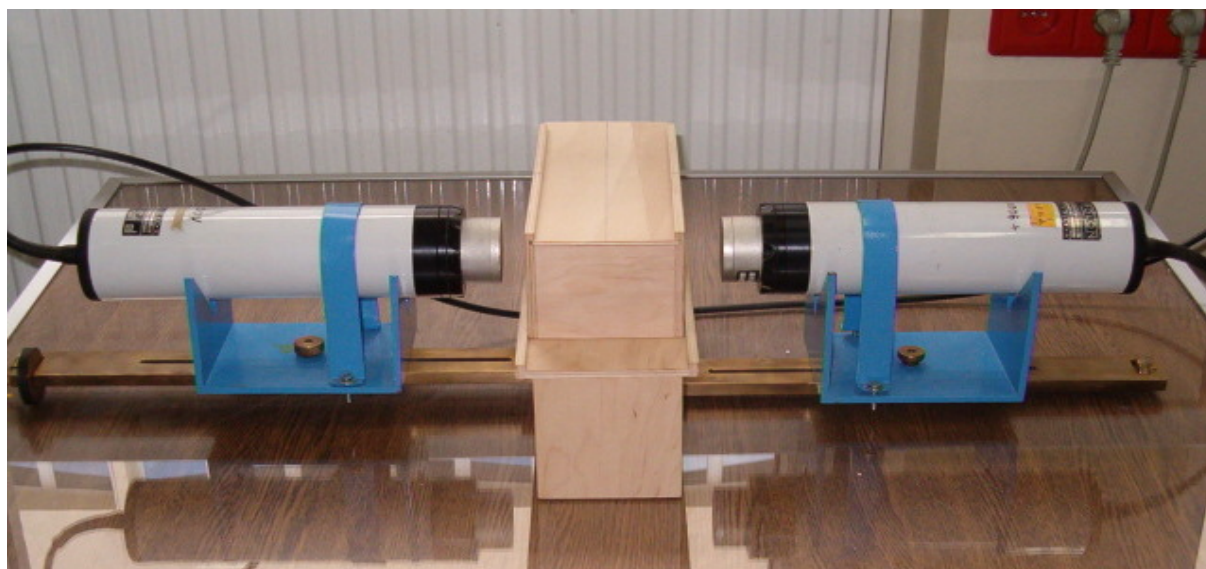


$\gamma 6$ – Liniowy Model

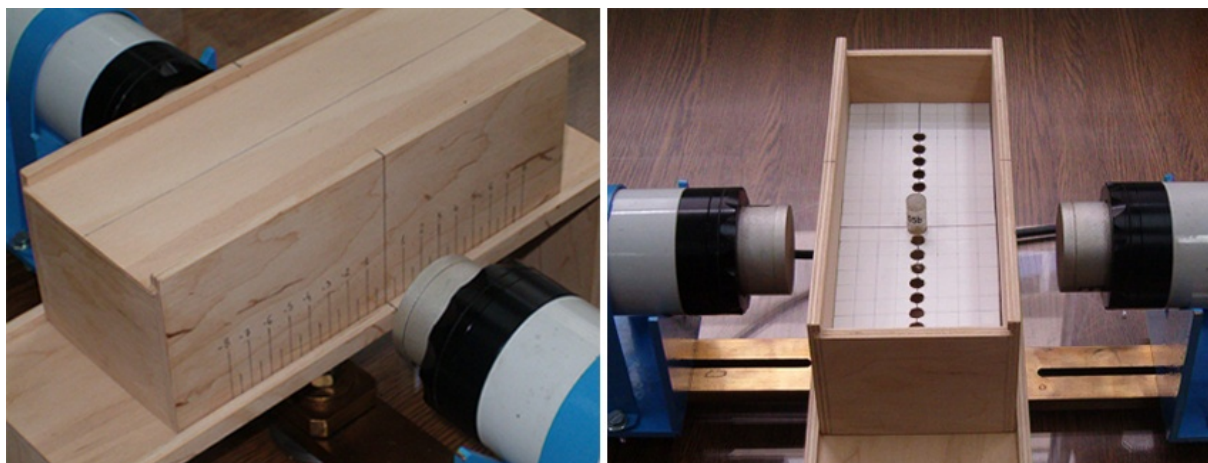
Pozytonowego Tomografu Emisyjnego

Cel ćwiczenia

Celem ćwiczenia jest zaprezentowanie zasady działania pozytonowego tomografu emisyjnego. W doświadczeniu użyjemy detektory scyntylacyjne (rys. 1a-b) z kryształem jodku sodu aktywowanym talem, a emitery pozytonów będzie izotop promieniotwórczy ^{22}Na , który będzie znajdował się w pudełku. Pudełko to jest tak zaprojektowane że można zmieniać w nim konfiguracje źródeł oraz jego położenie względem detektorów. Posiadając liczbę zarejestrowanych par kwantów anihilacyjnych w funkcji położenia detektorów otrzymam rozkład gęstości źródeł w naszym pudełku. Rozkład gęstości źródeł w zamkniętym pudełku można traktować jako analog rozkładu gęstości radiofarmaceutyku w badanym pacjencie.



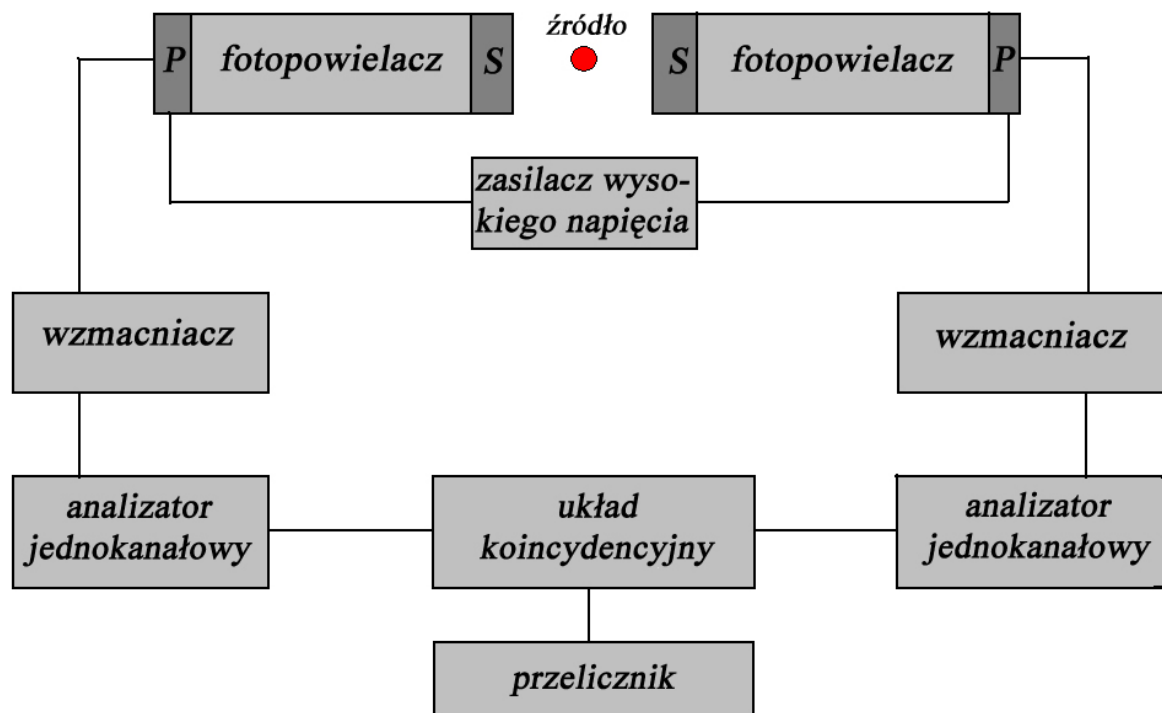
Rys. 1a. Zdjęcie modelu liniowego



Rys. 1b. Pudełko w którym znajduje się źródło ^{22}Na .

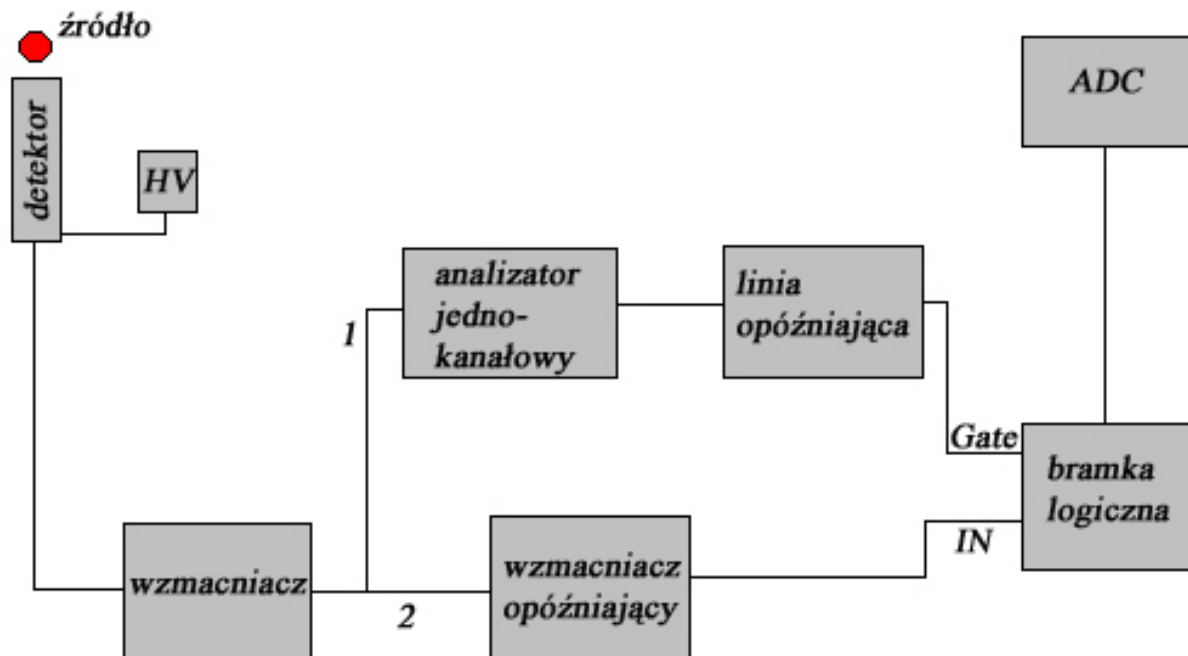
Aparatura pomiarowa

Kwanty promieniowania gamma emitowane ze źródła ^{22}Na rejestrowane są przy pomocy dwóch detektorów scyntylacyjnych z kryształem NaJ(Tl) (oznaczone na rysunku 2 jako S), wyposażone w fotopowielacze oraz odpowiednie dzielniki napięcia (P). Napięcie o wartości +900 V podawane jest z zasilacza wysokiego napięcia. Za pomocą wzmacniaczy, analizatorów jednokanałowych i układu koincydencyjnego oraz przelicznika zliczana jest liczba koincydencji.



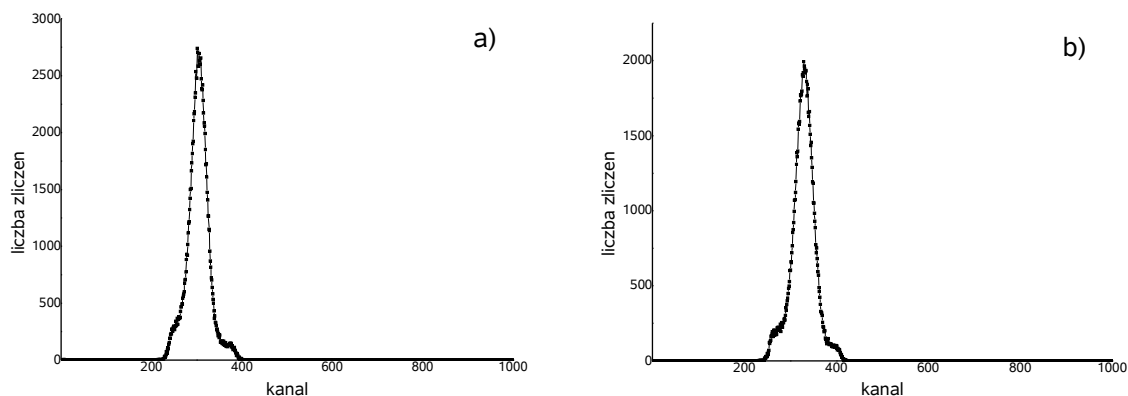
Rys. 2. Schemat aparatury pomiarowej.

Przed pomiarem koincydencji musimy odpowiednio przygotować detektory scyntylacyjne, aby zliczały prawidłowe koincydencje. Dla każdego z detektorów przeprowadzamy analizę sygnałów, używamy do tego schematu przedstawionego na rysunku 3.



Rys. 3. Schemat układu do ustawienia progów w analizatorze jednokanałowym.

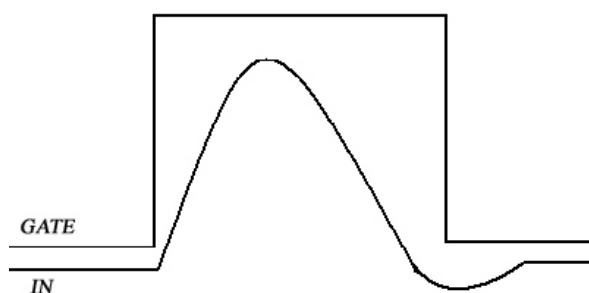
Sygnał wyjściowy ze wzmacniacza jest rozdzielany na dwa tory za pomocą trójnika. W torze nr 1 sygnał jest poddawany analizie w analizatorze jednokanałowym (wybór zakresu amplitudy) i kształtowany w linii opóźniającej (regulacja szerokości i opóźnienie). W analizatorach jednokanałowych, podłączonych do lewego i prawego detektora, wybierane są tylko maksima pełnego pochłaniania kwantów anihilacyjnych. Widma sygnałów, których amplitudy były większe od dolnego a mniejsze od górnego progu analizatora zostały przedstawione na rysunkach 4a-b.



Rys. 4. Maksima pełnego pochłaniania kwantów anihilacyjnych pozytonów z rozpadu β^+ , zebrane w koincydencji z sygnałem z analizatora jednokanałowego:

- a) dla detektora prawego,
- b) dla detektora lewego.

Sygnał z toru nr 1 podawany jest na wejście bramkujące bramki logicznej (GATE), niesie on informacje o wystąpieniu impulsu o amplitudzie zżądanego zakresu. Na wejście sygnałowe (IN) podawany jest sygnał z toru nr 2, którego dopasowanie czasowe z impulsem bramki realizowane jest przez wzmacniacz opóźniający. Musimy tak ustawić opóźnienie aby sygnały ze wzmacniacza opóźniającego wchodziły w bramkę wychodzącą z linii opóźniającej (rysunek 5).



Rys. 5. Wejście sygnałowe i bramkujące bramki logicznej (obraz z oscyloskopu).

Sygnał wyjściowy z bramki logicznej podawany jest na przetwornik analogowo cyfrowy ADC, a następnie odczytywany jest za pomocą programu komputerowego obrazującego widma (HETMAN lub NIC).

Przebieg ćwiczenia

- A) Umieścić źródło ^{22}Na w pudełku dokładnie w środku pomiędzy licznikami. Odległości między detektorami a źródłem ustalić na ok. 7 cm.
- B) Podać wysokie napięcie na detektor scyntylacyjny (ok. +900 V).
- C) Dobrać tak wzmacnienie we wzmacniaczach, aby wysokości impulsów w obu torach były jednakowe i wynosiły ok. 9 V.
- D) Zestawić układ z rysunku nr 3. W obu torach spektroskopowych dokładnie ustawić wzmacnienie wzmacniaczy, zbierając widma przy pomocy analizatora HETMAN lub NIC (całkowicie otwarte okna analizatora jednokanałowego). Zebrane widmo dla ^{22}Na powinno pokryć pełen zakres skali (1024 kanałów).
- E) Dla źródła ^{22}Na wybrać w obu torach linię odpowiadającą pełnemu pochłanianiu kwantów anihilacyjnych (linia 0,511 MeV). W tym celu należy tak długo zmieniać poziomu dyskryminacji na analizatorze jednokanałowym, aż otrzymamy interesujący nas fragment widma (rys. 4a-b). Zapisać ustawienia analizatora jednokanałowego i zebrać widmo wybranego zakresu.
- F) Zestawić układ do zliczania koincydencji według schematu z rys. 2.
- G) Wykonać pomiary koincydencji dla różnego położenia pudełka względem detektorów.
- H) Dla każdego położenia pudełka zmierzyć i zapisać liczbę zliczeń w każdym z detektorów w czasie zapewniającym mały błąd statystyczny (potrzebne do obliczenia koincydencji przypadkowych).
- I) Umieścić drugie źródło ^{22}Na w pudełku. Dla odległości 4, 3, 2 i 1 cm pomiędzy źródłami ^{22}Na wykonać pomiary z punkty G i H.

Literatura

1. E. Czaicka, „Liniowy model pozytonowego tomografu emisyjnego” - praca magisterska napisana w Zakładzie Fizyki Jądrowej Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków 2008.
2. A. Strzałkowski „Wstęp do fizyki jądra atomowego” PWN, 1978.
3. A.Z. Hryniewicz, E. Rokita „Fizyczne metody diagnostyki medycznej i terapii” Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2000.
4. Sz. Szczeniowski „Fizyka doświadczalna” część IV, Fizyka Jądra i cząstek elementarnych, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1974.

Wstęp teoretyczny do ćwiczenia $\gamma 6$

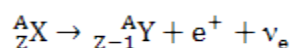
Pozytonowa tomografia emisyjna PET polega na obserwacji stężenia oraz przemieszczania się wybranej substancji chemicznej używanej w procesie metabolizmu. Informacje tą uzyskujemy wprowadzając do organizmu substancję chemiczną znakowaną nuklidem promieniotwórczym ulegającym rozpadowi β^+ . Do pomiarów kwantów gamma pochodzących z anihilacji pozytonu i elektronu wykorzystuje się system kilku tysięcy detektorów rejestrujący pary kwantów gamma w koincydencji. System detektorów połączony jest z komputerem gdzie zapisuje się informacje o mierzonych koincydencjach, następnie używając specyficznych metod obrazowania otrzymujemy rozkład gęstości farmaceutyku w badanym ciecie.

Fizyczne podstawy działania PET

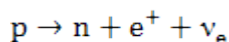
Rozpad promieniotwórczy β^+

Rozpad β^+ polega na zamianie protonu w neutron w jądrze nuklidu promieniotwórczego. W rozpadzie tym liczba atomowa Z powstałego jądra zmniejsza się o jeden, a liczba masowa A nie ulega zmianie. W rozpadzie promieniotwórczym β^+ ulegające przemianie jądro emituje dwie cząstki: pozyton e^+ i neutrino elektronowe ν_e .

Na poziomie jądrowym przemianę β^+ jądra A_ZX w jądro ${}^A_{Z-1}Y$ możemy zobrazować:



Na poziomie nukleonowym przemiana polega na zamianie protonu p w neutron n :



Rozpad jądra na trzy cząstki powoduje, że widmo energetyczne pozytonów jest widmem ciągłym, rozciągającym się od zera do energii maksymalnej $E_{\max}$, zależnej od właściwości jądra ulegającego przemianie.

Anihilacja pozytonów

Pozyton wyemitowany przez jądro atomowe po wyhamowaniu ulega anihilacji w reakcji z elektronem. Zjawisko anihilacji elektronu i pozytonu polega na zmianie ich masy

na energię emitowaną w postaci kwantów gamma. Zjawisko to jest podstawą działania pozytonowej tomografii emisyjnej.

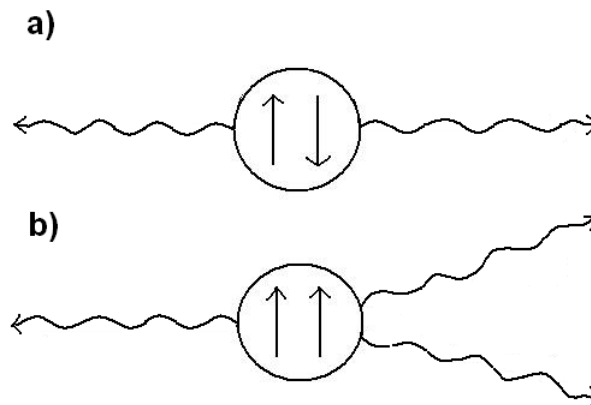
Jednym z czynników zmniejszających precyzyjną lokalizację miejsca rozpadu jądra jest fakt, że pozytony nie anihilują zaraz po powstaniu tylko po przebyciu pewnej odległości, która zależy od ich energii kinetycznej. Ponadto pozytony o danej energii nie koniecznie docierają na tę samą odległość. Dzieje się tak ponieważ pozyton w zderzeniu z elektronami może tracić różne wartości energii i może ulegać, ze względnie dużym prawdopodobieństwem, rozpraszaniu pod dużymi kątami. Dlatego nie można jednoznacznie określić zasięgu pozytonów, możemy jedynie wyznaczyć promień kuli, w której zatrzymuje się dany ułamek liczby pozytonów emitowanych w jej środku.

Dlatego dla danej energii pozytonu wyznaczamy średni zasięg w danym materiale. W tabeli 1 zostały przedstawione izotopy najczęściej stosowane w pozytonowej tomografii emisyjnej.

Tab.1. Nuklidy promieniotwórcze stosowane w metodzie PET [1].

Izotop	Średni zasięg w wodzie [mm]	Maksymalna energia pozytonu $E_{\max}$ [MeV]
^{11}C	1,7	0,96
^{13}N	2,0	1,19
^{15}O	2,7	1,70
^{18}F	1,4	0,64
^{68}Ga	1,6	1,88

Przy przechodzeniu przez materię pozyton traci energię kinetyczną w wyniku oddziaływania z elektronami. Gdy pozyton z małą energią rzędu kilku eV zbliży się do słabo związanego elektronu, wtedy może utworzyć się chwilowo układ pozyton-elektron. Układ ten posiada stany stacjonarne, odpowiadające związaniu pozytonu z elektronem w nietrwały quasi-atom zwany pozytonium. W widmie pozytonium odróżniamy stany singletowe i trypletowe. Stan singletowy (parapozytonium) mamy wówczas, gdy spiny pozytonu i elektronu skierowane są przeciwnie, a wypadkowy spin równy jest zero (rysunek 1a). Natomiast stan trypletowy (ortopozytonium), gdy spiny obu cząstek skierowane są zgodnie, a wypadkowy spin równy jest $1\hbar$ (rysunek 1b).



Rys. 1. Anihilacja parapozytonium i ortopozytonium [1].

Ze względu na różną parzystość ładunkową dla stanu singletowego i trypletowego rozróżniamy anihilacje pozytonu i elektronu na dwa lub trzy kwanty gamma. Parzystość układu względem sprzężenia ładunkowego wynosi [1]:

$$C = (-1)^{L+S}$$

Natomiast parzystość względem inwersji przestrzennej dana jest zależnością:

$$P = (-1)^{L+1}$$

Gdzie L to orbitalny moment pędu a S całkowity spin pary e^+e^- .

Całkowity moment pędu jest równy:

$$J = L + S$$

Gdy pozytonium jest w stanie singletowym 1^1S_0 (w notacji spektralnej używamy zapisu $^{2S+1}L_J$)

z $J = 0$ oraz z $C = +1$ ulega anihilacji na dwa kwanty gamma. Natomiast ze względu na fakt,

że $C_\gamma = -1$ stan trypletowy 1^3S_1 z całkowitym momentem pędu $J = 1$ i z

parzystością ładunkową równą $C = -1$ musi rozpadać się na nieparzystą liczbę kwantów γ ponieważ układ n kwantów gamma będzie miał parzystość ładunkową równą:

$$C = (-1)^n$$

Radiofarmaceutyki stosowane w PET

Najważniejsze znaczniki pozytonowe

Zaletą pozytonowej tomografii emisyjnej jest to, że radionuklidy (znaczniki pozytonowe) emitujące pozytony, takie jak węgiel ^{11}C , tlen ^{15}O , azot ^{13}N , fluor ^{18}F należą do pierwiastków szczególnie ważnych w procesach metabolicznych organizmu. Wymienione izotopy są nazywane znacznikami „organicznymi” ze względu na rolę biologiczną molekuł do których są przyłączone. Drugą grupę znaczników pozytonowych stanowią znaczniki „nieorganiczne”, których rola w tomografii pozytonowej jest drugorzędna, głównie z powodu dostępności i wartości diagnostycznej.

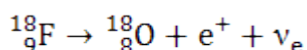
Wadą większości znaczników „organicznych” jest, niewygodny w praktyce, krótki okres połowicznego rozpadu, natomiast dla większości „nieorganicznych” znaczników pozytonowych wadą jest wysoka energia rozpadu, która niekorzystnie wpływa na rozdzielczość obrazu tomograficznego.

W tabeli nr 2 zostały przedstawione najczęściej używane znaczniki pozytonowe oraz charakteryzujące je wielkości.

Tab.2. Nuklidy promieniotwórcze stosowane w metodzie PET [1].

Izotop	Czas połowicznego rozpadu $t_{1/2}$ [min]	Maksymalna energia pozytonu $E_{\max}$ [MeV]
^{11}C	20,30	0,96
^{13}N	9,97	1,19
^{15}O	2,03	1,70
^{18}F	109,80	0,64
^{68}Ga	68,30	1,88
^{82}Rb	1,26	3,15
^{94}Tc	53,00	2,50
^{122}I	3,60	3,10
^{124}Tc	4,15 dni	2,10

Najczęściej stosowanym izotopem jest ^{18}F , ze względu na najdłuższy czas połowicznego rozpadu wśród znaczników „organicznych” oraz niską energię rozpadu. Rozpad promieniotwórczy β^+ fluoru-18 można schematycznie przedstawić następująco.



Otrzymywanie radiofarmaceutyków

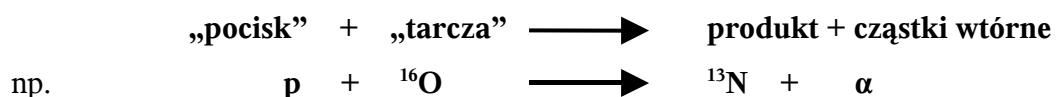
Radiofarmaceutyk jest substancją powstałą z połączenia chemicznego dwóch ważnych składników: ligandu oraz radioizotopu.

- Ligandu, czyli związku chemicznego, wykazującego gromadzenie się w obrazowanym narządzie lub tkance.
- Radioizotopu, czyli promieniotwórczego izotopu. Promieniowanie emitowane przez ten izotop jest następnie rejestrowane i pozwala odtworzyć rozmieszczenie radiofarmaceutyku w ciele pacjenta.

Ligand jest zatem nośnikiem, który dostarcza izotop w odpowiednie miejsce umożliwiając zobrazowanie danej tkanki. Ligand dobiera się w oparciu o znajomość funkcji pełnionych przez daną tkankę – są one w tej tkance wychwytywane, metabolizowane lub uczestniczą w jej fizjologicznych procesach.

Do wytwarzania znaczników pozytonowych (radioizotopów) stosowanych w pozytonowej tomografii emisyjnej używa się akceleratorów mogących przyspieszać protony, deuterony lub cząstki α (${}^4\text{He}$) w zakresie energii 10-20 MeV, przy prądzie wiązki jonów rzędu 20 μA [1].

Znaczniki pozytonowe otrzymuje się w bezpośrednich reakcjach jądrowych:



gdzie zgodnie z konwencją przyjętą w fizyce jądrowej taką reakcję zapisuje się symbolicznie następująco: ${}^{16}\text{O}(\text{p},\alpha){}^{13}\text{N}$, (${}^{16}\text{O}$ – jest tarczą, p (proton) - pociskiem, a produktem jest izotop ${}^{13}\text{N}$ oraz cząstka α).

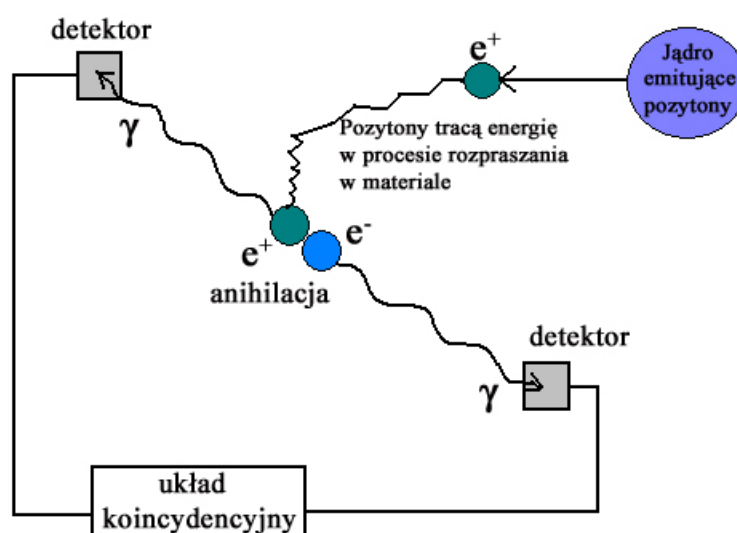
Tarcze, których używa się do otrzymywania znaczników β^+ to lekkie jądra (od ${}^{12}\text{C}$ do ${}^{20}\text{Ne}$). Po otrzymaniu znacznika pozytonowego następuje chemiczne połączenie radioizotopu ze związkiem chemicznym w celu uzyskania radiofarmaceutyku, który może być podany pacjentowi.



Metody koincydencji

Podczas przemiany β^+ z jądra izotopu znakującego farmaceutyk emitowany jest pozyton i neutrino elektronowe. Neutrino przechodzi przez ciało pacjenta bez oddziaływania. Pozyton natomiast w tkance pacjenta przebywa drogę ok. 2 mm do miejsca anihilacji z elektronem ośrodka. W wyniku anihilacji powstają dwa fotony rozchodzące się pod kątem bliskim 180° , z których każdy unosi energię równą 511 keV. Gdy dwa fotony anihilacyjne zostają zarejestrowane w koincydencji, miejsce anihilacji zostaje zlokalizowane jako punkt leżący na linii koincydencyjnej zwanej linią zdarzenia (linią odpowiedzi, LOR (line of response)).

Na rysunku 2 został przedstawiony schemat rozpadu β^+ , anihilacja elektronu i pozytonu oraz sposób detekcji kwantów anihilacyjnych przez przeciwległe detektory.



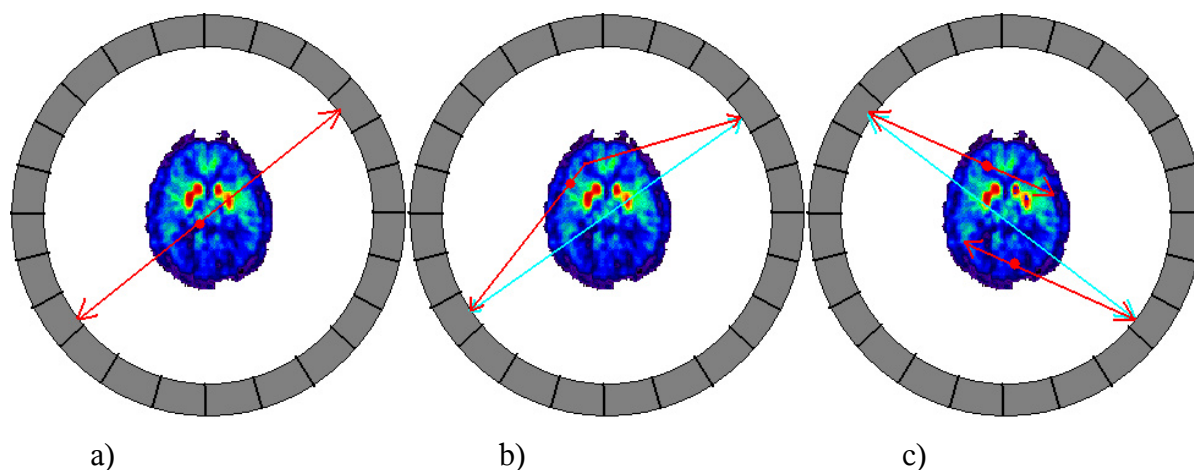
Rys. 2. Schemat anihilacji pozytonu i elektronem oraz proces detekcji kwantów γ .

Rejestracja koincydencji w pozytonowej tomografii emisyjnej stanowi jedno z podstawowych zadań w tej technice. Ze względu na to, że w obiekcie występuje wiele anihilacji oraz zachodzi zjawisko rozpraszania promieniowania gamma, dlatego rejestrowane koincydencje nie pochodzą tylko od fotonów poruszających się po linii LOR względem źródła.

Dlatego wyróżniamy następujące rodzaje koincydencji:

- koincydencja rzeczywista - występująca wtedy gdy niezaburzone fotony pochodzące ze źródła są rejestrowane w danym wąskim przedziale czasowym przez detektory (rysunek 3a).

- koincydencja rozproszenia - występuje wtedy gdy fotony ulegają częściowemu rozproszeniu powodującemu zmianę ich kierunku, a przez to ich rejestrację w danym wąskim przedziale czasowym przez detektory inne niż te wyznaczające dla danego źródła linię LOR (rysunek 3b).
- koincydencje przypadkowe - występują wtedy gdy fotony pochodzące od różnych źródeł (anihilacji) są rejestrowane w danym wąskim przedziale czasowym przez detektory zlokalizowane w pierścieniu naprzeciw siebie (rysunek 3c).
- koincydencje wielokrotne - występują wtedy, gdy więcej niż dwa fotony są rejestrowane przez odpowiednie detektory w danym wąskim przedziale czasowym. Ponieważ nie można wówczas określić przebiegu linii LOR dlatego zdarzenia takie są odrzucane.

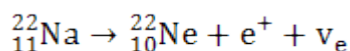


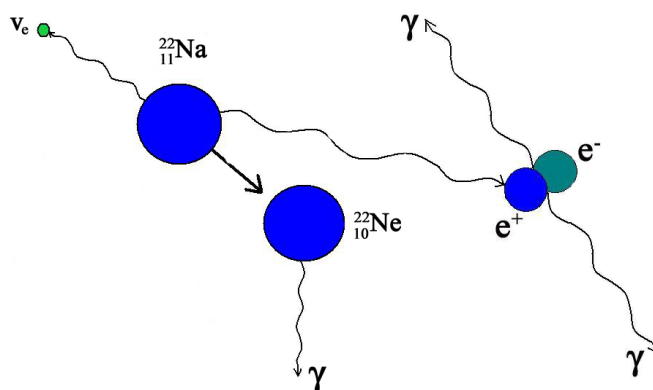
Rys. 3. Rodzaje koincydencji

- a) koincydencja rzeczywista
- b) koincydencja rozproszenia
- c) koincydencja przypadkowa

Źródło promieniotwórcze

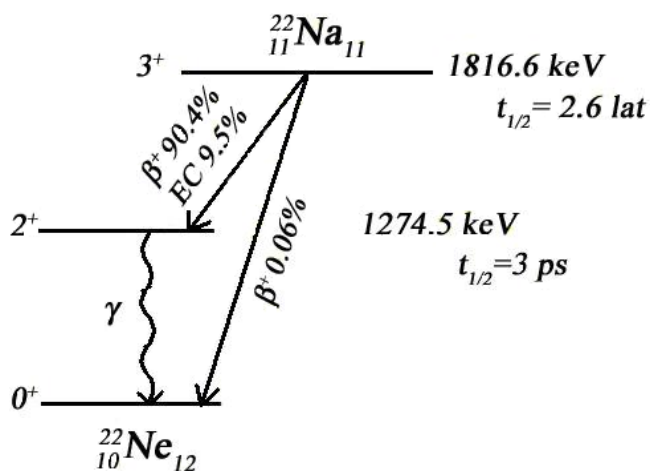
W naszym eksperymencie emiterym pozytonów, będzie izotop promieniotwórczy $^{22}_{11}\text{Na}$, którego rozpad możemy schematycznie przedstawić następująco:





Rys. 4. Rozpad promieniotwórczy β^+ jądra $^{22}_{11}\text{Na}$.

Rozpad promieniotwórczy β^+ jądra ^{22}Na został zaprezentowany na rysunku nr 5. Najczęściej produktem tego rozpadu jest kwant γ o energii 1.28 MeV oraz neutrino i pozyton e^+ , który w wyniku anihilacji z elektronem emituje dwa kwanty γ o energii 0.511 MeV. Drugi proces, którego produktem jest e^+ , ν_e oraz jądro ^{22}Ne w stanie podstawowym jest realizowany z bardzo małym prawdopodobieństwem równym 0,06%



Rys. 5. Schemat rozpadu izotopu ^{22}Na [1].

Właściwości sodu promieniotwórczego „ ^{22}Na ” istotne dla badań opisanych w tej pracy są podane w tabeli 3.

Tab. 3. Właściwości sodu [1]:

Czas połowicznego rozpadu $t_{1/2}$ [lat]	2,62
Maksymalna energia pozytonu E_{max} [MeV]	0,545
Energia rozpadu [MeV]	2,84
Wydajność rozpadu β^+ [%]	90,6

Produkt rozpadu	$^{22}_{10}\text{Ne}$
-----------------	-----------------------

Izotop ten można otrzymać z następującej reakcji jądrowej: $^{24}\text{Mg}(\text{d},\alpha)^{22}\text{Na}$.

Bibliografia:

- [1] E. Czaicka, „Liniowy model pozytonowego tomografu emisyjnego” - praca magisterska napisana w Zakładzie Fizyki Jądrowej Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków 2008.