promieniowania (powyżej promieniowania tła) otrzymywanej przez przeciętnego członka najbardziej narażonej grupy „do wielkości tak małej jak to praktycznie możliwe”, ale nie większej niż 0,25 mSv rocznie. Agencja Ochrony Środowiska (EPA, ang. *Environmental Protection Agency*) wymaga 0,15 mSv/rok, w tym nie więcej niż 0,04 mSv/rok od wód gruntowych. To nadzwyczaj wysrubowane normy bezpieczeństwa. Obecnie inicjatywę ustawodawczą przejmują poszczególne stany. W roku 2000 w stanie Maine zredukowano dopuszczalną dawkę do 0,1 mSv/rok, w tym nie więcej niż 0,04 mSv/rok od wód gruntowych. W innych stanach także szykują się zmiany przepisów. Gdy w grę wchodzi protesty przeciw promieniowaniu, żadne normy okazują się nie dość surowe. Jedynym akceptowalnym przez organizacje antynuklearne poziomem jest zero. Nie jest to rozsądne, a społecznie – wręcz szkodliwe.

Naczelną zasadą rekultywacji terenu elektrowni jądrowej jest doprowadzenie go do stanu nadającego się do wszystkich możliwych celów. Mimo bardzo ostrych narzuconych warunków radiologicznych, demontaż Maine Yankee został pomyślnie zakończony. Na pytanie, czy była elektrownię jądrową można zdemontować „do zielonej trawy” odpowiedź jest twierdząca.

W Polsce mamy już za sobą demontaż reaktora EWA. Początkowa moc termiczna reaktora doświadczalnego EWA wynosiła 2 MW, następnie polscy inżynierowie podnosili ją do 4 MW, do 8 MW i na koniec do 10 MW. Reaktor EWA pracował „jak zegarek”, od poniedziałku do piątku w każdym tygodniu. Po 35 latach pracy został ostatecznie wyłączony, paliwo wywieziono, obiegi zdemontowano, a całość zdekontaminowano – likwidacja reaktora została pomyślnie wykonana przez Instytut Energii Atomowej (dziś Narodowe Centrum Badań Jądrowych) w Świerku. Potężne osłony betonowe reaktora można będzie wykorzystać do przechowywania wypalonego paliwa, sama hala reaktora zaś służy, jak pokazywaliśmy, jego kapsułowaniu.

Rozdział 24.

Porównanie różnych źródeł energii elektrycznej

Nie ma na świecie jedyne go modelu produkcji energii elektrycznej. Wręcz przeciwnie – są kraje z energetyką opartą o surowce kopalne (Polska), są takie, które starają się promować zielone źródła energii (Dania, Niemcy) i są takie, gdzie pierwsze skrzypce gra atom (Francja). Nie zawsze łatwo orzec, która z tych dróg jest najlepsza, gdyż zależy od wielu czynników geopolitycznych oraz ekonomicznych. Większość krajów stosuje pewien *miks* wszystkich systemów, dostosowując go na swój użytek.

Polska na początku XXI wieku znalazła się w sytuacji, w której należy zdecydować, jak będzie wyglądała nasza energetyka przez najbliższe kilkadziesiąt lat – których systemów będzie najwięcej, a które będą wspierające. Trudno jednak dyskutować o tym, co będzie dla Polaków najlepsze, nie znając wad i zalet różnych konstrukcji.

24.1. Różne typy elektrowni

Zasadniczy podział elektrowni bierze za punkt wyjścia wykorzystywane paliwo. W ten sposób możemy wyodrębnić dwie grupy. Pierwsza to elektrownie wykorzystujące paliwa kopalne: węglowe, gazowe, na ropę i atomowe, choć ta ostatnia ze względu na swoją specyfikę, rzadko jest umieszczana w tej grupie. Druga grupa to elektrownie „odnawialne” – wodne, wiatrowe, słoneczne, na biomasę oraz geotermalne. W pierwszej grupie proces produkcji energii polega na wykorzystaniu paliwa kopalnego w sposób nieodwracalny. Elektrownie odnawialne czerpią zaś energię z przemian, w których paliwa teoretycznie nigdy nam nie zabraknie.

Możemy też podzielić elektrownie z uwagi na ich skutki dla ziemskiej atmosfery. Do elektrowni bezemisyjnych zaliczamy: atomową, geotermalną, słoneczną, wiatrową i wodną. Przeciwnie – dużą emisją CO₂, a często również tlenków siarki i azotu, charakteryzują się elektrownie na węgiel, biomasę, gaz i ropę naftową.

24.1.1. Elektrownie i elektrociepłownie węglowe

Elektrownie węglowe są technologicznie najstarszymi. W zasadzie całe ich działanie opiera się na koncepcie maszyny parowej, w której spalany jest węgiel kamienny lub brunatny. Jego wartość energetyczna wynosi pomiędzy 16 a 30 GJ/t przy węglu kamiennym i od 7 do 21 GJ/t dla węgla brunatnego. Węgiel dzięki systemowi przenośników taśmowych wysypywany jest do młyna. Wytworzony pył jest rodmuchiwany w palenisku i podpalany. Płomień ogrzewa wodę, która od razu zamienia się w parę wodną. Ta pod dużym ciśnieniem uderza w łopaty turbiny wprawiając ją w ruch obrotowy, co napędza również generator prądu. Sprawność elektrowni zależy głównie od różnicy temperatury wody chłodzącej oraz wytworzonej pary. Najnowocześniejsze elektrownie mają współczynnik wykorzystania mocy równy 0,85 (co oznacza, że dostarczają swoją nominalną moc przez 85% swo-

jego czasu pracy) ze sprawnością około 40-42%; starsze (a takie mamy w Polsce) – odpowiednio 0,8 i 32%.

Głównym problemem są zanieczyszczenia emitowane do atmosfery, z których największym jest dwutlenek węgla, ale bardziej groźne są tlenki siarki i azotu, gdyż to one przyczyniają się do „kwaśnych deszczów”. Dlatego najczęściej stosuje się instalacje wychwytyjące te gazy. Instalacje takie dodatkowo podnoszą koszty konstrukcji i eksploatacji elektrowni.

Dwutlenek węgla jest też problemem ekonomicznym, gdyż zgodnie z wchodzącymi w życie umowami międzynarodowymi każdy kraj ma do rozdyskrebowania tylko pewną ilość zezwoleń na emisję CO₂. Pozostałe zezwolenia są w puli wspólnej i kupowane są na zasadzie przetargów. Rynek handlu zezwoleniami nie został jeszcze w pełni otwarty, więc w planowaniu przyszłości czynnik ten pozostaje ekonomiczną niewiadomą.

W elektrowniach węglowych koszty surowca mają duży udział w kosztach ogólnych – jest to ponad 40%. Stąd też elektrownie węglowe są bardzo wrażliwe na zmiany cen surowca. Na korzyść działa tu fakt, że pomimo tego uwarunkowania, na świecie panuje globalna konkurencja w handlu węglem, węgiel transportuje się dość łatwo i w wyniku nie ma konieczności uzależnienia od konkretnego dostawcy, a także małe są szanse na duże wahania cen z powodów politycznych. W warunkach polskich może jednak pojawić się konflikt pomiędzy interesem przemysłu wydobywczego a energetyki, ponadto koszty transportu przy większych odległościach mogą stanowić znaczny wkład do ceny.

Znaczącym problemem są odpady, czyli hałdy popiołów. Mają one niewiele mniejszą masę niż dostarczone paliwo. Można je zrekultywować (choć podnosi to dodatkowo koszty działalności elektrowni), jednak nic nie można poradzić na ich radiację (zawierają np. uran i tor; w polskim węglu uranu jest ok. 2 g/t, w popiołach – dziesięciokrotnie więcej).

24.1.2. Elektrownie gazowe

Działanie elektrowni gazowych jest analogiczne do elektrowni węglowej. Tu oczywiście spalamy gaz i możemy osiągać znacznie wyższe temperatury, bo to spaliny, a nie para wodna, napędzają turbinę. Dzięki większej różnicy temperatur pomiędzy czynnikiem roboczym (spalinami) a chłodzącym (woda ze zbiornika zewnętrznego) uzyskujemy znacznie wyższe sprawności. Współczesne elektrownie gazowe bez trudu osiągają 50% sprawności, a nowoczesne nawet około 60%. Zazwyczaj mają też znacznie wyższy współczynnik wykorzystania mocy – około 0,9.

Główną cechą charakterystyczną elektrowni gazowych jest to, że mogą nie tylko stanowić główne, stabilne źródło energii elektrycznej w sieci, ale oprócz tego dodatkowo wspierać inne źródła energii i łatwo sterować wielkością produkowanej mocy. Gdy więc w sieci są nadmiary mocy z elektrowni wiatrowych lub słonecznych – gazowe mogą obniżyć swoją moc, by szybko podnieść ją, gdy zabraknie wiatru lub słońca.

Drugim ich ogromnym atutem jest czas i koszt budowy. Większość bloków buduje się koło roku, a nakłady inwestycyjne są znacznie mniejsze niż w przypadku innych elektrowni.

Z drugiej jednak strony emitują CO₂ i w związku z tym wymagają zezwoleń. Ilość wytwarzanego CO₂ na jednostkę mocy jest dwa razy niższa niż w elektrowniach węglowych, ale wyższa niż w każdym innym typie elektrowni. Elektrownie gazowe są silnie uzależnio-

ne od dostawcy gazu, którym często bywa inne państwo – co może być kłopotliwe w wypadku konfliktów politycznych.

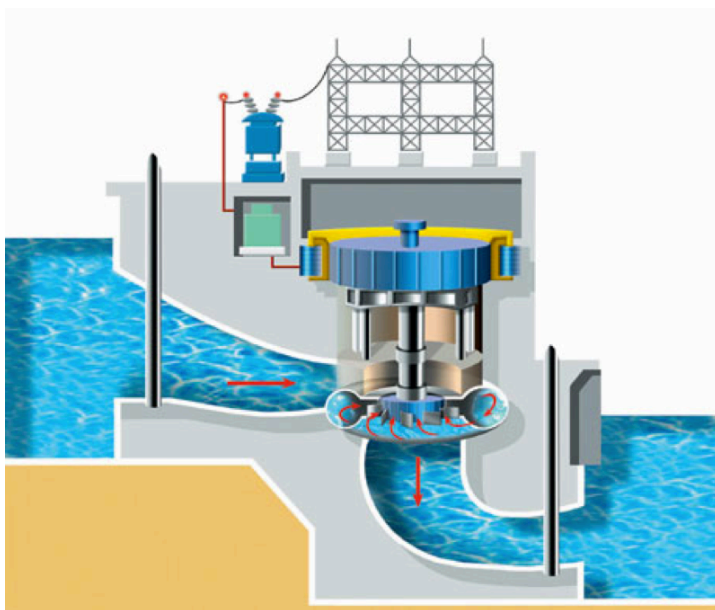
24.1.3. Elektrownie na biomasę

Elektrownie na biomasę spalają specjalnie hodowane rośliny, których spalanie przynosi najwięcej ciepła. Przykładami są: trociny, resztki drewna z tartaków, kora drzewna, wierzba energetyczna (najczęściej w formie peletu). Wartość energetyczna takiego paliwa waha się od 5 do 18 GJ/t.

W porównaniu z elektrowniami węglowymi, te na biomasę są znacznie czystsze. Nie zostawiają po sobie hałd popiołów, a ilość emitowanego CO₂ jest równa tej pochłanianej przez spalone rośliny (pomijając CO₂ emitowane podczas przygotowania paliwa i jego transportu). Ich sprawność i poziom wykorzystania mocy są identyczne z elektrowniami węglowymi, gdyż różnice w budowie są minimalne. Część elektrowni węglowych jest przystosowywana do współspalania biomasy. W Polsce nie ma jednak siłowni opalanych wyłącznie biomasą.

24.1.4. Elektrownie wodne

Elektrownie wodne wykorzystują energię potencjalną i kinetyczną płynącej wody. Na rzece lub przy zbiorniku wodnym buduje się tamę, a w niej miejsca kontrolowanego spadku wody. W miejscu, gdzie energia mas wodnych jest największa, umieszcza się turbiny, które obracają generatory prądu.



Rys. 24.1: Schemat elektrowni wodnej (źródło: Wikipedia)

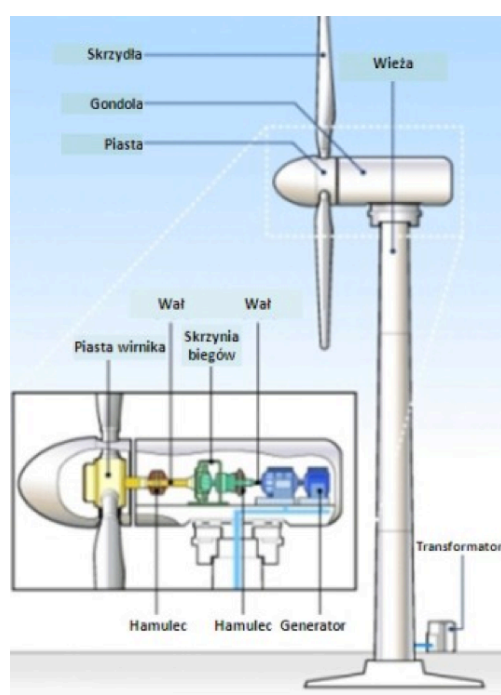
Małe elektrownie wodne (do 5 MW) są uznawane powszechnie i zgodnie za najbardziej ekologiczne. Duże nie są oceniane już tak entuzjastycznie. Konieczność tworzenia dużych sztucznych zbiorników wodnych niszczy ekosystem. Potencjalne awarie mogą doprowadzić do katastrof na ogromną skalę (przykładem jest katastrofa chińskiej elektrowni Banqiao w prowincji Henan w 1975 roku, gdzie w wyniku awarii woda zniszczyła 6 mln budynków, śmierć poniosło prawie 26 tysięcy osób, a konsekwencje dotknęły ponad 11 mln mieszkańców prowincji).

Ogromną zaletą tego typu elektrowni jest ich szybki czas reakcji. Nawet ogromne elektrownie można uruchomić w ciągu pojedynczych minut, a nowoczesne w czasie 30 s. Żaden inny typ elektrowni nie nadaje się tak bardzo do kompensacji niedoborów mocy w sieci.

Bardzo ważnym typem są elektrownie szczytowo-pompowe. Ustawione przy dużych rezerwuarach wodnych, mogą wpompowywać do zbiornika wodnego wodę wtedy, gdy w sieci są nadmiary prądu (nocą albo w okresach dużego wiatru), a gdy jest on potrzebny – zaczynają go produkować. Ta cecha powoduje, iż elektrownie szczytowo-pompowe są bardzo chętnie witane w każdej sieci elektrycznej. Niestety, wymagają dużych spadków terenu oraz możliwości tworzenia dużych zbiorników wodnych, co z kolei ma znaczący wpływ na ekosystem.

24.1.5. Elektrownie wiatrowe

Elektrownie wiatrowe są wysokimi masztami z turbiną wiatrową na górze. Masy powietrza uderzając w śmigło, obracają wirnik generatora prądu. Standardowe maszty mają moc nominalną 2-3 MW i dostosowane są do prędkości wiatru 8-12 m/s. Dużą wadą turbin wiatrowych jest zależność mocy od trzeciej potęgi prędkości wiatru, więc spadek prędkości wiatru o 20% w stosunku do nominalnej wywołuje prawie 50% stratę mocy. To właśnie z tego powodu elektrownie wiatrowe mają współczynniki wykorzystania mocy rzędu 0,2-0,3 w zależności od lokalizacji (trochę lepiej jest z morskimi – pływającymi farmami wiatrowymi – tam współczynnik wynosi około 0,35).



Rys. 24.2: Schemat elektrowni wiatrowej

W zasadzie największą wadą elektrowni wiatrowych jest konieczność zapewnienia rezerwy na momenty bezwietrzne (a zdarzają się nawet kilkudniowe przestoje dla całych dużych państw). Muszą być przygotowane w pogotowiu elektrownie mogące reagować w trybie nagłym. Mogą to być bloki wodne, a mogą i gazowe.

24.1.6. Elektrownie słoneczne

Elektrownie słoneczne zamieniają energię fotonów na ciepło lub prąd. Zasady działania fotoogniw w nich zastosowanych opisane są w dodatku do tej książki, poświęconym podstawom fizycznym ćwiczeń laboratoryjnych. Większość dużych paneli fotowoltaicznych ma sprawność w przedziale 12-15%. Gdy połączymy to z bardzo niskim współczynnikiem wykorzystania mocy (ok. 0,12 w warunkach Polskich i do 0,3 w obszarach międzyzwrotnikowych), otrzymujemy bardzo mało wydajne źródło energii elektrycznej.



Rys. 24.3: Widok paneli słonecznych (Źródło: Wikipedia)

Drugą dużą wadą ogniw fotoelektrycznych są wysokie koszty inwestycyjne oraz utrzymania ich w ruchu z uwagi na konieczność częstej wymiany ogniw.

Panele słoneczne są uważane za bardzo ekologiczne źródło energii, choć do ich produkcji trzeba użyć dużych ilości wody oraz kosztownych pierwiastków ziem rzadkich.

Drugą metodą wykorzystania energii słońca jest odbijanie promieni słonecznych za pomocą zwierciadeł i kierowanie ich na umieszczony na wieży zbiornik wody. Tam woda ogrzewa się i może być wykorzystywana do wytwarzania przegrzanej pary w taki sam sposób jak w innych typach elektrowni ciepłych.

24.2. Sytuacja energetyczna Polski

„Polska węglem stoi” – to powiedzenie bardzo dobrze oddaje naszą specyfikę energetyczną. W naszych elektrowniach węglowych produkowane jest 95% prądu. Pozostałe 5% po połowie produkują elektrownie wodne oraz gazowe. Mamy minimalne ilości elektrowni wiatrowych oraz słonecznych, które zupełnie nie zmieniają jeszcze naszego bilansu energetycznego.

W 2011 roku zapotrzebowanie Polski na energię elektryczną wynosiło 158 TWh, a produkcja 163 TWh. Przewidywania Agencji Rynku Energii określają zapotrzebowanie Polski w 2030 roku na 190 TWh, co przekłada się na produkcję 210 TWh. To jednak jest całłościowa roczna produkcja. Równie ważnym parametrem jest moc szczytowa. W 2011 roku było to 25 GW_e, a w 2030 roku wyniesie przypuszczalnie 33 GW_e. Aktualnie wszystkie polskie elektrownie mogą jednocześnie produkować 37 GW_e. Czy więc jesteśmy bezpieczni? Zupełnie nie.

Gdy uwzględnimy straty energii w sieci, wyłączenia niektórych elektrowni do przeglądów i przy okazji awarii oraz konieczność kompensowania mocy farm wiatrowych w

sytuacjach bezwietrznych, okazuje się, że w 2030 roku będziemy potrzebować 47 GW_e. Na dodatek, z uwagi na wiek niektórych elektrowni, musimy zastąpić 16 GW_e nowymi blokami. Innymi słowy, konieczne jest wybudowanie nowych elektrowni o łącznej mocy 26 GW_e. Ponadto, zgodnie z wymogami UE 15% całego polskiego *miksu* energetycznego (7 GW_e) muszą stanowić OZE (Odnawialne Źródła Energii).

Mamy bardzo duże doświadczenie w budowie elektrowni ciepłych, zwłaszcza węglowych i możemy oczekiwać, że ich budowa będzie w Polsce dość tania w porównaniu z innymi krajami. Jednak polskie zasoby węgla kurczą się i ich wydobywanie staje się coraz droższe. Już teraz Polska stała się importerem węgla netto, czyli pomimo wielkiej produkcji – sprowadzamy węgiel z zagranicy.

Dość ryzykownym politycznie zabiegiem wydaje się budowa elektrowni gazowych czy opalanych ropą, gdyż polska gospodarka uzależniona jest od dostaw tego surowca z Federacji Rosyjskiej. Na dodatek światowy rynek gazu i ropy naftowej jest sterowany przez państwa OPEC i bliski jest on monopolu, co bardzo niekorzystnie wpływa na ceny surowca.

Budowa elektrowni jądrowej to ogromne finansowe i technologiczne wyzwanie. Jednak postawienie takiego bloku nie powoduje uzależnienia od dostawców, gdyż na rynku uranu (tak jak i na rynku węgla) panuje pełna konkurencja i można paliwo sprowadzać od różnych dostawców z całego świata. Na dodatek elektrownie jądrowe są bardzo mało wrażliwe na zmiany cen paliwa.

Elektrownie słoneczne są w Polsce bardzo mało wydajne, a na wodne prawie nie ma w kraju już miejsca. Oba te OZE są w zasadzie już dla nas niedostępne. Natomiast możemy myśleć zarówno o spalarniach biomasy, jak i elektrowniach wiatrowych. Oba wymagają poświęcenia na cele energetyczne dużych obszarów: albo pod uprawy, albo celem ustawienia masztów wiatraków.

Dodatkowo elektrownie wiatrowe można w zasadzie budować tylko na północy Polski, gdyż to tam wiatr jest wystarczająco intensywny.

24.3. Ekonomiczne aspekty energetyki

W analizie opłacalności elektrowni, musimy wziąć pod uwagę następujące elementy:

1. Nakłady inwestycyjne – każda budowa pociąga za sobą pewne koszty. Inwestor musi dysponować funduszami na ich budowę. Może wspierać się pożyczkami bankowymi czy gwarancjami państwowymi, jednak zawsze musi uwzględnić fakt, że pieniądź kosztuje, niezależnie od tego, skąd go pozyska. Nawet wkład własny mógłby być przecież wykorzystany w innym celu i przynieść zysk. Wszystko to uwzględnia się w planach finansowych. A im dłużej trwa budowa elektrowni, tym większe są dodatkowe koszty, które poniesiemy na inwestycję.
2. Koszty eksploatacyjne – czyli koszty napraw, remontów, płac dla pracowników i wszystkich innych opłat, które ponosi sama elektrownia.
3. Koszty paliwa – są elektrownie, w których jest to główny koszt (na węgiel, gaz), a są takie, w których ten element wcale nie występuje (wiatr, woda, słońce).
4. Koszty dodatkowe – są to np. opłaty za pozwolenia na emisję CO₂ lub certyfikaty OZE oraz koszty mocy zastępczej.

5. Koszty zewnętrzne – są to koszty, które nie zawsze ponosi bezpośrednio właściciel elektrowni – często całe społeczeństwo. Są to np. koszty likwidacji elektrowni, zapobiegania emisji dwutlenku węgla oraz tlenków siarki i azotu, skutków środowiskowych i potencjalnych awarii. Realna wysokość kosztów zewnętrznych jest nieraz bardzo trudna do ustalenia, ale konieczne jest jej uwzględnienie w długookresowym bilansie ekonomicznym.

W tabeli 24.1 zebraliśmy dane dotyczące kosztów pozyskiwania prądu przy założeniach, że chodzi o pracę bloku o mocy 1,6 GW_e, lub elektrowni o takiej łącznej mocy pracującej przez 60 lat. W wypadku pracowni o krótszych czasach pracy, zakładamy ponowną budowę elektrowni. Bierzemy pod uwagę tylko elektrownie, które są w stanie realnie wpłynąć na polską sytuację energetyczną.

W tabeli 24.2 przedstawiamy też podstawowe informacje techniczne na temat bloków elektrowni różnych typów, które przydadzą się w analizie.

Tabela 24.1: Analiza opłacalności elektrowni. Wszystkie ceny podano w zł/MWh według stawek z 2005 roku [źródło: Analiza ARE wykonana w 2009 r. na zlecenie Ministra Gospodarki]

Rodzaj elektrowni	Koszty				
	inwestycyjne	eksploatacyjne	paliwa	dodatkowe	Razem
jądrowa	162	50	27	0	239
węglowa	85	31	116	116	347
gazowa	46	15	212	58	332
na biomasę	135	58	162	0	355
wiatrowa	290	77	0	31	398

Tabela 24.2: Informacje techniczne na temat bloków elektrowni różnych typów. Analiza za: „Metodyka oceny kosztów wytwarzania energii elektrycznej”, Józef Paska, „Rynek Energii” 04/2012

	Czas budowy [lata]	Czas pracy [lata]	Typowa moc bloku [MW]	Nakłady inwestycyjne [zł/kW]
jądrowa	6	60	1600	10 000
węglowa	3	40	800	5 000
gazowa	1	25	250	1 200
na biomasę	2	30	5	16 000
wiatrowa	1	20	2	5 000
słoneczne	0,5	20	0,5	20 000
wodna	4	50	150	12 000

Najtańsze są zdecydowanie elektrownie jądrowe. Ich wysokie koszty inwestycyjne kompensowane są niskim kosztem paliwa i długim czasem eksploatacji. Gdyby nie koszty emisji CO₂, elektrownie węglowe byłyby konkurencyjne, a gazowe trochę mniej, jednak konieczność ich uwzględnienia powoduje, że pomiędzy elektrowniami gazowymi, węglowymi i na biomasę nie ma większych różnic. Zdecydowanie najdroższe są elektrownie wiatrowe.

24.4. Perspektywy rozwoju

Gdy rozmawiamy o energetyce, bardzo ważne jest myślenie nie w perspektywie kilku najbliższych lat, ale wręcz dziesiątek czy setek lat. Paliw kopalnych posiadamy ograniczone ilości i już teraz zaczynamy odczuwać pewne niedobory. Na dodatek – różne technologie rozwijają się, by stać się coraz lepszymi, a inne osiągnęły swoje optimum i ich postęp nie będzie już tak szybki. Takie czynniki koniecznie musimy uwzględnić myśląc o energetyce.

Węgiel kamienny jest jednym z podstawowych surowców energetycznych na świecie, a na dodatek bardzo chętnie wykorzystywany jest przez przemysł chemiczny. Według ostrożnych szacunków, zasoby węgla na świecie przy aktualnych trendach wystarczą na około 300 lat. Oznacza to jednak ciągłe korzystanie z mniej dostępnych złóż, z których wydobywanie będzie coraz droższe. Polska sytuacja jest znacznie gorsza, bo obecnie wykorzystywane złoża wystarczą na nie więcej niż 50 lat, a na drugie tyle mogą wystarczyć już zlokalizowane, ale jeszcze nie eksploatowane.

Również technologia rozwoju energetyki węglowej nie skupia się teraz na podniesieniu sprawności (bo tu w zasadzie dochodzimy do optimum), a na produkcji czystszej energii. Wniosek jest prosty – węgiel nie jest energią przyszłości, choć na pewno będzie jeszcze przez wiele lat podporą zarówno polskiej, jak i światowej energetyki.

Zasoby ropy i gazu skończą się za 50 do 100 lat (tu szacunki są bardzo różne) i powątpiewa się współcześnie, czy możliwe jest znalezienie jakichś znaczących, nieznanych jeszcze złóż. Jednak przewiduje się dalszy wzrost sprawności elektrowni gazowych poprzez nowe techniki spalania.

Według dzisiejszych cen, zgodnie z różnymi szacunkami, złoża uranu wystarczą nam na ok. 100-500 lat. Gdyby cena uranu wzrosła, możliwym i ekonomicznie uzasadnionym staje się np. wydobywanie uranu z morskiej wody. Gdy do tego dołożymy możliwość produkcji paliwa w reaktorach powielających (które same dla siebie produkują paliwo) oraz wykorzystanie toru, możemy spokojnie oszacować zapasy na 12 tysięcy lat.

Również i techniki reaktorowe zmieniają się i usprawniają bardzo szybko i możemy przewidywać ich dalszy rozwój. Nic nie stoi na przeszkodzie, by sprawności elektrowni jądrowych wzrosły do poziomu konwencjonalnych.

Na pewno nie skończą nam się zapasy światła, wiatru czy biomasy. Tu ograniczeni jesteśmy tylko czasem życia słońca (liczonym w miliardach lat). Niestety technologie elektrowni wiatrowych i wodnych rozwijają się bardzo powoli. Za to technologie elektrowni słonecznych, zarówno heliologicznych, jak i fotowoltaicznych rozwijają się bardzo szybko i możemy liczyć na znaczny wzrost ich wydajności oraz spadek kosztów produkcji.

Dodatki



Dodatek A.

Przepisy i normy prawne

- **Dz. U. 2012, poz. 264: Ustawa Prawo Atomowe**
- Dz. U. 2006, poz. 994: Rozporządzenie Rady Ministrów z dnia 12 lipca 2006 r. w sprawie szczegółowych warunków bezpiecznej pracy ze źródłami promieniowania jonizującego
- Dz. U. 2007, poz. 910: Rozporządzenie Rady Ministrów z dnia 20 lutego 2007 r. w sprawie podstawowych wymagań dotyczących terenów kontrolowanych i nadzorowanych
- Dz. U. 2008, poz. 1295: Rozporządzenie Rady Ministrów z dnia 4 listopada 2008 r. w sprawie ochrony fizycznej materiałów jądrowych i obiektów jądrowych
- Dz. U. 2005, poz. 168: Rozporządzenie Rady Ministrów z dnia 18 stycznia 2005 r. w sprawie dawek granicznych promieniowania jonizującego
- Dz. U. 2007, poz. 913: Rozporządzenie Rady Ministrów z dnia 23 marca 2007 r. w sprawie wymagań dotyczących rejestracji dawek indywidualnych
- Dz. U. 2002, poz. 2032: Rozporządzenie Rady Ministrów z dnia 23 grudnia 2002 r. w sprawie wymagań dotyczących sprzętu dozymetrycznego
- Dz. U. 2005, poz. 169: Rozporządzenie Rady Ministrów z dnia 18 stycznia 2005 r. w sprawie planów postępowania awaryjnego w przypadku zdarzeń radiacyjnych
- Dz. U. 2004, poz. 1065: Rozporządzenie Rady Ministrów z dnia 27 kwietnia 2004 r. w sprawie informacji wyprzedzającej dla ludności na wypadek zdarzeń radiacyjnych
- Dz. U. 2012 r. poz. 1022: Rozporządzenie Rady Ministrów z dnia 10 sierpnia 2012 r. w sprawie stanowisk mających istotne znaczenie dla zapewnienia bezpieczeństwa jądrowego i ochrony radiologicznej oraz inspektorów ochrony radiologicznej
- Dz. U. 2012, poz. 1014: Rozporządzenie Rady Ministrów z dnia 24 sierpnia 2012 r. w sprawie inspektorów dozoru jądrowego
- Dz. U. 2002, poz. 1925: Rozporządzenie Rady Ministrów z dnia 3 grudnia 2002 r. w sprawie odpadów promieniotwórczych i wypalonego paliwa jądrowego
- Dz. U. 2007, poz. 29: Rozporządzenie Rady Ministrów z dnia 2 stycznia 2007 r. w sprawie wymagań dotyczących zawartości naturalnych izotopów promieniotwórczych potasu K-40, radu Ra-226 i Toru Th-228 w surowcach i materiałach stosowanych w budynkach przeznaczonych na pobyt ludzi i inwentarza żywego, a także w odpadach przemysłowych stosowanych w budownictwie, oraz kontroli zawartości tych izotopów
- Dz. U. 2008, poz. 1402: Rozporządzenie Rady Ministrów z dnia 21 października 2008 r. w sprawie udzielenia zezwolenia oraz zgody na przywóz na terytorium Rzeczypospolitej Polskiej, wywóz z terytorium Rzeczypospolitej Polskiej i tranzyt przez to terytorium odpadów promieniotwórczych i wypalonego paliwa jądrowego

Dodatek B.

Słowniczek najważniejszych pojęć

aktywacja – Wytwarzanie nuklidów promieniotwórczych przez napromieniowanie.

aktywność – Oczekiwana liczba spontanicznych przemian jądrowych danego nuklidu promieniotwórczego w jednostce czasu.

ALARA – (ang. *As Low As Reasonably Achievable*, pol. tak małe, na ile tylko jest to rozsądnie osiągalne) Zasada bezpieczeństwa radiacyjnego mówiąca, że w wyniku promieniowania jakiegokolwiek źródła, związanego z normalną działalnością, wielkości typu: dawki, dawki indywidualne, liczba osób napromienionych i prawdopodobieństwo napromienienia powinny być tak małe, jak jest to rozsądnie osiągalne z uwzględnieniem czynników ekonomicznych i socjalnych.

awaria projektowa – Warunki awaryjne które, zgodnie z ustalonymi założeniami projektowymi, powinien wytrzymać projektowany obiekt i w sytuacji których uszkodzenie elementów paliwowych i wpływ materiału promieniotwórczego nie przekroczy zaakceptowanego poziomu.

bezpieczeństwo fizyczne – Środki mające na celu zabezpieczenie materiałów promieniotwórczych przed kradzieżą lub nieuprawnionym przekazaniem do oraz dostępem dla osób nieupoważnionych.

czas martwy analizatora – Czas po przyjęciu sygnału wejściowego, podczas którego analizator jest nieczuły na inne sygnały.

czas martwy licznika Geigera-Müllera – Czas po zapoczątkowaniu impulsu spowodowanego przez akt jonizacji, w którym licznik Geigera-Müllera nie odpowiada na dalsze akty jonizacji.

czynnik wagowy tkanki – Bezwymiarowy czynnik stosowany do ustalenia dawki równoważnej w tkance lub narządzie.

dawka – Ogólne określenie ilości energii zdeponowanej (przekazanej) przez promieniowanie jonizujące w jednostkowej masie absorbenta.

dawka efektywna – Suma ważonych dawek równoważnych od zewnętrznego i wewnętrznego napromienienia poszczególnych tkanek i narządów. „Ważenie” dawek dokonuje się uwzględniając różne czynniki wagowe poszczególnych rodzajów promieniowania oraz różnych czynników wagowych poszczególnych tkanek i narządów.

dawka graniczna – **1.** Maksymalna dopuszczalna wartość dla dawek pracowników, praktykantów i studentów oraz ludności, wynikająca z ekspozycji na promieniowanie jonizujące. Pojęcie to nie dotyczy procedur medycznych. **2.** Wartość indywidualnej dawki efektywnej lub równoważnej, pochodzącej od kontrolowanej działalności zawodowej, która nie powinna być przekroczona.

dawka pochłonięta – Stosunek ilości energii przekazanej ciału do masy tego ciała. Jednostka: grej (Gy)

dawka równoważna – Dawka pochłonięta w tkance lub w narzędzie ważona dla rodzaju i energii promieniowania.

dawkomierz – Miernik promieniowania przeznaczony do pomiaru wartości dawki pochłoniętej lub równoważnika dawki. Miernik może wymagać oddzielnego czytnika w celu odczytu pochłoniętej lub równoważnej dawki.

INES – (ang. *International Nuclear Event Scale*, pol. Międzynarodowa skala zdarzeń jądrowych i radiologicznych) Skala do oceniania skutków awarii jądrowych oraz sprawnego i jednoznacznego informowania opinii publicznej o zdarzeniach w obiektach jądrowych. Skala INES nie dotyczy procedur medycznych.

komora gorąca – Miejsce przeznaczone do wykonywania operacji na materiałach silnie radioaktywnych lub niebezpiecznych: komora o grubych, ołowianych ścianach i wziernikach ze szkła ołowiowego; do wykonywania operacji w komorze stosuje się manipulatory.

komora rękawicowa – Przezroczysta gazoszczelna komora rękawicowa przeznaczona do pracy z materiałami promieniotwórczymi lub toksycznymi.

koszulka – Zewnętrzna warstwa materiału przylegająca do paliwa jądrowego, stosowana w celu zabezpieczenia paliwa przed wpływem otoczenia aktywnego chemicznie i utworzenia obudowy bezpieczeństwa produktów promieniotwórczych, wytwarzanych w procesie napromieniania paliwa oraz w celu wzmocnienia konstrukcyjnego.

krytyczność – Stan, w którym reakcja rozszczepienia jest samopodtrzymująca się (lub krytyczna) w rozpatrywanym medium.

krytyczny narząd – Narząd lub tkanka, których uszkodzenie przez promieniowanie jest najgroźniejsze dla napromieniowanego osobnika lub jego potomstwa (z uwzględnieniem promienioczułości, ważności funkcji narządu oraz dawki, jak również gromadzenia wybiórczego w przypadku skażenia wewnętrznego).

masa krytyczna – Minimalna masa materiału rozszczepialnego, która może być krytyczna w warunkach określonej konfiguracji geometrycznej i doborze materiału.

materiał równoważny tkance – Materiał wykazujący podczas napromieniowania właściwości zbliżone do właściwości miękkiej tkanki, o następującym składzie: 76,2 % tlenu, 10,1 % wodoru, 11,1 % węgla, 2,6 % azotu.

moc dawki pochłoniętej – Przyrost dawki pochłoniętej w jednostce czasu. Jednostka: Gy/s

monitor promieniowania – Urządzenie spełniające dwie funkcje: miernika promieniowania i sygnalizatora ostrzegawczego o zdarzeniu lub sytuacji, w której może dojść do zagrożenia radiacyjnego. Monitor może być użyty do pomiarów nieciągłych, np. monitor skażenia rąk promieniowaniem alfa, do kontroli środowiska. Informacja otrzymana z monitora może być zapisywana i przechowywana.

napromienienie – Narażenie na promieniowanie jonizujące.

napromienienie wewnętrzne – Napromienienie żywego lub martwego obiektu promieniowaniem pochodzącym od źródeł znajdujących w jego wnętrzu.

narażenie ogółu ludności – Narażenie poszczególnych osób z ludności od źródeł promieniowania, w wyniku zarówno uprawnionego normalnego stosowania tych źródeł jak i działań interwencyjnych. Nie obejmuje ono jakiegokolwiek narażenia zawodowego lub medycznego oraz narażenia od normalnego lokalnego tła promieniowania.

narażenie wyjątkowe – Narażenie osób, które podejmują niezbędne szybkie działania w celu niesienia pomocy zagrożonym ludziom, zapobieżenia napromienieniu wielu ludzi, ratowania cennych obiektów lub towarów, w czasie którego może dojść do przekroczenia którejkolwiek z dawek granicznych dla narażenia zawodowego. Narażenie wyjątkowe może dotyczyć tylko ochotników.

narażenie zawodowe – Narażenie wynikające z wykonywania czynności zawodowych.

NORM – (ang. *Natural Occuring Radioactive Material*, pol. naturalnie występujący materiał promieniotwórczy) Nuklidy promieniotwórcze naturalnie występujące na ziemi w znaczących ilościach. Materiał promieniotwórczy zawierający nieznaczne ilości radionuklidów innych niż nuklidy naturalnie występujące (np. obecnie produkty testowych wybuchów broni masowego rażenia oraz opady promieniotwórcze po awariach jądrowych o zasięgu globalnym). Do NORM włączone są materiały, w których, w wyniku pewnych procesów, zostało zmienione stężenie promieniotwórcze naturalnie występujących radionuklidów.

obudowa bezpieczeństwa – **1.** Obudowa lub powłoka otaczająca reaktor wraz z pierwotnym obiegiem chłodzenia, ograniczająca rozprzestrzenianie się substancji promieniotwórczych w przypadku awarii naruszającej szczelność zbiornika reaktora lub rurociągów obiegu pierwotnego. **2.** System zabezpieczenia przeciwko przejściu lub rozprzestrzenianiu się materiałów promieniotwórczych poza wyraźnie zaznaczone granice, nawet w przypadku awarii.

ochrona przed promieniowaniem – patrz: *ochrona radiologiczna*

ochrona radiologiczna – **1.** Środki związane z ograniczaniem szkodliwych skutków działania promieniowania jonizującego na człowieka. Ograniczanie napromieniania zewnętrznego i wniknięcia nuklidów promieniotwórczych do organizmu oraz profilaktyka mająca na celu ograniczenie wszelkich szkód dla organizmu, wynikających z napromienienia lub skażeń. **2.** Zapobieganie narażeniu ludzi i skażeniu środowiska, a w przypadku braku możliwości zapobieżenia takim sytuacjom – ograniczenie ich skutków do poziomu tak niskiego, jak to jest rozsądnie osiągalne, przy uwzględnieniu czynników ekonomicznych, społecznych i zdrowotnych.

„ochrona w głąb” – patrz: *zabezpieczenie wielostopniowe*

okres połowicznego zaniku, biologiczny – (T_{biol}) Czas, w którym w wyniku procesów biologicznych aktywność zawartego w organizmie (narządzie) nuklidu promieniotwórczego zmniejsza się do połowy. Jednostka: sekunda.

okres połowicznego zaniku, efektywny – (T_{eff}) Czas, w którym w wyniku rozpadu promieniotwórczego i procesów biologicznych aktywność zawartego w organizmie

(narzędzie) nuklidu promieniotwórczego zmniejsza się do połowy. Jednostka: sekunda.

paliwowy element – Strukturalnie pojedyncza najmniejsza część reaktora, której głównym składnikiem jest paliwo.

paliwowy pręt – Zgrupowanie elementów paliwowych, które są przemieszczane łącznie podczas załadowywania i rozładowywania rdzenia reaktora.

poziom odniesienia – Zarówno w sytuacjach wyjątkowych, jak i w sytuacjach kontrolowanej ekspozycji, przedstawia poziom dawki lub ryzyka, powyżej którego uważa się, że nie należy przewidywać zgody na dopuszczenie do wystąpienia narażenia, i powyżej którego należy przeprowadzić optymalizację ochrony. Wybrana wartość poziomu odniesienia zależy od wchodzących w rachubę, decydujących warunków narażenia.

promieniotwórcza substancja – Substancja zawierająca jeden lub więcej izotopów promieniotwórczych o takiej aktywności lub natężeniu promieniowania, że nie mogą być pominięte z punktu widzenia ochrony radiologicznej.

promieniotwórczy odpad – Odpady w różnej postaci fizycznej zawierające materiały promieniotwórcze, powstałe przy pracy z kontrolowanymi źródłami, zabezpieczone w celu ograniczenia przedostawania się ich do biosfery. Z punktu widzenia przepisów, odpad promieniotwórczy jest to nieprzewidziany do dalszego użytkowania materiał, który zawiera lub jest skażony radionuklidami o aktywności lub stężeniu przekraczającym poziom zwolnienia od kontroli dozymetrycznej.

promieniotwórczy odpad, postępowanie – Wszelkie działania związane z przetwarzaniem, przemieszczaniem, przechowywaniem lub składowaniem odpadów promieniotwórczych, włącznie z usuwaniem skażeń promieniotwórczych i likwidacją obiektu.

promieniotwórczy opad – Aerozole (zawiesiny) i pyły promieniotwórcze, które opadły na powierzchnię Ziemi z deszczem, śniegiem i kurzem.

promieniotwórczy znacznik – Nuklid promieniotwórczy, który po dodaniu do substancji o podobnych właściwościach chemicznych, lub umieszczony w systemie biologicznym lub fizycznym, może być oznaczony przez urządzenia do detekcji promieniowania, umożliwiając tym samym ustalenie rozmieszczenia lub położenia substancji, do której został dodany.

promieniowanie naturalne – Stale obecne promieniowanie jonizujące emitowane ze źródeł pochodzenia ziemskiego i kosmicznego. Promieniowanie występujące w przyrodzie, pochodzące z przestrzeni kosmicznej i z przemian naturalnych nuklidów promieniotwórczych oraz oddziaływania tych rodzajów promieniowania pierwotnego na materię ziemską. Termin zwykle odnosi się do stale obecnych wokół nas nuklidów promieniotwórczych: izotopu potasu ^{40}K , izotopów uranu i toru oraz promieniotwórczych produktów ich rozpadu (jak rad czy radon).

promieniowanie tła – **1.** (w pomiarach) Promieniowanie dowolnego pochodzenia, naturalne lub sztuczne, inne niż to, które jest przedmiotem detekcji lub pomiaru. **2.** (w środowisku) Stale obecne promieniowanie naturalne.

radiacyjna awaria – Zakłócenie pracy urządzenia lub procesu technologicznego mogące spowodować wypadek radiacyjny.

radiacyjny incydent – Każde niezamierzone wydarzenie, jak błędy obsługi, awarie urządzeń, wydarzenia prowadzące lub mogące prowadzić do wypadków, uchybienia, inne nieszczęśliwe wydarzenia lub nieuprawnione działania czynione w złej lub dobrej intencji, których następstwa mogą być istotne z punktu widzenia ochrony radiologicznej. Termin ten jest często stosowany w skali INES i przez innych dla określenia wydarzeń które są mniejszymi wypadkami tzn. odróżniają się od wypadków jedynie znaczeniem, jako mniej poważne.

radiacyjny wypadek – Niezamierzone wydarzenie, które powoduje napromienienie osób, przekraczające największe wartości ustalone w przepisach o ochronie radiologicznej.

radiotoksyczność – Cecha nuklidu promieniotwórczego, scharakteryzowana szkodliwymi skutkami oddziaływania jego promieniowania po wniknięciu do organizmu człowieka.

równoważnik dawki – Ilość energii pozostawionej w materii żywej przez cząstkę przechodzącą przez tę materię z uwzględnieniem skuteczności biologicznej danego rodzaju promieniowania. Jednostka: siwert (Sv)

równoważnik tkanki – **1.** W przypadku promieniowania X, gamma i neutronowego taki materiał, którego masowy współczynnik pochłaniania energii jest równy masowemu współczynnikowi pochłaniania energii w tkance. **2.** W przypadku promieniowania beta taki materiał, którego masowa zdolność hamowania przez zderzenia jest równa masowej zdolności hamowania tkanki.

skażenie promieniotwórcze – Niepożądana obecność substancji promieniotwórczej na powierzchni lub w objętości, w ilościach przekraczających poziom określony przepisami. Skażenie substancjami promieniotwórczymi dowolnego materiału, powierzchni lub osoby. W szczególnym przypadku skażenia ciała ludzkiego, skażenie obejmuje skażenia skóry jak również skażenia wewnętrzne niezależnie od drogi wniknięcia substancji.

specjalne materiały rozszczepialne – Materiały należące do materiałów jądrowych zdefiniowane w przepisach krajowych lub międzynarodowych. Nazwa dotyczy: ^{239}Pu ; ^{233}U ; uranu wzbogaconego w uran ^{235}U lub uranu ^{233}U i jakąkolwiek substancję zawierającą jeden lub więcej z wyżej wymienionych izotopów. Określenie nie obejmuje jednak materiałów wyjściowych.

spektrometr promieniowania – Urządzenie służące do rejestrowania widma promieniowania.

teren kontrolowany – Teren o kontrolowanym dostępie, objęty specjalnymi przepisami mającymi na celu ochronę przed promieniowaniem jonizującym lub rozprzestrzenianiem się skażeń promieniotwórczych.

teren nadzorowany – Teren objęty specjalnym nadzorem, w celu ochrony przed promieniowaniem jonizującym. Teren, na którym wykonywane są systematyczne pomiary dozymetryczne.

- uran naturalny** – Uran (wydzielony chemicznie z rudy) posiada naturalnie występujący rozkład izotopów uranu (w przybliżeniu 99,28 % izotopu ^{238}U i 0,72 % izotopu ^{235}U).
- uran nisko wzbogacony** – (LEU, ang. *low enriched uranium*) Uran wzbogacony zawierający poniżej 20 % izotopu ^{235}U , jest traktowany jako specjalny materiał rozszczepialny pośredniego użycia.
- uran wysoko wzbogacony** – (HEU, ang. *high enriched uranium*) Uran zawierający 20 % lub więcej izotopu ^{235}U , jest traktowany jako specjalny materiał rozszczepialny i materiał bezpośredniego użycia.
- uran wzbogacony** – Uran zawierający procentowo zawartość izotopu ^{235}U powyżej 0,72 %.
- uran zubożony** – Uran zawierający mniejszą procentowo zawartość izotopu ^{235}U niż uran naturalny.
- usunięcie** – Umieszczenie odpadów w przechowalniku lub w innym określonym miejscu bez zamiaru odzysku. Usunięcie obejmuje również zatwierdzone bezpośrednio odprowadzanie odpadów (gazowych) do środowiska gdzie ulegają znacznemu rozproszeniu.
- uwolnienie** – Niezamierzone przedostawanie się substancji promieniotwórczych do środowiska naturalnego.
- warstwa półchlonna** – Grubość określonego materiału, który umieszczony na drodze danej wiązki promieniowania, zmniejsza jego natężenie do połowy. Często określana w jednostkach masy powierzchniowej.
- wchłonięcie** – Ogólny termin określający przejście nuklidów promieniotwórczych z jednego systemu biologicznego do drugiego; przedostanie się nuklidu promieniotwórczego do płynów ustrojowych, umożliwiające wejście nuklidu w procesy metaboliczne komórek.
- wiązka** – strumień cząstek lub promieniowania poruszających się w zadanych kierunkach; jeżeli wszystkie cząstki lub promienie poruszają się równolegle, w jednym kierunku, to mówimy o wiązce skolimowanej, w przeciwnym razie – o wiązce nieskolimowanej lub wręcz rozbieżnej (cząstki rozbiegają się wewnątrz stożka)
- widmo** – Zarejestrowany obraz promieniowania rozłożonego na poszczególne częstotliwości, długości fal lub energie.
- wniknięcie** – Sytuacja, gdy izotop promieniotwórczy dostał się do organizmu poprzez drogi oddechowe, przewód pokarmowy lub skórę. Wyróżniamy wniknięcie ostre -- pojedyncze, gwałtowne wniknięcie drogą oddechową lub pokarmową; oraz wniknięcie chroniczne – trwające w ciągu określonego, dłuższego czasu.
- współczynnik jakości promieniowania** – Współczynnik liczbowy, uwzględniający zależność prawdopodobieństwa wystąpienia stochastycznych skutków biologicznych od rodzaju i energii promieniowania, stosowany przy określeniu równoważnika dawki. Jest to wielkość bezwymiarowa; przy określeniu równoważnika dawki przypisuje mu się miano Sv/Gy.

zabezpieczenie wielostopniowe – („ochrona w głąb”) Jednoczesne stosowanie więcej niż jednego środka zabezpieczającego, aby w sytuacji awaryjnej chronić pracowników, ludność i środowisko przed zagrożeniami radiologicznymi. W idealnym wypadku każdy z tych środków powinien działać w oparciu o inne zjawisko fizyczne i być rozmieszczony w innej przestrzeni obiektu.

zagrożenie radiologiczne – Sytuacja wymagająca podjęcie pilnej akcji w celu ochrony: pracowników, postronnych osób z ludności, części lub całej populacji.

zdolność rozdzielcza – Cecha przyrządu pomiarowego określająca możliwą do osiągnięcia dokładność wykonywania pomiaru danej wielkości fizycznej.

zdolność rozdzielcza, energetyczna – Przy określonej energii: miara najmniejszej różnicy między energią dwóch cząstek, możliwej do rozróżnienia przez spektrometr promieniowania. Zwykle energetyczna zdolność rozdzielcza wyrażona jest przez czynnik równy stosunkowi pełnej szerokości krzywej w połowie wysokości piku, podzielonej przez energię piku krzywej rozkładu dla cząstek monoenergetycznych.

źródło niekontrolowane – Zamknięte źródło promieniotwórcze zawierające izotop promieniotwórczy, którego aktywność w chwili wykrycia źródła przekracza wartość poziomu progowego aktywności podawaną w przepisach, a które nie zostało objęte nadzorem i kontrolą w zakresie bezpieczeństwa jądrowego i ochrony radiologicznej przez organy dozoru jądrowego albo zostało nim objęte, ale kontrola i nadzór nad tym źródłem zostały utracone, w szczególności z powodu porzucenia, zaginięcia, kradzieży albo niezgodnego z prawem przekazania źródła. Oczywiście jest, że niekontrolowanym źródłem stwarzającym jeszcze większe zagrożenie, może być także źródło otwarte.

źródło otwarte – Źródło promieniotwórcze, w którym substancja promieniotwórcza umieszczona jest w sposób umożliwiający dostęp do niej w celu manipulacji fizycznych lub chemicznych.

źródło promieniowania, naturalne – Źródło promieniowania jonizującego pochodzenia naturalnego ziemskiego lub kosmicznego. Naturalnie występującymi źródłami promieniowania naturalnego są: Słońce i gwiazdy (źródła promieniowania kosmicznego) oraz skały i gleba (źródła promieniowania ziemskiego).

źródło promieniowania, sztuczne – Źródło promieniowania, które nie jest źródłem naturalnym.

źródło zamknięte – Materiał promieniotwórczy na stałe zamknięty w kapsułce lub ściśle związany w postaci ciała stałego. Kapsułka lub materiał zamkniętego źródła, muszą być odpowiednio wytrzymałe, tak aby zachować szczelność w przewidywanych warunkach użytkowania i zużycia oraz możliwych do przewidzenia wypadków.

Indeks haseł

A

ADC (analog-digital converter)	120
ADS (Accelerator Driven System)	208
AGR (Advanced Gas-cooled Reactor)	195
akcelerator	
cykliczny	148
liniowy	143
Van de Graaffa	144
wstrzykujący	144
aktywność	54, 67
właściwa	67
analiza aktywacyjna	250
neutronowa	250, 257
analizator	
jednokanałowy	117, 119
wielokanałowy	117, 119
antykoincydencja	118
atom	35
autoradiografia	251

B

bariera	
kulombowska	158
na zderzenie	210
rozszerzenia	166
barn	154
basen	
główny reaktora	175
przechowawczy	175, 203
technologiczny	175
bekerel	67
bezpieczeństwa	
obudowa	189
pręt	174
bieg własny	135
biologiczny czas połowkowy	67
bomba kobaltowa	227
brachyterapia	236
Bremsstrahlung	142, 211
BWR (boiling water reactor)	190

C

C-30	147
CANDU	171, 194
centralne twierdzenie graniczne	128
chmura elektronowa	36
ciało doskonale czarne	23, 29
ciepło powyłęczeniowe	177
Comptona efekt	23

CT (Computed Tomography)	231
cykl	
otwarty	203
torowo-uranowy	172
uranowo-plutonowy	172
zamknięty	203
cyklotron	147
czas	
martwy	97
połowniczego zaniku	
efektywny	68
łączny	68
rozdzielczy	98
rzeczywisty	98
żywy	98
cząstka	
alfa (α)	50
beta (β)	51
częstotliwość	21
człowiek umowny	90

D

datowanie	253
dawka	68
efektywna	70
ekspozycyjna	68
pochłonięta	68
równoważna	69
skumulowana	71
skuteczna	70
deekscytacja	157
defektoskopia	257
detektor	117
gazowy	101
Geigera-Müllera	106
półprzewodnikowy	111
scyntylacyjny	108
termoluminescencyjny	113
długość fali	20
dozymetria	88
dyfrakcja	21
dynamika reaktora	181
dyskryminator	117, 119
działo plazmowe	213

E

ECT (Emission Computed Tomography) ..	231
efekt	
Comptona	23
fotoelektryczny	22
ksenonowy	184

elektrometr listkowy	99
elektron	
delta	103
konwersji wewnętrznej.....	53
elektrownia	
gazowa	296
na biomasę	297
słoneczna	299
węglowa	295
wiatrowa	298
wodna.....	297
element paliwowy	171, 172
emisyjna tomografia pozytownowa.....	158
energia	11
całkowita.....	13
mechaniczna.....	12
odnawialna.....	17
potencjalna.....	16
wewnętrzna.....	13
wiązania	40
nukleonu	47

F

fala	19
elektromagnetyczna	20
harmoniczna.....	21
FBR (Fast Breeder Reactor)	198
fotoefekt.....	22
foton.....	23
fotoneutron.....	151
fotopowielacz.....	109
fragment rozszczepienia.....	165, 167
fuzja plazmowa	211

G

gamma-kamera	229
generator	
kaskadowy	143
mocy, termojonowy, promieniotwórczy	264
radioizotopowy	230
termoelektryczny, promieniotwórczy ...	263
gluon	245
graniczny poziom istotności	131
grubość	
połówkowa	59
powierzchniowa	59

H

hipoteza liniowa bezprogowa	77
histogram.....	126
hormeza	78

I

igła fotonowa	236
interferencja.....	21

ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor)	222
izotop	44
kosmopochodny	90
paliworodny.....	166, 172
rozszczepialny.....	165

J

jama jodowa.....	184
jądro	
magiczne	48, 246
promieniotwórcze.....	44
złożone	156, 167
jednostka masy atomowej	47
JET (Joint European Torus).....	220
jon.....	41
jonizacja	55
jednokrotna	211
zupełna	211

K

kalandria.....	194
kalibracja energetyczna	120
kanał.....	120
rozpadu	53
kaseta paliwowa.....	171, 172
kinetyka reaktora	181
kiur.....	67
klisza fotograficzna.....	98
koincydencja	118
komora	
jonizacyjna	102
mgłowa.....	100
pęcherzykowa	100
kwant	30
kwark	245

L

lampa rentgenowska.....	141
LHC (Large Hadron Collider).....	150, 241
LHD (Large Helical Device)	221
liczba	
kwantowa.....	39
główna	38, 39
magnetyczna	40
magnetyczna spinowa	40
poboczna.....	39
magiczna	48
masowa	43
licznik.....	117
proporcjonalny	104

M

masa	
atomowa, jednostka.....	47
krytyczna.....	169
relatywistyczna.....	24

MCA (multichannel analyser).....	119
mechanika relatywistyczna.....	23
mediana.....	130
metoda	
najmniejszych kwadratów	123
rozproszeniowa	258
moc dawki	71
model	
Bohra	36
powłokowy	48
Rutherforda	35
moderator neutronów	175
monitoring	88
MOX (Mixed-OXides)	204, 286

N

NAA (neutronowa analiza aktywacyjna) ...	250
napięcie progowe.....	119
neutron.....	43
natychmiastowy.....	165
rozszerzeniowy	180
opóźniony	168, 180
termiczny.....	165
niepewność	
pomiarowa	134
statystyczna	134
systematyczna	134
nukleon.....	43
nuklid	45
numer kanału.....	120

O

obieg	
pierwotny	176
wtórny.....	176
obudowa bezpieczeństwa	189
ochrona radiologiczna	67
odchylenie	125
standardowe	
pojedynczego pomiaru.....	125
średniej	126
oddziaływanie	
elektron-ciężkie jądro	56
silne	44
odnawialne źródło energii	16
odpady	
niskoaktywne.....	276
średnioaktywne	276
wysokoaktywne	277
okres	
fali	21
połowicznego zaniku.....	54, 67
radioekologiczny	68
reaktora.....	180
orbita elektronowa.....	36
orbital atomowy	40
osłona biologiczna	176
otoczenie układu termodynamicznego	12

P

pasmo.....	41
pelet	217
PET (Positron Emission Tomography).....	158, 231, 234
pierwiastek.....	35
PIGE (Proton Induced Gamma Emission) .	253
PIXE (Particle Induced X-Ray Emission) ...	248
plazma.....	210
częściowo zjonizowana	211
plazmotron	213
pocisk.....	153
podpowłoka	40
polaryzacja sygnału	119
powielacz fotoelektronowy	109
praca.....	15
prawdopodobieństwo.....	123
prawo	
Bragga	243
Stefana-Boltzmanna.....	30
Wiena	30
prekursor.....	168
pręt	
bezpieczeństwa.....	174
sterujący.....	174
promieniotwórcze jądro	44
promieniotwórczość.....	85
naturalna	45
sztuczna.....	46
promieniowanie	
alfa (α).....	50
beta (β)	51
charakterystyczne	142
Czerenkowa	56
elektromagnetyczne	27
gamma (γ)	54
hamowania	56, 142, 211
jądrowe	
elektromagnetyczne	49
korpulkularne	49
jonizujące.....	41, 55
naturalne.....	85
rentgenowskie.....	227
synchronotrowe	57, 149
tła	135
X (rentgenowskie)	227
proton	43
odrzuć	114
przechowalnik suchy.....	203
przedwzmacniacz.....	117
przekrój czynny	153
makroskopowy	154
przetwornik analogowo-cyfrowy	119
PWR (Pressurized Water Reactor).....	188, 206

R

rad.....	69
radiacyjna technika.....	267

radioczułość	81
radiofarmaceutyk.....	228, 230
radiografia neutronowa	270
radiometria.....	88
radioznacznik	230, 257
RBMK (Реактор Большой Мощности Канальный).....	182, 193
rdzeń reaktora.....	171, 174
reakcja	
dwufazowa.....	77
jądrowa.....	153
kruszenia	159, 207
łańcuchowa.....	166, 169
powielająca	169
spalacji	207
syntezy	209
wychwytu neutronu.....	157
reaktor	
badawczy	187
chłodzony gazem.....	195
wysokotemperaturowy	196
energetyczny	187
kanałowy.....	192
krytyczny	170, 181
nadkrytyczny	170
podkrytyczny	170
powielający	196, 198, 207
termiczny	177
transmutacji	204
wodno-ciśnieniowy	188
wysokotemperaturowy chłodzony gazem	196
z wrzącą wodą	190
reaktywność	181
zapas	182
redundancja.....	189
reflektor neutronów	169, 175
rekombinacja	211
rentgen	68
rozkład	
Gaussa	128
jednorodny.....	128
normalny.....	128
Poissona	129
prostokątny	128
rozszczipienie.....	165
spontaniczne	165
równowaga	
przejściowa	72
wiekowa	72
równoważnik dawki	69
RTG.....	263

S

SCA (single channel analyser)	119
scyntlator	
niorganiczny	110
scyntylicator	108
ciekły	111

organiczny.....	110
separator	
(układ pomiarowy).....	117
wilgoci.....	190
siła Lorenza	140
siwert	69
składowisko	203
głębiny.....	203
skutki	
deterministyczne	81
stochastyczne	82
SOLEIL	149
spalacja.....	207
spalanie	206
SPECT (Single Photon Emission Computed Tomography).....	231, 233
spektrometria.....	88
spin.....	40
spowalnianie neutronów	174
sprawność silnika cieplnego	14
Spring-8	149
sprężenie zwrotne	
dodatnie temperaturowe	193
ujemne	193
stabilizator ciśnienia	188
stabilność jądra.....	44
stan	
krytyczny.....	170, 178
nadkrytyczny	170, 179, 181
natychmiastowo krytyczny	181
podkrytyczny.....	170, 179, 181
stacjonarny	181
ustalony.....	178
stellarator.....	221
strumień cząstek.....	154
sygnał	
bipolarny	119
unipolarny.....	119
synchrotron.....	149
synteza	
termojądrowa.....	211

S

średnia	
arytmetyczna	124
ważona	130

T

tandem.....	145
tarcza.....	153
technika	
radiacyjna.....	267
teleradioterapia.....	237
terapia	
hadronowa.....	238
termalizacja.....	174
terminator.....	119

THTR (Thorium High-Temperature Reactor)	196
TLD (thermoluminescent dosimeter)	113
tokamak	219
tomografia	
emisyjna	
komputerowa	231
pojedynczych fotonów	233
pozytonowa	234
pozytonowa	231
emisyjna, pozytonowa	158
komputerowa	231
pojedynczych fotonów	231
komuterowa	
emisyjna	231
tomoterapia	237
tor pomiarowy	117
transmutacja	172, 205
TRISO	197
trucizna jądrowa	183
tryb	
impulsowy	103
prądowy	103

U

układ	
koincydencji	117
pasywny	189
pomiarowy	117
termodynamiczny	12
zamknięty	12
utrzymanie	
bezwładnościowe	217
grawitacyjne	216
inercyjne	217
magnetyczne	218

W

waga izotopowa	257
widmo	33

liniowe	51
promieniowania	120
witryfikacja	203, 285
współczynnik	
mnożenia	
neutronów	177
reaktora, efektywny	179
rozszczenia prędkiego	177
temperaturowy reaktywności	182
wykorzystania	
neutronów termicznych	178
termicznego neutronów	178
wzmocnienia gazowego	101
wychwyt rezonansowy	167
wyładowanie	
koronowe	213
łukowe	212
wypalenie paliwa	185
wytwornica pary	176
wzbogacenie (paliwa)	171
wzbudzenie atomu	41
wzmacniacz	117
wzór czterech czynników	178

X

XRF (X-ray Fluorescence)	259
--------------------------	-----

Z

zapas reaktywności	182
zasada	
termodynamiki, pierwsza	13
zachowania energii	12
zeszklwienie	285
zjawisko	
fotoelektryczne	22, 40
znacznik promieniotwórczy	230, 257

Z

żółte ciasto	171
--------------	-----