
ELEMENTY FIZYKI PROMIENIOWANIA JONIZUJĄCEGO

LUDWIK DOBRZYŃSKI, EWA DROSTE, WOJCIECH TROJANOWSKI
DZIAŁ SZKOLENIA I DORADZTWA INSTYTUTU PROBLEMÓW JĄDROWYCH

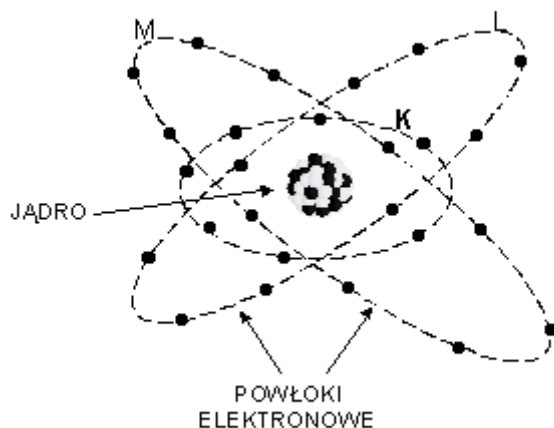
E-MAIL LUDWIK@IPJ.GOV.PL, DROSTE@IPJ.GOV.PL, DSID@IPJ.GOV.PL

SPIS TREŚCI

1 Promieniowanie jonizujące	2
1.1 Atom i jego promieniowanie; podstawowe definicje i pojęcia.....	2
1.2 Powstawanie i rodzaje promieniowania jonizującego	5
1.2.1 Przemiana (rozpad) α	8
1.2.2 Przemiana β	9
1.2.3 Przejście izomeryczne	11
1.2.4 Konwersja wewnętrzna.....	12
1.3 Przechodzenie cząstek naładowanych przez materię	13
1.4 Oddziaływanie fotonów z materią	16
1.4.1 Efekt fotoelektryczny	18
1.4.2 Efekt Comptona	21
1.4.3 Tworzenie par elektron – pozyton	22
1.4.4 Skutki oddziaływania promieniowania X i γ w materii.....	23
1.5 Promieniowanie neutronowe	23
1.6 Wiązki promieniowania.....	24
2 Tło promieniowania lub promieniotwórczość środowiska.....	25
2.1 Uwagi ogólne	25
2.2 Promieniowanie naturalne wokół nas.....	25
3 Teleterapia	30
3.1 Typowe źródła; "bomba kobaltowa" i liniowy akcelerator medyczny	31
3.2 Uwagi ogólne nt. radioterapii	35
3.3 Rozkład dawki w ciele pacjenta.....	36

1 PROMIENIOWANIE JONIZUJĄCE

1.1 ATOM I JEGO PROMIENIOWANIE; PODSTAWOWE DEFINICJE I POJĘCIA

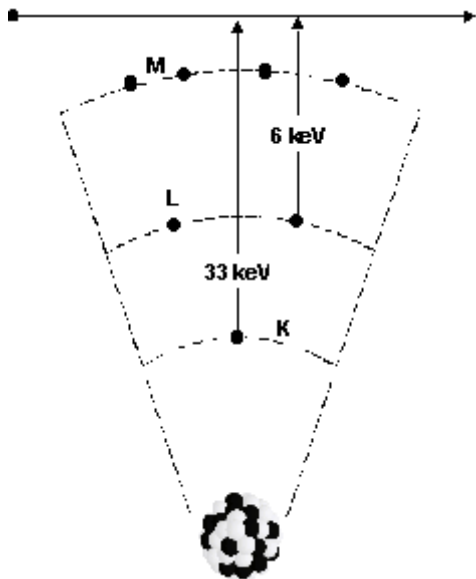


W niniejszym opisie będziemy posługiwać się, dla prostoty, **modelem atomu Bohra**, w którym ujemnie naładowane elektrony krążą po *orbitach elektronowych* w ściśle określonych, dla danego atomu, odległościach od dodatnio naładowanego jądra atomowego. Atom jako całość jest elektrycznie obojętny, tj. ładunek jądra jest kompensowany przez sumę ładunków elektronów znajdujących się w atomie. Na każdej orbicie elektron ma także określoną energię.

Orbita elektronowa, a więc również energie elektronów, numerowane tzw. główną liczbą

kwantową $n = 1, 2, \dots$ oznaczamy kolejno (od najbliższej jądra w stronę dalszych) K, L, M, N, ... Na każdej z orbit (powłok) może znajdować się co najwyżej pewna, ściśle określona dla tej orbity, liczba elektronów. Elektrony te charakteryzują się **skwantowanym** (tj. dyskretnym, nieciągłym) momentem pędu $\ell\hbar$, przy czym $\ell = 0, 1, \dots, n-1$, a \hbar oznacza stałą Plancka h podzieloną przez 2π ($h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J·s, $\hbar = 1,055 \cdot 10^{-34}$ J·s). Dla $\ell = 0, 1, 2$ i 3 , elektrony nazywane są *s*, *p*, *d* i *f*. Oprócz powyższych wartości momentu pędu, związanego z orbitalnym ruchem elektronów wokół jądra, elektrony wykazują też wewnętrzny moment pędu, zwanym **spinem**. Spin ten może być zorientowany zgodnie lub przeciwnie do orbitalnego momentu pędu. Stosownie do orientacji jego wartość wynosi $\pm\frac{1}{2}\hbar$. Daną wartość ℓ może mieć nie więcej niż $2(2\ell+1)$ elektronów, a więc dla danej głównej liczby kwantowej n , określającej, jak wspomnieliśmy, energię - liczba elektronów na powłoce może maksymalnie wynosić $2n^2$. Pierwsze cztery powłoki mogą przyjąć więc odpowiednio 2, 8, 18 i 32 elektronów.

Aby oderwać elektron od atomu potrzebna jest energia zwana energią wiązania elektronu w atomie. I tak, usunięcie elektronu z powłoki K atomu wodoru, wymaga energii 13,5 eV, natomiast usunięcie elektronu z powłoki K atomu ołowiu, wymaga już 88,0 keV, a więc energii ponad 5000 razy większej. (1 eV = energia nabywana przez elektron w polu elektrycznym o różnicy potencjałów 1 V = $1,602 \cdot 10^{-19}$ J) Energia wiązania elektronu na danej orbicie rośnie proporcjonalnie do kwadratu wielkości efektywnego ładunku jądra, tj. ładunku „widzianego” przez elektron na orbicie. Dla elektronów K w cięższych atomach energia wiązania zmienia się jak $13,6(Z-3)^2$ eV. Im elektron znajduje się na wyższej orbicie, tym jego energia wiązania jest mniejsza, i tym łatwiej oderwać go od atomu. Z kolei, jeśli na niecałkowicie zapełnionej orbicie danego jonu nastąpi przyłączenie elektronu, wówczas zmniejszającej się energii układu towarzyszy emisja promieniowania elektromagnetycznego o energii równej energii wiązania elektronu. Emisja taka będzie również powstawała, gdy elektron będzie przechodził z orbity wyższej, na której jest słabiej wiązany, na orbitę niższą.



Wypromieniowana wówczas energia musi być – zgodnie z zasadą zachowania energii - równa różnicy energii obu powłok. Ogólnie terminem **promieniowanie** nazywamy sam akt wysłania oraz rozchodzenie się w przestrzeni strumienia energii przenoszonego przez cząstki lub fale. Ze względu na dualizm korpuskularno-falowy fale elektromagnetyczne możemy opisać jako strumień szczególnych cząstek - kwantów promieniowania, zwanych **fotonami**.

Jonizacją nazywamy proces odłączania elektronów od atomów. W takim procesie pozostały fragment atomu - jon - ma ładunek dodatni równy ładunkowi odłączonych elektronów. W zasadzie przyłączenie elektronu do obojętnego elektrycznie atomu można również nazwać jonizacją, gdyż w takim procesie tworzy się jon naładowany ujemnie. W stanie swobodnym taki jon jest jednak

nietrwały. Jeśli istnieje on natomiast w stanie związanym, np. w cząsteczce NaCl, kolejna jonizacja któregośkolwiek z jonów będzie polegać na zmianie stanu ładunkowego w drodze usunięcia jednego lub więcej elektronów.

Dostarczając elektronowi pewnej energii z zewnątrz możemy spowodować, iż przejdzie on z niższej na wyższą orbitę i wtedy taki proces będziemy nazywać **wzbudzeniem** atomu. Ponieważ przy opisywanym przejściu na niższej orbicie pozostanie na powłoce wolne miejsce, albo, jak mówimy, stan niezapełniony, wzbudzony elektron będzie miał naturalną tendencję do zmniejszenia swej energii poprzez wypromieniowanie fali elektromagnetycznej o energii równej różnicy energii obu powłok i zajęcia ponownie poprzedniego stanu o niższej energii (większej energii wiązania). W szczególnych przypadkach możemy mieć do czynienia z kaskadą wypromieniowywanych fotonów (kwantów promieniowania elektromagnetycznego) związaną z sekwencją przejść z wyższych powłok na niższe. Emisja fotonu nie jest jednakże jedynym sposobem na zmniejszenie przez atom czy jon swej energii. Energia wzbudzenia może być bowiem przekazana elektronowi wyższej powłoki, np. L, i spowodować jego wyrzucenie z atomu, a więc jego jonizację. Elektrony takie nazywamy **elektronami Auger'a**.

O ile rozmiary atomu są mikroskopijnie małe, typową wartością jest tu 10^{-10} m, rozmiary **jądra atomowego** są jeszcze mniejsze, typową wartością jest 10^{-15} m. W człowieku znajduje się około $5 \cdot 10^{27}$ atomów. Gdyby je umieścić jeden za drugim, utworzyłby się łańcuch o długości około 10^{15} km. Na pokonanie łańcucha o takiej długości światło musiałoby zużyć około 100 lat.

Podstawowymi składnikami jądra są **nukleony**: obojętny elektrycznie neutron i dodatnio naładowany proton o ładunku równym **ładunkowi elementarnemu** tj. takiemu jaki ma elektron. Ze względu na elektryczną neutralność atomu, liczba protonów w jądrze musi być równa liczbie elektronów na powłokach elektronowych. Oba składniki jądra są cząstkami o masie około 1840 razy większej niż masa elektronu, przy czym masa neutronu ($1675 \cdot 10^{-30}$ kg) jest minimalnie większa od masy protonu ($1673 \cdot 10^{-30}$ kg). Gdyby kostkę o objętości 1 cm^3 [taka objętość wody waży 1 g] wypełnić wyłącznie jądrami atomowymi, jej masa wynosiłaby około miliarda ton! Pokazuje to dowodnie, jak wielka jest gęstość materii jądrowej. Masa elektronu wynosi $0,911 \cdot 10^{-30}$ kg.

Wg stanu wiedzy na koniec 1998 roku znany 2478 izotopów 112 pierwiastków. W środowisku występuje:

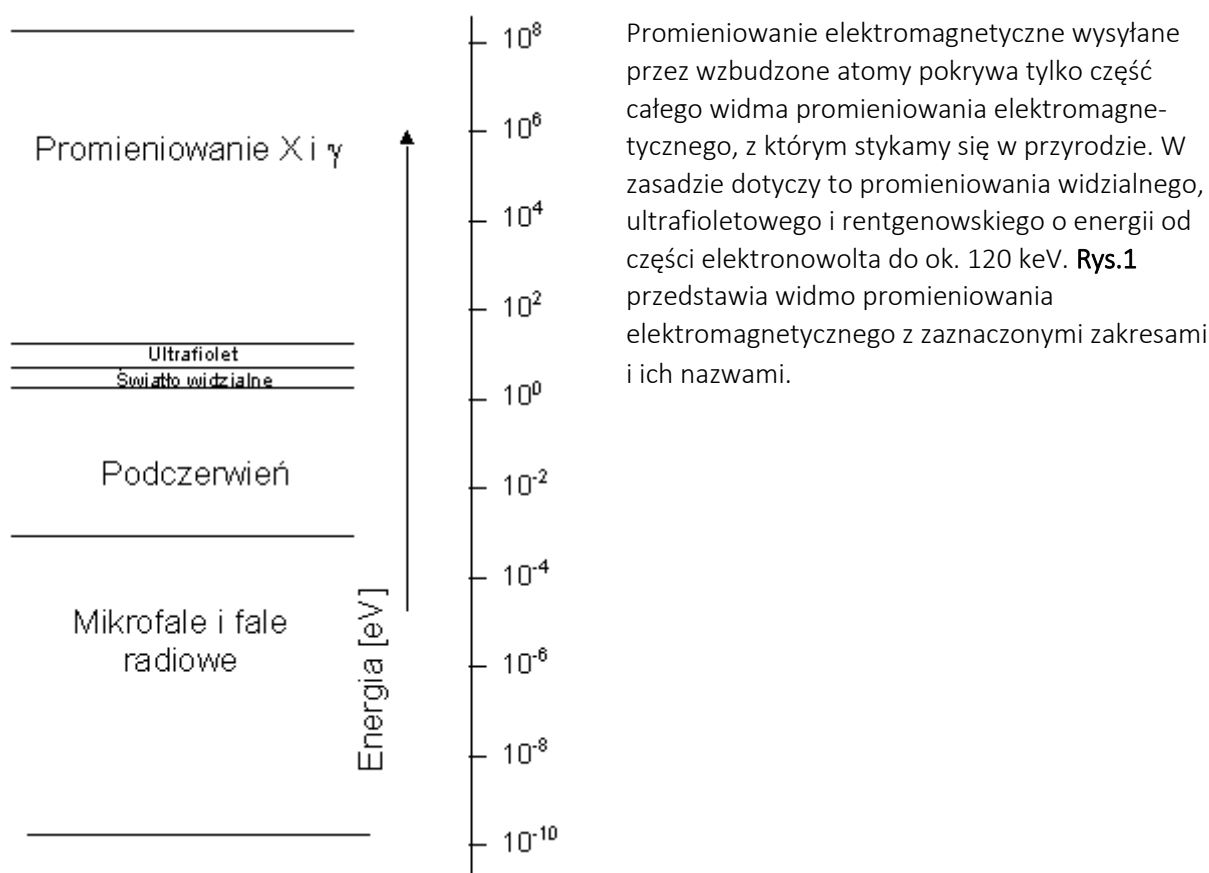
259 izotopów stabilnych
29 „starszych niż Świat”
11 z szeregu toru
16 z szeregu ^{235}U
18 z szeregu ^{238}U
ok. 15 kosmopochodnych

Ze względu na specyfikę sił jądrowych charakteryzujących oddziaływania pomiędzy nukleonami, w jądrze o danej liczbie protonów Z (tzw. *liczbie atomowej*) mogą znajdować się różne liczby neutronów. Inaczej mówiąc, dany pierwiastek chemiczny, składający się z atomów o ustalonej liczbie Z , może mieć jądra zawierające różne liczby neutronów. Mówimy wtedy, że istnieje szereg *izotopów* danego pierwiastka. Izotopy oznaczamy przy pomocy liczby Z , pisanej jako dolny wskaźnik przy nazwie pierwiastka (powiedzmy – X) oraz *liczby masowej* A , będącej sumą liczb nukleonów w jądrze i pisanej jako wskaźnik górny. Tak więc symbol izotopu wygląda

następująco:



Ze względów historycznych masy atomów podawane są często w tzw. *jednostkach masy atomowej* (*j.m.a.*), przy czym za jednostkę obrano 1/12-tą masy atomu najbardziej rozpowszechnionego izotopu węgla ^{12}C .



Rys.1 Widmo promieniowania elektromagnetycznego

1.2 POWSTAWANIE I RODZAJE PROMIENIOWANIA JONIZUJĄCEGO

Jak sama nazwa wskazuje, **promieniowaniem jonizującym** nazywamy promieniowanie, które w wyniku oddziaływania z atomami może spowodować usunięcie z nich elektronów i przekształcenie atomów w jony. I chociaż już wysokoenergetyczne promieniowanie ultrafioletowe jest w stanie zjonizować niektóre atomy (dla fal elektromagnetycznych Prawo Atomowe przyjmuje dla promieniowania jonizującego granicę 100 nm), w tym paragrafie zajmiemy się jedynie promieniowaniem wysyłanym przez jądra atomowe (ewentualnie powstałym w wyniku reakcji jądrowych). Zanim zaczniemy omawiać to zagadnienie należy sobie uświadomić, że tak jak przy tworzeniu atomów energia atomu jest mniejsza od energii odseparowanego jądra i elektronów o energii wiązania tych ostatnich, tak i suma energii oddzielnych nukleonów jest wyższa od energii tychże nukleonów związanych w jądrze. A ponieważ każdej masie m odpowiada „równoważna” energia $E=mc^2$, więc też masa jądra m_J będzie mniejsza o

$$\delta M = Zm_p + (A-Z)m_n - m_J \quad (1)$$

od sumy mas nukleonów (m_p i m_n oznaczają odpowiednio masy protonu i neutronu) w tym jądrze. Jest to tzw. **defekt masy**. Oczywiście, całkowita energia wiązania nukleonów w jądrze jest równa $\delta M \cdot c^2$. Dzieliąc tę wartość przez liczbę masową otrzymamy średnią energię wiązania przypadającą na nukleon. Energia ta dość gwałtownie rośnie w obszarze od lekkich pierwiastków aż do żelaza, a następnie stopniowo maleje. Dlatego też jąder cięższych od jądra żelaza nie można uzyskać w drodze stopniowego „składania” w wyniku fuzji jądrowej.

Relacja Einsteina pozwala na wyrażenie mas w jednostkach energii. I tak 1 j.m.a. = 931 MeV. Np. masa nieruchomego elektronu odpowiada energii 511 keV.

To, że dany izotop istnieje w naturze nie oznacza, że jest on stabilny. Takim on będzie wtedy, gdy energia jądra jest najmniejszą z możliwych. Przyłączenie dodatkowego neutronu lub zmniejszenie liczby neutronów będzie z reguły prowadziło do sytuacji, w której jądro jest wzbudzone, przy czym energie wzbudzeń jąder są typowo 1000 - 100 000 razy większe od energii wzbudzeń atomów. Rzeczywiście, spośród przebadanych ok. 2500 izotopów zaledwie ok. 260 (zaznaczonych na **rys.2** kolorem czarnym) jest stabilnych, reszta rozpada się w krótszym lub dłuższym czasie; istotnie, charakterystyczne czasy rozpadu zawarte są w przedziale od nanosekund do nawet 10^{25} lat.

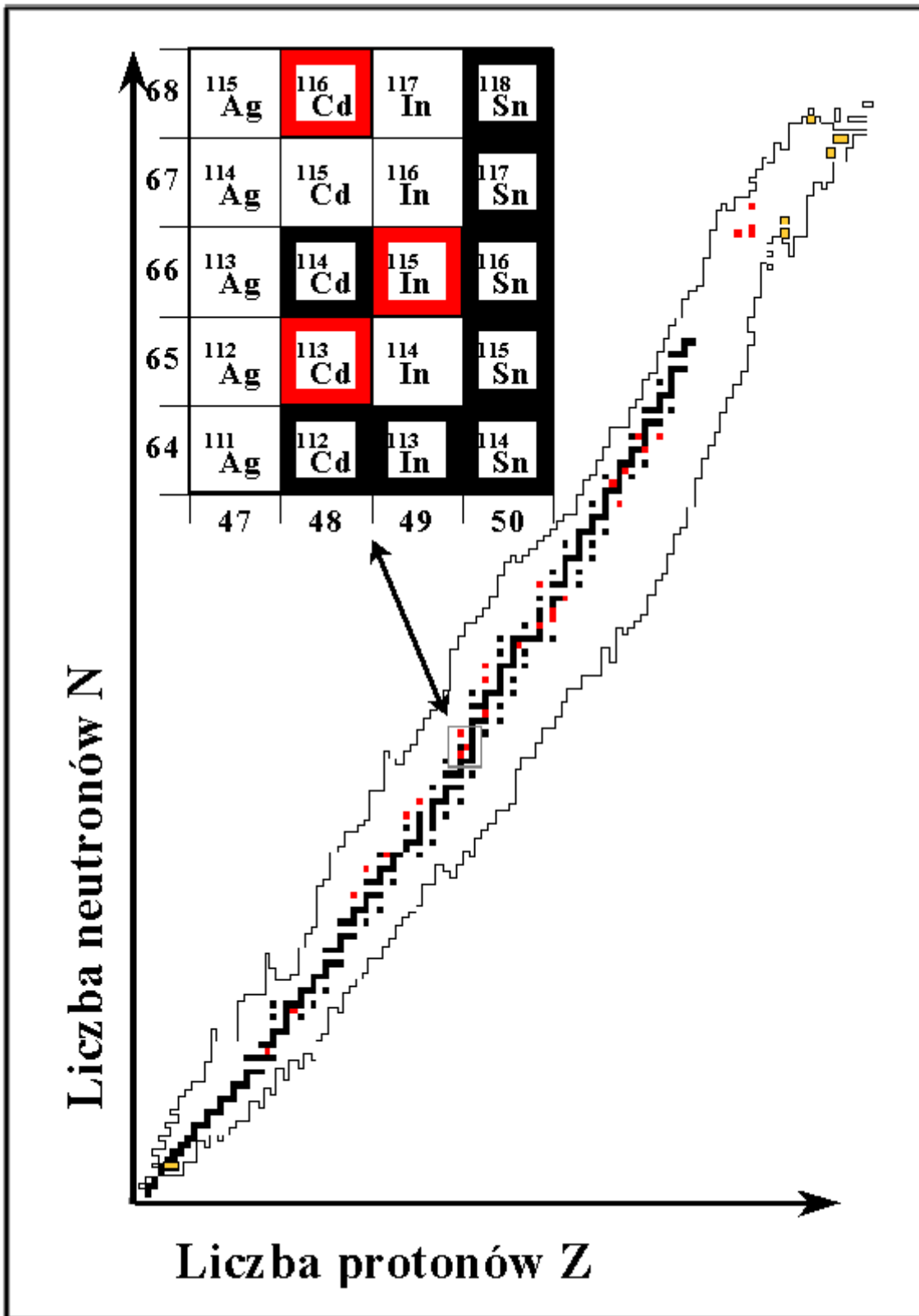
Ten efekt czasowy przemiany jest niezmiernie ważną charakterystyką izotopu. Bez względu bowiem na rodzaj przemiany jądrowej, w jednostce czasu przemianom ulega ten sam ułamek jąder. Prowadzi to do uniwersalnego prawa przemian rozpadu promieniotwórczego w funkcji czasu: jeśli w chwili początkowej mieliśmy substancję, w której było N_0 jąder niestabilnych, to po czasie t ich liczba zmniejszy się do

$$N = N_0 e^{-t/\tau}, \quad (2)$$

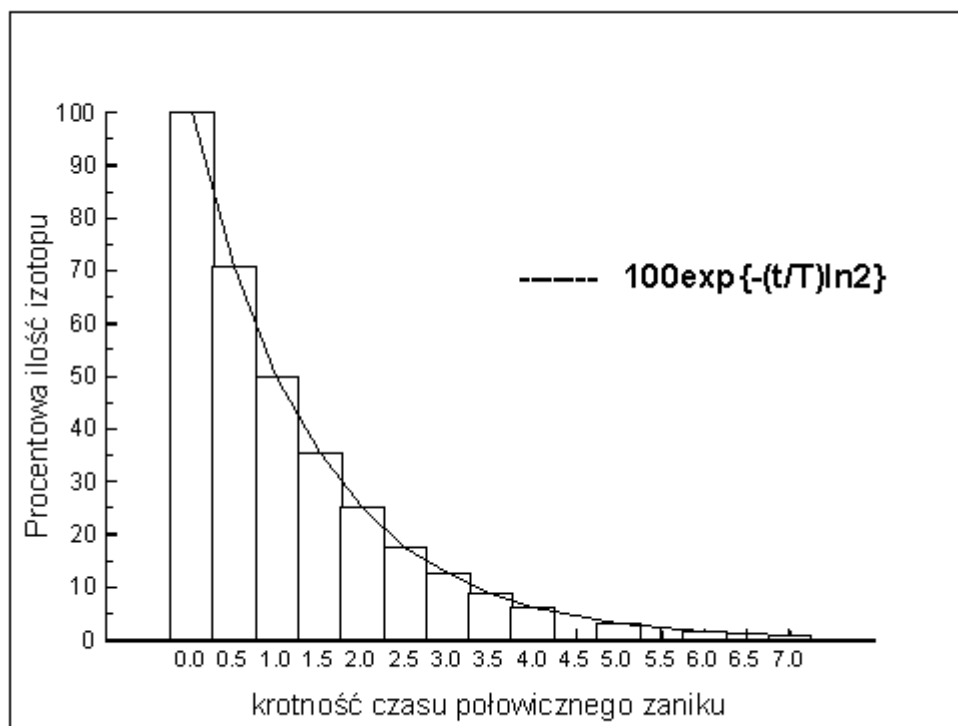
gdzie τ jest tzw. średnim czasem życia. Często operujemy pojęciem okresu połówkowego rozpadu, tj. czasu, po którym przemianie ulega średnio połowa jąder. Okres ten, oznaczany $T_{1/2}$, związany jest z czasem życia prostą relacją:

$$T_{1/2} = \tau / \ln 2 \approx \tau / 0.693 \quad (3)$$

Przebieg funkcji (2) pokazany jest na **rys.3**.



Rys.2 Liczba neutronów i protonów w przebadanych dotąd izotopach. Pola czarne oznaczają izotopy stabilne



Rys. 3 Krzywa zaniku materiału promieniotwórczego w funkcji krotności czasu połowicznego zaniku

Ponieważ celem każdej przemiany jest zmniejszenie energii jądra, przemianie musi towarzyszyć emisja promieniowania. Może ono być promieniowaniem elektromagnetycznym, zwanym tu **promieniowaniem γ** , może też być promieniowaniem korpuskularnym, np. tzw. promieniowaniem α lub β . *Nota bene*, promieniowanie elektromagnetyczne zawsze towarzyszy rozpadom α i β , gdyż w przemianach tych zmienia się liczba atomowa, a więc powstaje nowy pierwiastek chemiczny. To z kolei wymaga przebudowy powłok elektronowych atomu, czemu towarzyszy "atomowe" promieniowanie charakterystyczne obejmujące zakres energii promieniowania rentgenowskiego (<120 keV). Zwyczajowo symbol γ rezerwujemy dla promieniowania powstającego w procesach jądrowych, tak jak symbol β zarezerwowany jest dla emisji elektronów z jądra, a nie z powłok atomowych.

W dalszej części wykładu omówimy podstawowe rodzaje przemian jądrowych. Omówienie to poprzedzimy jednak ważnym dla źródeł promieniotwórczych pojęciem **aktywności**. Przez aktywność rozumiemy zachodzącą w źródle promieniotwórczym liczbę rozpadów w jednostce czasu. Jeśli jednostką tą będzie sekunda, aktywność mierzona będzie w **bekkerelach** (Bq):

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ rozpad/s} \quad (4)$$

Aktywności typowych źródeł promieniotwórczych są z reguły mierzone w jednostkach tysięcy i milion razy większych (tj. kilo- i megabekkerelach). W szczególnym przypadku „bomby” kobaltowej mamy do czynienia z aktywnościami rzędu setek terabekkereli (1 TBq = 10^{12} Bq). Wcześniej używana jednostka aktywności, kiur (Ci), była natomiast jednostką tak dużą, że w praktyce częściej wyrażano aktywność w podwielokrotnościach tej jednostki, jak mili- czy mikrokiur. Relacja pomiędzy obiema jednostkami jest następująca:

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq} = 37 \text{ GBq} \quad (5)$$

Oczywiście, zgodnie z naszymi wcześniejszymi uwagami, aktywność źródła jest funkcją czasu zależną od czasu życia izotopu promieniotwórczego w źródle. Dla obliczenia aktywności źródła w danej chwili można zastosować wzór (2), w którym w miejsce liczb jąder promieniotwórczych N i N_0 podstawimy odpowiednio aktywności bieżącą i początkową. Kończąc ten wątek należy podkreślić, że pojęcie okresu połowicznego zaniku, czy też czasu życia, ma sens głęboko probabilistyczny. Tylko w wypadku zbioru dużej liczby jąder można mieć nadzieję na spełnienie równania rozpadu przedstawionego wyżej. W przypadku pojedynczego jądra nie jesteśmy w stanie przewidzieć, czy jądro to rozpadnie się wcześniej, czy później.

Omówimy teraz kolejno podstawowe przemiany jądrowe.

1.2.1 PRZEMIANA (ROZPAD) α

Cząstka α jest jądrem helu-4 i składa się więc z dwóch protonów i dwóch neutronów - można ją zatem traktować również jako dwuwartościowy jon helu. Jest więc rzeczą zrozumiałą, że jeśli jądro ${}^A_Z X$ rozpada się i w wyniku rozpadu emituje tę (i tylko tę) cząstkę, samo musi przejść w jądro o liczbie masowej mniejszej o cztery jednostki i liczbie atomowej mniejszej o dwie jednostki:



Przykładem tego typu rozpadu jest rozpad radu-226 emitującego cząstkę α o energii 4,78 MeV:



Niestabilne jądro (nuklid) może rozpadać się na więcej sposobów. W szczególności, w przypadku radu-226 powyższy rozpad dotyczy nie wszystkich lecz "tylko" 95% rozpadów. Pozostałe 5% zachodzi z emisją cząstki α o energii 4,60 MeV, co oznacza, że w tym rozpadzie energia tworzonego ${}^{222}_{86} Rn$ jest o 0,18 MeV wyższa niż w poprzednim. Jądro to, przechodząc do stanu o swej najniższej energii, będzie pozbywało się energii wzbudzenia, tym razem emitując foton o energii 0,18 MeV. Nie jest to jednak koniec historii, gdyż izotop radu-222 jest izotopem niestabilnym i rozpada się dalej. W istocie rzeczy mamy tu do czynienia z całą serią rozpadów α , β i γ zanim osiągnięte zostanie jądro stabilne ${}^{206}_{82} Pb$. W takich sytuacjach mówimy o istnieniu szeregów promieniotwórczych (więcej na ich temat powiemy w rozdziale 2).

Rozpad α jest dosyć typowym rozpadem jąder ciężkich, mechanizm zaś polega na tzw. zjawisku tunelowym. Istotną cechą tego rozpadu jest emisja cząstki o ściśle określonej energii, jednej dla danego typu rozpadu (jako że w rozpadach α możemy mieć kilka grup cząstek), co wiąże się z faktem, że w wyniku rozpadu powstaje tylko ta cząstka oraz nowe jądro: rozdział nadmiarowej energii jądra początkowego (tu - radu-226) pomiędzy obie cząstki jest jednoznacznie określony z zasad zachowania energii i pędu.

1.2.2 PRZEMIANA β

Stabilność jądra jest związana z pewną równowagą pomiędzy liczbą neutronów i protonów w danym jądrze. Jądro nietrwałe może polepszyć swój stosunek liczby neutronów do protonów na drodze jednego z trzech procesów:

- rozpadu β^-
- rozpadu β^+
- wychwytu elektronu (EC, od angielskiej nazwy *electron capture*)

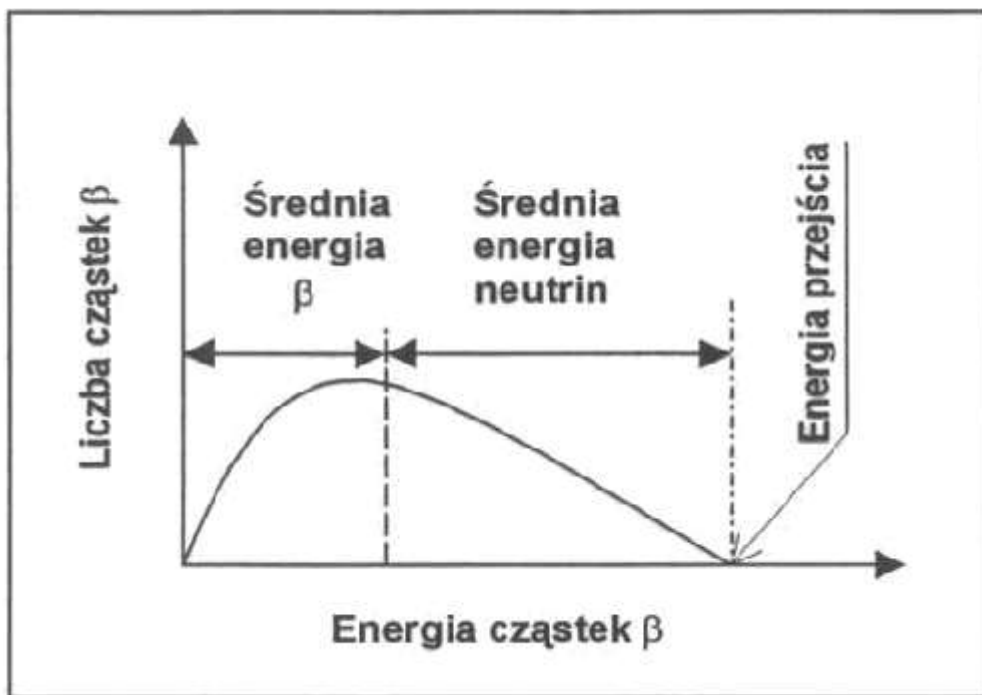
W dwóch ostatnich przemianach proton zmienia się w neutron, w rozpadzie β^- zaś neutron rozpada się i tworzy się proton. We wszystkich tych przemianach liczba masowa A jądra nie zmienia się, natomiast zmienia się o jeden liczba atomowa Z. Ponieważ mechanizmy przemian β są inne, związane z tzw. *oddziaływaniami słabymi*, oprócz emitowanego w nich elektronu (cząstki β^- , czyli e^-) czy pozytonu (cząstki β^+ , czyli e^+), odpowiednio emitowane jest także antyneutrino elektronowe ($\bar{\nu}_e$), lub neutrino elektronowe (ν_e). Opisane przemiany nukleonów zapisujemy jako



i



W tym ostatnim przypadku proces rozpadu jest złożony. Mianowicie, gdy jądro ma nadmiar energii większy niż 1,02 MeV, a więc równoważną energię dwóch mas spoczynkowych elektronu, może powstać para elektron-pozyton, a następnie proton w oddziaływaniu z elektronem przekształca się w neutron i neutrino. Ponieważ w obu typu przemianach nukleonów energia wzbudzenia jądra rozkłada się, jak widać, na trzy cząstki, energia emitowanych elektronów czy pozytonów może być zarówno równa całej energii przemiany (tj. różnicy energii jądra początkowego i końcowego) jak i zeru, kiedy to energia przemiany będzie unoszona przez neutrino (lub antyneutrino). Mamy tu zatem do czynienia z emisją cząstek o pewnym widmie energetycznym (schemat takiego widma energii cząstek β pokazuje **rys.4**), w którym możemy określić w szczególności energię średnią, jak i energię najbardziej prawdopodobną.



Rys.4 Liczba cząstek β z przemian promieniotwórczych w funkcji ich energii

Oczywiście, przemianom β mogą towarzyszyć emisje promieniowania γ z jądra atomowego oraz fotony "atomowe". Na przykład rozpad izotopu ${}^{60}_{27}\text{Co}$ przebiega w następujący sposób:



przy czym w ogólnym przypadku należy pamiętać, iż w zależności od energii emitowanego elektronu jądro końcowe może wysłać jeden lub większą liczbę fotonów. Przykładem rozpadu β^+ jest



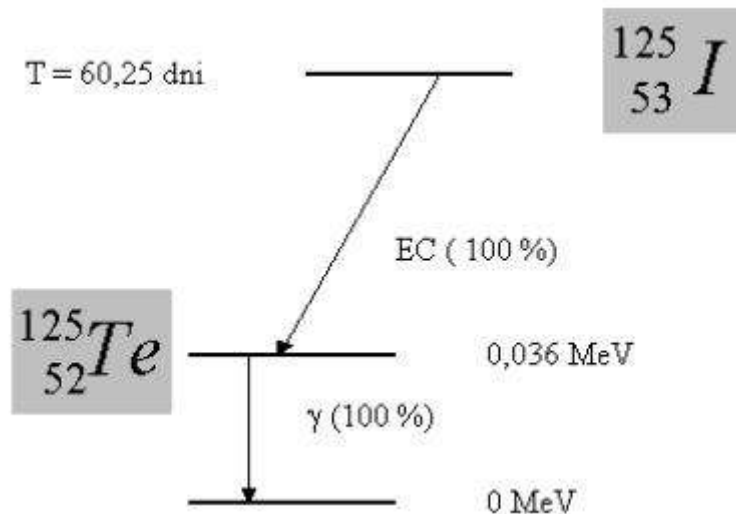
Jak wspomnieliśmy, dla rozpadu β^+ niezbędną rzeczą jest posiadanie przez jądro wzbudzenia co najmniej 1,02 MeV. Może się jednak zdarzyć, że jądro ma nadmiarowy proton, ale energia wzbudzenia jest niższa. Wówczas możliwością staje się rozpad na drodze wychwytu elektronu. W procesie tym jądro wychwytuje elektron z atomowej powłoki K lub wyższej, dzięki czemu następuje neutralizacja ładunku protonu i zachodzi reakcja



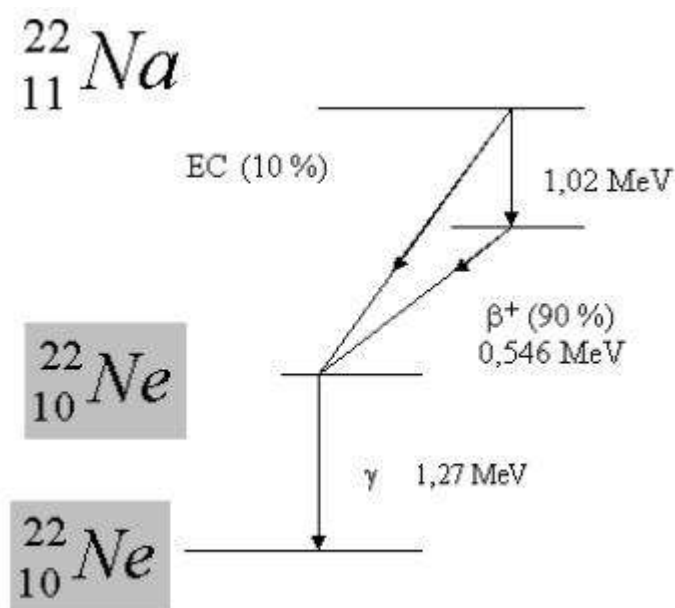
Jest rzeczą zrozumiałą, że po wychwycie elektronu obojętny elektrycznie atom staje się jonem wzbudzonym, w wyniku czego emitowane zostają promienie X lub elektrony Augera. Przykładem jądra, które rozpada się wyłącznie na drodze wychwytu elektronu jest ${}^{125}_{53}\text{I}$, który przechodzi we wzbudzone jądro ${}^{125}_{52}\text{Te}$ (rys. 5a). Energia wzbudzenia jest tracona na emisję kwantu γ o energii 0,036 MeV.

Natomiast w przypadku izotopu ${}^{22}_{11}\text{Na}$ tylko 10% przejść zachodzi przez wychwyt elektronu, 90% zaś związane jest z rozpadem β^+ (rys. 5b): wpierrw jądro traci 1,02 MeV na wyprodukowanie pary elektron-pozyton, a dopiero następnie następuje emisja pozytonu o maksymalnej energii 0,91 MeV. W

obu rozpatrywanych przypadkach tworzy się wzbudzone jądro $^{125}_{53}\text{I}$. Utrata wzbudzenia następuje w drodze emisji kwantu γ o energii 1,27 MeV.



Rys. 5a Schemat rozpadu ^{125}I



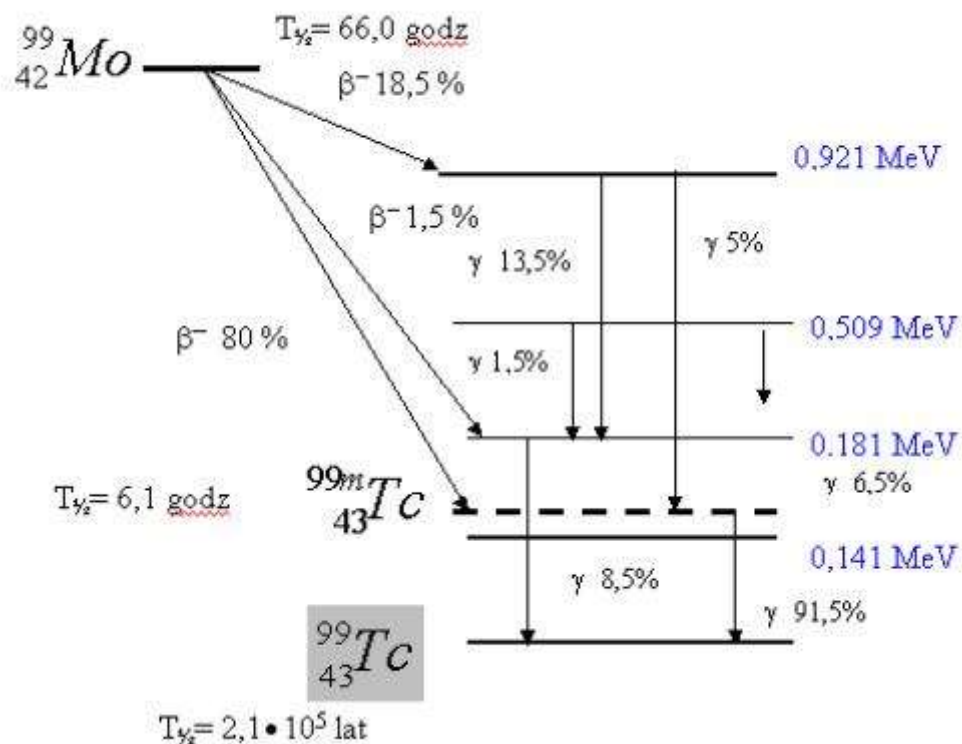
Rys. 5b Schemat rozpadu ^{22}Na

1.2.3 PRZEJŚCIE IZOMERYCZNE

W najczęściej spotykanych przypadkach emisja promieniowania gamma, towarzyszącego rozpadom α lub β , jest emisją natychmiastową. Może się jednak zdarzyć, że jądro wzbudzone może pozostawać w takim stanie przez stosunkowo długi okres. Stan taki nazywamy *metastabilnym* lub *izomerycznym*.

Typowym przykładem jest tu szeroko stosowany w medycynie nuklearnej (rys. 5c) izotop $^{99m}_{43}\text{Tc}$ (litera m oznacza właśnie stan metastabilny tego izotopu technetu), którego czas życia wynosi 6,1 godziny. W wyniku deekscytacji emitowany jest kwant gamma, a samo przejście, podczas którego zmienia się tylko

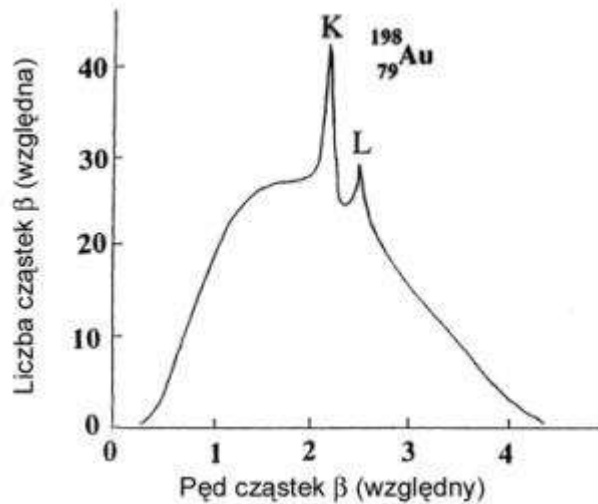
stan energetyczny izotopu nazywamy przejściem izomerycznym. *Nota bene*, tak bardzo użyteczny w medycynie technet nie występuje w przyrodzie, jako że żaden z izotopów technetu nie jest stabilny.



Rys. 5c Schemat poziomów ^{99}Mo oraz ^{99}Tc ; zaznaczony poziom izomeryczny ^{99m}Tc

1.2.4 KONWERSJA WEWNĘTRZNA

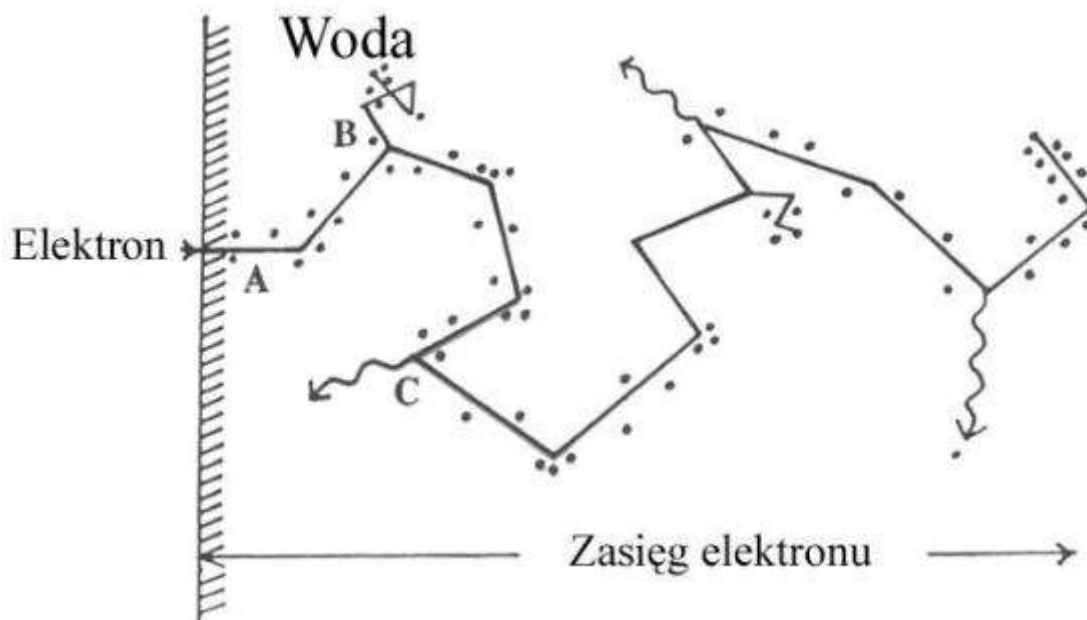
Jeśli w wyniku przemiany tworzy się jądro w stanie wzbudzonym, wzbudzenie to może zostać zniesione nie tylko na drodze emisji kwantu γ . W szczególności energia wzbudzenia może zostać przekazana któremuś z elektronów powłok K, M lub L. Mówimy wtedy o powstaniu elektronów konwersji. Oczywiście ich energie będą różnicą energii wzbudzenia jądra i energii wiązania elektronu w atomie. W każdym razie, w odróżnieniu od typowego promieniowania β , te elektrony będą miały energie dyskretne, które można czasem zobaczyć nawet na tle ciągłego widma β o ile podstawowym rozpadem jest właśnie rozpad β , patrz **rys.6**.



Rys. 6 Widmo promieniowania β powstałego w wyniku konwersji wewnętrznej w izotopie ^{198}Au

1.3 PRZECHODZENIE CZĄSTEK NAŁADOWANYCH PRZEZ MATERIE

Cząstki alfa, protony czy elektrony na swojej drodze w materii napotykają jądra i elektrony i zderzają się z nimi. W wyniku zderzeń przekazują część lub całość swej energii do obiektu, z którym się zderzają. W trakcie zderzeń cząstka padająca może zmienić kierunek - mówimy wtedy o rozpraszaniu. Szczególnie prawdziwe jest to dla elektronów, które na swojej drodze przez materię potrafią zmienić wielokrotnie kierunek, tracąc w trakcie kolejnych zderzeń część swej energii (**rys.7**). Całkowita utrata energii jest równoznaczna z zatrzymaniem się cząstki. Biorąc pod uwagę możliwość drogi zygawkowatej, przez **zasięg** nie będziemy rozumieli długości całej przebytej drogi, ale tylko dystans liczony wzdłuż początkowego kierunku padania cząstki.

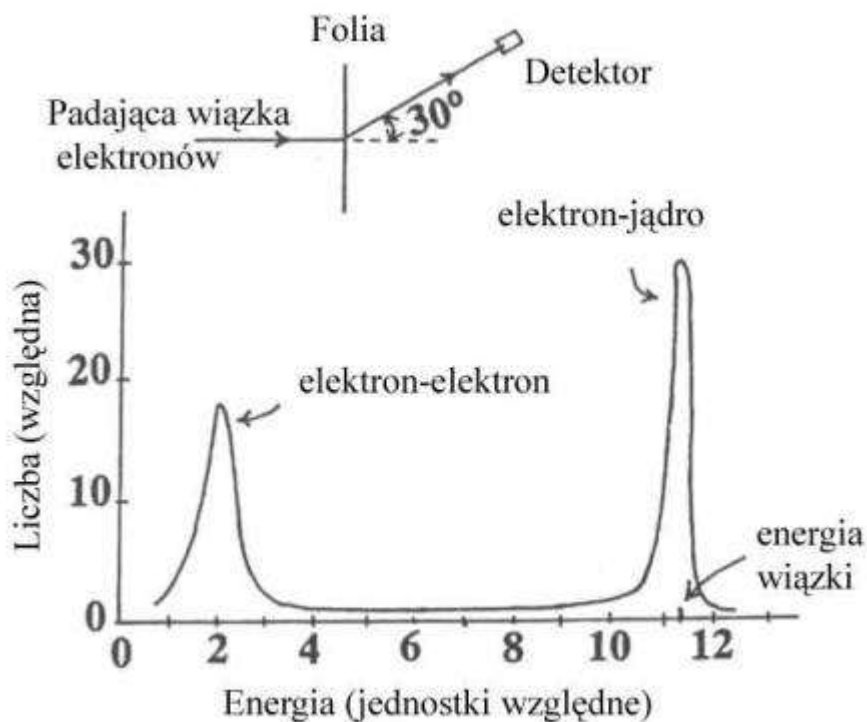


Rys. 7 Przechodzenie elektronów przez wodę: elektron na swej drodze nie tylko ulega rozproszeniom, w wyniku których może powstać tzw. promieniowanie hamowania; elektron jonizuje także ośrodki

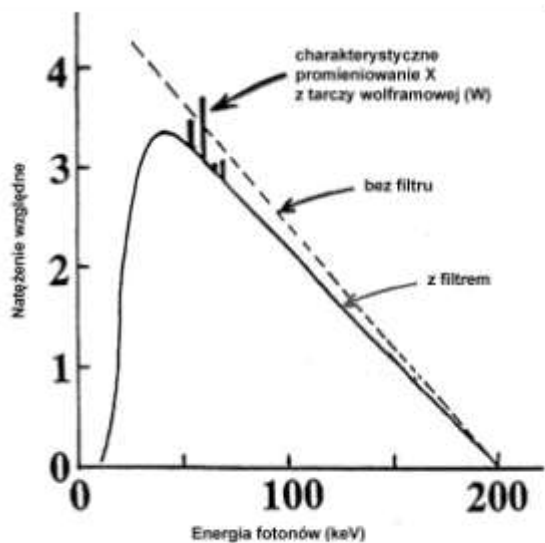
Szczególnie interesującym nas procesem jest wybijanie elektronów z atomów, tj. jonizacja ośrodka. Należy przy tym mieć na uwadze, że elektron wybity z atomu może mieć energię wystarczającą do

jonizowania innych atomów na swej drodze. Elektrony takie, dla odróżnienia od elektronów z wiązki padającej, nazywamy elektronami δ . Pełnią one bardzo istotną rolę w jonizacji ośrodka.

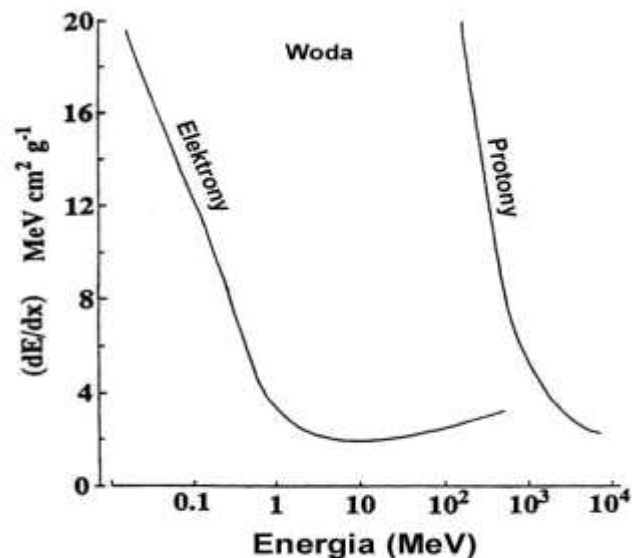
O kształcie drogi cząstki jak i jej zasięgu w materii decyduje sposób oddziaływania z elektronami i jądrami. Inny efekt będzie miało zderzenie elektronu z elektronem, a inną zderzenie elektronu z ciężkim jądrem. Ciężka cząstka alfa obdarzona dwukrotnie większym niż elektron ładunkiem będzie silniej jonizować ośrodek niż sam elektron o tej samej energii. Dla przykładu **rys.8** pokazuje wynik przechodzenia wiązki elektronów o początkowej energii 15,7 MeV i przekroju poprzecznym mniejszym niż 1 mm^2 przez cienką folię węglową. W eksperymencie obserwowano elektrony rozproszone pod kątem 30° . Przede wszystkim rzuca się w oczy, iż rozproszone elektrony charakteryzują się pewnym szerokim widmem energetycznym, przy czym najwięcej elektronów traci energię w wyniku zderzeń z elektronami atomów, podczas których to zderzeń utrata energii przez pojedynczy elektron jest stosunkowo duża, a więc energia elektronów rozproszonych - mała. Drugie maksimum widoczne w widmie jest związane z utratą energii elektronów przy zderzeniach z jądrami. W wyniku tych ostatnich zderzeń elektron może zmienić swój kierunek niemal w dowolny sposób i dlatego wąska wiązka elektronów może zostać łatwo rozproszona i utworzyć wiązkę szeroką, który to efekt wykorzystywany jest w praktyce klinicznej.



Rys.8 Przechodzenie wiązki elektronów o początkowej energii 15,7 MeV i przekroju ok. 1 mm^2 przez cienką folię węglową



Rys.9 Widmo promieniowania rentgenowskiego



Rys.10 Zdolność hamowania wody dla elektronów i protonów

Zdolność hamowania, rozumiana jako zmiana energii ΔE przypadająca na jednostkę długości przebytej drogi Δx jest związana zarówno z procesami rozpraszania, jak i z wytworzeniem **promieniowania hamowania**. To ostatnie powstaje, gdy obdarzona ładunkiem cząstka porusza się ruchem przyspieszonym. W cyklotronach, w których elektrony lub protony poruszają się po torach kołowych, działa na nie przyspieszenie dośrodkowe, w wyniku którego powstaje tzw. **promieniowanie synchrotronowe**, obecnie intensywnie wykorzystywane w badaniach materii, a także w medycynie. O ile promieniowanie synchrotronowe tworzy się w próżni, promieniowanie hamowania tworzy się w materii, w której naładowane cząstki zmieniają swój tor w trakcie oddziaływania z elektronami i jądrami atomów ośrodka. Promieniowanie hamowania ma ciągły rozkład energii zależny od pierwotnej energii cząstki padającej. Szczególnie łatwo obserwować je w emisji promieniowania rentgenowskiego z typowej lampy rentgenowskiej (rys.9).

Rys.10 pokazuje zdolność hamowania dla rozprożeń elektronów i protonów w wodzie. Widać wyraźną różnicę zdolności hamowania elektronów i protonów wynikającą z różnicy mas obu cząstek. Ponadto łatwo zauważyć, że zdolność hamowania spada szybko ze wzrostem energii cząstki i przechodzi przez pewne stosunkowo płytkie minimum. Duże wartości zdolności hamowania w obszarze niskich energii powodują, iż cząstka spowolniona w materii będzie ją jonizować silniej. Z punktu widzenia osłon przed promieniowaniem, silna jonizacja ośrodka przez cząstki alfa powoduje, iż zatrzymują się one na bliskich odległościach (nawet mikronowych) w materii skondensowanej. Jako przykład osłony przed promieniowaniem α z rozpadów promieniotwórczych podaje się często kartkę papieru. Zasięgi cząstek alfa i beta w powietrzu i w niektórych materiałach podane są odpowiednio w **tabelach 1 i 2**. Widać, że dla osłonięcia się przed promieniowaniem β wystarcza materiał złożony z lekkich pierwiastków (plastik, blaszka aluminiowa itp.) o grubości nie przekraczającej z reguły kilku milimetrów. Użycie materiałów o dużej liczbie atomowej Z grozi powstawaniem promieniowania hamowania (szczególnie intensywnego w ośrodku o dużym Z), które efektywnie zmniejsza użyteczność takiego materiału jako osłony.

Tabela 1 Zasięg elektronów w różnych materiałach

Energia elektronu [MeV]	Prędkość w próżni [% C]	Zasięg w powietrzu [cm]	Zasięg w wodzie [cm]	Zasięg w pleksi [cm]
1	0,941	320	0,4	0,35
2	0,979	750	0,9	0,80
5	0,996	1995	2,5	2,15
10	0,999	6065	5,2	4,38

Tabela 2 Zasięg cząstek α (alfa) w różnych materiałach

Energia [MeV]	Prędkość w próżni [% c]	Zasięg w powietrzu [cm]	Zasięg w tkance [cm]	Zasięg w lekkim materiale [mg/cm ²]
3	0,0400	1,57	0,0023	2
4	0,0461	2,36	0,0034	3
5	0,0515	3,15	0,0047	4
6	0,0565	4,33	0,0061	5,5
7	0,0610	5,67	0,0079	7,2
8	0,0652	7,09	0,0096	9
9	0,0691	8,42	0,0116	10,7
10	0,0728	9,21	0,0134	11,7

1.4 ODDZIAŁYWANIE FOTONÓW Z MATERIAŁĄ

Ogólnie biorąc, oddziaływanie fotonów z materiałem jest znacznie słabsze niż oddziaływanie naładowanych cząstek, o czym przekonujemy się z faktu, że – dla tej samej energii promieniowania – promieniowanie X i γ jest bez porównania bardziej przenikliwe. Ponadto powoduje ono, że trudno jest tym razem mówić o konkretnym miejscu oddziaływania fotonu; miejsce to określane jest w sposób czysto statystyczny i jedyne, co możemy powiedzieć, to jaka część fotonów miała udział w konkretnym oddziaływaniu na określonej drodze. Pojęcie zasięgu traci po prostu sens.

Wielkością charakteryzującą oddziaływanie promieniowania γ z materiałem jest liniowy współczynnik absorpcji, μ , lub tzw. grubość połówkowa warstwy, HVL (*half-value layer*). Wielkości te definiujemy poprzez efekt osłabiania promieniowania przy przejściu przez warstwę o danej grubości x . Ponieważ każda warstwa o identycznej grubości przepuszcza taki sam ułamek fotonów (**rys. 11**), liczba fotonów, która przenika tę warstwę, $N(x)$ wynosi

$$\frac{N(x)}{N_0} = e^{-\mu x} \quad (13)$$

N_0 oznacza tu liczbę padających fotonów, a μ – liniowy współczynnik pochłaniania, który mierzymy w cm^{-1} (gdy grubość x mierzymy w cm). Jest on miarą prawdopodobieństwa oddziaływania i jest także

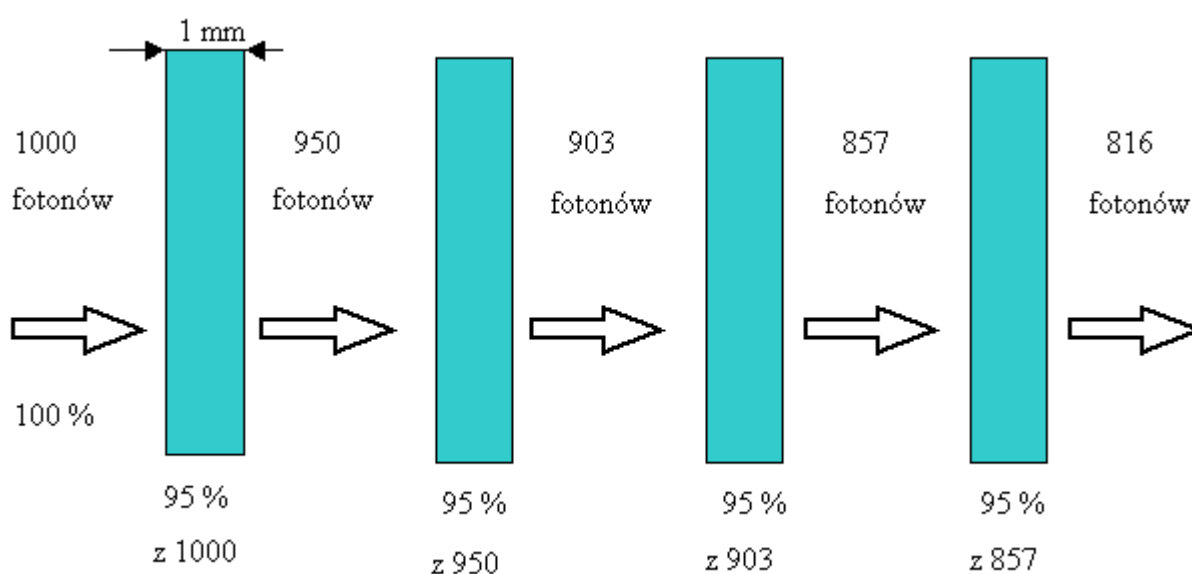
proporcjonalny do gęstości materii (w szczególności – liczby elektronów w jednostce objętości).
Grubość, dla której

$$\frac{N(x)}{N_0} = \frac{1}{2} \quad (14)$$

nazywamy grubością połówkową: $x = HVL$. Można pokazać, że

$$HVL = \frac{0.693}{\mu} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (15)$$

Np. dla energii 140 keV, grubość połówkowa w używanym do detekcji promieniowania kryształ NaI(Tl) wynosi ok. 3 mm, dla kości wynosi ona 12 mm, dla tkanki miękkiej 30 mm, a dla ołowiu 0,15 mm.



Rys.11 Przechodzenie fotonów przez kolejne, identyczne warstwy materii

Czasami wygodnie jest posługiwać się nie tyle liniowym, ile tzw. *masowym* współczynnikiem pochłaniania, wyrażającym prawdopodobieństwo oddziaływania promieniowania z jednostką masy materiału. Współczynnik ten otrzymujemy dzieląc liniowy współczynnik pochłaniania przez gęstość materiału ρ [g/cm^3]:

$$\mu_{\text{mass}} = \mu/\rho \quad (16)$$

Masowy współczynnik pochłaniania mierzymy w cm^2/g . Na poziomie atomowym definiujemy *atomowy* współczynnik pochłaniania jako masowy współczynnik pochłaniania przypadający na jeden atom ośrodka, tj.

$$\mu_{\text{atom}} = \mu_{\text{mass}}/(N_{\text{Av}}/A), \quad (17)$$

gdzie N_{Av} oznacza liczbę Avogadro, a A – liczba masowa ośrodka. Atomowy współczynnik pochłaniania mierzymy w cm^2 .

Podstawowymi mechanizmami oddziaływania fotonów z materią są:

- Oddziaływanie fotoelektryczne
- Oddziaływanie Comptonowskie
- Tworzenie par elektron – pozyton

Poszczególne procesy omówimy niżej. Uprzedzając materiał wspomnimy tylko, że masowe współczynniki pochłaniania zmieniają się jak Z^3 , Z^0 i Z , odpowiednio dla procesów fotoelektrycznego, comptonowskiego i tworzenia par. Jeśli więc dominuje efekt Comptona, wówczas każdy gram materiału, bez względu, czy będzie nim woda, tkanka, jodyna, kość, czy ołów, będzie pochłaniał promieniowanie γ w taki sam sposób.

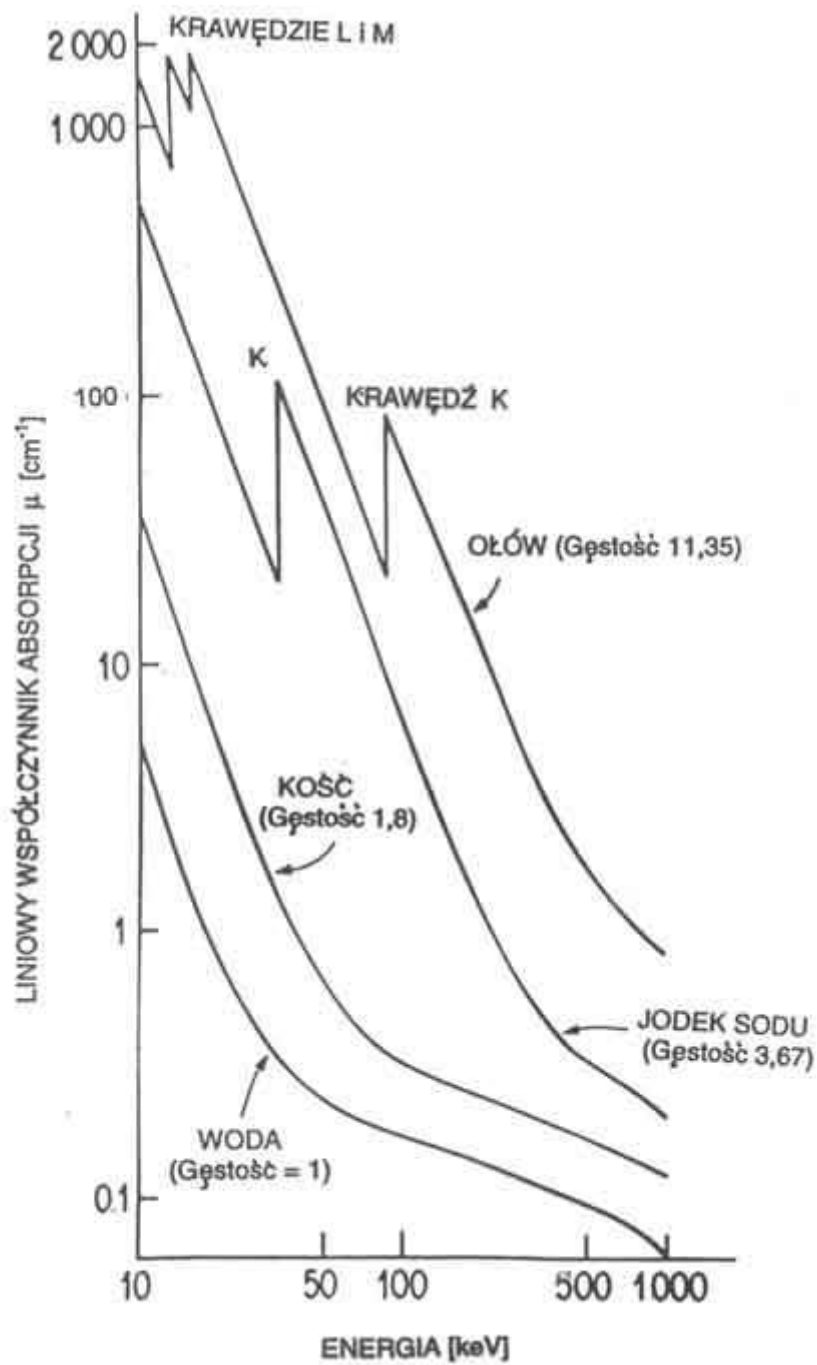
1.4.1 EFEKT FOTOELEKTRYCZNY

Efekt fotoelektryczny polega na przekazaniu elektronowi związanemu w atomie *całej* energii padającego fotonu. Wiązanie elektronu z atomem zostaje wtedy zerwane, a sam elektron zostaje wyrzucony poza obręb atomu z energią kinetyczną równą energii fotonu pomniejszonej o energię wiązania elektronu.

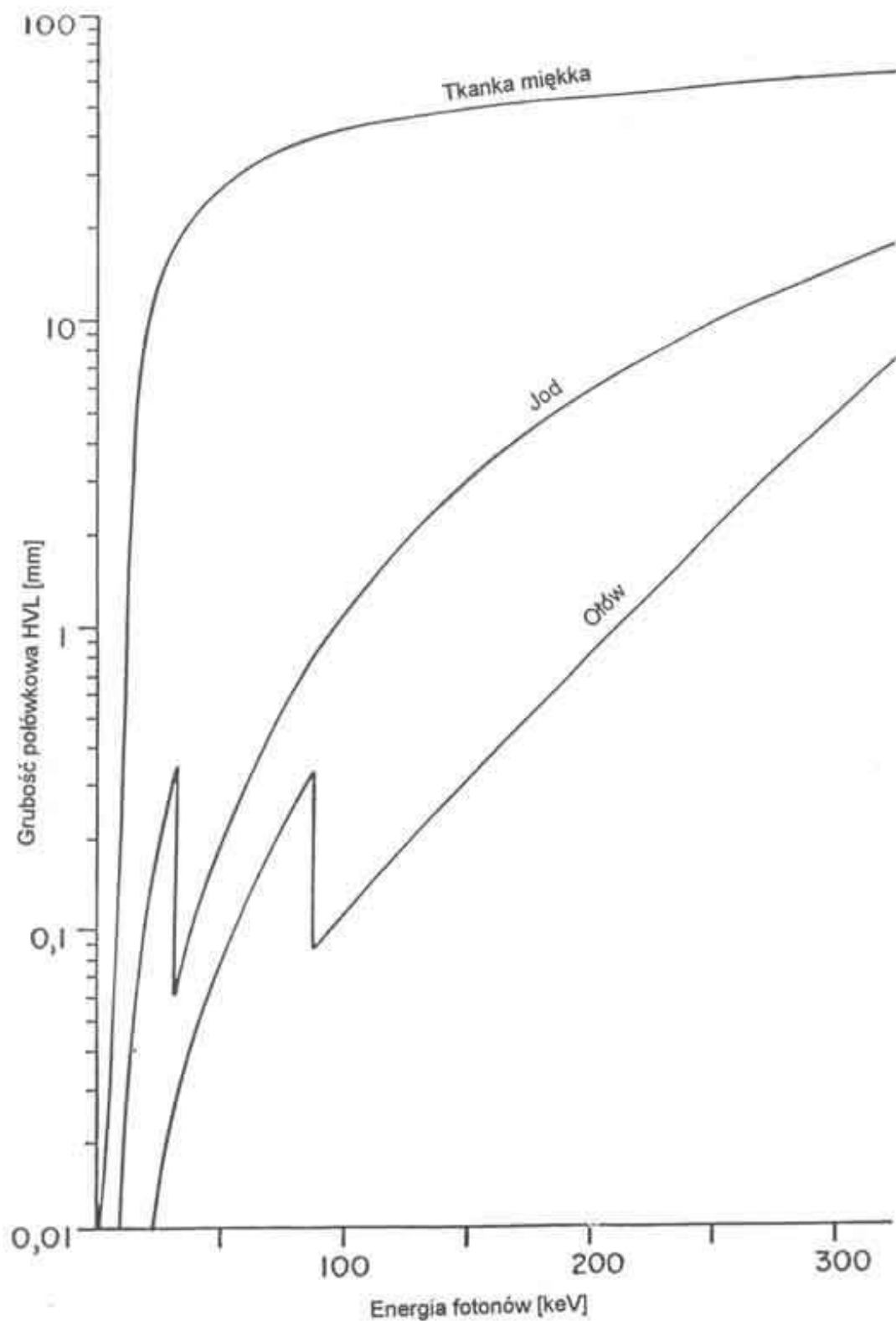
Utworzony w wyniku efektu fotoelektrycznego pusty stan na wewnętrznej powłoce K, L lub M, zostaje stopniowo zapełniany przez elektrony z wyższych poziomów. Przy takim “spadaniu” elektronu z poziomu wyższego na niższy emitowane jest promieniowanie charakterystyczne X lub elektron Auger’a. Z kolei, elektron wybity z atomu w procesie fotoelektrycznym traci swą energię na jonizację ośrodka i wzbudzenie elektronów, z którymi oddziałuje na swej drodze.

Prawdopodobieństwo zajścia zjawiska fotoelektrycznego maleje szybko z energią fotonu, jak E^{-3} , a więc zwiększenie dwukrotne energii fotonu oznacza ośmiokrotny spadek tego prawdopodobieństwa. Spadek ten nie zawsze jest monotoniczny. Mianowicie, gdy energia fotonu osiąga energię wiązania elektronów na danej orbicie, prawdopodobieństwo procesu gwałtownie wzrasta, jako że nagle pojawiają się dodatkowe elektrony, które można wybić z atomu. Energie, przy których to zachodzi noszą nazwę *krawędzi absorpcji*. Np. dla ołowiu energia wiązania elektronu na powłoce K wynosi 88 keV. Prawdopodobieństwo zajścia zjawiska fotoelektrycznego przy energii 90 keV jest sześciokrotnie większe niż przy energii 80 keV i zbliżone do wartości odpowiadającej energii 45 keV.

Prawdopodobieństwo zajścia zjawiska fotoelektrycznego zależy też silnie od liczby atomowej Z ośrodka. Zmienia się ono bowiem jak Z^4 . Zależność liniowego współczynnika pochłaniania, jak i grubości połówkowej, od energii fotonów i rodzaju materiału przedstawione są na **rys.12** i **rys.13**.



Rys.12 Zależność liniowego współczynnika absorpcji (μ) od energii fotonów dla różnych materiałów

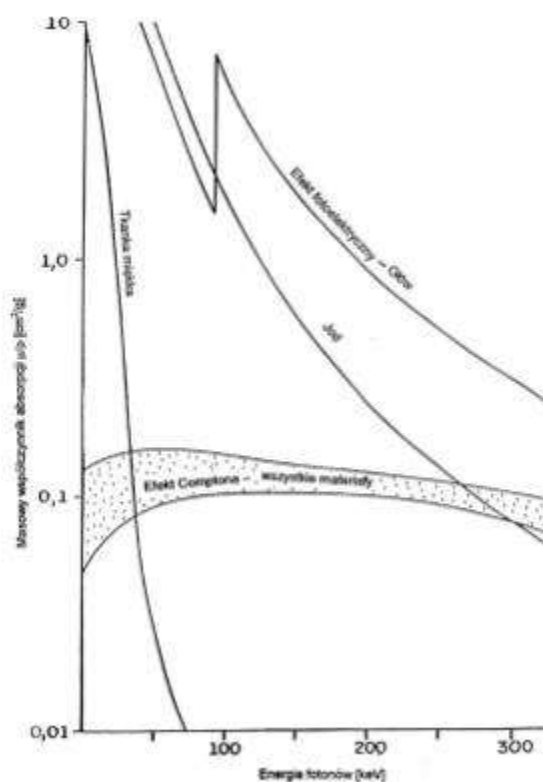


Rys.13 Zależność grubości połówkowej HVL od energii fotonów w różnych materiałach

1.4.2 EFEKT COMPTONA

Podczas zderzenia fotonu z elektronem foton może zachować się również, jak kula bilardowa i przekazać elektronowi tylko część swej energii. Mówimy wtedy o *rozpraszaniu comptonowskim*. Energia przekazana elektronowi, a więc i tracona przez foton zależy wtedy od kąta pomiędzy kierunkami padającego i rozpraszanego fotonu. Przy rozpraszaniu na wprost energia fotonu po rozproszeniu jest taka sama, jak przed rozproszeniem, natomiast przy rozpraszaniu wstecz energia rozproszonych fotonów jest najmniejsza i zależy od energii padającego promieniowania w przybliżeniu jak $E_0/(1+4E_0)$, gdzie energię wyraziliśmy w MeV. Prawdopodobieństwo procesu Comptona maleje ze wzrostem energii i jest proporcjonalne do liczby Z (liniowy współczynnik absorpcji będzie więc też proporcjonalny do Z , masowy zaś będzie od Z niezależny). Rozpraszanie bez zmiany kierunku fotonu i rozpraszanie wstecz zachodzi z różnym prawdopodobieństwem. Rozpraszanie comptonowskie odgrywa w szczególności ważną rolę w obrazowaniu np. w medycynie nuklearnej, gdyż osłabia ono jakość otrzymywanych obrazów.

Proporcja udziałów procesu fotoelektrycznego i comptonowskiego zależy silnie od liczby masowej materiału i energii użytego promieniowania. Wkład efektu fotoelektrycznego i comptonowskiego w masowy współczynnik absorpcji dla różnych energii fotonów i różnych materiałów pokazany jest na rys. 14.



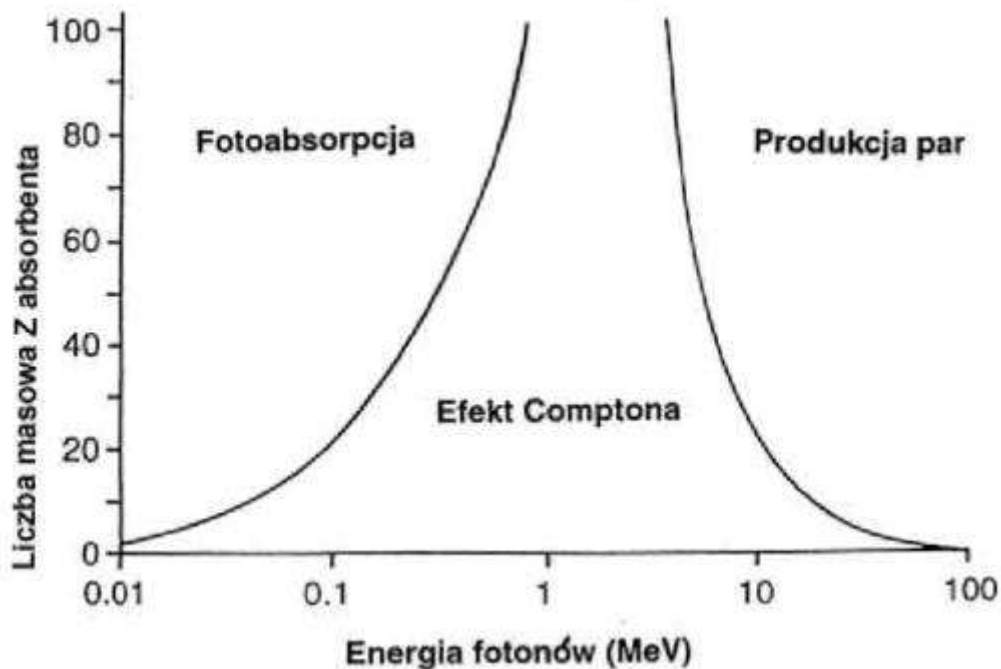
Rys.14 Wkład efektu fotoelektrycznego i comptonowskiego do masowego współczynnika absorpcji

1.4.3 TWORZENIE PAR ELEKTRON – POZYTON

Proces ten występuje dla fotonów o energii równej co najmniej dwóm masom spoczynkowym elektronu, tj. 1,02 MeV, gdyż jest to proces polegający na przemianie części energii fotonu w masę. Powstają wtedy jednocześnie cząstka - elektron i antycząstka – pozyton. Nadmiar energii (ponad wspomniane 1,02 MeV) idzie na nadanie parze odpowiedniej energii kinetycznej.

Prawdopodobieństwo takiego procesu rośnie z energią fotonu i jest proporcjonalne do Z^2 ośrodka.

Współczynnik absorpcji obliczany na atom ośrodka jest sumą współczynników dla poszczególnych procesów zachodzących w atomie. Tak więc, to co nas interesuje, to efekt wypadkowy. **Rysunki 12 i 13** pokazują w rzeczy samej zależności współczynnika absorpcji (na atom) i grubości połówkowej, uwzględniające efekt fotoelektryczny i efekt Comptona, jako że w obszarze energii pokazanym na rysunkach efekt tworzenia par jest nieznaczny. Dominację poszczególnych procesów w funkcji energii fotonów i liczby atomowej Z pokazuje **rys.15**.



Rys. 15 Zmiana dominacji różnych procesów oddziaływania fotonów w absorbcie o danej liczbie atomowej Z , w funkcji energii .

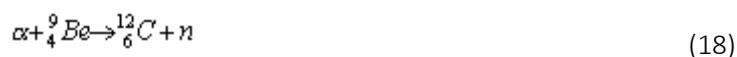
1.4.4 SKUTKI ODDZIAŁYWANIA PROMIENIOWANIA X I γ W MATERII

W zasadzie promieniowanie X i γ wywołuje cztery podstawowe skutki:

- Jonizację powietrza i innych gazów, w wyniku której gazy zaczynają przewodzić prąd elektryczny (efekt ten wykorzystywany jest m.in. w detekcji promieniowania X i γ)
- Jonizację atomów w komórkach, w wyniku której mogą wystąpić uszkodzenia radiacyjne np. materiału genetycznego
- Jonizację, która powoduje pobudzenie atomów do świecenia
- Zaczernienie filmu rentgenowskiego, będące wynikiem jonizacji halogenków srebra i bromu, znajdujących się w kliszy; zaczernienie filmu może być też wywołane promieniowaniem korpuskularnym
- Jonizację, która powoduje podgrzanie materiału, kiedy większa część zaabsorbowanej energii idzie na pobudzenie molekuł do drgań. Pobudzenie to prowadzi do lekkiego ogrzania ośrodka.

1.5 PROMIENIOWANIE NEUTRONOWE

Wyswobodzone z jąder neutrony tworzą tzw. promieniowanie neutronowe. Neutrony można wytwarzać na kilka sposobów, z których najstarszym jest reakcja jądrowa cząstek α z jądrami izotopu berylu ${}^9_4\text{Be}$:



Tak wytworzone neutrony służyć mogą wielu badaniom poznawczym. Silne strumienie neutronów otrzymujemy poprzez **reakcję rozszczepienia** np. jąder ${}^{235}_{92}\text{U}$, w której to reakcji tworzą się dwa fragmenty rozszczepienia, tj. jądra o porównywalnej masie oraz kilka - średnio 2,4 - neutronów. Biorąc pod uwagę odpowiednie energie wiązania okazuje się, że energia wyzwolona w takiej reakcji jest olbrzymia i wynosi ok. 200 MeV. Neutrony można też wytworzyć w tzw. **reakcji spalacji (kruszenia)**, w której to wysokoenergetyczne protony w wyniku zderzenia z jądrami ciężkiego metalu (ołów, wolfram, itp.) dosłownie rozbijają jądro na drobne fragmenty, a w zależności od energii padającego protonu można otrzymać od kilkunastu do kilkuset neutronów z jednej reakcji. Powstające w tych procesach neutrony mają energie rzędu megaelektronowoltów i są bardzo przenikliwe, z łatwością przenikają nawet przez grube warstwy ciężkich metali. Wchodząc w reakcje jądrowe z jądrami materii na swej drodze tworzą cząstki naładowane, które z kolei jonizują ośrodek. Tak więc jonizacja ośrodka przez neutrony jest **jonizacją pośrednią** w przeciwieństwie do omawianych dotąd mechanizmów jonizacji (wyjątek stanowi w szczególności jonizacja zainicjowana przez elektrony z par elektron-pozyton).

Jak powiedzieliśmy, promieniowanie neutronowe jest bardzo przenikliwe, zasięg neutronów jest z reguły bardzo znaczny: w powietrzu neutrony (nawet o energii kilku milielektronowoltów) mogą przebyć odległości rzędu kilometrów. Ponieważ podstawowym oddziaływaniem neutronów jest oddziaływanie z jądrami, skuteczność tego oddziaływania nie rośnie monotonicznie z wartością liczby atomowej, jak to się dzieje w przypadku oddziaływania promieniowania X, ale zmienia się od izotopu do izotopu. Dwa izotopy różniące się jednym neutronem mogą rozpraszać neutrony w diametralnie różny sposób. Oddziaływanie jądrowe neutronów powoduje, że np. ołów nie stanowi dla neutronów poważnej przeszkody, podczas gdy parafina, zawierająca wodór, który jest bardzo dobrym rozpraszaczem neutronów, stosunkowo słabo przepuszcza neutrony.

Ostatnio neutrony znalazły zastosowanie w radioterapii szczególnych nowotworów mózgu, tzw. glejaków. Terapia ta polega na wprowadzeniu w obszar nowotworu izotopu boru, ^{10}B , stanowiącego $\sim 20\%$ boru naturalnego. W reakcji neutronów o energiach rzędu kilku elektronowoltów z jądrami tego izotopu tworzy się jądro litu, cząstka alfa oraz kwant gamma:



Jonizacja komórek nowotworowych, wywołana cząstkami alfa i kwantami gamma niszczy te komórki. Opisana metoda terapeutyczna nosi w skrócie nazwę BNCT (od angielskiego *Boron Neutron Capture Therapy*)

1.6 WIĄZKI PROMIENIOWANIA

Bez względu na rodzaj, promieniowanie wychodzące ze źródła i padające na interesujący nas obiekt nazywamy **promieniowaniem pierwotnym**. Jeśli w wyniku zderzeń kierunek cząstki zmienia się, mówimy o **promieniowaniu rozproszonym**, natomiast, gdy wynikiem oddziaływania jest powstanie innego rodzaju promieniowania, jak np. promieniowania hamowania, mówimy o **promieniowaniu wtórnym**. Każdy z tych rodzajów promieniowania charakteryzuje się większą lub mniejszą przenikliwością, o czym już mówiliśmy. Przyjęto się nazywać promieniowanie przenikliwe **promieniowaniem twardym**, słabo przenikliwe zaś - **miękkim**. Oznacza to, że w obrębie jednego rodzaju promieniowania, np. beta, można wyróżniać "twardą" i "miękką" składową.

Promieniowanie pierwotne może rozchodzić się w przestrzeni w dowolnym kierunku, może też rozchodzić się w pewnym kącie bryłowym, tj. wewnątrz pewnego stożka wokół jakiegoś centralnego kierunku padania. W tym ostatnim wypadku mówimy o **wiązce promieniowania**. Wiazkę pierwotną możemy z reguły łatwo kształtować przez systemy kolimatorów lub przesłon, co szczególnie jest istotne m.in. w teleterapii. Taka wiązka jest nazywana **wiązką wąską**. Może ona taką pozostać i po rozproszeniu, jeśli udział promieniowania rozproszonego w pełnej wiązce będzie niewielki. W wyniku oddziaływania wiązki pierwotnej z materią możemy przekształcić ją we **wiazkę szeroką**. Mierząc moc dawki w określonym punkcie przestrzeni może okazać się, że na jej wartość zasadniczy wpływ ma właśnie promieniowanie rozproszone. W wypadku wiązki wąskiej, zasadniczy wkład do mocy dawki pochodzi od promieniowania pierwotnego. Podane tu rozróżnienie, przyjęte w ochronie radiologicznej, ma sens jedynie w sytuacjach, w których nie daje się skolimować wiązki rozproszonej. Na pewno dzieje się tak wewnątrz naświetlanego pacjenta.

2 TŁO PROMIENIOWANIA LUB PROMIENIOTWÓRCZOŚĆ ŚRODOWISKA

2.1 UWAGI OGÓLNE

Rozwojowi naszego Wszechświata, a więc i Ziemi i organizmów na niej towarzyszyło zawsze promieniowanie elektromagnetyczne i korpuskularne; było i jest ono nierozdzielalną częścią tego rozwoju. Z Kosmosu dochodzi do nas oprócz światła widzanego promieniowanie w zakresie niskich energii (mikrofały, podczerwień), nadfiolet, dochodzi do nas także promieniowanie korpuskularne, złożone z cząstek subatomowych, których prędkości potrafią osiągnąć 200 000 km/s: 5 okrążeń Ziemi wokół równika w czasie jednej sekundy! Składnikami promieniowania jądrowego są w Kosmosie protony, miony, piony, cząstki alfa, elektrony i pozytony oraz fotony: promieniowanie X i γ . Biorąc pod uwagę inne naturalne źródła promieniowania w naszym otoczeniu (powiemy o nich za chwilę) można obliczyć, w każdej sekundzie przenika przez nas około 15000 cząstek jonizujących. Teoretycznie, każdy akt jonizacji w obrębie naszych komórek może doprowadzić do zainicjowania nowotworu lub chorób genetycznych. Podczas niektórych wielokrotnych prześwietleń, w procedurze fluoroskopii czy tomografii komputerowej, przenika przez nasze płuca aż 100 miliardów fotonów. Jak widać, choć teoretycznie każda cząstka promieniowania jonizującego może być groźna, szansa na to, aby się taką stała jest bardzo niewielka: jeśli nawet wystąpi uszkodzenie w obrębie komórki, może być ono zreperowane dzięki naturalnym siłom obronnym organizmu. Jak się szacuje, prawdopodobieństwo, iż dana cząstka, czy kwant gamma (foton) wywoła zmiany nowotworowe lub genetyczne wynosi jeden do $30 \cdot 10^{12}$. W skali całej ludności Ziemi oznacza to zgon ok. 1.5% ogółu ludności rocznie. Choroby nowotworowe jednak, na które umiera ok. 20% ludzi, dalece nie są jedynymi, prowadzącymi do zgonu (np. na choroby serca umiera większy procent ludzi).

Oprócz naturalnych źródeł, do których obok promieniowania z Kosmosu zaliczamy promieniowanie pochodzące z nuklidów promieniotwórczych znajdujących się w skałach i glebie (np. uran-235 i 238, tor-232, wreszcie potas-40), w samym człowieku znajdują się pewne ilości jąder promieniotwórczych. Dodatkowo produkujemy źródła sztuczne, z których najbardziej znanymi są trzy: bomby jądrowe, reaktory jądrowe i źródła do terapii, w tym akceleratory medyczne. Choć takie źródła wnoszą wkład do ogólnego bilansu poziomu promieniowania, łatwo pokazać, że jest to wkład stosunkowo niewielki, jeśli porówna się go z poziomem tła, tj. promieniowaniem nas otaczającym, które ewidentnie nie powoduje znaczących szkód.

2.2 PROMIENIOWANIE NATURALNE WOKÓŁ NAS

Jak mówiliśmy, pierwszym źródłem promieniowania jonizującego jest Kosmos. W zewnętrznych warstwach atmosfery napotykamy całe widmo promieniowania elektromagnetycznego: od widzialnego do wysokoenergetycznych kwantów gamma, a także intensywne, wysokoenergetyczne promieniowanie korpuskularne.

Wyniki pomiarów (Wanda Leyko w „Biofizyka dla biologów”, pod red. M. Bryszewskiej i W. Leyko, PWN, Warszawa 1997, str. 418) wskazują, iż na półkuli północnej Ziemi i szerokości geograficznej powyżej 55° przez każdy centymetr kwadratowy przechodzi w ciągu godziny ok. 4500 protonów, 600 cząstek α , 30 jonów C, N i O, 8 atomów Mg, 3 wapnia i 1 żelaza. Wielkie energie cząstek promieniowania kosmicznego (od ok. 100 MeV do 10^{20} eV) są na szczęście znacznie wytracane w procesach zderzeń cząstek z jądrami i atomami atmosfery otaczającej Ziemię. W wyniku zderzeń wysokoenergetycznych protonów z jądrami dominującymi w atmosferze ziemskiej atomów tlenu, czy azotu, powstają neutrony, protony, piony (zarówno obojętne π^0 , jak i naładowane π^+ i π^-), kaony i inne cząstki

elementarne. Wysokoenergetyczne fotony (promienie gamma) mogą w obecności innych jąder przemienić się w parę elektron i pozyton (elektron dodatnio naładowany), piony rozpaść się na miony i neutrino, miony również nie są cząstkami trwałymi.

Jak wspominaliśmy, skorupa ziemska zawiera sporo jąder (nuklidów) promieniotwórczych, z których główne można zebrać w cztery **szeregi (rodziny) promieniotwórcze**: uranowo-radowy, uranowo-aktynowy, toru i neptunu. Utworzone kilka miliardów lat temu aktywne (promieniotwórcze) jądra jak ^{144}Nd czy ^{235}U przetrwały do dziś. Najczęściej spotykanymi pierwiastkami promieniotwórczymi w skałach są ^{40}K , ^{87}Rb oraz produkty rozpadów promieniotwórczych ^{238}U i ^{232}Th . Spośród długożyciowych pierwiastków, zasadniczy wkład do promieniotwórczości naturalnej Ziemi wnoszą ^{235}U i ^{238}U , ^{226}Ra i ^{228}Ra oraz ^{210}Pb . Te trzy ostatnie nuklidy są wchłaniane przez rośliny i poprzez łańcuch pokarmowy dostają się też do człowieka, podobnie jak inny popularny izotop promieniotwórczy ^{40}K . Wchłanianymi przez człowieka są również ^{137}Cs i ^{90}Sr , które, jako produkty reakcji rozszczepienia uranu, mogą być rozpraszane w środowisku po wybuchach jądrowych oraz w wyniku awarii reaktorów, takich jak np. pożar elektrowni czarnobylskiej. Zarówno promieniotwórczy cez, gromadzący się w tkankach miękkich, jak i promieniotwórczy stront, gromadzący się w kościach, mogą być groźne dla organizmu ludzkiego.

Wspomniane wyżej jądra uranu, jak i toru przechodzą długi cykl rozpadów promieniotwórczych. Np. izotop uranu, ^{238}U , ośmiokrotnie rozpada się na drodze rozpadu α i sześciokrotnie na drodze rozpadu β zanim stanie się stabilnym izotopem ołowiu-206, a tor-232 przechodzi sześć rozpadów typu α i cztery typu β nim przekształci się w stabilny ołów-208. W obu tych łańcuchach rozpadu tworzą się izotopy gazu szlachetnego – radonu, które – dyfundując poprzez glebę i szczeliny skalne – wydostają się na zewnątrz złoża i mieszają się z powietrzem, którym oddychamy. Ze względu na czasy życia izotopów radonu, w zasadzie tylko jeden z nich, ^{222}Rn , (o półokresie rozpadu 3,8 dnia), wnosi istotny wkład do dawki pochodzącej od źródeł naturalnych. Chociaż radon jest słabo rozpuszczalny w wodzie, a więc morza i oceany zawierają go stosunkowo niewiele, przy wypompowywaniu wody z głębokich podkładów łatwo może się zdarzyć, że wiele tego gazu wydostanie się na zewnątrz. Być może więc ciesząc się kąpielą pod prysznicem (w domku z indywidualnym ujęciem wody) właśnie w tym momencie znajdujemy się pod zwiększonym wpływem promieniotwórczego radonu. W niektórych oszacowaniach podaje się, że 6-12% wszystkich przypadków zachorowań na raka płuc pochodzi właśnie z działania radonu, przy czym groźny jest nie tyle sam gaz, lecz produkty jego rozpadu, jakimi są jony polonu, bizmutu czy ołowiu. Te, będąc elektrycznie naładowanymi, przyczepiają się do cząsteczek kurzu, są wdychane przez nas i osadzają się w płucach. Będąc tam i rozpadając się dalej, wysyłają do tkanki płucnej i w jej okolicy jonizujące tkanekę produkty rozpadu. W ocenie dawek pochodzących od różnych źródeł promieniowania jonizującego szacuje się, że udział pochodzący od radonu wynosi ok. 55% średniej dawki (w Polsce jest to ~ 3.4 mSv/rok) otrzymywanej przez człowieka. Rozkład dawki, otrzymywanej przez mieszkańca Polski, na poszczególne składowe pokazują Tabele 3 i 4 oraz **rys. 16**.

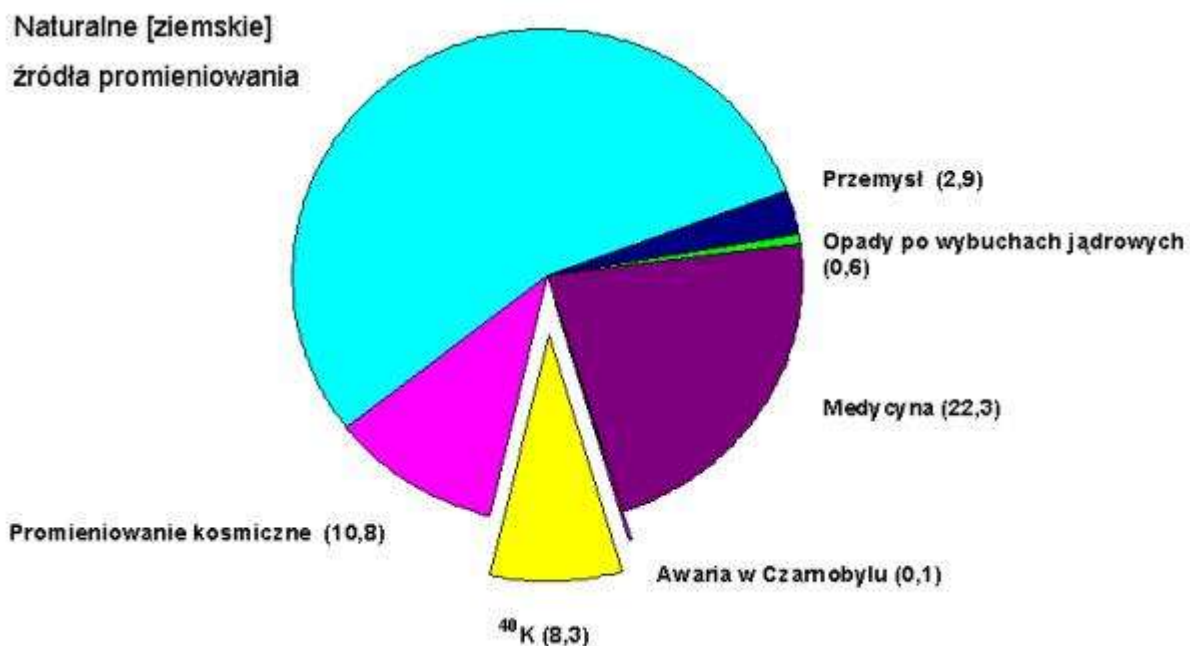
Tabela 3. Roczny efektywny równoważnik dawki promieniowania jonizującego dla Polski według źródeł pochodzenia [dane CLOR].

Rok 1999 – 3,3 mSv

ŹRÓDŁA NATURALNE		ŹRÓDŁA SZTUCZNE	
	%		%
radon	40,0		
toron	2,0		
gamma	13,9		
wewnętrzne	8,5		
kosmiczne	8,7		
		diagnostyka medyczna	25,8
		awarie	0,4
		inne (np. ekrany TV, PC)	0,7
RAZEM	73,1	RAZEM	26,9

Rok 2000 – 3,3 mSv

ŹRÓDŁA NATURALNE		ŹRÓDŁA SZTUCZNE	
	%		%
radon	0,0		
toron	2,0		
gamma	3,8		
wewnętrzne	8,6		
kosmiczne	8,7		
		diagnostyka medyczna w tym: badania rentgenowskie badania „in vivo”	25,8 24,3 1,5
		awaria elektrowni w Czarnobylu	0,4
		inne(np. ekrany TV,PC) w tym: praca przedmioty, narzędzia wybuchy z poprzednich lat	0,7 0,1 0,2 0,4
RAZEM	73,1	RAZEM	26,9



Rys.16 Rozkład dawki w Polsce na poszczególne składowe (%)

Tabela 4. Średnia dawka dla Polski w 1996 roku w/g źródeł

Źródła promieniowania	Dawka [mSv]	%
Naturalne źródła promieniowania:		
Radon z szeregu U	1,420	40,50
Radon z szeregu Th	0,080	2,30
Gleby i skały		
potas ⁴⁰ K	0,120	3,40
szereg uranowy U	0,130	3,70
szereg torowy Th	0,210	6,00
Ciało ludzkie:		
potas ⁴⁰ K	0,170	4,85
szereg uranowy U	0,055	1,57
szereg torowy Th	0,007	0,20
Inne	0,015	0,43
Pierwotne promieniowanie kosmiczne	0,380	10,84
Izotopy wytworzone przez promieniowanie kosmiczne	0,010	0,29
Źródła wytworzone przez człowieka :		
Badania radiologiczne	0,700	20,00
Medycyna jądrowa	0,080	2,30
Wyroby przemysłowe	0,100	2,90
Odpady promieniotwórcze	0,020	0,60
Awaria w Czarnobylu	0,005	0,14
Energetyka jądrowa	0,002	0,06
RAZEM	3,504	100,0

Typowe aktywności powietrza wynikające ze stałej obecności radonu w środowisku podane są w Tabeli 5

Tabela 5. Aktywności radonu w naszym otoczeniu wg. G.Marx, „Atoms in our hands”, Roland Eötvös Physical Society, Budapest (1995), str. 51

Miejsce pomiaru	Aktywność [Bq/m ³]
Powietrze przy gruncie	10
Wietrzony pokój	40
Pokój zamknięty	80
Piwnica	400
Pieczara	10000
Odwierty o wysokiej aktywności	100000

Łączna średnia radioaktywność każdego kilometra kwadratowego skorupy ziemskiej może być oceniana na 1 Ci, tj. $3,7 \cdot 10^{10}$ Bq. Przekładając aktywność na język dawek promieniowania, które mierzymy w siwertach (1 siwert to dawka odpowiadająca pochłonięciu przez kilogram ciała promieniowania o energii 1 dżula, z uwzględnieniem stopnia biologicznej szkodliwości danego rodzaju promieniowania), średnia dawka roczna przypadająca na mieszkańca wynosi ok. 2,5 mSv, przy czym średnia dawka pochodząca od promieniowania skorupy ziemskiej wynosi na ogół 0,3 do 0,6 mSv rocznie. Na świecie można znaleźć jednak wiele obszarów, w których poziom promieniowania jest znacznie wyższy i może wynosić aż kilkaset milisiwertów rocznie. Nie stwierdzono dotąd, aby osoby zamieszkujące na obszarach o tak znacznie podwyższonym poziomie promieniowania wykazywały większą niż inni skłonność do zachorowań na choroby nowotworowe, czy też, aby częstotliwość mutacji komórek była tam większa niż gdzie indziej.

Otrzymywana dawka promieniowania zależy silnie od wysokości: na poziomie morza moc dawki wynosi ok. 0,03 μ Sv/godz, na poziomie 2000 m. wynosi już 0,1 μ Sv/godz (czyli ok. 0,88 mSv/rok), na poziomie 12 km – 5 μ Sv/godz, a na wysokości 20 km nad poziomem morza aż 13 μ Sv/godz .

Ślady pierwiastków promieniotwórczych znajdują się w węglu, w dymie i popiele, pochodzących ze spalania węgla. Produkty spalania, typowe dla konwencjonalnych elektrowni węglowych osadzają się w glebie, przenikają do roślin i wreszcie trafiają do przewodów pokarmowych zwierząt i ludzi. Energia pochodząca ze źródeł geotermalnych też nie jest wolna od problemu promieniotwórczości, bowiem w wodzie z tych źródeł znajduje się dość pokaźna domieszka nuklidów promieniotwórczych. Powszechnie stosowane nawozy fosforowe (fosfatowe), do wytwarzania których używane są odpowiednie skały, zawierają spore domieszki pierwiastków z szeregu uranowego. W procesach wydobywania rud uranowych, ale nie tylko tych, górnicy narażeni są także na podwyższone stężenia promieniotwórczego radonu.

Spośród nuklidów promieniotwórczych znajdujących się w naszych ciałach należy wymienić przede wszystkim następujące: ¹⁴C i tryt, ³H, które znalazły się tam wskutek działania promieniowania kosmicznego, potas ⁴⁰K, wchłaniany przez nas z naturalnym potasem, oraz ⁸⁷Rb. Spożywając ryby morskie i tzw. owoce morza, zawierające pewne ilości ²¹⁰Pb i ²¹⁰Po, do naszych organizmów dostają się i te dwa izotopy promieniotwórcze. Mięso niektórych zwierząt zawiera także pewne ilości pierwiastków promieniotwórczych, jak ²¹⁰Po u renów, czy uran u kangurów i owiec w Australii. Z wymienionych tu nuklidów najważniejszym jest potas-40 o nadzwyczaj długim półokresie rozpadu, aż 1,3 miliarda lat. Choć ten radionuklid pojawia się w naturalnym potasie w minimalnych ilościach,

zaledwie 117 atomów na każdy milion atomów naturalnego potasu, wystarcza to, aby w ciele osobnika o wadze 70 kg następowało około 4000 przemian beta na sekundę. Oprócz łatwo przyswajalnego potasu, nasz organizm przyswaja uran, stront, rad i tor, spośród których ^{226}Ra , obecny zarówno w glebie jak i wodzie, prowadzi do największej liczby rozpadów promieniotwórczych w naszych organizmach. Dzieje się tak dlatego, że pierwiastek ten jest podobny chemicznie do wapnia i baru, które są szczególnie łatwo wchłaniane. Szczególnym radionuklidem naświetlającym nas od wewnątrz jest węgiel ^{14}C , pochodzenia kosmicznego, mający półokres rozpadu 5730 lat. Tworzy się on w wyniku reakcji jądrowych protonów z jądrami azotu i jest łatwo wchłaniany przez organizmy żywe. Gdy organizm umiera, wchłanianie tego węgla ustaje. Typowy dorosły ma w sobie tyle ^{14}C , że zachodzą w nim około 4000 rozpadów beta na sekundę, podobnie jak w przypadku potasu. Różnicę między promieniowaniem tych dwóch radionuklidów określa jednak energia promieniowania, która w przypadku przemiany β izotopu ^{14}C wynosi 155 keV (proces rozpadu β jest procesem trzyciałowym, w którym oprócz cząstki β występuje też neutrino i należy odróżniać całkowitą energię przemiany od energii emitowanej cząstki β ; w przypadku przemiany β izotopu ^{14}C średnia energia promieniowania β wynosi 49,5 keV). Przemianom β izotopu ^{40}K towarzyszy promieniowanie β o średniej energii 455 keV lub promieniowanie γ o energii 1,46 MeV, opuszczające nasze ciało (towarzyszy ono procesowi wychwytu elektronu). Izotopy ^3H , ^{14}C i ^{87}Rb wysyłają miękkie promieniowanie beta o średniej energii <100 keV, łatwo pochłaniane wewnątrz ciała człowieka, patrz Tabela 6.

Tabela 6. Nuklidy promieniotwórcze zawarte w ciele ludzkim (dane dla tzw. „umownego człowieka”) oraz podstawowe charakterystyki emitowanego promieniowania

Izotop	Liczba atomów	Liczba rozpadów [Bq]	Przemiana	Energia rozpadu [keV]	Energia średnia $\langle E_{\beta} \rangle$ [keV]	Orientacyjny zasięg w tkance dla $\langle E_{\beta} \rangle$ [μm]
^3H	$4,2 \times 10^{10}$	75	β	19	5,7	0,5
^{14}C	7×10^{14}	2690	β	156	49,5	39
^{40}K	$2,5 \times 10^{20}$	4340	β	β 1312 γ 1461	455	1600
^{87}Rb	$1,4 \times 10^{21}$	625	β	274	82	95

„Umowny człowiek” (reference man) wymyślony dla celów naukowych i statystycznych: waga 70 kg, wzrost 175 cm, pracujący 40 godz. / tydzień, dieta : ok. 1,5 kg suchej żywności + 1,2 litra płynów, oddychanie: 20 m³ powietrza na dobę przy umiarkowanym wysiłku fizycznym

3 TELETERAPIA

Promieniowanie jonizujące jest szeroko stosowane w nauce i technice. Instytut Problemów Jądrowych, jako jedyny w Polsce producent akceleratorów medycznych jest szczególnie zainteresowany zastosowaniami fizyki jądrowej w medycynie – stąd też na końcu chcieliśmy zamieścić trochę uwag właśnie temat **radiologii**, jako tej właśnie dziedziny, która zajmuje się praktycznymi zastosowaniami promieniowania jonizującego. Spośród wielu odmian radiologii najbardziej znaną i szczególnie rozwiniętą jest radiologia medyczna. Wyróżniamy w jej ramach radiodiagnostykę i radioterapię, a towarzyszą im radiobiologia i ochrona radiologiczna.

W obrębie radiodiagnostyki rozróżniamy **rentgenodiagnostykę** tradycyjną i cyfrową (z tomografia komputerową włącznie), oraz tzw. **medycynę nuklearną** w wersjach mniej lub bardziej nowoczesnych.

W przypadku rentgenodiagnostyki problemy ograniczają się głównie do rzutowania oraz rekonstrukcji obrazu. W przypadku medycyny nuklearnej dochodzą jeszcze kwestie farmakokinetyki preparatów znakowanych izotopami, dozymetrii i preparatyki izotopowej. Zagadnienia radiodiagnostyki są w porównaniu z problemami radioterapii stosunkowo proste. Tę można z kolei podzielić na *teleradioterapię* (lub *teleterapię*) w której źródło promieniowania oddalone jest od ciała pacjenta (na ogół od 30 do 150 cm) oraz *brachyterapię* w której źródło promieniowania umieszczone jest śródtkankowo lub w jamach ciała

W radioterapii, operującej zwykle dawkami dużo większymi niż stosowane w diagnostyce, zachodzi konieczność precyzyjnego zaplanowania rozkładu dawki w tkankach. Rzecz staje się trudną w przypadku teleradioterapii wielopolewej, a zwłaszcza obrotowej, gdzie dla różnych kierunków naświetlania potrzebny jest inny kształt przekroju wiązki i zmodyfikowany, dla danego przekroju, rozkład strumienia promieniowania .

Nie jest tutaj naszym celem omawianie ani zaawansowanych modeli matematycznych stosowanych w obliczeniach, ani złożonych problemów fizycznych oraz technicznych (skomplikowana aparatura o bardzo wysokich standardach jakości). Ograniczymy się tylko do paru uwag dotyczących stosowania akceleratorów medycznych.

Mamy dwa rodzaje aparatów teleterapeutycznych: te, które robią użytek z promieniowania gamma ze źródła izotopowego oraz akceleratory, w których elektrony, po uzyskaniu wysokiej energii i odpowiednim uformowaniu wiązki, uderzają następnie w tzw. target, wytwarzając wiązkę promieniowania X, która kierowana jest na pacjenta. Wyspecjalizowane akceleratory wytwarzają wiązki elektronowe o kilku energiach i wiązki fotonowe o jednej lub dwu energiach. Oczywiście akceleratory mogą też wytwarzać wiązki ciężkich cząstek naładowanych, używanych w tzw. **radioterapii hadronowej**.

3.1 TYPOWE ŹRÓDŁA; "BOMBA KOBALTOWA" I LINIOWY AKCELERATOR MEDYCZNY

Natężenie promieniowania gwałtownie spada ze wzrostem odległości od źródła, szczególnie jest to odczuwane przy małych odległościach. Jednakże istotną dla leczenia sprawą jest jednorodność natężenia wiązki w obszarze naświetlanego guza. Jednorodność tę łatwiej otrzymać przy dużych odległościach. Z kolei, aby naświetlanie nie było zbyt długie, aktywność źródła musi być stosunkowo duża. I tak, przy typowym czasie naświetlania 2-4 minuty, dostarczona do pacjenta dawka powinna być na poziomie 2-3 Gy. Oznacza to dalej, że aktywność źródła powinna sięgać około 100 TBq tj. 10^{14} rozpadów/s. Takie źródło powinno mieć dużą aktywność właściwą, a ponadto długi czas życia, aby dawka nie zmieniała się z czasem, a także, aby źródło mogło być eksploatowane dostatecznie długo. Przegląd najczęściej używanych w źródłach izotopów podaje tabela 6.

Tabela 7. Źródła promieniotwórcze najczęściej używane w teleterapii

Izotop	Wytwarzanie izotopu	Energie fotonów [MeV]	Półokres rozpadu	Aktywność dająca w odległości 1 m moc dawki 1Gy/min	Uwagi
⁶⁰ Co	Aktywacja ⁵⁹ Co w reaktorze	1,17 1,33	5,26 lat	1,7x10 ¹⁴ Bq (4,6 kCi)	Uzyskuje się źródła o średnicy 0,5-2 cm, słaby wpływ na skórę
¹³⁷ Cs	Chemiczna separacja produktów rozszczepienia	0,66	30 lat	6,7x10 ¹⁴ Bq (18,1 kCi)	Niska aktywność właściwa; źródła stopniowo wycofywane z użycia
²²⁶ Ra	Z rozpadu naturalnego uranu ²³⁸ U (separacja chemiczna)	Wiele fotonów w zakresie do 2,2 MeV (średnio 0,87 MeV)	1602 lata	2,7x10 ¹⁴ Bq (7,22 kCi)	Źródło rzadkie, drogie, trudno uzyskać odpowiednio duże aktywności właściwe. Niskoenergetyczne fotony są częściowo absorbowane w źródle i nie wnikają w tkankę na dostateczną głębokość. Fotony o wysokiej energii, jako nazbyt przenikliwe, wymagają silnych osłon wokół głowy.

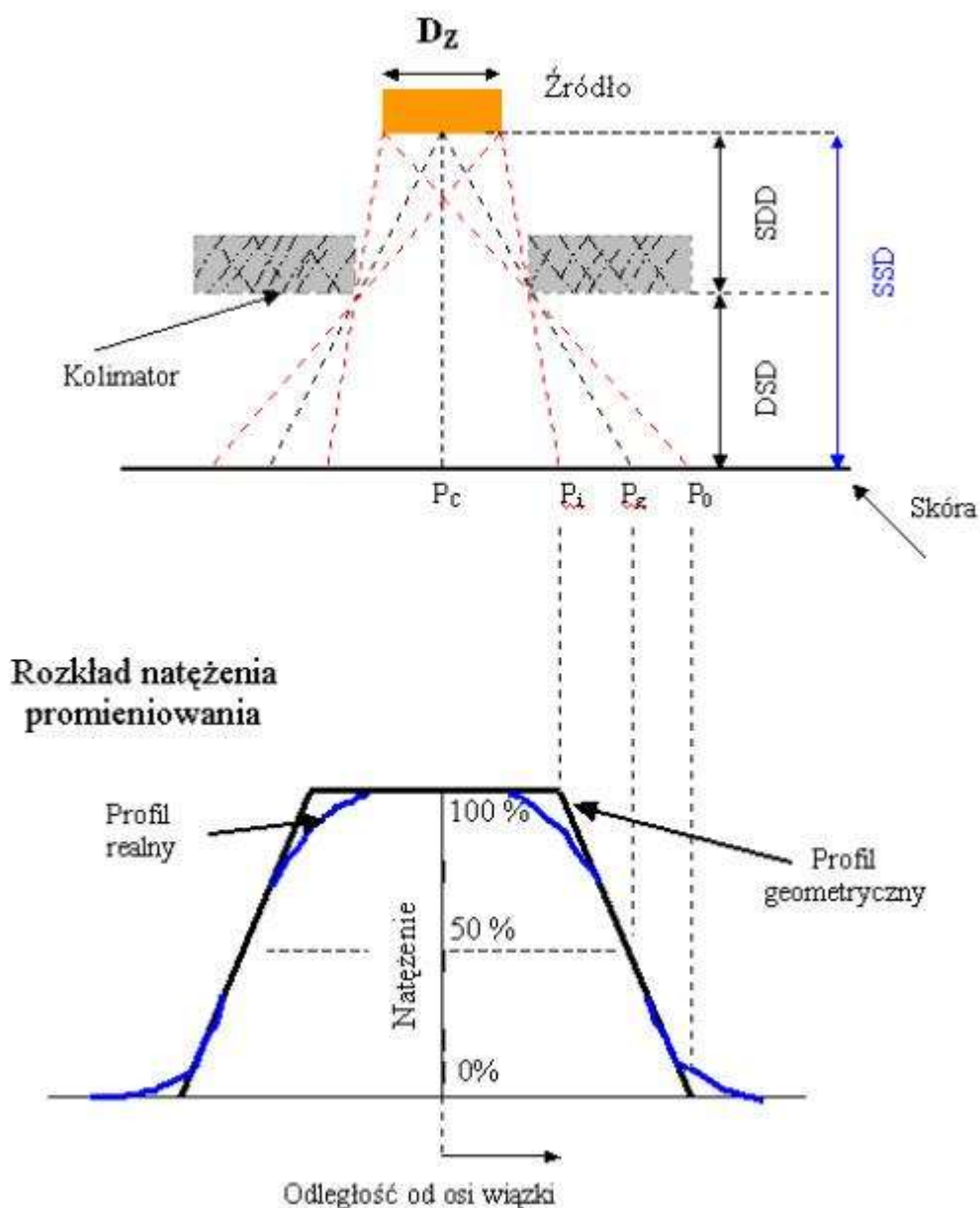
Niewątpliwie najczęściej używanym narzędziem w teleterapii, opartym na źródle promieniotwórczym, jest tzw. bomba kobaltowa, wykorzystująca promieniowanie izotopu ⁶⁰Co. Rozwiązanie techniczne samej głowicy, tj. sposób odkrywania i zasłaniania źródła pominiemy, natomiast rozpatrzmy bliżej ważną sprawę, jaką jest kształtowanie i kolimowanie wiązki kierowanej na pacjenta.

Rys. 17 pokazuje rozkład wiązki wychodzącej ze źródła o rozmiarach poprzecznych D_z . W odległości SDD znajduje się dolna krawędź przesłony kolimującej (diafragmy), skóra pacjenta zaś znajduje się w odległości SSD od źródła. Łatwo zauważyć, że z punktu P_c na skórze widoczne jest całe źródło, podczas, gdy z punktu P_g tylko pół. Wiązka padająca na skórę będzie się więc charakteryzowała - w idealnej sytuacji - trapezoidalnym rozkładem natężenia. Punkty P_i i P_o wskazują dwie krawędzie cienia: wewnętrzną i zewnętrzną. Przez **cień geometryczny** rozumiemy szerokość P_iP_o . Można pokazać, że

$$P_iP_o = D(SSD - SDD)/SDD, (20)$$

a więc zmniejszenie tego rozmiaru może być zrobione albo poprzez zmniejszenie rozmiaru źródła D , albo powiększenie odległości SDD. Pierwsza możliwość prowadzi przy odpowiednio małych rozmiarach do zmniejszenia aktywności źródła. Druga zaś do powstania (wskutek wybijania elektronów z materiału diafragmy przez padające na nią fotony) zbyt dużej ilości promieniowania elektronowego. Elektrony te będą zwiększać dawkę kierowaną na skórę, co zawsze należy mieć na uwadze. Z praktycznych więc względów wymagana jest przerwa rzędu 20 cm pomiędzy diafragmą a skórą. Efektowi promieniowania wtórnego można trochę przeciwdziałać przez zastosowanie przesłon z materiałów o niskich wartościach Z , umieszczonych tuż za krawędzią diafragmy. Tu jednak nie unikniemy wybijania

elektronów wtórnych w takich przesłonach. Tak więc zawsze potrzebny jest pewien kompromis oparty o ilościową ocenę dawki dostarczanej na skórę pacjenta.

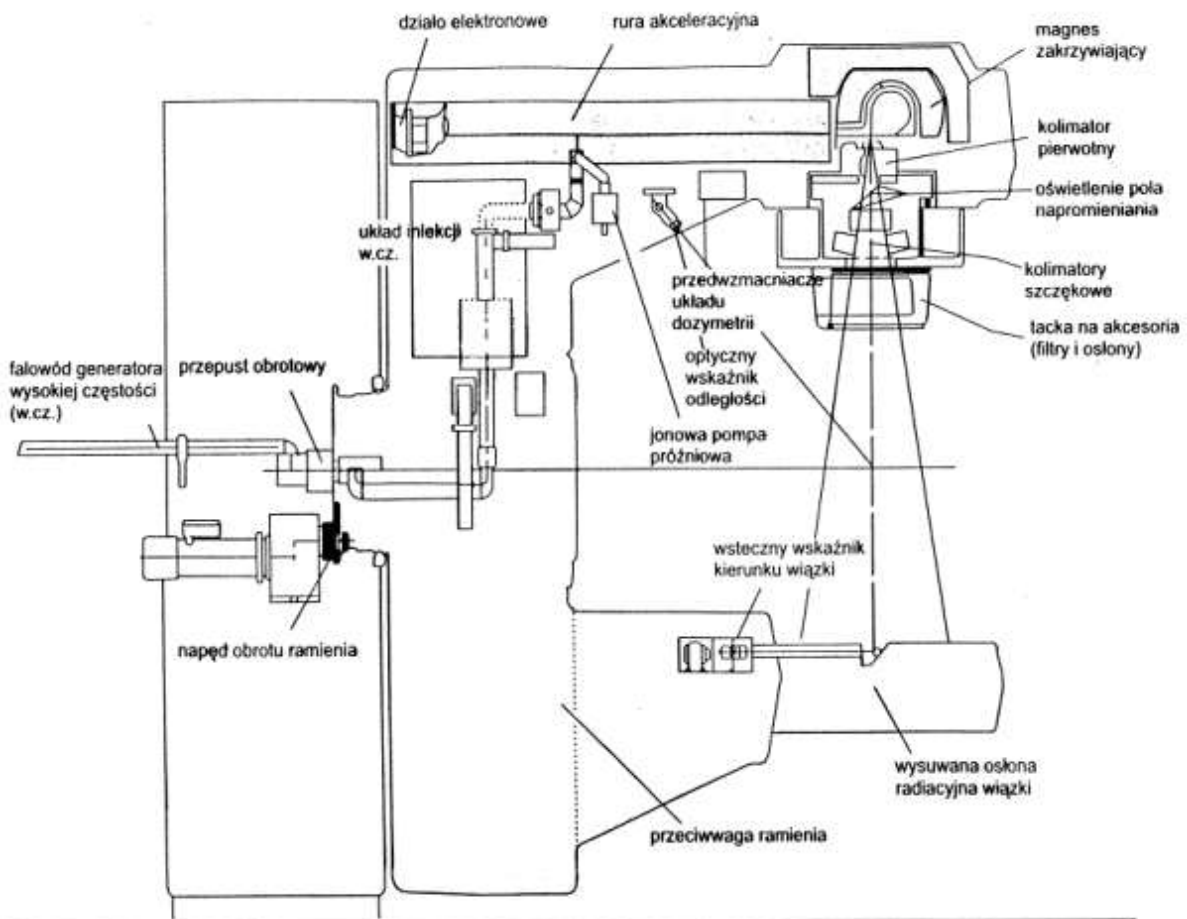


Rys.17 Wpływ kolimatora na ukształtowanie wiązki promieniowania

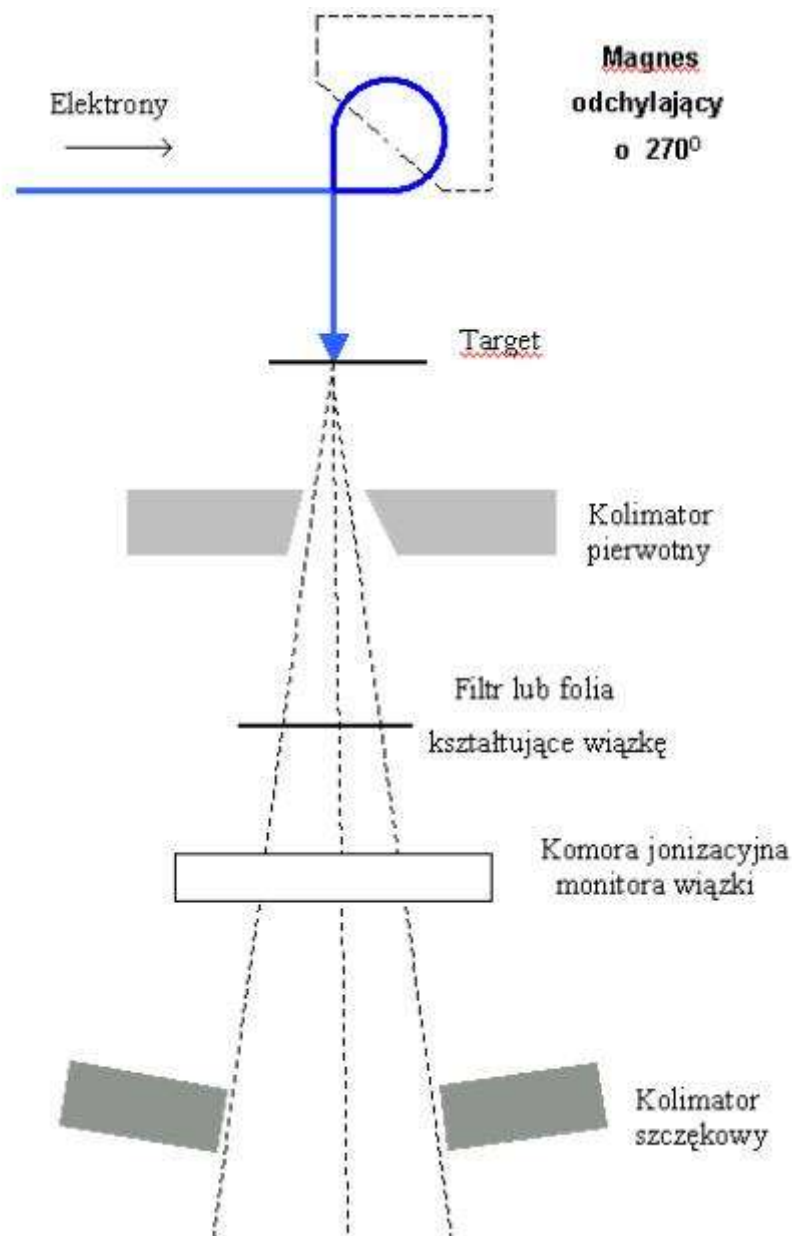
Oddzielnym problemem jest kształtowanie wiązki za pomocą różnych kolimatorów, które ograniczają także rozbieżność wiązki w kierunku pionowym.

Rys. 18 pokazuje schemat liniowego akceleratora medycznego, **rys. 19** zaś kształtowanie wiązki promieniowania dostarczanego do pacjenta. Na rysunku tym rozpoznajemy kolimator wstępny oraz kolimator ustalający rozmiary wiązki w najbliższej odległości od pacjenta. Od strony źródła, wiązka elektronów o energii kilku lub kilkunastu megaelektronowoltów uderza w target, w wyniku czego powstaje wiązka promieni X o rozkładzie natężenia silnie wypikowanym ku przodowi. Tę niejednorodność usuwamy przy pomocy specjalnego filtra, który jest grubszy w części centralnej i cieńszy w peryferyjnej. Natężenie wiązki jest monitorowane na ogół w kilku miejscach przez komory jonizacyjne. Oczywiście odchylenie wiązki elektronów w magnesie odchyłającym zależy od rodzaju akceleratora. Może ono wynosić 270° czy 90°, ale są też akceleratory, w których w ogóle nie ma

magnesu odchylającego. Ważnym elementem we współczesnych akceleratorach terapeutycznych jest ramię, na którym zamontowana jest głowica, i które to ramię może obracać się wokół pacjenta, patrz **rys. 18**. Czasem też, zamiast uderzania w target celem wytworzenia promieniowania X, wiązka elektronowa o małym przekroju poddana jest rozpraszaniu przez cienką folię, dzięki czemu uzyskuje potrzebne dla celów klinicznych rozmiary. W zależności od wyboru energii, używane są różne folie rozpraszające. W przeciwieństwie do "bomby" kobaltowej, wiązka akceleratorowa jest emitowana w impulsach. Stąd też aby oszacować dawkę dostarczaną do pacjenta potrzebne jest mierzenie sygnałów z monitorujących komór jonizacyjnych.



Rys. 18 Schemat współczesnego akceleratora medycznego



Rys.19 Kształtowanie wiązki promieniowania

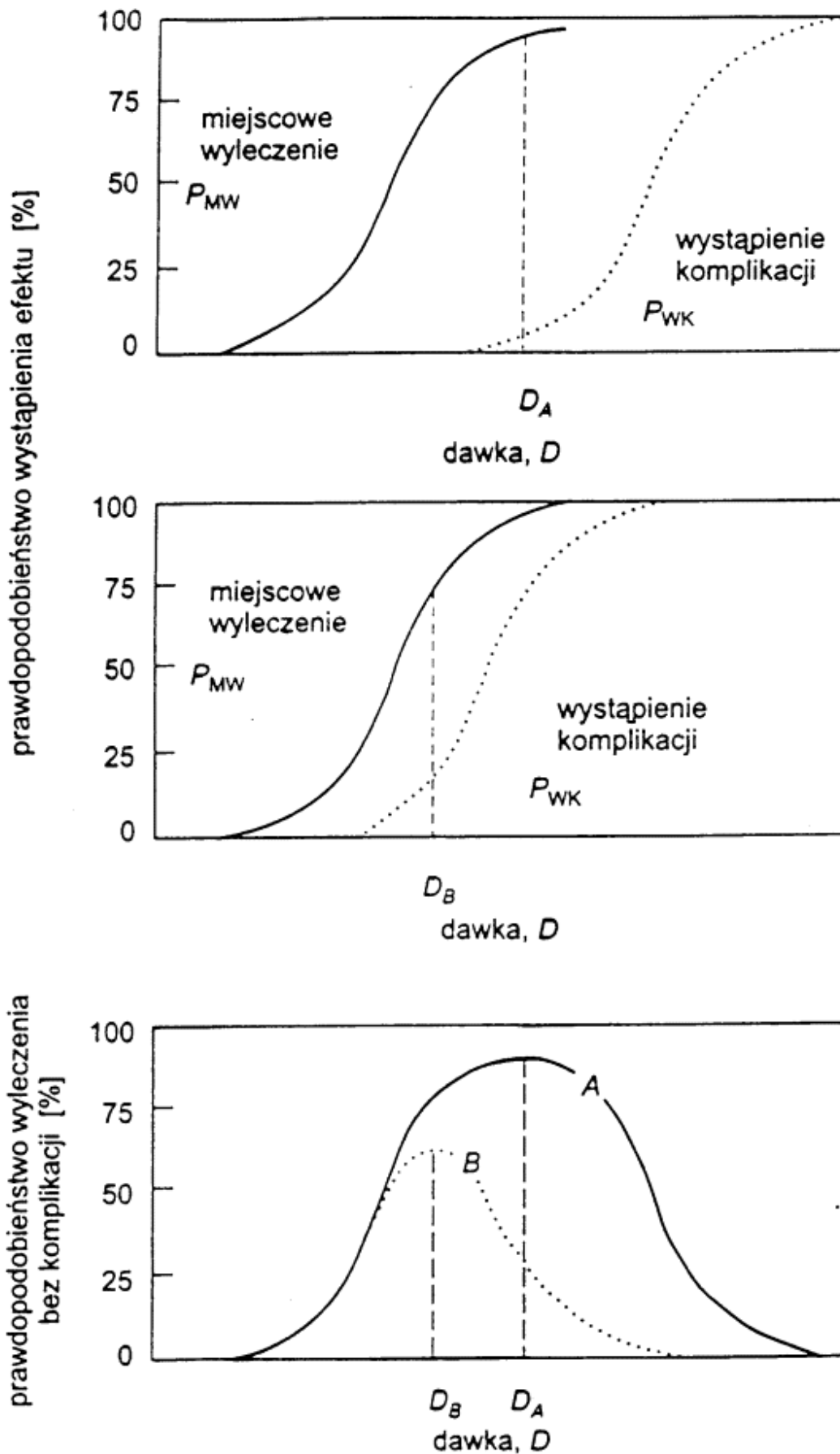
3.2 UWAGI OGÓLNE NT. RADIOTERAPII

W radioterapii należy dostarczyć odpowiednio wysoką dawkę promieniowania jonizującego do tkanki chorej (raka, guza nowotworowego), a jednocześnie w miarę możliwości nie dopuścić do naświetlenia tkanki zdrowej. Niestety, spełnienie obu wymagań naraz nie zawsze jest możliwe. **Rys. 20** pokazuje typowy przebieg prawdopodobieństwa miejscowego wyleczenia (P_{MW}) w funkcji dawki, a jednocześnie prawdopodobieństwa wystąpienia komplikacji (P_{WK}). Jak widać, ze wzrostem dawki trudności potęgują się i nie do rzadkości należy sytuacja, w której przedział wielkości dawek, bezpieczny z punktu widzenia terapeutycznego, jest względnie wąski. W szczególności dolna część rysunku 20 pokazuje prawdopodobieństwo wyleczenia bez komplikacji: $P_{MW}(D)[1-P_{WK}(D)]$. Szczególnie silna zależność prawdopodobieństwa wyleczenia od dawki powoduje, iż w praktyce klinicznej analizuje się tzw. znormalizowany gradient dawki $G = DdP_{MW}/dD$. Wartości G w teleterapii wahają się od ok. 2 do ok. 9 i

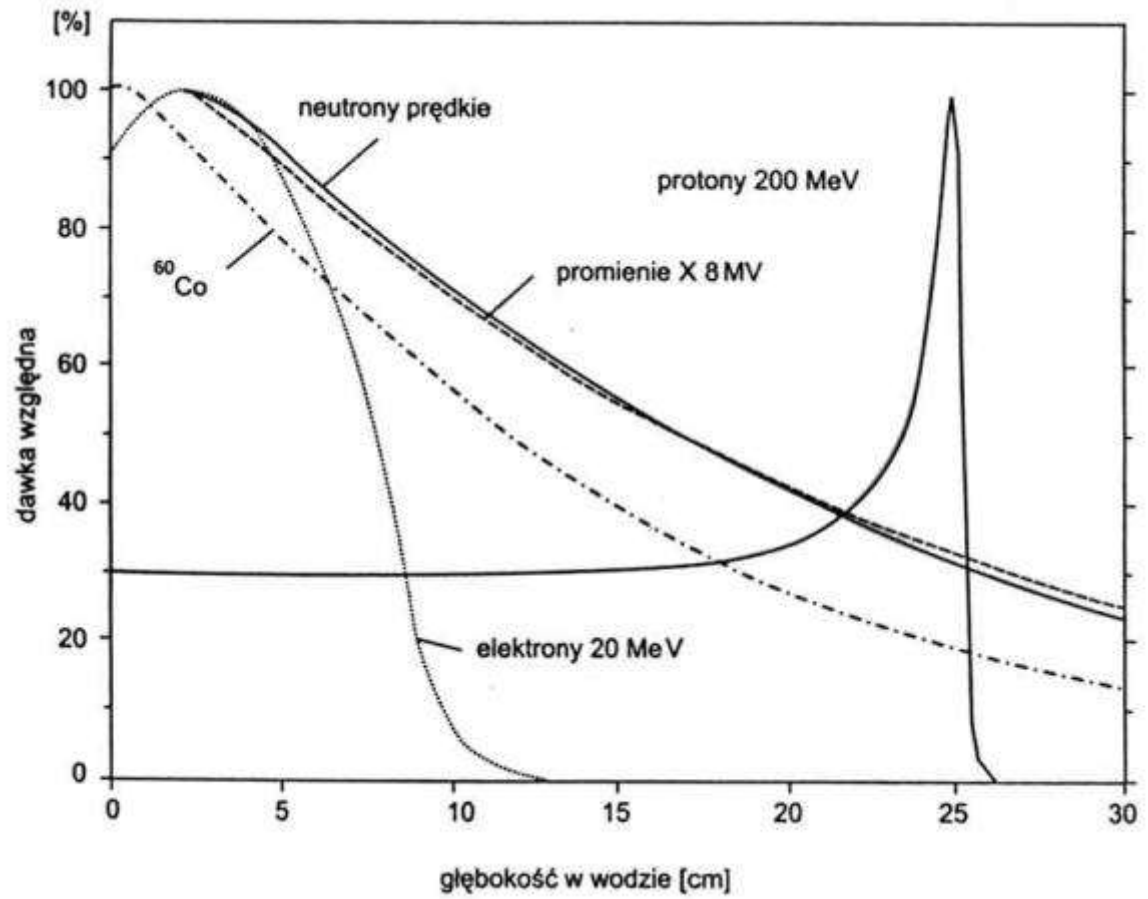
dla PMW pomiędzy 20 a 70% można przyjąć, iż **G** wynosi ok. 5. Oznacza to więc, że zwiększenie dawki o 5% może zwiększyć szansę wyleczenia nawet o 25% (M.Waligórski i J.Lesiak „Podstawy terapii nowotworów” w monografii „Fizyczne metody diagnostyki medycznej i terapii”, red. A.Hrynkiewicz i E.Rokita, PWN 2000). Jakże ta sytuacja jest odmienna od klasycznej medycyny, w której można często podawać dany lek w dawkach dwu i trzykrotnie większych od podstawowej. Duża czułość na zmianę dawki w radioterapii oznacza jednocześnie konieczność zapewnienia odpowiedniej precyzji zarówno co do wielkości, jak i równomierności podawanej dawki. Wielkość dawki wynosi typowo ok. 60 Gy i podawana jest w 30 frakcjach po 2 Gy, codziennie przez 5 dni w tygodniu.

3.3 ROZKŁAD DAWKI W CIELE PACJENTA

Z terapeutycznego punktu widzenia bardzo ważną rzeczą jest wiedza o tym, jak się rozkłada dawka promieniowania jonizującego w ciele pacjenta. To zależy od specyfiki oddziaływania danego promieniowania jonizującego z materią. W szczególności zainteresowanie budzi rozkład dawki w wodzie, która stanowi podstawowy składnik naszego organizmu. **Rys. 21** pokazuje zależność dawki od głębokości wnikania promieniowania. Wyraźnie widać różnice oddziaływania z materią promieni X, elektronów, neutronów oraz protonów. Z naturalnych więc względów wybór rodzaju promieniowania do naświetlania będzie zależny od założonego celu terapeutycznego. Na przykład, nie jest celową rzeczą użycie promieniowania elektronowego do niszczenia guza znajdującego się głęboko pod skórą, gdyż promieniowanie to jest nazbyt pochłaniane przez tkanki i po prostu do guza będzie docierała tylko drobna część użytego promieniowania.



Rys.20 Problem skuteczności leczenia dużymi dawkami promieniowania



Rys.21 Rozkład dawki pochodzącej od różnego rodzaju promieniowania w funkcji głębokości wnikania w wodę