

A novel method for the line-of-response and time-of-flight reconstruction in TOF-PET detectors based on a library of synchronized model signals

P. Moskal^a, N. Zoń^a, T. Bednarski^a, P. Białas^a, E. Czerwiński^a, A. Gajos^a, D. Kamińska^a, Ł. Kapłon^{a,b}, A. Kochanowski^c, G. Korcyl^a, J. Kowal^a, P. Kowalski^d, T. Kozik^a, W. Krzemień^a, E. Kubicz^a, Sz. Niedźwiecki^a, M. Pałka^a, L. Raczyński^d, Z. Rudy^a, O. Rundel^a, P. Salabura^a, N.G. Sharma^a, M. Silarski^a, A. Słomski^a, J. Smyrski^a, A. Strzelecki^a, A. Wieczorek^{a,b}, W. Wiślicki^d, M. Zieliński^a

^{a)} Faculty of Physics, Astronomy and Applied Computer Science, Jagiellonian University, 30-348 Cracow, Poland

^{b)} Institute of Metallurgy and Materials Science of Polish Academy of Sciences, 30-059 Cracow, Poland

^{c)} Faculty of Chemistry, Jagiellonian University, 30-060 Cracow, Poland

^{d)} Świerk Computing Centre, National Centre for Nuclear Research, 05-400 Otwock-Świerk, Poland

Abstract: シンチレータ検出器内のヒット時刻、ヒット位置の再構成の新しい方法を説明する。この方法はシンチレーション点のよく定義された位置のセットを再構成する信号モデルの同期のライブラリを結果を備えだ信号検出器に匹敵するのをベースになっている(?)。そのヒット位置は測定信号と同様のライブラリから信号に一致しているものとして再構成される。相互作用の時刻は測定時刻とライブラリと同様のものの間の相関時刻として決定される。測定とモデル信号の類似の度合いは多次元の測定空間で測定とモデル信号を表す点の間隔として定義される。その方法の新しいものも存在している、モデル信号の提案された同期方法で、それは検出器への対消滅点から対消滅したの飛行時間(TOF)の間の差の直接決定を可能にする。導入された方法は J-PET 検出器のダブルストリップの平均値によって取得した実験データと ²²N ナトリウム(ソディウム)同位体(これは量子ガンマの対消滅の線源として)を使用して確認される。この検出器はサイズ 5 mm x 19 mm x 300 mm のプラスチックシンチレータ・ストリップから保証されている、光電子増倍管を両側に光学的に接続している、これはリアル・データ・解析の手段によって信号がサンプルされる。導入された方法を使用して、空間と TOF の分解能は標準偏差で 1.3 cm と 125 ps をそれぞれ評価した。

1. Introduction:

陽電子放出核断層法(PET)は患者体内で生じている生理学上の非侵襲画像を可能にする診断方法にもっとも有利な存在である。対消滅の点の分布情報の PET 断層法で、そしてしたがって、患者体内に投与された放射性薬品の密度分布は、ガンマ量子の対によってなされる、それは患者まわりの検出器に登録されている。すべての商業用 PET デバイスは無機シンチ素材を放射線検出として使用している。普通それらは LBS (BGO) (GE Healthcare 社), LSO (Siemens 社) または、LYSO (Philips 社)の結晶である^[1-4]。PET 検出器でガンマ線の相互作用した点の決定は光電子増倍管やアバランシェ・フォトダイオード(APD)を光学的に小さい要素配列にカットした無機結晶ブロックに接続することに依って信号生成の電荷の測定に基づいている。この方法で達成する空間分解能は結晶ブロックの小さい要素の次元に近似して等しい。両方で消滅量子の相互作用の点の決定はその応答線(LOR)を再構成することができる。同様に検出器のガンマ量子の到着時間差の測定(飛行時間(TOF)の差として説明された)は、LOR に沿って消滅点の位置を計算することができる。LSO 結晶で得られる約 400 ps の TOF 分解能は^[5]、PET 画像の再構成で信号/ノイズ比(S/N)を向上することができる^[1, 3, 6]。

[1] M. Conti , *Physica Medica*, 25 (2009), p. 1 .

[2] J.L. Humm, A. Rosenfeld, A. Del Guerra , *European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging*, 30 (2003), p. 1574 .

[3] J.S. Karp, et al., *Journal of Nuclear Medicine*, 49 (2008), p. 462 .

[4] D.W. Townsend , *Annals of the Academy of Medicine, Singapore*, 22 (2004), p. 133

[5] W.W. Moses, S.E. Derenzo , *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-46 (1999), p. 474 .

[6] W.W. Moses , *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-50 (2003), p. 1325.

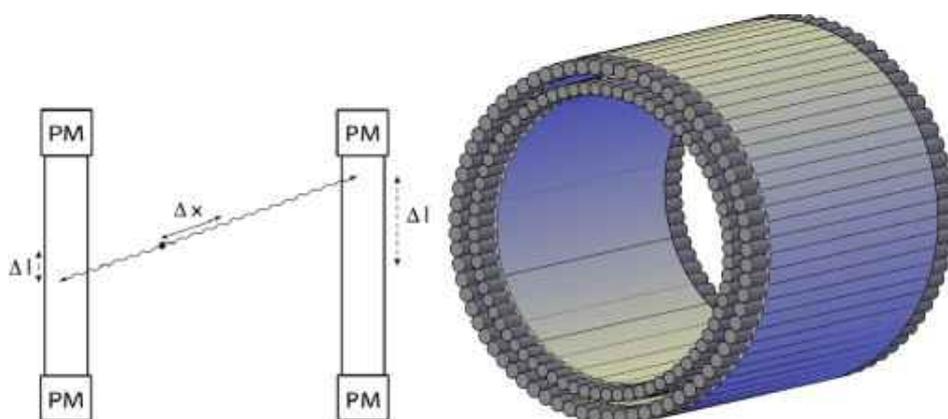


図 1. 左: J-PET として呼んでいる PET 装置の 2 つの検出モジュールの模式図^[28, 29]。単一の検出モジュールはシンチレータ片に PM とラベルされている 2 つの光電子増倍管によって読み出されるもので構成されている。最初の近似に、シンチレー中心からのヒット位置 (Δl) がシンチレータ・ストリップの両側で即読された時間差に基づいて決定される。そして応答直線 (LOR) 上の位置 (Δx) は 2 つのモジュール間の測定差から決定される。右: J-PET 検出器チェンバーの 2 層バージョンの例。

しかし陽電子放出核断層法に使用される検出器は現在、高い開発の前進状態で、まだ向上のための大きな部屋があり、そして特に以下の調査が進行中である。(i) 搜索と新しい無機結晶への適用による時間分解能の改良^[7-11]、(ii) 未知な相互作用の深さ (DOI) のための視差の誤差の削減: 例えば、結晶と APD、そして光電子増倍管の新しい幾何学的な構造の応用によって^[12-16]、(iii) コスト-効果の解の模索: これは例えばストロー管ドリフト・チェンバー^[17, 18]や大面積の抵抗性平面チェンバー (RPC) として巨大可能な単一ベッドでの全身用 PET 画像化装置の構築が可能であろう^[19, 20]、そして (iv) MRI や CT 治療と一緒に、それらと同時使用のための PET 装置の応用^[12, 21-26]。

- [7] M. Conti, L. Eriksson, H. Rothfuss, C.L. Melcher, IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-56 (2009), p. 926 .
 [8] M. Moszynski, T. Szczesniak, Acta Physica Polonica B. Proceedings Supplement, 4 (2011), p. 59 .
 [9] R.D. Schaart, et al., Physics in Medicine and Biology, 55 (2010), p. N179 .
 [10] R.D. Schaart, et al., Physics in Medicine and Biology, 54 (2009), p. 3501 .
 [11] A. Kuhn, et al., IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-53 (2006), p. 1090 .
 [12] D.B. Crosetto, International Journal of Medical Technology, 1 (2003) .
 [13] R.S. Miyaoka, et al., IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-45 (1998), p. 1069 .
 [14] W.W. Moses, S.E. Derenzo, IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-41 (1994), p. 1441 .
 [15] A. Saoudi, et al., IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-46 (1999), p. 462 .
 [16] J.J. Vaquero, et al., in: IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record, M6-29, 1998.
 [17] J.L. Lacy, Ch.S. Martin, L.P. Armendarez, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 471 (2001), p. 88 .
 [18] N.N. Shehad, et al., in: IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, vol. 4, 2005, pp. 2895.
 [19] G. Belli, et al., Journal of Physics: Conference Series, 41 (2006), p. 555 .
 [20] A. Blanco, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 602 (2009), p. 780 .
 [21] K.M. Gilbert, W.B. Handler, T.J. Scholl, J.W. Odegaard, B.A. Chronik, Physics in Medicine and Biology, 51 (2006), p. 2825.
 [22] M.S. Judenhofer, et al., Nature Medicine, 14 (2008), p. 459 .
 [23] P.K. Marsden, et al., British Journal of Radiology, 75 (2002), p. S53 .
 [24] B. Pichler, H.F. Wehrli, A. Kolb, M.S. Judenhofer, Seminars in Nuclear Medicine, 38 (2008), p. 199 .
 [25] H. Quick, et al., MAGNETOM Flash, 1 (2011) (2011), p. 88 .
 [26] D.W. Townsend, Physics in Medicine and Biology, 53 (2008), p. R1.

現在、大許容ヤギェウォ (Jagiellonian) PET (J-PET) システムの新しいコンセプト (図 1 を見よ) はポリマーシンチレータ片が大きなアクセプタンス (受け入れ) を組み立てていることに基づいており、提案された^[27-31] J-PET 装置は全く新しい方法で議論された上記の挑戦を解くことができる。それは早いプラスチックシンチレータの使用のために TOF 分解能の向上を提案し、形態学的と機能的な画像化の同時を可能にした方法で MRI と CT 治療の融合を可能にし^[32, 33]、相互作用の深さ決定^[34]、そしてシングルベッド・全身用 PET 画像化のた

めの解を約束する構成を許可する。現在は、しかし、その開発段階の初めにあり、そして新しくヒットした位置の詳細^[35]、そして提案している潜在性の使用が可能になるだろう TOF 再構成方法が要求される。この論文は J-PET 装置の利点を開発することができる最高性の方法のプレゼンテーションに捧げられている、シンチレータ検出器の他のタイプへの応用だけでなく。

[27] P. Moskal, Patent No. EP2454612B1, WO2011008119, 2014.

[28] P. Moskal, et al. , Bio-Algorithms and Med-Systems, 7 (2011), p. 73 .

[29] P. Moskal, et al. , Nuclear Medicine Review, 15 (2012), p. C68 .

[30] P. Moskal, et al. , Nuclear Medicine Review, 15 (2012), p. C81 .

[31] P. Moskal, et al. , Radiotherapy and Oncology, 110 (2014), p. S69 .

[32] P. Moskal, Patent Application No. PCT/EP2014/068373, 2014.

[33] P. Moskal, Patent Application No. PCT/EP2014/068363, 2014.

[34] J. Smyrski, et al. , Bio-Algorithms and Med-Systems, 10 (2014), p. 59 .

[35] L. Raczyński, et al. , Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 764 (2014), p. 186.

シンチレータ検出器で、信号の増幅と整形はコンバータにヒットした位置の間隔、空間と時間分解能の悪化へ導く、強い変更する。提案した位置・時間再構成の方法はこの欠点から利点へ反転させ、ヒットした位置の再構成で信号整形のバリエーションを使用出来る。この方法は測定された信号とデータベースと現在の信号の(イベント)同期のコンセプトで蓄積された標準的な信号の間と同様に角度決定に基づいている。

以下では、完全のために、J-PET のコンセプトを簡単に説明する。次に再構成の方法の明確な説明を促進するために我々は信号の提供と模型信号のライブラリの創造例を述べる。さらに、信号同期方法の発明を述べる。これは LOR と TOF の再構成のために重要である。最後に実験結果は論文の最後のセクションに公開している。

2. The J-PET detector system:

J-PET テストチェンバーは有機シンチレータのストリップの生産打ち切れ(?), 円筒形に整形された。ストリップの組立可能性の一つは図1に模式的に描かれている。それぞれの信号からの軽い信号はストリップの反対側の末端に置かれた2つの光電子増倍管によって電気信号に変換される。検出器のマテリアル内でガンマ量子が応答した位置と時間はシンチレータストリップの末端へ軽い信号が到着した時間に基づいて決定することができる。参考文献^[30]では、ポリマーシンチレータの不利(低い検出効率と光電効果の可能性は無視する)は大きいアクセプタンスによって補うことができる。これはそれぞれ検出層に独立的の使用の可能性と時間分解能の向上が重要である。特に約束は J-PET 検出器の診断チェンバーの拡張性で、光電子数の増加と軸方向の視野(AFOV)の増加したエレクトロニクス・チャンネルが必要としない。将来、結晶基盤 PET スキャンと比べて、シングルベッド・全身用 PET スキャンの建築が可能で、短い AFOV でスキャンするために配慮を持ってコストの増加が重要な使わない。(つまり、将来結晶基盤 PET スキャンと比べてると、シングルベッド・全身用 PET スキャンは短い AFOV でスキャンするので低コストで建築することが可能である。)

波形(時間の関数として光子数分布)と光電子増倍管に到達した軽い信号の振幅は光電子増倍管と軽い信号が作られた場所の間隔の役割として変わる。軽い信号の波形と振幅のバリエーションはシンチレータのサイズの増加に伴って強くなる。そして、それらは、単一の閾値を一定割合または一定レベルのディスクリミネータを利用し、現在用いられるエレクトロニクスの読出しシステムで達成可能な時間分解能に限界を構成する。長いポリマーシンチレータストリップによる J-PET 法の場合、この時間分解能は電離した位置の再構成不確定性も決定する。さらに、ガンマ量子によって引き起こされた軽い信号の振幅分布は実際のガンマ量子はポリマーシンチレータ内でコンプトン散乱のみとして振る舞う。そして光電過程の可能性は無視する。結果として J-PET 画像再構成に使用される信号の振幅は変化する、たとえ同じ相互作用した点からそれらが起こったとしても。

3. Signal representation:

最近の TOF-PET 検出器では、LOR と TOF 値の再構成はそれぞれ消滅イベントの測定された電荷と時間分布に基づいており、これはモデル信号の外部セットの参照をしていない。この論文では、我々は新しい再構成の方法を提供する:それは PET 装置内で相互作用した点、そして消滅量子が PET 装置へ到達する間の時

間差。

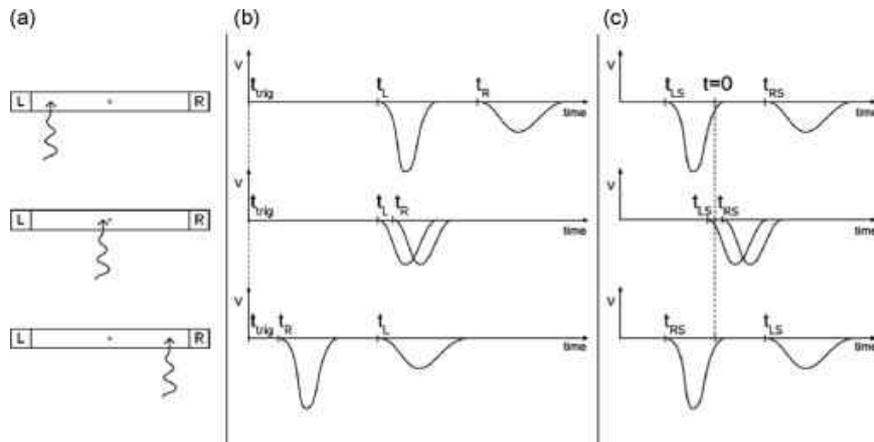


図 2. (A) j-PET 装置の信号生成のモデルの絵のイラスト (B) 生成された信号の例と (C) 信号同期。同期の手順はセクション 5 で説明される。(B) は左の PMT からの信号をトリガーと定義して使用したときの状況を示す。(A) の L と R の文字は左と右の PMT をそれぞれ示す。トリガー時刻は t_{trig} で示され、左側と右側の信号の初め (立上り時刻) は t_R , t_L とそれぞれ示される。(C) で頭文字 s は同期した後の時刻を示すために追加された。テキストに詳細を与える (載せる)。

提案した方法の記述は J-PET 装置 (図 1) を例に基づき、シンチレータ・ストリップの 2 つの末端に光電子増倍管が接続されて構成されている。図 2 B は図 2 A で示したいくつか照射した位置における単一モジュール検出器からの信号模式図 (時間の関数としての電荷) を示す。図 2 A と B はシンチレータストリップに沿ってガンマ線のヒット位置の関数としての質的な電荷の信号波形と振幅を描写している。

光電子増倍管からの信号は読み出しエレクトロニクスがそれら電荷と時間を決定可能なことによって処理される:そしてこれらは与えられたリファレンス電圧を通過している^[36]。

その方法は以下で説明される、一般的な PET 診断に使用されるかもしれないが、その信号は多重のしきい値の一定レベルのディスクリミネータの平均値による電圧領域でサンプルされている (?), またはディスクリミネータの一定割合の平均による振幅のゆらぎで、むしろディスクリミネータの種類のもつ、それらの補足的な情報を伝えることから、サンプリングに適用される。一定レベルコインシデンスは定義されたリファレンス電圧の近くの信号を決定するときの時間の瞬間を決定するために使用される、ところがディスクリミネータの一定のゆらぎは信号の振幅の不確定なゆらぎの電圧レベル近くの信号の時の時間決定を許してしまう。

信号の波形と振幅をのガンマ量子のイベントからイベントへのシンチレータ検出器のガンマ量子の登録の一致はイベントからイベントへ転換され、そして統計的な光発光の特性、シンチレータに吸収されたエネルギー、シンチレータストリップの層と作用した点の位置選択などのそれぞれ多くの因子に依存する。したがって、時間の高い精度の到達のためにそして位置測定のために、J-PET 装置の信号は多重しきい値の一定レベルの平均と多重しきい値の一定なゆらぎのディスクリミネータによって分割と読み出される。

それぞれのガンマ量子の登録は単一の検出モジュールの独立した信号の電荷と時間のような測定パラメータの数に等しい次元数をもつ測定空間 Ω_m の位置として表されるかもしれない。それぞれの時間と電荷の測定は 1次元によって Ω_m 空間が増加する (?). この先 (さらに?), 我々は $N_m = 2(N_f + N_{cr} + N_{cf} + 1)$ による単一ガンマ量子によって誘発された信号の測定した数を示す。ここで、 N_f は一定割合のディスクリミネータのしきい値の数を示し、 N_{cr} は信号の読み出し端で一定レベルディスクリミネータの時間測定の数、 N_{cf} は (信号が) 引きづっていった端で一定レベルディスクリミネータの測定数を表し、そして (+1) は電荷測定に一致する。カッコの前の 2 のファクターはそれぞれのシンチレータが 2 つの PMT で測定されている事実を反映している。したがって、単一ガンマ量子の登録 (位置あわせ) 結果は N_m 次元の測定空間 Ω_m 内の位置 P に一致する。まず位置の $N_m/2$ 座標はストリップの片側での測定に一致し、そして次の $N_m/2$ はもう片側での測定に調整する。

さまざまな位置座標とそれらの相互関係は振幅の電荷、時間または信号の波形の異なる方法に敏感である

(?)。したがて、測定された信号に基づいて、時間、位置そしてシンチレータで落としたエネルギーの情報を時解くことができる。たとえば、 $P(i)$ の変数、 $i=1, \dots, N_f$ は一定割合ディスクリミネータによる時間測定に一致し、信号の波形に敏感だが、信号の振幅が分割した信号の波形とその変換してない元の時間の電荷には敏感ではない。一方、 $P(i)$ の変数が一定レベルディスクリミネータの時間測定との一致は信号振幅に依存する、たとえ波形と元の信号の時間が変化していなくても。さらに、シンチレータストリップの異なった側でのリファレンス電圧を与えるために測定された時間差は強くガンマ量子の相互作用した位置に依存する。一般に、時艱測定で表される座標 $P(i)$ は $P(i)=t_{\text{measurement}}(i)+t_{\text{delay}}(i)+t_{\text{trig}}$ と表現でき、ここで t_{trig} は全座標 i の同じ値を得て、 $t_{\text{measurement}}(i)$ は空間 Ω_m で i 番目の次元に対応したディスクリミネータでのリファレンス電圧に近い信号の時間を示す。そして $t_{\text{delay}}(i)$ は定数を示し、校正するための対象であり、そして光電子増倍管、ケーブルそして読出し回路の遅延を除くシンチレータの端で信号が生成されたなら、回路信号は生成されるだろう瞬間から測定されるまでの経過時間を示す。その相殺時間 $t_{\text{delay}}(i)$ はそれぞれの検出モジュールのために決定されるだろう、それは β^+ 崩壊核同位体の回転スキャン(図3を見よ)または他の方法^[37]を用いたリファレンス検出器については。したがって、我々は仮定する: $t_{\text{delay}}(i)$ 定数はそれぞれの検出モジュールで知られており単純で、そして普遍性の損失がない。さらなる考察でそれらをスキップするでしょう(?)。

4. Generation of the library of model signals:

この論文で述べた成功製法は相互作用した様々な点での信号模型の同期したデータベースの生成を要求する。モデル信号のライブラリはヒットした位置再構成のために要求した空間分解能よりも小さいプロファイルを持つ消滅量子の絞られたビームでシンチレータストリップのスキャンによって生成される。例えば、プロファイルで FWHM 1 mm 相当の幅を持つビームが使用することができる。スキャンはコリメータの中に設置した消滅ガンマ量子の線源を使用し、これは検出器の軸の周りを回転し、そしてストリップに沿って移動することができる、図3に描かれたように検出器内部表面のそれぞれの位置に照射するための可能性を与えている。コリメータの移動性はデータ収集システムと同期されるべきで、それぞれの信号の測定での照射位置を割り当てるために。照射位置についての情報はライブラリ内のそれぞれの信号へ追加される。それぞれの位置のために、信号の高統計が収集される。

次のステップとして、生成されたデータベースのなかの信号はそれぞれの方法で同期されており、図2Cで実証されたとして、ガンマ量子の量が到着した時刻をゼロにすべて一致する方法である。同期されたモデル信号のライブラリは空間 Ω_m の位置をベースラインのセットで構成され、PET 測定から TOF 値と LOR のセットの決定のための再構成手順に使用される。同期手順は次のセクションで説明する。

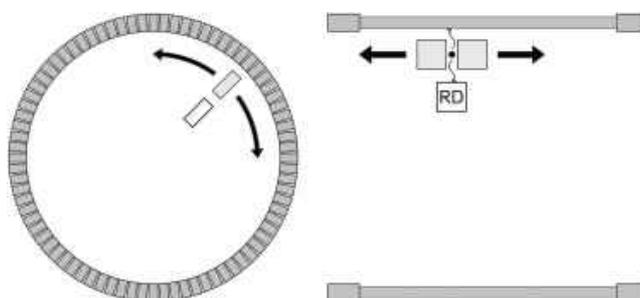


図3. 検出器に沿って鶏堂そして軸の周りに回転する消滅量子のコリメートされたビームと j-PET 装置の断面図。矢印によって示されるが、RD は参照(リファレンス)検出器で消滅量子の信号一致と絞りの向上を選択できる。

5. Method of the model signals synchronization:

前のセクションで説明され決定された生データベースは空間 Ω_m の位置 P のセットを要素としている。位置 P の座標はトリガー信号の時刻を重要にしたディスクリミネータのしきい値を信号が通過した時刻瞬間に対応して

いる。いくつかの生データベースからの模範的な信号を図 2B に示す。その信号はリファレンス検出器の信号への重視と同期されるだろう。そして、これは校正（キャリブレーション）されたオフセット(t_{delay})の精密な決定を可能にする、この場合では広い統計サンプル信号からの平均値が使用できるので。しかし、リファレンス検出器はその時の不鮮明さを導入する、それはライブラリからの単一信号が相互作用の時刻の再構成のために使用される。したがって、我々はリファレンス検出器の性能に独立な同期技術を導入する。データベースの信号同期の主なアイデアは検出器にヒットしたガンマ量子がライブラリに全イベントと同じになるだろう主運問のような時でシフトしているのに対応する(?)。この時の解値は妥当性のないもので、したがって簡単のため、ライブラリの信号はヒットした時刻をゼロに同期させるつもりだ。校正定数の適した選択にともなって、トリガー信号の時間に対する検出器でガンマ量子が散乱を受ける時間は平均値 $t_{\text{hit}} = (t_L + t_R)/2$ によって決定される、ここで t_L と t_R は左と右のストリップで観測された信号の始めをそれぞれ示す。与えられた位置 P によって表された信号の始めは、主要なエッジで信号の形状を説明する関数でそれら（波形）をフィッティングすることによって、この位置座標を基に決定されるだろう。与えられたヒット位置の信号の波形で説明する関数は実験的に決定し、例えば、その位置で高統計サンプル収集での平均波形によって。同期は位置 P を以下の規程(式)に使用している位置 P_s に変換することによって実現した: $(P_s(i) = P(i) + t_{\text{synch}}, i = 1, 2, \dots, N_m)$, ここで t_{synch} の値は $t_{L_s} + t_{R_s} = 0$ に変換された後のように選択される。つまり、 $t_{\text{synch}} = - (t_L + t_R)/2$ で、データベースからそれぞれの位置で個々に決定される必要がある。信号同期の一つの例を図 2C に示す。 $t_{\text{hit}}=0$ の値へライブラリで信号の同期の注釈はそれを暗示する: 対 (t_{L_s}, t_{R_s}) から時間はいつもネガティブで他はポジティブである。上記で示している同期手順は LOR だけでなく TOF もそれぞれの登録されたイベントのために決定することができる。

6. The reconstruction method of LOR and TOF:

検出器内でのガンマ量子の相互作用した位置と時間の再構成はライブラリに蓄積されたモデル信号の与えられた同期イベントの信号測定の比較を基にしている。ヒット位置は測定信号に最も類似しているライブラリからの信号に一致しているものとして再構成し、そして相互作用のヒットした時間はライブラリの一つに最も類似したものと測定された信号との間の時間関係として再構成される。相似の度合いは測定信号とモデル信号の表示された点の間の距離として定義され、これは多次元測定空間 Ω_m 内である(?)。この距離(差)はこれら測定間の相関とリファレンス電圧の変化で電荷と時間の不確かさの測定を考慮して決定される。

与えられたシンチレータ・ストリップ内でガンマ量子が相互作用した位置と時間を決定するために、そのアルゴリズムは点 P_{s0} を見つけるための同期したモデル信号のライブラリで位置の設置を通して検索する、その点は測定信号で表されている点 P に最も近い。測定と、そして測定空間 Ω_m での位置座標の結論としては、他のものと相互関係があるかもしれない不確定性を負っている。これらの不確定性は共変的な行列によって説明され、それは別々にそれぞれの検出モジュールで決定されるべきである。共変的逆行列は測定空間 Ω_m で検出する間隔の行列を構成している。このように定義された間隔は測定の不確定性の考慮を取って、そしてこれらの相互関係はマハラノビス距離として文献に示されている^[38]。点と点の間の距離の測定は普通、そしてつまりこれら点によって表された信号の間のような度数の測定はたくさんの作法で定義されるかもしれない; 例えば、(i) 2つの信号の比較は同じ確率(ライクリーフッド法の最大の場合に適用)、(ii) χ^2 値で、二乗法が最小の場合を使用している、または(iii)ハウスドアーフ(Hausdorff)距離で2つの信号間の類似の具合として使用している^[39]。測定信号(患者の診断からの)を比較するために、それは点 P_s によって表された同期したライブラリからのモデル信号をもつ点 P によって表されている、それは P と P_s との間の距離が最小になるためにもち、患者の診断からの信号 P と同期した基準の間の相対時間(t_{rel})に変化されている(?)。この最初のステップは他の P と P_s の信号の重なりとして理解されるだろう。つまり、類似した度合い、例えば、P と P_s 間のマハラノビス距離は t_{rel} の関数として説明される: $\text{Mahalanobis}(P+T_{\text{rel}}, P_s)$, $T_{\text{rel}}=(t_{\text{rel}}, \dots, t_{\text{rel}})$, ここで t_{rel} はフィットパラメータである。同期したライブラリからの各点 P_s のために、 $\min[\text{Mahalanobis}(P+T_{\text{rel}}, P_s)]$ の最小値は t_{rel} と次の点 P_{sfit} に対して決定される(点 P に最も近い)、それぞれの点 P_s は選択され、そして $\min[\text{Mahalanobis}(P+T_{\text{rel}}, P_s)]$ の値が最小のために。最後に、ガンマ量子の相互作用した位置は P_{sfit} によるライブラリで表された信号の瞬間で方向付けられた消滅量子ビームの場所として決定され、登録される。相互作用した時間として t^{el} の値

Mahalanobis($P+T_{rel}$, P_{sfit})の最小値で選択される。相互作用した時間の値のそれぞれの選択は再構成法を記述する重要なアイデアのひとつを構成している(含んで/内包して)。同じ消滅過程からの量子のための異なる検出器で再構成された相互作用した時間の間の差は保証し、これらの量子の検出器への到着時間の間の異なる差(ToF)に一致する。この特徴は図4に理由の描写によって以下に証明されている。

[38] P.C. Mahalanobis, Proceedings of the National Institute of Sciences of India, 2 (1936), p. 4955.

[39] D.P. Huttenlocher, et al., IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, 15 (1993), p. 850.

読み取りの注意にフォーカスするために、普遍性の損失を除いて、ガンマ量子が検出器 A と B に登録されたと仮定する(図4の右下隅を見よ)。そして、 t_A は以下で決定され、これはトリガーの時間から応答した検出器 A でガンマ量子の応答した時間差を意味している。

$$t_A = (t_{A_L} + t_{A_R})/2$$

そして類似して、

$$t_B = (t_{B_L} + t_{B_R})/2$$

ここで、 t_{A_L} はトリガーの時間に対して観測された検出器 A の左の光電子増倍管の信号生成の開始時間を示し、そして t_{A_R} , t_{B_L} , t_{B_R} も相応して検出器 A の右、検出器 B の左と右の光電子増倍管の信号生成開始時間を示す。図4の実線は検出器 A と B の左右側面で登録されたパルスを表す、LOR の中心から Δx だけ離れたところで放射した対消滅のイベントの一例において。点線のそれぞれはモデル信号の同期下ライブラリからの信号を指し示す、そのモデル信号は実線によって示された測定信号に最も類似したとしての再構成手順の平均によって決定された。その再構成手順はガンマ量子が検出器 A と B にヒットした時間として T_{relA} と t_{relB} の応答の上でそれぞれ説明した。つまり、図4は明らかに以下を示す:

$$t_{relA} = t_A + t_{trig} \quad \text{そして、} \quad t_{relB} = t_B + t_{trig}$$

そして、故に

$$t_{relB} - t_{relA} = t_B + t_A = \text{ToF}$$

以上の結果がトリガーのイカンに依存しないことを示すことは重要である。以上の根拠の結果は以下を証明する: 同期と再構成の方法はこの論文で LOR と ToF の直接決定を表す: 測定信号に最も似た信号が同期モデル信号のライブラリで見つかったとすると。

7. Double strip J-PET prototype

図1に示した J-PET 装置のシステムは軸方向に対称で、その性能は二重ストリップのプロトタイプを使用してテストされるだろう: その試作機は LOR と ToF の両方の再構成と 2 つの消滅量子の同時登録を可能にする。したがって、J-PET 装置の働きとこの論文において提案した再構成方法の確認は図5の略図された二重ストリップ・プロトタイプを使用して確認された。この試作機は BC420 シンチレータ・ストリップ^[40](サイズ: 5 mm x 19 mm x 300 mm) から構築され、そのシンチは 3M Vikuiti 鏡面反射ホイル^[41]でラッピングされている。このストリップは両側面の浜ホトの R4998 と R5320 の PMT で読み出される^[42]。2 種類の異なる PMTR4998 と R5320 を使用した。しかし、これらは BC420 シンチレータの放射スペクトラムの関連しない紫外線(UV)領域においての光子の登録において量子効率が異なるだけである(だから問題ないと言いたい)。直径 3 mm 厚さ 1 mm のシリンドラからの有効な部分の ^{22}Na 線源は幅 1.5 mm 長さ 20 cm のスリットをもつ鉛コリメータの中に設置された: これは消滅量子を FWHM 約 1.5 mm の空間プロファイルの良い絞られたビームを提供する。納められた機械的なシステムとステップモーターは z 軸に沿ってコリメータの移動を可能にする、精密に(検出器内の選択された点の照射許可のようにミリメートルの動作を)。PMT からの新フォウは 100 ps のインターバル(休憩)でシリアルデータアナライザー(Lecroy SDA6000A)の平均によってサンプリングされた。モデル信号のライブラリは 3 mm ステップでコリメータを移動しながら、それぞれの照射位置に置いて 5000 イベント収集して生成している。その照射位置についての情報はライブラリにそれぞれの信号へ追加される。3次元位置における代表的な信号は図6に示す。図6の左右のパネルはそれぞれ左右の PMT に近いときの測定された信号を表している。予想として、相互作用した側に近い PMT によって測定された信号は大きく(波形/波高)、そして他の PMT からの信号よりも早く到着する、ところが、ストリップの中心で収集された信号は同じ波形と同じ開始時刻による特徴を

持つ(中心における信号は理想的にはオーバーラップしていないだろう、PMTの(信号の)転送時間とSDAチャンネルの遅延の違いをみとめると)。BC420のようなプラスチックシンチレータは炭素(C)や水素(H)で構成され(を含み)、そして511 keVの消滅量子の光電効果の確率を無視する、これらの要素の低い原子番号のせいである。実際は消滅量子のプラスチックシンチレータの中での相互作用はコンプトン散乱を経由してのみ発生する^[43, 44]；そしてエネルギー損失(デポジット)のスペクトラムとしたがって、登録された信号の電荷分布は連続的で、0~0.341 MeV(電子質量の2/3)の領域である。シンチレータの真ん中での照射によって登録された信号の電荷の例は図7の左パネルの黒実線として示されている。さらなる解析のための小さい光電子数の要素とした信号の波形で大きなゆらぎ(Fluctuation)を回避するために、我々はエネルギー付与が両方のストリップで0.2 MeVより大きいイベントのみを選択した。測定した電荷と付与したエネルギーの関係を見つけるために、検出器の分解能を回転させたクライナー西田の公式^[45]が実験データにフィットした、エネルギー構成定数と規格化の自由パラメータを持って^[44]。それぞれのフィットの結果の一例は赤破線のヒストグラムとして図7に示されている。断面画像の再構成において信号のフィルタリングが成すだろう、そして0.2 MeVを超えるエネルギー付与の信号のみが患者体内で消滅量子の散乱からオリジナルのイベントを抑制するために考慮されるだろうことを強調するに値する^[30]。

[40] Saint Gobain Crystals <<http://www.crystals.saint-gobain.com>>.

[41] 3M Optical Systems <www.3M.com/Vikuiti>.

[42] Hamamatsu <<http://www.hamamatsu.com>>.

[43] K. Szymański, et al., Bio-Algorithms and Med-Systems, 10 (2014), p. 71

[44] P. Moskal, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 764 (2014), p. 317.

[45] O. Klein, Y. Nishima, Zeitschrift für Physik, 52 (1929), p. 853.

[30] P. Moskal, et al., Nuclear Medicine Review, 15 (2012), p. C81.

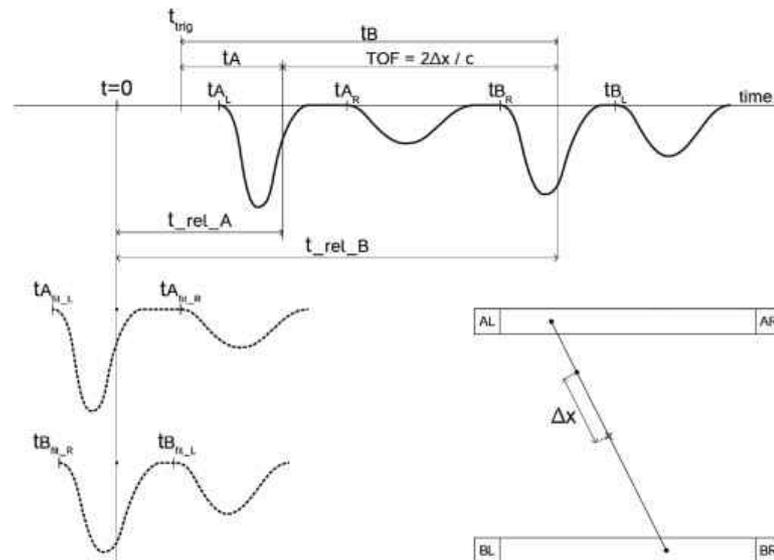


図4. TOF再構成の方法の絵画的なイラストは同期したモデル信号(破線)と測定信号(実線)を比較することに基づいている。詳細はテキストを見てくれ。TA_LとtA_Rは検出器Aの左右側で測定された信号の始めを示し、tAはTA_LとtA_Rの平均値として計算されたヒット時間を表す。類似して、検出器Bからの信号の始めとライブラリからの信号が示される。右下の図で、信号の測定に一致した自主おを描写する。AL, AR, BLそしてBRは検出器AとBの左そして右の光電子増倍管をそれぞれ示す。クロスポイントは応答線の中心。そして線上のドットは対消滅した天を示し、LORの中心からΔxだけ離れている。

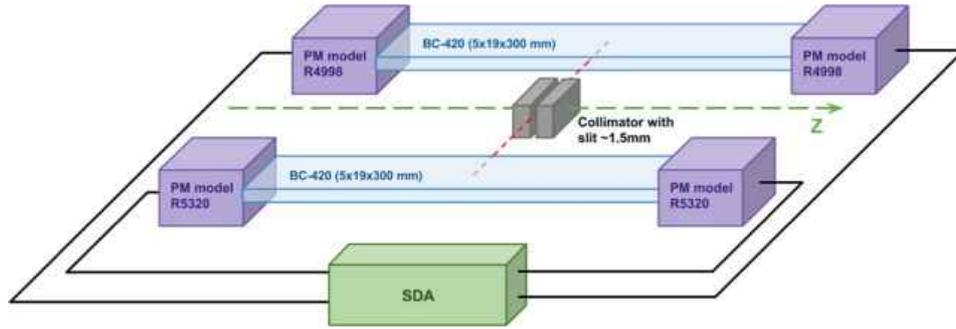


図 5. 模式図は J-PET プロトタイプを示す。詳細な記述はテキストで与えられている。

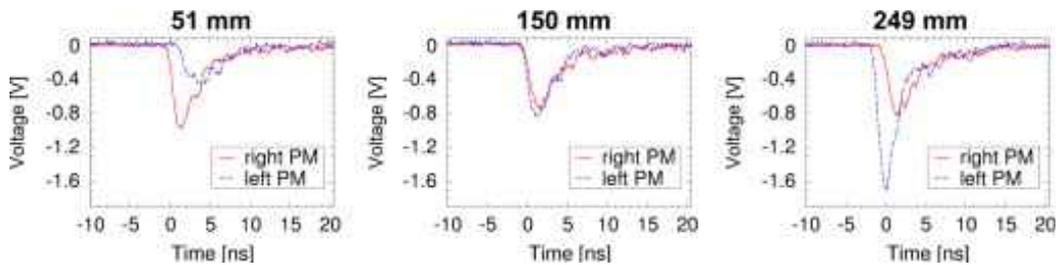


図 6. 左の PMT に最も近い位置 $z = 51$ mm (left), 150 mm (center), そして右の PMT に最も近い 249 mm (right) での測定された代表的な信号。

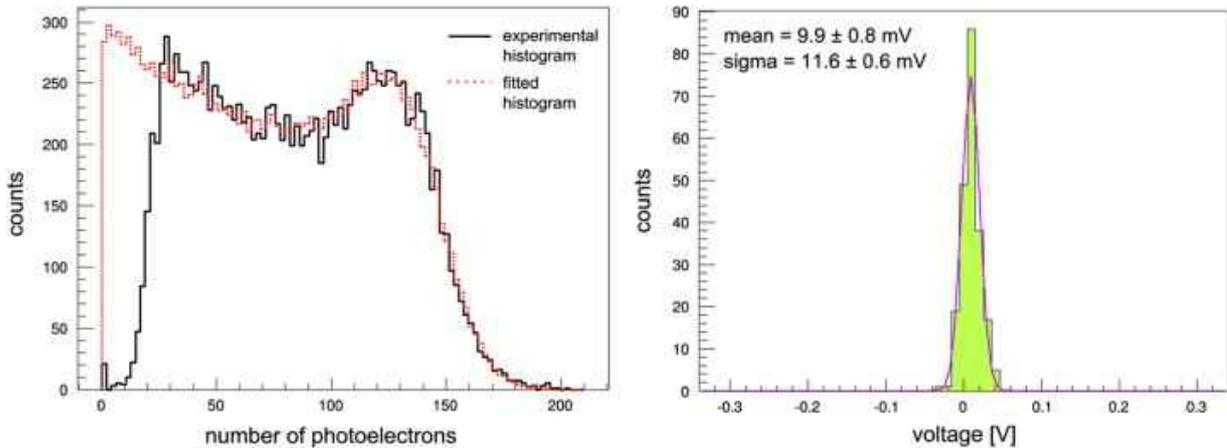


図 7. 左パネル: (黒実線ヒストグラム) 絞られた消滅ガンマ量子のビームをシンチレータ・ストリップの中心に照射することで決定した PMT 1つからの信号の電荷分布。(赤破線ヒストグラム) 検出器の分解能と巻き込んだ^[44]理論的な散乱電子^[45]のエネルギー分布と、フリーパラメータとしてエネルギー校正定数と規格化定数を実験データにフィットした。フィッティング過程の主な参考文献 [44] で説明されている。信号の電荷は文献 [46] で説明された方法を使って評価された光電子数で表される。実験的なスペクトラムの低い領域は SDA でのしきい値の設定でカットされている。

右のパネル: 測定された信号のノイズの分布の一例。この図は -2.5 ns より低い時間の単一信号の電圧分布を示す、例えば、実際のパルスのオンセットの前とか (図 6 を調べる)。重なった直線はガウス分布のフィットを示す。(図のキャプションにおいてカラーでリファレンスの解釈のために、このリーダーはこの論文の web 版に参照される。)

7.1. LOR and TOF reconstruction

セクション 5 に導入された記述によると、ライブラリの同期したモデル信号を持つ、それはそれぞれの信号に応じてガンマ量子の相互作用した時間がゼロにひとしい。この最後に、各モデル信号は $t_{\text{synch}} = -(t_L + t_R)/2$ の値による時間にシフトされる。単純化のために、 t_L と t_R をしきい値電圧 80 mV に重なった (以上の) 信号の時刻として決定した。80 mV の値はタイムウォーク効果とノイズが起因する時間の汚れ (時刻決定の悪化) の最適化をすることで選択した。タイムウォーク効果の影響を減らすため、可能な限り低くすべきだが、一方では電圧の適応したことに依存する約 10-20 mV の典型量の電氣的なノイズの影響を十部に高く減らすべきである。電気ノイズ・スペクトラムの一例は図 7 で表されている。TL と tR の決定の前に各信号は例えば図 7 で示す 9.9 mV の量の

ペDESTALを補正されることも重要である。

セクション 6 で導入した再構成方法のテストのために、以下の位置でストリップに絞られたビームを照射するときの測定事象を選択した: $z = 51 \text{ mm}, 99 \text{ mm}, 150 \text{ mm}, 201 \text{ mm}$ そして 249 mm 。J-PET 装置の位置と TOF 分解能は真実と再構成の位置と TOF の値の差の分布からそれぞれ決定される。真実の位置として、実際の照射位置を示す。

例証的な解析の目的のために、それぞれの信号は座標 $P(i)$ の配列として表される、ここで i は 1 から 42 までの自然数。セクション 3 からの記述に従って最初の 21 座標は左の信号の結果を記述し、次の 21 は右の信号に対して。実際に: 左の信号の時間に対応する $P(1) \sim P(10)$ は i 番目のしきい値電圧 $V_i = 60 \text{ mV} + (i - 1) \times 50 \text{ mV}$ に近く、左の信号の時間に対応する $P(11) \sim P(20)$ は i 番目の振幅 $f_i = 0.1 + (i - 11) \times 0.05$ のゆらぎに近く、信号の電荷に対応する $P(21)$ 。そして類似して $P(22)$ から $P(42)$ は右の信号と定義される。

セクション 6 の導入として、 P_t と P_s はテストされたサブセットからの信号 (P) と同期モデル信号のライブラリ (P_s) をそれぞれ示す。与えられた信号 P に対応するガンマ相互作用の平面の再構成のために、この信号はライブラリ内のすべての信号と比較される。次にモデル信号に最も類似したものへ与えた位置は最構成された位置として取られる。類似性の測定として、変数のような χ^2 が使用され、以下で定義される:

$$\begin{aligned} \chi^2(P, P_s, t_{rel}) &= \sum_{i=1}^{20} (P(i) - P_s(i) - t_{rel})^2 / \sigma^2(t) \\ &+ \sum_{i=22}^{41} (P(i) - P_s(i) - t_{rel})^2 / \sigma^2(t) \\ &+ (P(21) - P_s(21))^2 / \sigma(Q) \\ &+ (P(42) - P_s(42))^2 / \sigma(Q) \end{aligned}$$

ここで、 $\sigma(t)$ は $\sim 13 \text{ ps}$ と $\sim 40 \text{ ps}$ の間の値で、しきい値に依存する。そしてそれは 2 つの SDA チャンネルの同じ信号ストリップの時間差の分布測定によって決定される。電荷の配慮として、文献[44]で記述された研究は光電子数の統計的ゆらぎによって信号の電荷測定の不確実性が実証されることを明らかにした。したがって、高電子数の単位を N_{phe} と表し、そしてその不確実性を $N_{phe}^{1/2}$ として評価する。つまり、測定された電荷の差の不一致を示す $\sigma^2(Q)$ は比較した信号からの光電子数の合計に一致する。図 8 は χ^2 の最小値の plot の例を示している、そして χ^2 は位置 $z=150 \text{ mm}$ で測定された信号 P の一つの再構成過程の間で決定された。この plot でのそれぞれの点はモデル信号 P_s と信号 P の比較からの結果である χ^2 の最小値に一致する。 χ^2 の最小値は t_{rel} に従っていることがわかった。これはそれぞれの位置のために、ライブラリのたくさんの信号は蓄積されることが記述されるべきで、つまり多くの点はそれぞれの点で図 8 に見て明らかなのである。最後に、 P 信号の過程へ最も類似している信号として、それぞれのモデル信号 P_{sit} は χ_{min}^2 が最小であるように選択された。 P_{sit} に与えられた位置は信号 P に対応した位置の再構成として取られている。図 9 の左パネルは真実と再構成した位置の間の差の分布を示し、信号は $z=150 \text{ mm}$ で測定されている。ガウス分布でフィットして分解能 $\sigma \sim 13 \text{ mm}$ が立証された。右パネルはこの位置を変えていないことを指摘する。TOF 値は解析の最後のステップとして、セクション 6 と図 4 の描写で記述したプロセスに従った $t_{relA} - t_{relB}$ として再構成される。ここで t_{relA} と t_{relB} はグローバルな χ^2 の最小が最初と 2 番目の検出ストリップを見つけた値 (時間) t_{rel} のためにそれぞれ示す。真の TOF 値の配慮として、検出モジュールの間の間の真ん中に線源を設置したからそれがゼロに一致する。しかし、エレクトロニクスのチャンネルとケーブルによって遅延の差が生じ、再構成された TOF はゼロから異なるだろう、しかしそれぞれの事象も同様にされるべきである(?)。 $z=150 \text{ mm}$ で測定された信号の再構成された TOF 分布の結果は図 10 の左パネルに示す。そして右パネルには TOF 分解能を示し、これは位置の関数である。決定された分解能は約 $125 \text{ ps}(\sigma)$ に一致し、 30 cm 長の検出器びフルレンジを超えている。これは TOF 分解能が線源のサイズ (直径 3 mm) のためと 19 mm 厚のシンチレータ内でのガンマ量子の相互作用の未知の深さ (図 4 を見よ) のために相互作用の時間の広がりからの成分を含むことを強調することは重要である。これら 2 つの効果は約 $27 \text{ ps}(\sigma)$ の広がりと一緒に生じる。

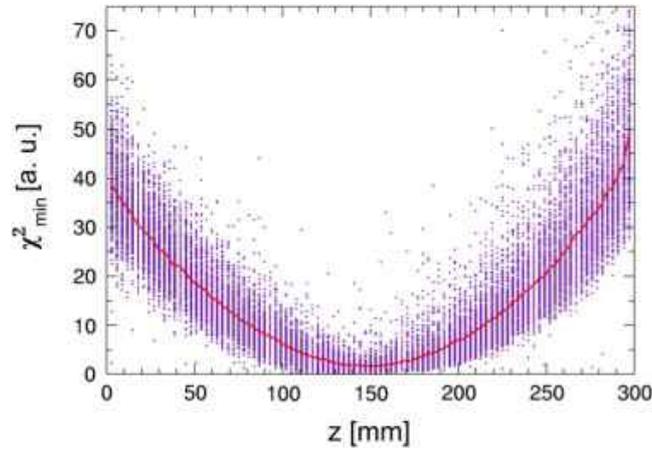


図 8. モデル信号にあてがった位置の関数としての χ^2_{\min} . 重ねている実線はそれぞれの位置を別々に決定した χ^2_{\min} の平均値を示す。

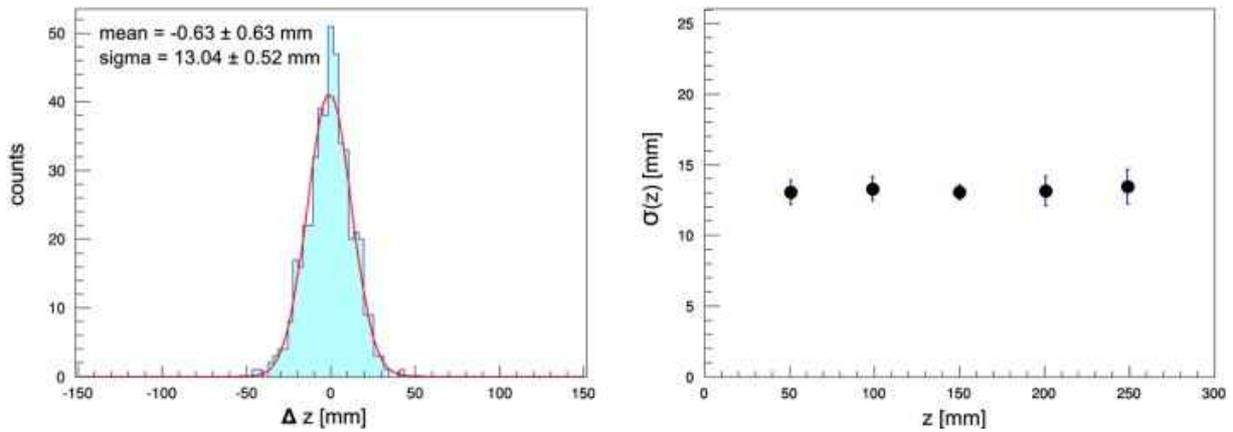


図 9. (左) $z=150$ mm で測定した信号の再構成した位置と本当の位置の差の分布。(右) ガンマ量子の相互作用平面の関数としての位置の分解能。

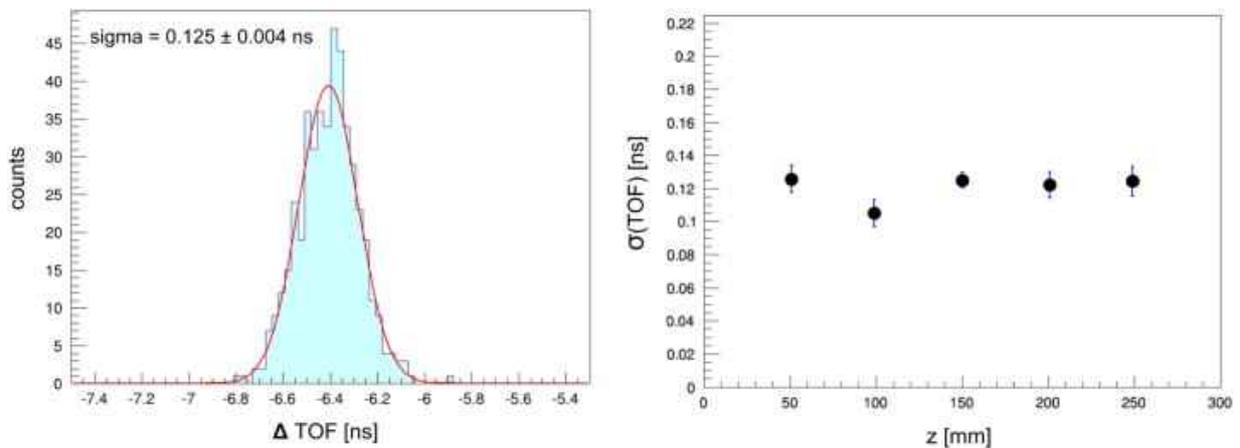


図 10. (左) $z=150$ mm で測定した信号の再構成した TOF と本当の TOF の差の分布。平均のゼロでない値はほとんどケーブル長の差によるもの、そして校正の物質である。(右) ガンマ量子の相互作用平面の関数としての TOF 分解能。

8. Summary

シンチレータ検出器内でガンマ量子のヒット位置とヒット時間の再構成を可能にする方法は記述され、そして、ダブルモジュール・プロトタイプ j-PET 装置での実験データ収集を基に確認された。この方法はライブラリからの同期されたモデル信号と測定した信号とが与える電圧と時間の領域を比較することに基づいている。ヒット時間とヒット位置はライブラリからの信号に対応したそれらとして再構成される。そしてその信号は測定信号に最も類似している。類似性の測定は多次元測定空間において測定信号とモデル信号で表される点の間隔として定義される。同期されたライブラリからのモデル信号と測定信号（患者の検査からの）の比較のために、それら信号で表されている点の間の距離の最小化がそれらの間の相対時間の関数として実行される。最小化から生じたその相対時間は検出器内でガンマ量子が相互作用した時間として取られる。相互作用の時間の値のこのような選択は記述された再構成法の決定的なアイデアのひとつを構成し、そして同じ追消滅過程からの量子のための異なる検出器で再構成された相互作用した時間の間の差が保証させる、これは検出器へこれらの量子の到着の時間の間の本当の差 (TOF) に一致する。その方法の奇抜さは TOF の実証を可能にする方法として検出器内のガンマ量子の相互作用の時間を決定する方法 (仕方) において、モデル信号の同期にも対応する。この論文ではモデル信号のライブラリの生成するための模範的な過程も紹介した、それはヒット位置に要求された空間分解能より小さいプロファイルをもつ絞られたガンマ量子ビームでシンチレータ・ストリップへのスキャンに基づいている。

紹介された方法は J-PET のダブル・ストリップ・プロトタイプによってデータ収集された実験の平均によって確認された。そして、この装置はサイズ 5 mm x 19 mm x 300 mm をもつプラスチックシンチレータとその両側に読み出しの PMT から構築されている。そのストリップは 22Na 線源からの消滅量子によって照射される、それは鉛コリメータの中心にある。モデル信号のライブラリはデータ収集システムで同期方法においてシンチレータに沿ってコリメーターが移動できる納期したエレクトロニクス・メカニカル・システムを使用して生成される。PMT からの信号は 100 ps 間隔 (インターバル) でサンプルされる、シリアル・データ・アナライザーによって。この論文で紹介された方法を応用すると、ヒット位置の再構成が約 1.3 cm (σ) の空間分解能と約 125 ps (σ) の TOF 分解能が成立された。

30 cm 長の検出器のための TOF 分解能の得られた結果は現在の TOF-PET 断層法の特徴 (約 230 ps (σ) の TOF 分解能と約 16 cm の典型的な視界^[47]) の対する2つの要因によってより良い。

この論文で提供した結果は将来まだ改善することができる、モデル信号のライブラリの同期のために使用された信号のオンセットの決定方法をよく練ることによって (例えば、異なるしきい値レベルで決定されたじかんの値の一つより利用すること)、そして異なったしきい値で測定された時間の間の衝突可能性を説明するであろうルイ氏の測定の適用によって。

Acknowledgments

We acknowledge technical and administrative support by T. Gucwa-Ryś, A. Heczko, M. Kajetanowicz, G. Konopka-Cupiał, W. Migdał, K. Wołek and the financial support by the Polish National Center for Development and Research through Grant no. INNOTECH-K1/IN1/64/159174/NCBR/12, the Foundation for Polish Science through MPD program, the EU, MSHE Grant no. POIG.02.03.00-161 00-013/09, and Doctus – the Lesser Poland PhD Scholarship Fund.