

RZECZPOSPOLITA
POLSKA



Urząd Patentowy
Rzeczypospolitej Polskiej

(12) **OPIS PATENTOWY** (19) **PL** (11) **223751**

(13) **B1**

(21) Numer zgłoszenia: **405183**

(22) Data zgłoszenia: **30.08.2013**

(51) Int.Cl.
G01T 1/00 (2006.01)
G01T 1/29 (2006.01)
G01T 1/164 (2006.01)

(54)

**Sposób kalibracji detektorów TOF-PET
przy wykorzystaniu promieniowania kosmicznego**

(43) Zgłoszenie ogłoszono:

02.03.2015 BUP 05/15

(45) O udzieleniu patentu ogłoszono:

31.10.2016 WUP 10/16

(73) Uprawniony z patentu:

UNIwersytet Jagielloński, Kraków, PL

(72) Twórca(y) wynalazku:

ERYK CZERWIŃSKI, Kraków, PL

PAWEŁ MOSKAŁ, Czułówek, PL

MICHAŁ SILARSKI, Kraków, PL

(74) Pełnomocnik:

rzecz. pat. Adam Pawłowski

PL 223751 B1

Opis wynalazku

Niniejszy wynalazek dotyczy sposobu kalibracji czasowej i energetycznej detektorów TOF-PET przy wykorzystaniu promieniowania kosmicznego.

Obrazy wnętrza organizmów można uzyskiwać wykorzystując różnego rodzaju techniki tomograficzne, w których dokonuje się rejestracji i pomiaru promieniowania z tkanek organizmu oraz przetwarza się uzyskane dane na obraz.

Jedną z technik tomograficznych jest pozytonowa tomografia emisyjna (ang. *Positron Emission Tomography*, PET), która polega na określeniu przestrzennego rozkładu wybranej substancji w ciele, oraz umożliwia odnotowanie zmian stężenia tej substancji w czasie, co pozwala ustalić szybkość metabolizmu poszczególnych komórek tkankowych.

Wybraną substancją stanowi radiofarmaceutyk, który podaje się pacjentowi na krótko przed wykonaniem obrazowania PET. Radiofarmaceutyk, nazywany także znacznikiem izotopowym, jest substancją chemiczną, w której przynajmniej jeden atom zastąpiono izotopem promieniotwórczym, przykładowo ^{11}C , ^{15}O , ^{13}N , ^{18}F , który dobiera się tak, aby uległ rozpadowi promieniotwórczemu z wyemitowaniem pozytonu (antyelektronu). Pozyton zostaje wyemitowany z jądra atomowego i przenika do przestrzeni tkankowej pacjenta, gdzie ulega anihilacji z elektronem – obecnym w organizmie pacjenta.

Zjawisko anihilacji pozytonu i elektronu – będące podstawą obrazowania w technice PET, polega na zamianie masy tych cząstek w energię, która zostaje wyemitowana w postaci fotonów anihilacyjnych, każdy o energii równej 511 keV. W wyniku pojedynczego zjawiska anihilacji powstają najczęściej dwa fotony, które zgodnie z zasadą zachowania pędu rozbiegają się w przeciwnych kierunkach pod kątem 180° w układzie spoczynkowym pozytonu i elektronu, przy czym tor ruchu fotonów tworzący linię prostą określa się jako tzw. linię odpowiedzi (z ang. *Line of Response* – LOR). Strumień powstających w opisanym procesie fotonów nosi nazwę promieniowania gamma, a każdy foton określa się mianem kwantu gamma – dla podkreślenia jądrowego pochodzenia tego promieniowania. Powstałe kwanty gamma mają zdolność przenikania przez materię – w tym tkanki organizmów żywych – co pozwala na ich detekcję w pewnej odległości od pacjenta. Proces anihilacji pozytonu i elektronu następuje zazwyczaj w odległości kilku milimetrów od miejsca rozpadu znacznika promieniotwórczego. Ten fakt stanowi naturalne ograniczenie ostrości obrazu w technice PET do kilku milimetrów.

W skład tomografu PET wchodzi urządzenie detekcyjne, wykrywające promieniowanie gamma oraz elektronika i oprogramowanie umożliwiające określenie miejsca anihilacji-pozytonu w ciele na podstawie miejsca i czasu detekcji danej pary kwantów gamma. Detektory promieniowania ułożone są zwykle w warstwy tworzące pierścień wokół pacjenta i składają się zasadniczo z materiału scyntylacyjnego nieorganicznego. Kwant gamma wpada do scyntylatora, który pochłania jego energię, a następnie wypromieniowuje ją w postaci światła (strumienia fotonów). Mechanizm pochłaniania energii promieniowania gamma przez scyntylator może zachodzić zasadniczo na dwa sposoby: poprzez efekt Comptona lub w wyniku zjawiska fotoelektrycznego, przy czym w stosowanych w technice PET tomografach, w celach obliczeniowych bierze się pod uwagę tylko efekt fotoelektryczny. Stąd przyjmuje się, że liczba fotonów wytworzonych w materiale scyntylatora jest proporcjonalna do energii kwantu gamma zdeponowanej w tym scyntylatorze.

Gdy dwa anihilacyjne kwanty gamma zostaną zarejestrowane przez parę detektorów w odstępie czasu nie większym niż kilka nanosekund czyli w tzw. koincydencji, można zlokalizować punkt anihilacji – który będzie znajdować się na linii odpowiedzi LOR – czyli na linii łączącej środki detektorów lub pomiędzy punktami w scyntylatorach paskowych, w których kwanty gamma zdeponowały energię. Współrzędne miejsca anihilacji uzyskuje się na podstawie różnicy czasów pomiędzy dotarciem kwantów gamma do detektorów leżących na dwóch końcach linii LOR. W literaturze technikę tę nazywa się metodą czasu przelotu TOF (z ang. *Time of Flight*), a tomografy PET wykorzystujące pomiar czasu nazywane są odpowiednio TOF-PET. Do zastosowania tej techniki wymagane są czasowe zdolności rozdzielcze scyntylatora rzędu kilkuset pikosekund.

Obecnie, w pozytonowej tomografii emisyjnej, znane w stanie techniki sposoby wyznaczania miejsca interakcji kwantów gamma bazują na pomiarze ładunków sygnałów wytwarzanych w fotopowielaczach lampowych lub krzemowych czy też w diodach lawinowych połączonych optycznie z kryształami nieorganicznymi ponacinanymi na mniejsze elementy. Miejsce, w którym zareagował kwant gamma, jest wyznaczane z dokładnością do wielkości małego elementu kryształu, na podstawie różnic w wielkościach sygnałów z poszczególnych konwerterów połączonych optycznie z tym samym kryształem. W znanych w stanie techniki tomografach PET rekonstrukcja zbioru linii LOR oraz wartości TOF

odbywa się na podstawie relacji między ładunkami i czasami sygnałów zarejestrowanych dla danego zdarzenia bez odwoływania się do zewnętrznych sygnałów wzorcowych.

Przy stosowanych w stanie techniki sposobach wyznaczania czasu sygnałów, zmiany kształtów i amplitud sygnałów w zależności od miejsca jonizacji i ilości zdeponowanej energii stanowią ograniczenie w uzyskiwanych czasowych zdolnościach rozdzielczych. Wariacje kształtów i amplitud sygnałów są tym większe, im większy jest scyntylator.

Z wyżej wymienionych powodów w obecnym stanie techniki nieosiągalne są zdolności rozdzielcze poniżej 100 ps dla dużych bloków scyntylacyjnych. Rozdzielczość ta przekłada się także na rozdzielczość wyznaczania miejsca jonizacji. W przypadku scyntylatorów polimerowych (korzystnych w użyciu ze względu na niską cenę) amplitudy sygnałów wywoływanych przez kwanty gamma, w tym anihilacyjne kwanty gamma stosowane w pozytonowej emisyjnej tomografii, mają rozkład ciągły wynikający z reakcji kwantów gamma z elektronami przede wszystkim w wyniku zjawiska Comptona i z niedbywalnie małego prawdopodobieństwa na zajście zjawiska fotoelektrycznego. W konsekwencji, amplitudy sygnałów w scyntylatorach polimerowych zmieniają się nawet jeśli pochodzą z tego samego miejsca.

Powyżej opisane trudności obecnie stosowanych technik analizy sygnałów pokazują, że istnieje potrzeba znaczącej poprawy rozdzielczości czasowych i przestrzennych w detektorach używanych w diagnostyce medycznej wymagającej rejestrowania promieniowania jądrowego. Szczególnie duże potrzeby poprawy rozdzielczości istnieją w detektorach o dużych rozmiarach. Przykłady detektorów PET z dużymi scyntylatorami polimerowymi zostały opisane w zgłoszeniu patentowym WO 2011/008119, jak również w zgłoszeniu WO 2011/008118. Rozwiązania opisane w tych zgłoszeniach bazują na pomiarze czasu dotarcia impulsów świetlnych do brzegów detektora. Impulsy świetlne zamieniane są na impulsy elektryczne na przykład za pomocą fotopowielaczy. Kształt (rozkład liczby fotonów w funkcji czasu) i amplituda impulsu świetlnego docierającego do fotopowielacza zmienia się w zależności od odległości pomiędzy fotopowielaczem a miejscem, w którym impuls został wywołany. Dodatkowo i niezależnie od miejsca jonizacji, amplituda sygnału zmienia się w zależności od ilości energii zdeponowanej w detektorze. W konsekwencji, wariacje amplitudy i kształtu sygnałów powodują, że ani stało-poziomowe, ani stało-frakcyjne dyskryminatory, używane obecnie w stanie techniki do wyznaczania czasu impulsów, nie pozwalają na uzyskanie dobrych rozdzielczości czasowych ze względu na efekt chodzenia i efekt zmiany kształtu impulsów w scyntylatorach o dużych rozmiarach.

Detektory PET wymagają kalibracji czasowej i energetycznej, którą przeprowadza się za pomocą izotopów promieniotwórczych takich jak ^{22}Na czy ^{68}Ge , które umieszcza się wewnątrz tomografu PET w precyzyjnie określonych miejscach, przykładowo w środku geometrycznym tomografu, lub też wprowadza się ruchome – wirujące wzdłuż komory scyntylacyjnej, źródła promieniowania, które umożliwiają względną synchronizację wszystkich elementów detekcyjnych.

Z literatury patentowej znane są sposoby cechowania energetycznego układów detekcyjnych tomografów TOF-PET.

Z opisów patentowych US7414246 oraz US78209075 znane są sposoby kalibracji czasowej detektorów w tomografii TOF-PET, w których jako źródło promieniowania wykorzystano izotop sodu umieszczony w osłonie wykonanej z metalu lub z tworzywa sztucznego, natomiast kwanty anihilacyjne, ulegające rozproszeniu na osłonie wykorzystano do określenia względnych opóźnień poszczególnych modułów detekcyjnych tomografu TOF-PET.

Z opisu patentowego US755730 znany jest sposób synchronizacji czasowej detektorów TOF-PET, w którym wykorzystano kilka źródeł promieniotwórczych jednocześnie, co umożliwiło przeprowadzenie kalibracji czasowej detektorów TOF-PET nawet podczas skanowania pacjenta. Kwanty gamma pochodzące ze źródeł kalibracyjnych według ujawnionej metody odróżnia się w oparciu o znane pozycje źródeł promieniowania oraz informację czasową z detektorów, co dodatkowo pozwala na odrzucenie tych zdarzeń w procesie rekonstrukcji obrazu tomograficznego.

W zgłoszeniu patentowym US5272343 ujawniono metodę synchronizacji detektorów PET, w której wykorzystuje się orbitowanie źródła promieniotwórczego. Anihilacyjne kwanty gamma z poruszającego się źródła promieniotwórczego umożliwiają synchronizację par detektorów tomografu TOF-PET, wykorzystując fakt, iż dla źródła promieniotwórczego poruszającego się po orbicie wokół osi tomografu PET, różnica czasów rejestracji tych kwantów przez detektory leżące naprzeciwko siebie jest stała niezależnie od położenia skanera.

Opisane sposoby kalibracji detektorów stosowanych w tomografach TOF-PET nie umożliwiają jednak jednoczesnego kalibrowania detektorów w trakcie skanowania pacjenta bez konieczności na-

rażania pacjenta na dodatkową dawkę promieniowania emitowanego przez stosowane do kalibracji źródła promieniotwórcze. Ponadto wykorzystywanie źródeł promieniotwórczych do synchronizacji detektorów TOF-PET wymaga stosowania dodatkowej aparatury, przeprowadzania szkoleń personelu obsługującego tomografy TOF-PET, oraz wymiany źródeł wraz ze spadkiem ich aktywności (na przykład połówkowy czas zaniku źródła ^{68}Ge wynosi około 270 dni), co zwiększa koszty obrazowania. Obecnie kalibrację układu detekcyjnego TOF-PET przeprowadza się zasadniczo raz dziennie przed skanowaniami pacjentów, aby zapobiec kontaktowi z dodatkową dawką promieniowania, co jednak uniemożliwia uwzględnienie zmieniających się warunków otoczenia tj. wahania temperatury lub napięcia, które mają wpływ na własności czasowe oraz energetyczne detektorów TOF-PET oraz skraca czas przeznaczony na wykonywanie obrazowań pacjentów. Ponadto przytoczone powyżej sposoby kalibracji detektorów TOF-PET nie są wygodne w przypadku stosowania długich detektorów TOF-PET wykorzystywanych w tomografach TOF-PET paskowych bądź matrycowych opisanych w zgłoszeniach patentowych WO2011/008119 oraz WO2011/008118, w których zastosowano polimerowy materiał scyntylacyjny w postaci długich pasków lub płyt połączonych z układem fotonowielaczy do rejestracji kwantów anihilacyjnych.

Celowym byłoby opracowanie sposobu kalibracji detektorów TOF-PET oraz monitorowania jakości układu detekcyjnego, który umożliwiłby ciągłe monitorowanie jakości układu detekcyjnego i jednoczesną kalibrację detektorów TOF-PET w trakcie wykonywania obrazowania oraz bez konieczności stosowania dodatkowych źródeł promieniowania.

Przedmiotem wynalazku jest sposób kalibracji detektorów TOF-PET zawierających polimerowe scyntylatory paskowe oraz konwertery fotoelektryczne charakteryzujący się tym, że jako źródło promieniowania wykorzystuje się promieniowanie kosmiczne, przy czym rejestruje się czasy reakcji cząstek promieniowania kosmicznego z paskami scyntylacyjnymi i wyznacza się widma rozkładów różnicy czasów rejestracji impulsów na końcach scyntylatora połączonych z konwerterami fotoelektrycznymi, na podstawie których wyznacza się stałe synchronizacji czasowej konwerterów fotoelektrycznych obejmujące opóźnienia elektroniki, prędkość propagacji światła w pasku scyntylacyjnym modułu detekcyjnego oraz rozdzielczość różnicy czasów sygnałów rejestrowanych na obu końcach modułu.

Korzystnie, mierzy się wielkość ładunku (Q_A , Q_B), na końcach scyntylatora połączonych z konwerterami fotoelektrycznymi wywołanego reakcją cząstki promieniowania kosmicznego ze scyntylatorem oraz wyznacza się efektywną długość tłumienia impulsów świetlnych oraz wzmocnień konwerterów fotoelektrycznych, na podstawie których wyznacza się stałe kalibracyjne synchronizacji energetycznej detektorów.

Korzystnie, funkcję wzorcową wyznacza się dla każdego detektora odrębnie poprzez pomiar ładunków Q_A , Q_B dla strat energii deponowanych dla różnych, ściśle określonych miejsc reakcji cząstek promieniowania kosmicznego (x).

Korzystnie, przeprowadza się wzajemną kalibrację co najmniej dwóch detektorów TOF-PET w taki sposób, że mierzy się czas przelotu cząstki promieniowania kosmicznego przez scyntylatory dwóch detektorów i wyznacza się drogę przebytą przez cząstkę promieniowania kosmicznego pomiędzy dwoma paskami scyntylacyjnymi i na podstawie różnicy pomiędzy zmierzonym czasem przelotu cząstki promieniowania kosmicznego a czasem przelotu obliczonym z rozkładu prędkości cząstek promieniowania kosmicznego przy powierzchni Ziemi wyznacza się wartości względnych opóźnień czasowych pomiędzy modułami detekcyjnymi.

Korzystnie, przeprowadza się wzajemną kalibrację co najmniej dwóch detektorów TOF-PET w taki sposób, że wykonuje się widma wzorcowe czasu przelotów cząstek promieniowania kosmicznego przez dwa detektory, przy czym widma wzorcowe wykonuje się w taki sposób że, wyznacza się czasy przelotu cząstek promieniowania kosmicznego pomiędzy dwoma scyntylatorami ułożonymi równolegle jeden na drugim i wykonuje się widmo czasów przelotu cząstek promieniowania kosmicznego pomiędzy scyntylatorami, po czym odwraca się kolejność ułożenia detektorów i wykonuje się widma wzorcowe czasów przelotu cząstek promieniowania kosmicznego pomiędzy tymi samymi scyntylatorami ułożonymi równolegle jeden na drugim lecz w odwrotnej kolejności, oraz wykonuje się widma czasów przelotu cząstek promieniowania kosmicznego między detektorami, przy czym wartości opóźnień par modułów detekcyjnych dobiera się w taki sposób, że widma czasów przelotu cząstek promieniowania kosmicznego przez dwa detektory dopasowuje się do widm wzorcowych czasów przelotu cząstek promieniowania kosmicznego z opóźnieniami par modułów detekcyjnych jako wolnym parametrem dopasowywania.

Korzystnie, dopasowuje się widma prędkości cząstek promieniowania kosmicznego do widm wzorcowych prędkości cząstek promieniowania kosmicznego.

Korzystnie, widma wzorcowe wykonuje się dla dowolnej konfiguracji par detektorów w tomografie TOF-PET.

Przedmiot wynalazku został przedstawiony w przykładzie wykonania na rysunku, na którym:

Fig. 1 przedstawia schematycznie moduł detekcyjny oraz sposób kalibrowania czasowego detektorów TOF-PET według wynalazku;

Fig. 2 przedstawia schematycznie tomograf TOF-PET z układem detekcyjnym zawierającym warstwę detekcyjną z modułami TOF-PET;

Fig. 3 przedstawia widmo różnicy czasów rejestracji impulsów świetlnych na obydwu końcach polimerowego paska scyntylicyjnego;

Fig. 4 przedstawia schematycznie sposób kalibrowania czasowego układu modułów detekcyjnych z zastosowaniem danych dotyczących rozkładów czasów przelotów cząstek promieniowania kosmicznego według wynalazku;

Fig. 5a, 5b przedstawia schematycznie sposób kalibrowania czasowego pary modułów detekcyjnych bez znajomości rozkładów czasów przelotów cząstek promieniowania kosmicznego sposobem według wynalazku;

Fig. 6 przedstawia schemat blokowy procedury monitorowania kalibracji czasowej i energetycznej układu detekcyjnego tomografu TOF-PET.

Sposób kalibracji czasowej i energetycznej układu detekcyjnego TOF-PET według wynalazku umożliwia synchronizację modułów detekcyjnych TOF-PET z polimerowymi paskami scyntylicyjnymi, których budowa i sposób działania są znane fachowcom. Na Fig. 1 przedstawiono schematycznie przykładowy detektor TOF-PET 100. Detektor TOF-PET 100 zawiera pasek scyntylicyjny 101 oraz dwa konwertery fotoelektryczne 102, 103, przykładowo fotopowielacze, połączone optycznie do końców paska scyntylicyjnego 101. Standardowo detektor TOF-PET 100 rejestruje czasy dotarcia impulsów świetlnych wywołanych przez kwanty gamma absorbowane w pasku scyntylicyjnym 101 tak jak ma to miejsce na przykład w znanych fachowcom tomografach TOF-PET z polimerowymi paskami scyntylicyjnymi. Impulsy świetlne, wywołane reakcją promieniowania kosmicznego 104 w scyntylicyjatorze, mogą propagować się w scyntylicyjatorze do brzegów paska 101 i być zamieniane przez konwertery fotoelektryczne 102, 103 na impulsy elektryczne. W przypadku detektorów 100 z paskami 101 o dużych rozmiarach kształt impulsów świetlnych docierających do brzegów paska scyntylicyjnego 101 zmienia się w zależności od odległości pomiędzy miejscem, w którym impuls świetlny został wywołany (miejscem reakcji), a konwerterem fotoelektrycznym 102, 103. Ponadto amplituda tego sygnału może zmieniać się w zależności od ilości energii zdeponowanej przez cząstkę promieniowania w pasku scyntylicyjnym 101.

Na Fig. 2 przedstawiono schematycznie konwencjonalny tomograf TOF-PET 200 z detektorami TOF-PET 201 zawierającymi polimerowe paski scyntylicyjne oraz fotopowielacze (nie przedstawiono na Fig. 2). Detektory 201 rozmieszczone są obwodowo wokół komory scyntylicyjnej 202 tomografu TOF-PET 200, równolegle do podłużnej osi urządzenia 200 tworząc układ detekcyjny do rejestracji kwantów anihilacyjnych oraz uzyskiwania obrazów metabolicznych pacjenta, którego standardowo wprowadza się do komory scyntylicyjnej 202 w celu wykonania obrazów metabolizmu organów pacjenta.

Do kalibracji czasowej i energetycznej modułów detekcyjnych 100, 201 takich jak schematycznie przedstawione na Fig. 1, 2 stosowanych na przykład w tomografach TOF-PET 200 i tworzących warstwy detekcyjne promieniowania gamma, sposobem według wynalazku wykorzystuje się promieniowanie kosmiczne naturalnie występujące przy powierzchni Ziemi. Promieniowanie kosmiczne podobnie jak promieniowanie gamma, posiada charakter jonizujący, a cząstki promieniowania kosmicznego przenikając przez materiał scyntylicyjny 101, 201 mogą deponować w nim część swojej energii, wywołując sygnały świetlne.

W celu synchronizacji czasowej pojedynczego modułu detekcyjnego TOF-PET 100, 201 sposobem według wynalazku rejestruje się impulsy świetlne wywoływane w scyntylicyjatorze 101 przez cząstki promieniowania kosmicznego, co na Fig. 1 oznaczona za pomocą strzałki 104. Sposobem według wynalazku rejestruje się głównie czasy reakcji mionów, niemniej jednak można rejestrować impulsy świetlne wywoływane przez dowolne cząstki promieniowania kosmicznego, możliwe do zarejestrowania przez układ detekcyjny TOF-PET.

Czas rejestracji, impulsów świetlnych oblicza się według wzoru:

$$t_{A(B)} = t_0 + t_{A(B)}^p + t_{A(B)}^0 \quad (\text{wzór I})$$

gdzie:

- t_0 – czas reakcji cząstki promieniowania kosmicznego z paskiem scyntylacyjnym (liczony względem wspólnego zegara)
- $t_{A(B)}^p$ – czas propagacji światła w scyntylatorze do odpowiedniego konwertera fotoelektrycznego A lub konwertera fotoelektrycznego B
- $t_{A(B)}^0$ – czas formowania impulsu oraz czas przejścia impulsu z konwertera fotoelektrycznego A lub B do ostatniego elementu elektroniki zapisu.

Suma czasów propagacji impulsu świetlnego do konwertera fotoelektrycznego A 102 oraz do konwertera fotoelektrycznego B 103 jest równa iloczynowi długości paska scyntylacyjnego (L) w którym zareagowała cząstka promieniowania kosmicznego i odwrotności prędkości propagacji (v) tego impulsu świetlnego zgodnie z poniższym zapisem:

$$T_A^p + t_B^p = L/v \quad (\text{wzór II})$$

gdzie:

L – długość paska scyntylacyjnego

v – prędkość propagacji światła

Z różnicy czasów zarejestrowania impulsów świetlnych ($\Delta t_{AB} = t_A - t_B$) na obu końcach paska 101, wyznacza się miejsce reakcji (x) cząstki promieniowania kosmicznego z paskiem scyntylacyjnym 101, przy czym miejsce reakcji cząstki promieniowania kosmicznego liczone jest od środka paska 101 ($L/2$) zgodnie ze wzorem:

$$x = v/2 (\Delta t_{AB} - \Delta t_{AB}^0) \quad (\text{wzór III})$$

gdzie:

Δt_{AB}^0 – różnica opóźnień zdefiniowana jako $\Delta t_{AB}^0 = t_A^0 - t_B^0$

Δt_{AB} – różnica czasów rejestracji przez konwerter fotoelektryczny A oraz B, zdefiniowana jako:

$$\Delta t_{AB} = t_A - t_B$$

Prędkość propagacji impulsów świetlnych w pasku scyntylacyjnym 101 (v) oraz różnicę opóźnień rejestracji (Δt_{AB}^0) sposobem według wynalazku wyznacza się dla każdego modułu detekcyjnego 100 osobno z rozkładu różnicy czasów Δt_{AB} .

Z obliczonych rozkładów różnicy czasów Δt_{AB} uzyskuje się widma 301 rozkładu różnicy czasów rejestracji impulsów świetlnych na obu końcach paska scyntylacyjnego (Δt_{AB}). Przykładowe widmo Δt_{AB} przedstawiono na Fig. 3. Ze względu na jednorodność natężenia promieniowania kosmicznego, rozkład różnicy czasów rejestracji impulsów świetlnych na obu końcach paska scyntylacyjnego (Δt_{AB}) jest zasadniczo jednorodny i ograniczony, przy czym zbiór wartości rozkładu różnicy czasów (Δt_{AB}) można zdefiniować jako:

$$\Delta t_{AB} \in \left[\Delta t_{AB}^0 - \frac{L}{v}; \Delta t_{AB}^0 + \frac{L}{v} \right].$$

W kolejnym etapie do widma rozkładu różnicy czasów (Δt_{AB}) 301 dopasowuje się krzywą teoretyczną 302, która może być przykładowo: różnicą dystrybuant rozkładów Gaussa lub iloczynem funkcji Fermiego. Z dopasowania funkcji teoretycznej 302 otrzymuje się wartości: Δt_{AB}^0 oraz v . Ponadto wynikiem dopasowania mogą być dodatkowe parametry umożliwiające oszacowanie dokładności pomiaru różnicy czasów (Δt_{AB}). Przykładowo dla dopasowywanej funkcji wyrażonej wzorem:

$$N(\Delta t_{AB}) = \frac{A}{\left\{ 1 + \exp \left[\left(-\Delta t_{AB} + \Delta t_{AB}^0 - \frac{L}{v} \right) / \sigma_t \right] \right\} \left\{ 1 + \exp \left[\left(\Delta t_{AB} - \Delta t_{AB}^0 - \frac{L}{v} \right) / \sigma_t \right] \right\}} \quad (\text{wzór IV})$$

można wyznaczyć dodatkowo parametr σ_t będący miarą rozdzielczości czasowej osiągananej przez moduł detekcyjny. Wartości wyznaczanych dodatkowo parametrów na przykład Δt_{AB}^0 umożliwiają synchronizację kanałów (elektroniki odczytu) w obrębie jednego modułu detekcyjnego 100, a w konsekwencji pozwalają na określenie miejsca reakcji cząstki promieniowania kosmicznego (x) w pasku scyntylacyjnym 101 liczoną od środka paska (L/2).

Sposobem według wynalazku można przeprowadzać także czasową synchronizację całego układu detekcyjnego zawierającego wiele modułów detekcyjnych 100. Na Fig. 4 przedstawiono schematycznie układ detekcyjny 400 zawierający dwa moduły detekcyjne 410, 420. Każdy moduł detekcyjny 420 układu detekcyjnego 400 zawiera polimerowy pasek scyntylacyjny 410, 421 połączony optycznie z parą konwerterów fotoelektrycznych 412, 413 i 422, 423.

Dla układu detekcyjnego 400 zawierającego wiele modułów detekcyjnych synchronizację czasową sposobem według wynalazku przeprowadza się na podstawie pomiaru czasów przelotu cząstek promieniowania kosmicznego przez pary pasków scyntylacyjnych 411, 421 oddalonych od siebie o odpowiednio dobraną odległość minimalną, przykładowo o co najmniej 30 cm. Dla każdego z pasków scyntylacyjnych 411, 421 tworzących parę, ze wzoru III oblicza się miejsca reakcji cząstki promieniowania kosmicznego (x), która przeniknęła przez obydwie paski. W kolejnym kroku wyznacza się drogę (d) przebytą przez tę cząstkę promieniowania kosmicznego pomiędzy miejscami reakcji (x) w dwóch naprzeciwległych paskach scyntylacyjnych 411, 421. Ponieważ rozkład prędkości cząstek promieniowania kosmicznego przy powierzchni ziemi jest znany, na podstawie różnicy pomiędzy zmierzonym czasem przelotu cząstki między parą pasków scyntylacyjnych 411, 421 a przewidywaną wartością prędkości oszacowuje się wartości względnych opóźnień pomiędzy modułami 410, 420 układu detekcyjnego 400.

Ponadto w celu uzyskania wysokiej precyzji synchronizacji czasowej układu detekcyjnego 400, opisaną powyżej procedurę można przeprowadzać także dla cząstek promieniowania kosmicznego przenikającego pod różnymi kątami przez pary pasków scyntylacyjnych 411, 421, co schematycznie oznaczono na Fig. 4 za pomocą strzałek 431, 432. Oszacowanie względnych opóźnień par modułów detekcyjnych 410, 420, pozwala na uzyskanie danych umożliwiających globalną synchronizację całego układu detekcyjnego 400.

Synchronizację czasową układu detekcyjnego zawierającego co najmniej dwa moduły detekcyjne można przeprowadzać również bez informacji o rozkładzie prędkości cząstek promieniowania kosmicznego. W tym celu wykonuje się widma wzorcowe: prędkości cząstek promieniowania kosmicznego lub czasu przelotu cząstek promieniowania kosmicznego, przy czym wartości opóźnień par modułów detekcyjnych dobiera się w taki sposób, aby widma prędkości lub czasu przelotu cząstek promieniowania kosmicznego zmierzone za pomocą poszczególnych par pasków scyntylacyjnych dopasować do widm wzorcowych z opóźnieniem par modułów detekcyjnych jako wolnym parametrem dopasowywania.

Na Fig. 5a, 5b przedstawiono sposób wyznaczania widm wzorcowych sposobem według wynalazku. W pierwszym etapie (Fig. 5a) dokonuje się pomiaru widma różnicy czasów przelotu cząstek promieniowania kosmicznego pomiędzy paskiem górnym 511 i dolnym 521 ułożonych równolegle jeden na drugim, a następnie zmienia się kolejność ułożenia pasków (Fig. 5b) i dokonuje się pomiaru widma czasów przelotu cząstek promieniowania kosmicznego dla pasków w położeniu górnym 521 i w położeniu dolnym 511 – ułożonych jeden na drugim w odwrotnej kolejności, przy czym na Fig. 5a, 5b grotami strzałek 531, 532 oznaczono kierunek przelotu cząstek promieniowania kosmicznego.

Po zsynchronizowaniu modułów detekcyjnych 510, 520 paski scyntylacyjne 511 oraz 521 rozsuwa się, ustawiając paski 511, 521 w odległości oraz pod kątem odpowiadającym ustawieniu pasków 511, 521 w tomografii TOF-PET 200 (Fig. 2), przy czym widma wzorcowe prędkości i czasów przelotu cząstek promieniowania kosmicznego można wykonywać dla każdej z konfiguracji par pasków 511, 521 w tomografii TOF-PET 100.

Promieniowanie docierające z kosmosu do powierzchni Ziemi sposobem według wynalazku można wykorzystać ponadto do cechowania energetycznego detektorów TOF-PET 100, 201, 410, 420, 510, 520. W tym celu mierzy się wartości ładunków elektrycznych sygnałów wywołanych przez reakcje cząstek promieniowania kosmicznego z paskami scyntylacyjnymi. Wartość ładunku elektrycznego otrzymywanego w wyniku konwersji sygnału świetlnego w konwerterach fotoelektrycznych detektorów TOF-PET 100 o wartości Q_A , Q_B , zależy od energii zdeponowanej przez cząstkę promieniowania kosmicznego w scyntylatorze (E_d) oraz miejsca reakcji tej cząstki (x) w pasku scyntylacyjnym, co można zapisać za pomocą wyrażenia:

$$Q_{A(B)}(E_d, x) = \beta_{A(B)} f(x) E_d$$

(wzór V)

gdzie:

β_A, β_B – stałe cechowania energetycznego – wyrażające kwantowe wydajności fotokatod konwerterów fotoelektrycznych A i B oraz wzmocnienia konwerterów

A i B

 $f(x)$ – funkcja wzorcowa

Stałe β_A, β_B zależą od napięcia zasilania konwertera fotoelektrycznego, przy czym korzystnie jest gdy wzmocnienia wszystkich konwerterów fotoelektrycznych są w przybliżeniu takie same. Z tego powodu cechowanie energetyczne sposobem według wynalazku można podzielić na dwie niezależne procedury.

Pierwsza procedura polega na monitorowaniu wzmocnień konwerterów fotoelektrycznych i wyznaczaniu nowych wartości zasilania konwerterów, tak aby uzyskać pożądane wartości wzmocnienia. Przykładowo procedura ujednoczenia wzmocnień może polegać na porównywaniu widm ładunku sygnałów z obszaru wokół środka paska scyntylacyjnego z widmami wzorcowymi wykonywanymi dla każdego ustawienia kąтового paska scyntylacyjnego osobno, przy czym miejsca reakcji cząstek promieniowania kosmicznego w pasku scyntylacyjnym wyznacza się na podstawie różnicy czasów dotarcia sygnałów do konwerterów fotoelektrycznych z dwóch końców paska. Następnie w oparciu o wyznaczone wcześniej dla każdego konwertera fotoelektrycznego zależności wzmocnienia od przyłożonego napięcia, oblicza się nowe wartości napięcia zasilania.

Druga procedura polega z kolei na wyznaczeniu wartości stałych cechowania energetycznego: β_A, β_B , umożliwiających obliczanie energii deponowanej w scyntylatorach (E_d) przez cząstki promieniowania kosmicznego na podstawie zmierzonych wartości ładunków (Q_A, Q_B) rejestrowanych przez układ detekcyjny tomografu TOF-PET 200.

Funkcja wzorcowa $f(x)$ wprowadzona do wzoru V jest w przybliżeniu taka sama dla wszystkich modułów detekcyjnych, przy czym jej analitycznym przybliżeniem może być przykładowo wzór:

$$f(x) = e^{-\lambda(x+\frac{L}{2})}$$

(wzór VI)

 $f(x)$ – funkcja wzorcowa λ – efektywna długość pochłaniania światła w scyntylatorze.

Przybliżenie opisane wzorem VI jest bardzo dobre, poza kilkucentymetrowym obszarem w pobliżu końców pasków scyntylacyjnych (w pobliżu konwerterów fotoelektrycznych).

Funkcję wzorcową $f(x)$ można ponadto wyznaczyć dla każdego modułu detekcyjnego osobno, przykładowo poprzez pomiar ładunków: Q_A, Q_B dla takich samych strat energii deponowanych dla różnych, dobrze określonych miejsc reakcji cząstek promieniowania kosmicznego (x).

W celu szybkiego monitorowania cechowania energetycznego pojedynczych pasków sposobem według wynalazku, można wykorzystać zależność pomiędzy stosunkiem rejestrowanych ładunków a obliczonym położeniem punktu reakcji cząstki promieniowania kosmicznego na pasku (x):

$$\ln\left(\frac{Q_A}{Q_B}\right) = -2\lambda x + \ln\left(\frac{\beta_A}{\beta_B}\right)$$

(wzór VII)

Na podstawie zależności opisanej wzorem VII dla każdego paska scyntylacyjnego określa się zależność logarytmu naturalnego średniego stosunku ładunków: Q_A, Q_B od położenia na pasku scyntylacyjnym, przy czym z analizy wyklucza się obszary pasków scyntylacyjnych znajdujące się w bliskiej (kilkucentymetrowej) odległości od konwerterów fotoelektrycznych. Do powyższej zależności (wzór VII) dopasowuje się funkcję, przykładowo liniową, co umożliwi bezpośrednio oszacowanie efektywnej długości pochłaniania światła λ , a co za tym idzie także monitorowania jakości materiału scyntylacyjnego.

Dla równych wartości wzmocnień fotopowielaczy wyrażenie $\ln(\beta_A/\beta_B)$ wynosi zero, co pozwala wnioskować, iż analiza zależności: $\ln(Q_A/Q_B) \cdot (x)$ umożliwi monitorowanie wzmocnień konwerterów fotoelektrycznych oraz podejmowanie decyzji o ich korekcie o zadaną wartość, przykładowo w przypadku gdy wartość $\ln(\beta_A/\beta_B)$ jest różna od zera.

Rozkład wyrażony zależnością $\ln(Q_A, Q_B)$ sposobem według wynalazku można określić ponadto pomijając zależność miejsca reakcji cząstek promieniowania kosmicznego (x), podobnie jak w przypadku różnicy czasów, dopasowując do rozkładu $\ln(Q_A, Q_B)$ krzywą teoretyczną, przykładowo opisaną wzorem:

$$f\left(\ln\left(\frac{Q_A}{Q_B}\right)\right) = \frac{N}{\left\{1 + \exp\left[\left(-\ln\left(\frac{Q_A}{Q_B}\right) \lambda L + \ln\left(\frac{\beta_A}{\beta_B}\right)\right) / \sigma_Q\right]\right\} \left\{1 + \exp\left[\left(\ln\left(\frac{Q_A}{Q_B}\right) - \lambda L - \ln\left(\frac{\beta_A}{\beta_B}\right)\right) / \sigma_Q\right]\right\}}$$

(wzór VIII)

Z kolei według drugiej procedury, w której wyznacza się stałe cechowania energetycznego β_A , β_B , które umożliwiają obliczenie wartości energii zdeponowanej (E_d) w scyntylatorach przez cząstki promieniowania kosmicznego na podstawie zmierzonych wartości ładunków rejestrowanych sygnałów, określa się absolutną skalę energii na podstawie średniej ważonej ładunków mierzonych po obu stronach paska: $\sqrt{Q_A Q_B}$, przy czym wartość tej energii jest proporcjonalna do energii zdeponowanej w scyntylatorze (E_d):

$$\sqrt{Q_A Q_B} = E_d^{e^{(-\lambda L/2)}}$$

(wzór IX)

gdzie:

$\sqrt{Q_A Q_B}$ – średnia ważona ładunków mierzonych po obu stronach paska scyntylacyjnego przy czym powyższe wyrażenie (wzór IX) można zapisać jako:

$$\sqrt{Q_A Q_B} C = E_d$$

(wzór X)

gdzie:

C – stała kalibracyjna wyznaczana dla każdego modułu detekcyjnego osobno

Energia zdeponowana w pasku scyntylacyjnym przez cząstkę promieniowania kosmicznego zależy od drogi przebytej przez tę cząstkę w pasku scyntylacyjnym. Z tego powodu rozkład wartości $\sqrt{Q_A Q_B}$ wykonuje się dla promieniowania kosmicznego przechodzącego w małym kącie bryłowym wokół kąta $\theta = 0^\circ$ w stosunku do pionu lub bierze się szerszy zakres kątów i normuje się wartość $\sqrt{Q_A Q_B}$ do długości drogi promieniowania w pasku scyntylacyjnym. Podobnie, na podstawie znanych z literatury wartości rozkładów strat energii cząstek promieniowania kosmicznego, do obliczenia wartości energii zdeponowanej w scyntylatorze (E_d) bierze się wartość unormowaną do długości drogi przebytej przez cząstkę promieniowania kosmicznego w scyntylatorze. Ponieważ rozkład strat energii cząstek promieniowania kosmicznego, przenikających przez paski scyntylacyjne zależy od kąta padania (θ), dyskretyzuje się zakres kątów padania (θ) i wyznacza się średnią wartość $\langle \sqrt{Q_A Q_B} \rangle$ oraz $\langle E_d \rangle$ dla każdego przedziału θ osobno. W kolejnym etapie, dla każdego przedziału θ osobno oblicza się stałą kalibracyjną C, za pomocą formuły:

$$\langle \sqrt{Q_A Q_B} \rangle C = \langle E_d \rangle$$

(wzór XI)

Końcową wartość stałej kalibracyjnej C oblicza się jako średnią ważoną wartości C uzyskanych dla poszczególnych przedziałów θ .

Ponadto wyznaczenie wartości $\langle \sqrt{Q_A Q_B} \rangle$ oraz $\langle E_d \rangle$ dla kilku wartości θ umożliwia monitorowanie niepewności systematycznych wyznaczania stałej kalibracyjnej C.

Absolutna kalibracja energetyczna układu detekcyjnego sposobem według wynalazku może być ponadto przeprowadzona bez znajomości rozkładów strat energii cząstek promieniowania kosmicznego. W tym przypadku przed złożeniem detektorów TOF-PET w układ detekcyjny, przykładowo złożeniem detektorów TOF-PET w tomograf, przeprowadza się kalibrację absolutną za pomocą kilku różnych źródeł promieniotwórczych (np. skolimowanych źródeł ^{22}Na i ^{137}Cs przykładanych w kilku miejscach wzdłuż paska), a następnie wyznacza się widma wzorcowe energii zdeponowanej w paskach

scyntylicyjnych dla promieniowania kosmicznego. Następnie składa się i uruchamia układ detekcyjny TOF-PET i kalibruje się układ detekcyjny w taki sposób, że dobiera się stałe kalibracyjne C, tak aby widmo energii zdeponowanej przez cząstki promieniowania kosmicznego zebrane w trakcie kalibracji zgadzało się z widmem wzorcowym.

Na Fig. 6 przedstawiono przykładowy schemat procedury, za pomocą której można monitorować układ detekcyjny zawierający tomograf TOF-PET do rekonstrukcji obrazów metabolizmu komórkowego. Dane z detektora TOF-PET 601 zbierane są przez system akwizycji danych 602 i jednocześnie analizowane w oparciu o dane stałe kalibracyjne. Na podstawie obliczonych strat energii oraz czasów przelotu cząstek promieniowania kosmicznego pomiędzy modułami detekcyjnymi, zdarzenia są sortowane na dwie grupy przez procedurę sortującą 603. Zdarzenia, które odpowiadają sygnałom wywołanym przez kwanty anihilacyjne, które są rejestrowane w celu rekonstrukcji 605 linii odpowiedzi LOR oraz czasu przelotu TOF, a następnie rekonstrukcji obrazu metabolicznego 606 obrazowanego pacjenta, są zapisywane na odpowiedni nośnik pamięci 604, natomiast druga grupa zdarzeń odpowiadających promieniowaniu kosmicznemu jest zapisywana w osobnych zbiorach pamięci 607 i używana na bieżąco do monitorowania oraz kalibracji czasowej i energetycznej układu detekcyjnego 601. Stałe kalibracyjne energetyczne i czasowe, które są wynikiem procedury 608 mogą być wykorzystywane przez procedury rekonstrukcji linii LOR i czasu TOF 605, oraz równocześnie mogą być wykorzystywane w taki sposób, że w przypadku stwierdzenia nieakceptowalnych odchyłeń wartości wzmocnień, procedura 608 oblicza nowe wartości napięcia konwerterów fotoelektrycznych i wysyła informację o podjęciu decyzji dotyczącej wczytania nowych wartości napięć do systemu zasilającego, lub też procedura 608 może automatycznie wprowadzić nowe wartości napięć do systemu zasilającego w przerwie pomiędzy obrazowaniami pacjentów.

Monitorowanie pracy układu detekcyjnego TOF-PET sposobem według wynalazku może odbywać się podczas obrazowania pacjentów lub też pomiędzy obrazowaniami w zależności od potrzeb, przy czym częste cechowanie czasowe i energetyczne detektorów TOF-PET daje możliwość szybkiego wykrycia zarówno rozbieżności w pracy konwerterów fotoelektrycznych jak i pogorszenia właściwości materiału scyntylicyjnego, co w konsekwencji wpływa na jakość otrzymywanych za pomocą detektorów TOF-PET obrazów.

Wykorzystanie promieniowania kosmicznego do synchronizacji detektorów TOF-PET zamiast konwencjonalnie stosowanych izotopów promieniotwórczych, pozwoliło dodatkowo na dostęp do praktycznie nieograniczonej liczby naładowanych cząstek, przelatujących przez układ pomiarowy TOF-PET pod kątami padania od 0° – 90° . Pomiar czasów rejestracji impulsów świetlnych na obu końcach paska scyntylicyjnego detektorów TOF-PET umożliwił uzyskanie widma różnicy tych czasów, co wraz z informacją o geometrycznych wymiarach scyntylicatora, pozwoliło na wyznaczenie stałych czasowych niezbędnych do synchronizacji czasowej układu fotopowielaczy połączonych ze scyntylicatorem.

Według wynalazku po wycechowaniu czasowym każdego detektora osobno, można, używając tych samych danych, zsynchronizować pracę całego układu detektorów TOF-PET, przykładowo układu detekcyjnego tomografu TOF-PET stosowanego do rekonstrukcji obrazów metabolicznych.

Wykorzystanie promieniowania kosmicznego pozwoliło także na wycechowanie energetyczne detektorów TOF-PET, poprzez pomiar ładunków impulsów wywołanych przez cząstki promieniowania kosmicznego na końcach pasków scyntylicyjnych. Logarytm naturalny stosunku tych ładunków oraz znajomość miejsca reakcji cząstek promieniowania kosmicznego w paskach scyntylicyjnych, pozwoliły na określenie efektywnej długości tłumienia impulsów świetlnych w scyntylicatorach oraz wzmocnień konwerterów fotoelektrycznych takich jak fotopowielacze, a także na monitorowanie zmian tych wartości w czasie.

Wyznaczenie efektywnej długości tłumienia światła sposobem według wynalazku umożliwiło ponadto monitorowanie jakości działania detektorów oraz wykrywanie ewentualnego pogarszania się jakości materiału scyntylicyjnego oraz jakości połączenia optycznego pomiędzy scyntylicatorem a konwerterami fotoelektrycznymi.

Uzyskane widma ładunków sygnałów wywołanych przejściem promieniowania kosmicznego przez scyntylicatory oraz znajomość rozkładu strat energii promieniowania kosmicznego w materiale scyntylicatora pozwoliły na wyznaczenie stałych kalibracyjnych, które umożliwiają przeliczanie ładunków rejestrowanych sygnałów na energię zdeponowaną w detektorze.

Niewątpliwą zaletą zastosowania promieniowania kosmicznego do kalibracji czasowej i energetycznej detektorów stosowanych w układach detekcyjnych tomografów TOF-PET jest ponadto brak konieczności stosowania jakichkolwiek dodatkowych źródeł promieniotwórczych, które umożliwiło

zmniejszenie kosztów wytwarzania obrazów metabolicznych oraz umożliwiło monitorowanie i kalibrację detektorów TOF-PET w trakcie skanowania pacjenta bez narażania na dodatkową dawkę promieniowania.

Możliwość ciągłej kalibracji detektorów TOF-PET sposobem według wynalazku pozwala także na uwzględnienie wszelkich zmian warunków atmosferycznych tj. zmiany temperatury oraz innych czynników, które mogą mieć wpływ na pracę detektorów TOF-PET.

Zastrzeżenia patentowe

1. Sposób kalibracji detektorów TOF-PET zawierających polimerowe scyntylatory paskowe oraz konwertery fotoelektryczne, **znamienny tym**, że jako źródło promieniowania wykorzystuje się promieniowanie kosmiczne, przy czym rejestruje się czasy reakcji cząstek promieniowania kosmicznego z paskami scyntylacyjnymi (101, 411, 421, 511, 521) i wyznacza się widma (301) rozkładów różnicy czasów rejestracji impulsów na końcach scyntylatora (101, 421, 511, 521) połączonych z konwerterami fotoelektrycznymi (102, 103, 412, 413, 422, 423, 512, 513, 522, 523), na podstawie których wyznacza się stałe synchronizacji czasowej konwerterów fotoelektrycznych (102, 103, 412, 413, 422, 423, 512, 513, 522, 523) obejmujące opóźnienia elektroniki, prędkość propagacji światła w pasku scyntylacyjnym modułu detekcyjnego oraz rozdzielczość różnicy czasów sygnałów rejestrowanych na obu końcach modułu.

2. Sposób według zastrz. 1, **znamienny tym**, że mierzy się wielkość ładunku (Q_A , Q_B), na końcach scyntylatora połączonych z konwerterami fotoelektrycznymi (102, 103, 412, 413, 422, 423, 512, 513, 522, 523) wywołanego reakcją cząstki promieniowania kosmicznego ze scyntylatorem (101, 411, 421, 511, 521) oraz wyznacza się efektywną długość tłumienia impulsów świetlnych oraz wzmocnień konwerterów fotoelektrycznych (102, 103, 412, 413, 422, 423, 512, 513, 522, 523), na podstawie których wyznacza się stałe kalibracyjne synchronizacji energetycznej detektorów.

3. Sposób według zastrz. 2, **znamienny tym**, że funkcję wzorcową wyznacza się dla każdego detektora (100, 201, 410, 420, 510, 520) odrębnie poprzez pomiar ładunków Q_A i Q_B dla strat energii depnowanych dla różnych, ściśle określonych miejsc reakcji cząstek promieniowania kosmicznego (x).

4. Sposób według zastrz. 1, **znamienny tym**, że przeprowadza się wzajemną kalibrację co najmniej dwóch detektorów TOF-PET w taki sposób, że mierzy się czas przelotu cząstki promieniowania kosmicznego przez scyntylatory (411, 421) dwóch detektorów (410, 420) i wyznacza się drogę przebytą przez cząstkę promieniowania kosmicznego pomiędzy dwoma paskami scyntylacyjnymi (411, 421) i na podstawie różnicy pomiędzy zmierzonym czasem przelotu cząstki promieniowania kosmicznego a czasem przelotu obliczonym z rozkładu prędkości cząstek promieniowania kosmicznego przy powierzchni Ziemi wyznacza się wartości względnych opóźnień czasowych pomiędzy modułami detekcyjnymi (410, 420).

5. Sposób według zastrz. 1, **znamienny tym**, że przeprowadza się wzajemną kalibrację co najmniej dwóch detektorów TOF-PET (510, 520) w taki sposób, że wykonuje się widma wzorcowe czasu przelotów cząstek promieniowania kosmicznego przez dwa detektory (510, 520), przy czym widma wzorcowe wykonuje się w taki sposób że, wyznacza się czasy przelotu cząstek promieniowania kosmicznego pomiędzy dwoma scyntylatorami (511, 521) ułożonymi równolegle jeden (510) na drugim (520) i wykonuje się widmo czasów przelotu cząstek promieniowania kosmicznego pomiędzy scyntylatorami (520, 520), po czym odwraca się kolejność ułożenia detektorów (510, 520) i wykonuje się widma wzorcowe czasów przelotu cząstek promieniowania kosmicznego pomiędzy tymi samymi scyntylatorami (511, 521) ułożonymi równolegle jeden (520) na drugim (510) lecz w odwrotnej kolejności oraz wykonuje się widma czasów przelotu cząstek promieniowania kosmicznego między detektorami (510, 520), przy czym wartości opóźnień par modułów detekcyjnych dobiera się w taki sposób, że widma czasów przelotu cząstek promieniowania kosmicznego przez dwa detektory (510, 520) dopasowuje się do widm wzorcowych czasów przelotu cząstek promieniowania kosmicznego z opóźnieniami par modułów detekcyjnych jako wolnym parametrem dopasowywania.

6. Sposób według zastrz. 5, **znamienny tym**, że dopasowuje się widma prędkości cząstek promieniowania kosmicznego do widm wzorcowych prędkości cząstek promieniowania kosmicznego.

7. Sposób według zastrz. 5, **znamienny tym**, że widma wzorcowe wykonuje się dla dowolnej konfiguracji par detektorów (510, 520) w tomografie TOF-PET (200).

Rysunki

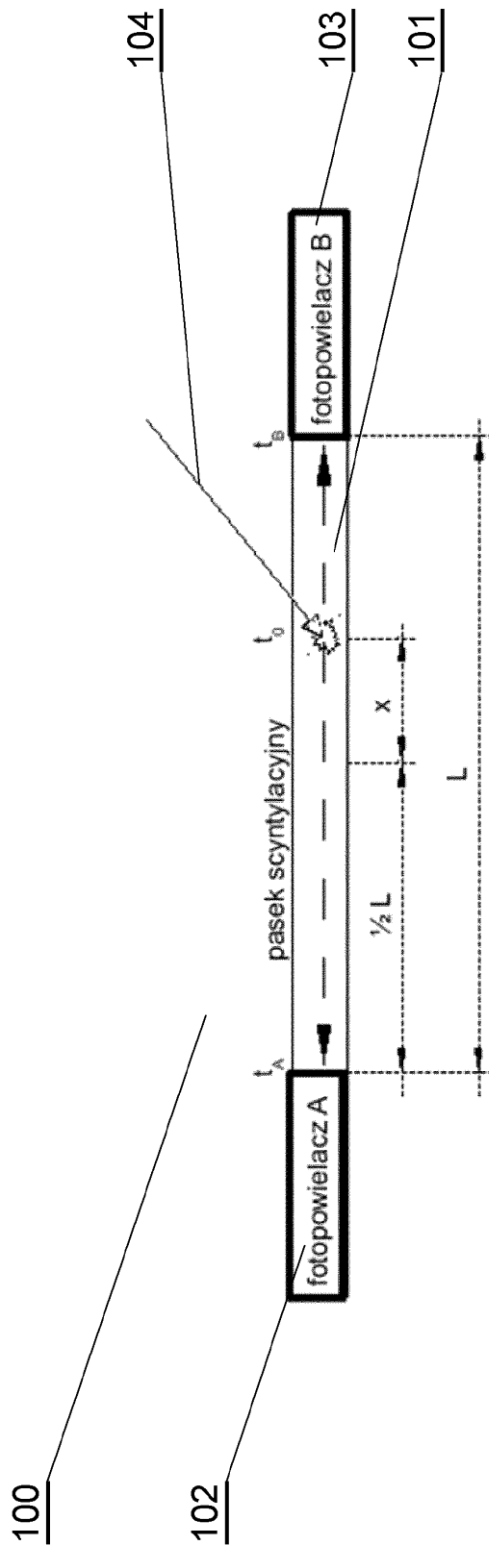


Fig. 1

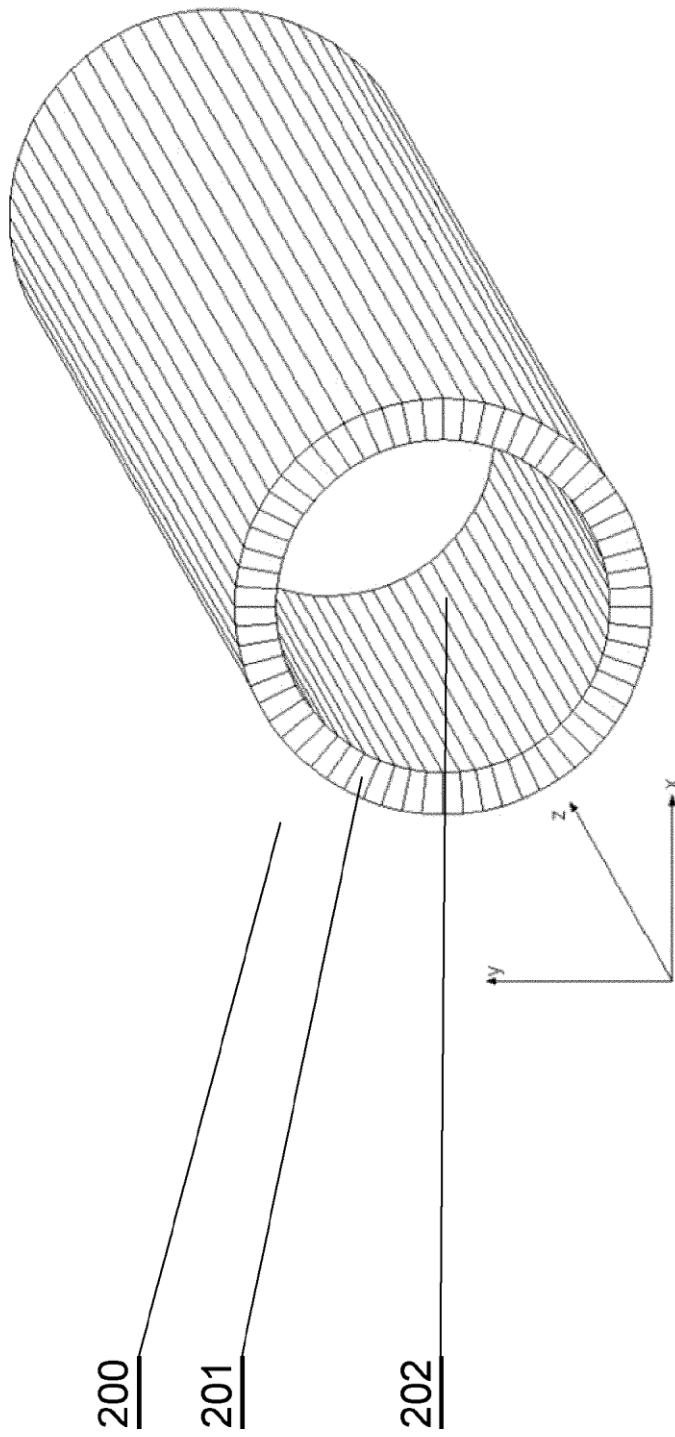


Fig. 2

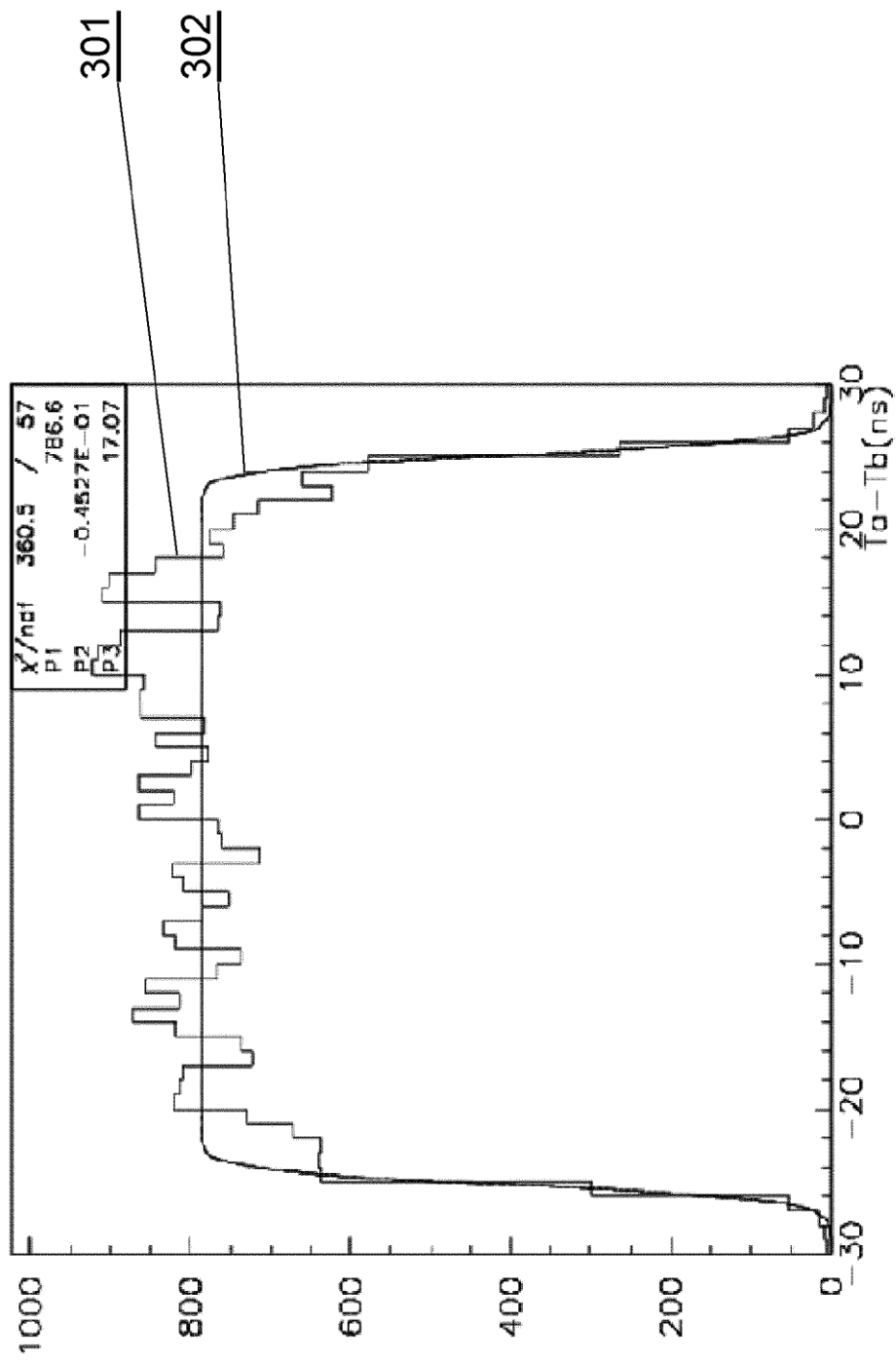


Fig. 3

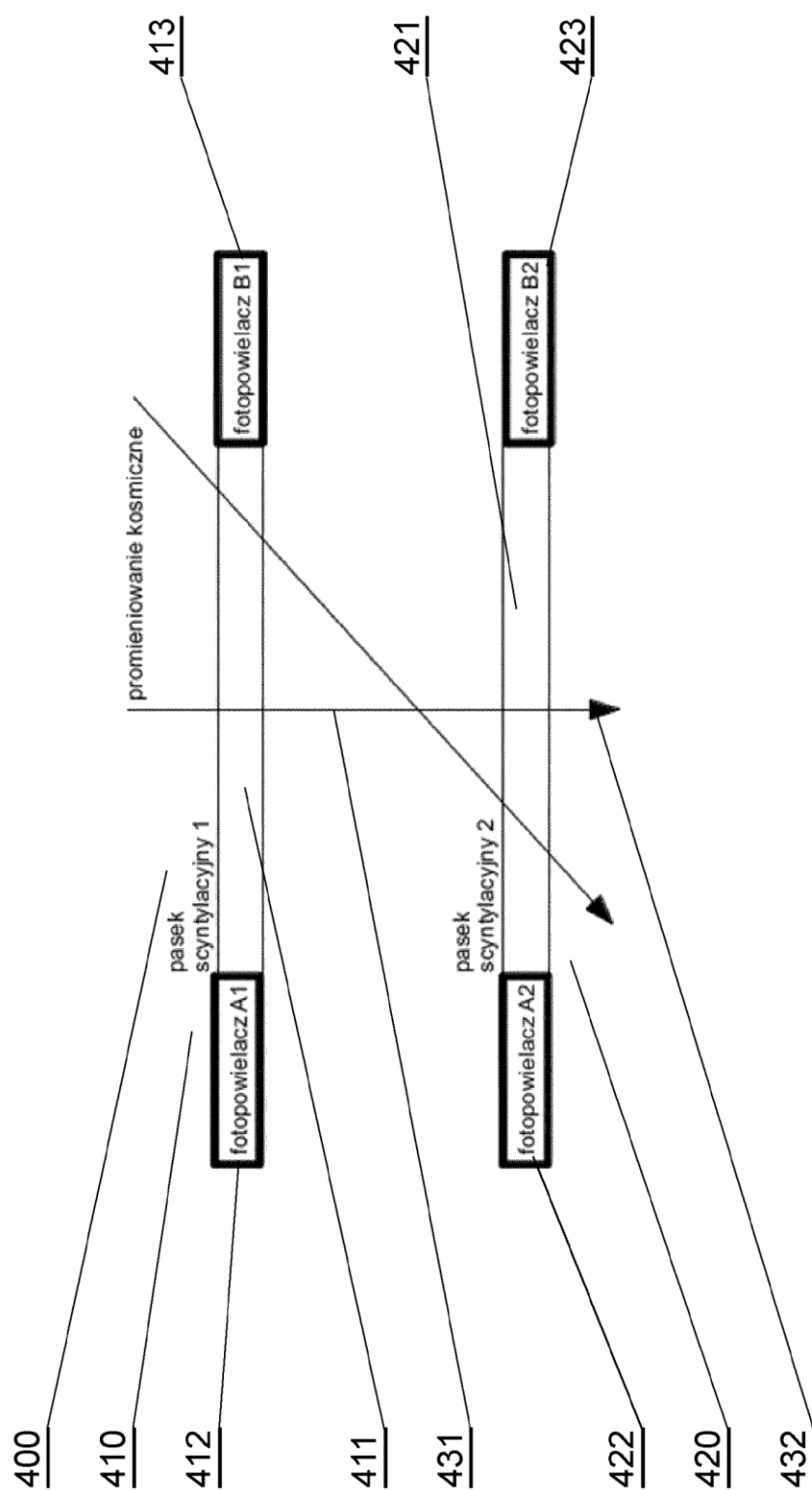


Fig. 4

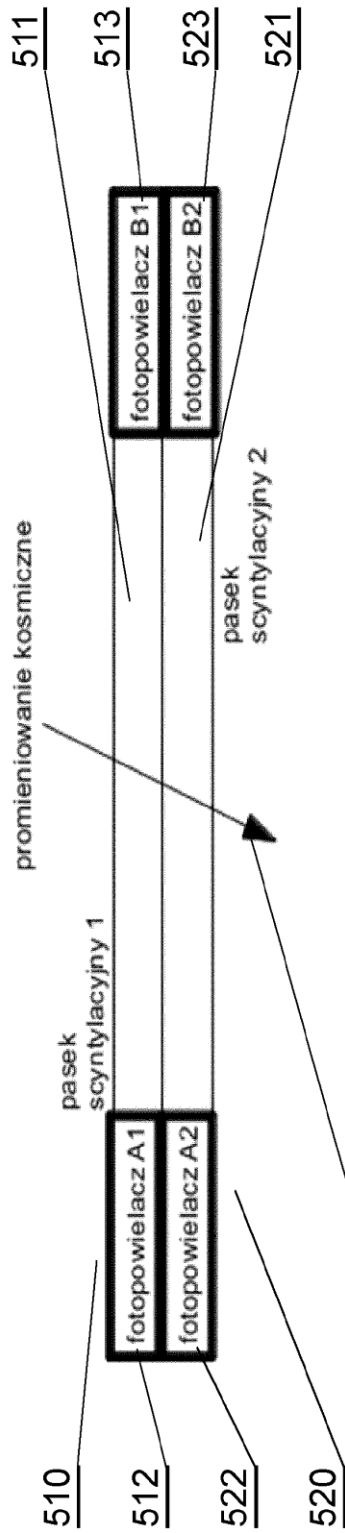


Fig. 5a

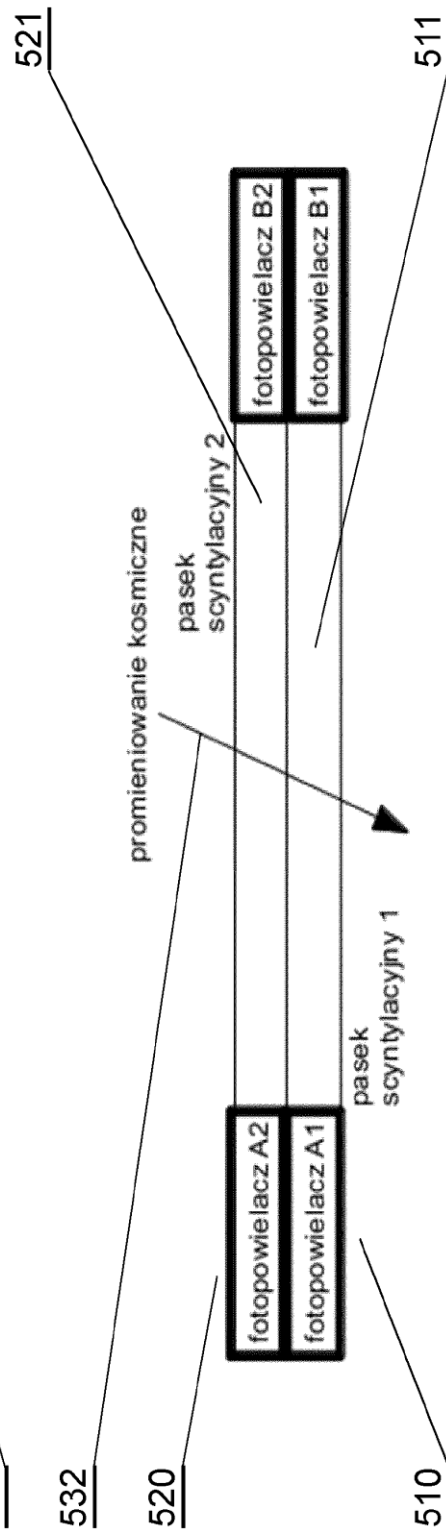


Fig. 5b

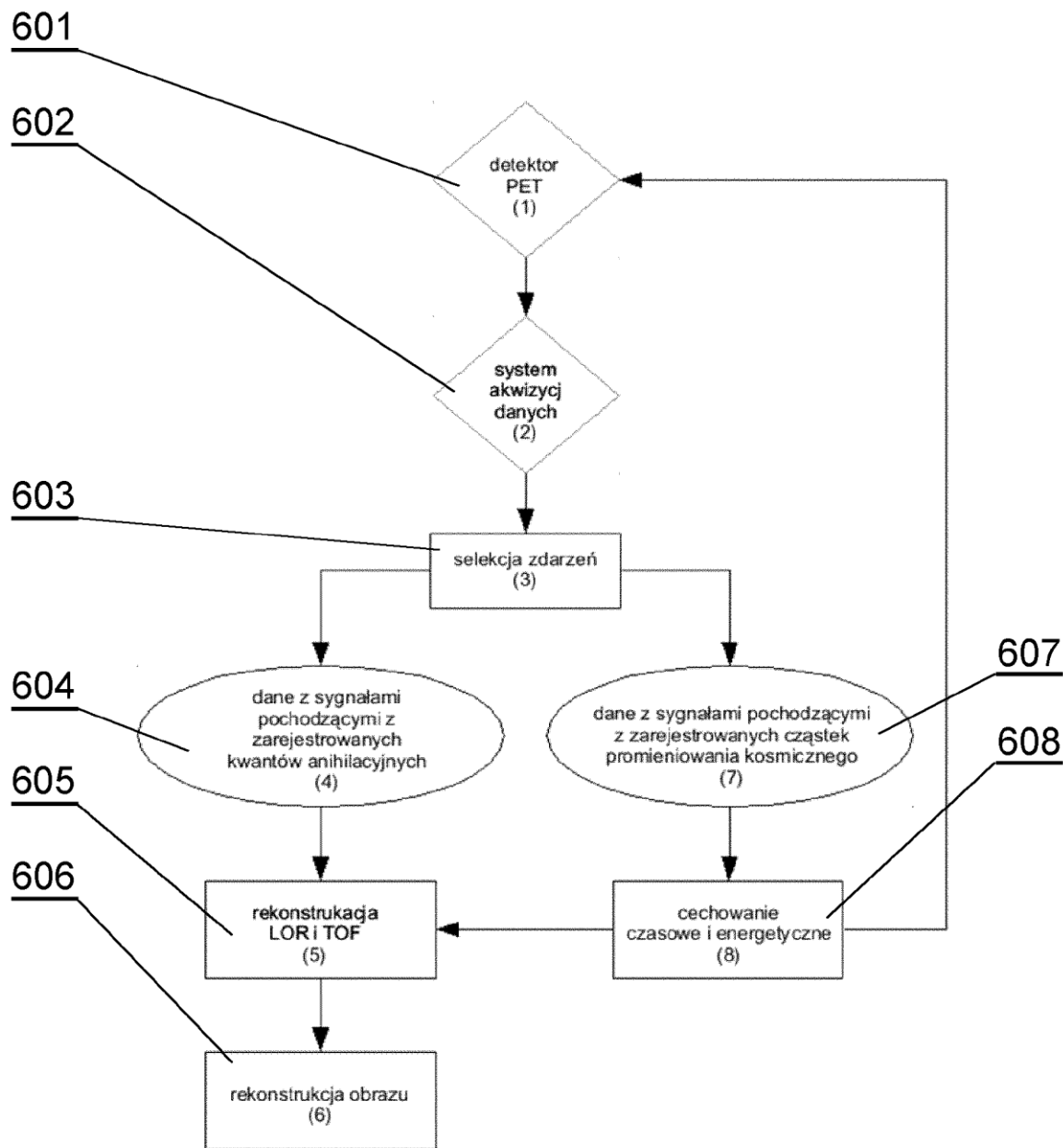


Fig. 6

