

Modelado y realización de una gamma-cámara de altas prestaciones

Pedro Guerra Gutiérrez, Juan Enrique Ortuño Fisac,

George Kontaxakis, Andrés Santos

Departamento de Ingeniería Electrónica ETS de Ingenieros de Telecomunicación, UPM

pguerra,juanen,gkont,andres@die.upm.es

Resumen

La disponibilidad de estímulos sintéticos realistas facilita y acelera la exploración del espacio de diseño y la validación de cualquier sistema de procesamiento digital. En este trabajo se ha realizado un modelo de la cadena de adquisición de una gamma cámara desde la detección del rayo gamma en el cristal de centelleo hasta el convertidor analógico-digital, incluyendo las propiedades de los cristales de centelleo, el dispositivo fotomultiplicador y el filtrado analógico previo a la adquisición, así como el modelado e implementación hardware de los algoritmos necesarios para la detección y caracterización del pulso de centelleo. La plataforma de modelado seleccionada es integrable con otras herramientas para la simulación de sistemas digitales, de modo que resulta posible emular cualquier experimento realizado en el laboratorio, lo cual permite evaluar el impacto de los distintos compromisos de diseño del sistema así como validar el diseño mediante la aplicación de estímulos sintéticos realistas.

1. Introducción

En los tomógrafos por emisión la calidad de la imagen está fuertemente condicionada por la naturaleza estadística del proceso de generación y detección de rayos gamma. Por una parte se considera que la generación de fotones de alta energía obedece a un proceso de Poisson, cuestión que se toma como hipótesis de partida para el desarrollo de los algoritmos estadísticos de reconstrucción iterativa [1]. Por otra parte el proceso de detección y amplificación de los fotones también se puede describir como Poissoniano.

Tanto el caso de tomografía por emisión de fotón único (SPECT) como por emisión de positrones (PET) la imagen proyectiva, a partir de la cual se realiza la reconstrucción tomográfica, representa la integral de la radioactividad contenida dentro del volumen perteneciente a cada una de las líneas de respuesta (LOR) que definen los elementos detectores o gamma-cámaras. En el caso de SPECT se emplea un colimador para la definición de las citadas LOR, mientras que en PET esta línea queda definida por los dos rayos- γ resultantes de la aniquilación del positrón al colisionar con un electrón.

La gamma-cámara tradicional consiste en cristales centelladores, en los cuales los rayos-gamma depositan parte de su energía dando lugar a un pulso de luz, acoplados a dispositivos amplificadores, bien

fotomultiplicadores (PMT) o fotodiodos de avalancha (APD), que amplifican el pulso de luz de unos pocos centenares de fotones a una corriente de baja intensidad, y que es procesada por la electrónica de adquisición. En el caso de PMT sensibles a la posición habitualmente se combina la lectura de los distintos ánodos mediante redes de división de carga [2, 3], aunque recientemente se ha demostrado que el procesamiento individual de los distintos ánodos proporciona imágenes de mayor calidad a costa de un esfuerzo computacional mucho mayor[4].

La disponibilidad de estímulos sintéticos realistas facilita y acelera la exploración del espacio de diseño y la validación de cualquier sistema de procesamiento digital. En los últimos años la electrónica de cabecera de las gamma-cámaras, elemento constructivo tanto en tomógrafos por emisión de fotón único como por emisión de positrones, ha evolucionado desde soluciones analógicas hacia sistemas de adquisición y procesamiento de datos de alta velocidad. De este modo el procesamiento digital sustituye al analógico, siendo ahora posible la implementación de algoritmos de detección y procesamiento óptimos, cuya realización en el dominio analógico resultaba compleja, si no imposible

El objetivo de este trabajo es la realización de la electrónica digital de un tomógrafo PET de alta resolución y elevada sensibilidad. Como paso previo se modela el proceso de detección de los rayos gammas desde su interacción con el cristal centellador hasta su caracterización mediante algoritmos de procesamiento de señal con el objetivo de obtener mediante simulación estímulos realistas. Los algoritmos de procesamiento seleccionados serán implementados en HW dedicado, tras lo cual se emplearán los modelos elaborados para generar estímulos sintéticos realistas que permitan, mediante cosimulación, validar el diseño digital y estimar las prestaciones del diseño. Esta aproximación facilitará la optimización del diseño de los módulos detectores PET de los próximos años[5].

El sistema simulado consta de una cámara con dos capas de cristal centellador (*phoswich*) [6] acopladas a un PMT sensible a la posición (PS-PMT), cuyos ánodos están conectados a la electrónica de lectura mediante redes sumadoras[2, 7]. La electrónica de lectura consiste en un amplificador de transimpedancia, un filtro y un convertidor por cada una de las señales obtenidas en la red sumadora. Finalmente, lógica digital dedicada procesa la señal adquirida, detectando y caracterizando los rayos- γ que impacten en la cámara.

2. Métodos

2.1 Plataforma de simulación

Para la realización de los modelos analógicos (cristales centelladores, PS-PMT, electrónica analógica y ADCs) y de los algoritmos de procesamiento digital se ha empleado Simulink 5.0 (The Mathworks, Natick, MA, USA). Los modelos de los algoritmos se han realizado teniendo en cuenta una implementación HW de los mismos.

El sistema digital se ha descrito en VHDL sintetizable (Very High Speed Integrated Circuit Hardware Description Language) optimizado para su implementación en dispositivos lógicos programables de Xilinx (Xilinx, San José CA, USA) y su funcionalidad se ha simulado con Modelsim SE (Mentor Graphics, Wilsonville, OR, USA). Para la validación y análisis de prestaciones del diseño HW se ha empleado el paquete de software XtremeDSP® de Xilinx que permite la cosimulación de un sistema mixto descrito parte en Simulink y parte en VHDL.

2.2 Modelo del Sistema

El número de trabajos que abordan la problemática de modelar el pulso generado por un fotomultiplicador es muy reducido, siendo el más completo el realizado por Royal Philips [5]. Estos pulsos se obtienen a partir del modelo de cada uno de los elementos de la cadena de adquisición, considerando las características estadísticas de cada uno de los procesos involucrados. Como punto de partida se considera la carga promedio entregada \bar{Q}_o por cada ánodo del PMT:

$$\bar{Q}_o = \bar{N}_{PHO} \cdot \eta \cdot \bar{G} \quad (1)$$

donde N_{PHO} es el número de fotones generados por el cristal tras la absorción de un rayo- γ , η representa la probabilidad de que un fotón generado en el cristal alcance la primera etapa de amplificación del PMT, y G es la ganancia del PMT. La carga se entrega en la forma de un pulso de corriente, el cual tras un cierto procesamiento es adquirido y procesado por la electrónica digital.

Cuando un rayo- γ interactúa con el cristal se genera un número de fotones N_{PHO} que depende de la energía inicial del rayo E_γ , de la fracción fotoeléctrica del cristal P_{FE} , de su rendimiento lumínico $Yield(E_\gamma)$ y de su resolución energética $\Delta E/E$. Además la carga N_{PHO} no se entrega de modo puntual, sino siguiendo una cierta distribución temporal que se puede modelar como una combinación lineal de dos o más exponenciales [8], que combinan constantes de subida τ_{RISE} y de bajada τ_{FALL} . La mayor parte de los cristales de interés se pueden representar mediante una única constante de subida y otra de bajada [5], de modo que el modelo del cristal resulta:

$$E_{CRISTAL} = \begin{cases} E_\gamma & \text{con Prob}(P_{FE}) \\ U\left(0, \frac{E_\gamma^2}{E_\gamma + 255}\right) & \text{con Prob}(1 - P_{FE}) \end{cases} \quad [9] \quad (2)$$

$$N_{PHO} = N\left(E_{CRISTAL} \cdot Yield, \frac{\Delta E}{E_{CRISTAL}}\right) \quad (3)$$

$$N_{PHO}(t) = N_{PHO} \frac{\exp\left(-t/\tau_{FALL}\right) - \exp\left(-t/\tau_{RISE}\right)}{\tau_{FALL} - \tau_{RISE}} \quad (4)$$

, donde $U(a,b)$ representa una función de densidad uniforme entre a y b , y $N(m,v)$ representa una función de densidad normal de media m y varianza v .

Puesto que se consideran dos capas de cristal, el valor de las constantes empleadas en (4) depende del cristal de interacción, el cual se selecciona aleatoriamente con cada rayo- γ a partir de las probabilidades a priori de cada cristal, las cuales quedan determinadas por la longitud del cristal y su longitud de atenuación.

El segundo término de la ecuación (1) hace referencia a la eficiencia de la detección, la cual se puede descomponer en dos términos: la eficiencia del cristal η_{CRIS} , que dependiendo de sus dimensiones y del acabado de la superficie se sitúa entre el 20 y el 60% [10], y la eficiencia cuántica del PMT η_{PMT} , que depende del espectro de emisión del cristal y la eficiencia del PMT en ese rango de longitudes de onda. La eficiencia global mide la probabilidad de que un fotón alcance la primera etapa de amplificación del PMT y se modela por medio de una binomial con probabilidad η .

El siguiente elemento en la cadena es el PMT, cuyo esquema de funcionamiento se muestra en la figura 1. Se trata de un dispositivo muy versátil sensible a la energía radiante en distintos rangos del espectro según el dispositivo. Cuando un fotón incide sobre el cátodo libera una serie de electrones secundarios que, mediante la aplicación de un campo eléctrico, son dirigidos al siguiente dínodo, como se muestra en la figura. Los electrones del último dínodo son colectados por el ánodo proporcionando un pequeño pulso de corriente, logrando ganancias de amplificación entre 10^3 - 10^8 .

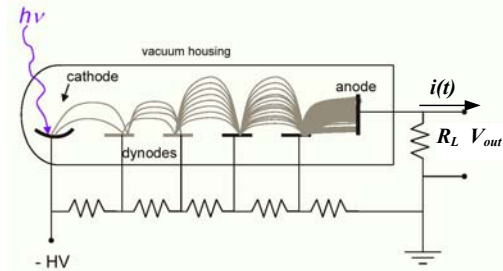


Fig. 1. Esquema básico de un fotomultiplicador.

La amplificación mediante emisión de iones secundarios permite que, en un diseño correctamente realizado, el tubo se aproxime a las prestaciones ideales. Los parámetros más importantes que deben considerarse son la ganancia, el tiempo de subida, el tiempo de tránsito y su variabilidad, la respuesta a un fotón aislado y la no-uniformidad de la respuesta en los distintos puntos de la superficie. El desarrollo estadístico presentado en [11] constituye el punto de partida para el modelado del PMT. Este modelo se extiende a un PS-PMT, en donde múltiples ánodos de lectura colectan y amplifican la energía radiante que incide sobre una sección del área total. Para la parametrización del modelo final se ha considerado el dispositivo H8500[12] y los resultados experimentales publicados[4, 12-14], de tal

modo que los resultados y observaciones de éstos son reproducibles mediante el modelo.

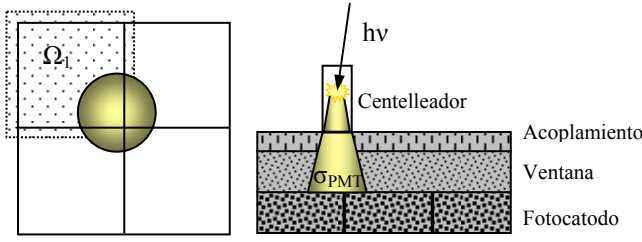


Fig. 2. El pulso de luz procedente del cristal ilumina la superficie del PMT, parte de los fotones incidentes atraviesan la ventana y alcanzan los fotocátodos, los cuales colectan energía que incide sobre ellos.

La superficie del fotocátodo iluminada por el cristal es superior a la superficie de éste, debido al esparcimiento de los fotones cuando atraviesan la grasa óptica de acoplamiento y la ventana del PMT (Fig. 2). Este hecho se modela mediante una distribución gaussiana centrada en el cristal; de este modo se calcula la fracción de energía colectada por cada ánodo como la integral extendida a lo largo la superficie Ω_j del cátodo correspondiente:

$$F_j = \frac{G_j}{\sqrt{2\pi\sigma_{PMT}^2}} \int_{\Omega_j} \exp\left(-\frac{(x-x_m)^2 + (y-y_m)^2}{2\sigma_{PMT}^2}\right) \cdot dx \cdot dy \quad (5)$$

, donde (x_m, y_m) son las coordenadas del centro del cristal m , G_j incluye la no-uniformidad de la ganancia y σ_{PMT} modela la apertura de los fotones entre el cristal y el fotocátodo.

Las respuesta del PMT a un fotón aislado se puede modelar como:

$$h(t) = \frac{1}{t_p^2} \cdot t \cdot \exp\left(-\frac{t}{t_p}\right) \quad (6)$$

$$t_p^2 = t_{PMTrise}^2 + t_{PMTjitter}^2$$

De tal modo que la corriente a la salida de cada ánodo j se estima como

$$i_j(t) = \bar{G} \cdot F_j \cdot q \cdot h(t) * N_{PHO}(t) + I_{dark} \quad (7)$$

La salidas de los ánodos es combinada mediante una red sumadora para generar cuatro señales tipo Anger, y éstas son transformadas por un amplificador de transimpedancia y un filtro de conformado tipo CR-RCⁿ, cuya conveniencia está justificada en [15]. Las señales filtradas se muestrean con una tasa de muestreo f_s , y a partir de la señal adquirida se detectan los pulsos, para a continuación extraer el punto de impacto, la energía e instante temporal del rayo- γ detectado.

Resulta necesario hacer hincapié en el modelo de ruido empleado, ya que se trata de un elemento indispensable para lograr estimaciones realistas del pulso. En este modelo se consideran dos fuentes de ruido, una serie e_n^2 y otra paralela i_n^2 (Fig.3), habiéndose demostrado que en condiciones normales las densidades espectrales del ruido se pueden expresar como [16]:

$$\frac{de_n^2}{df} = a + \frac{a_f}{|f|} \quad (8)$$

$$\frac{di_n^2}{df} = b + b_f |f|$$

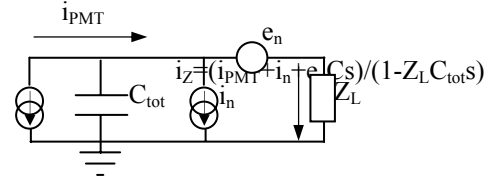


Fig. 3. Modelo de ruido a la salida del PMT. Es de destacar la dependencia del ruido serie con las capacidades parásitas, que puede llegar a ser dominante sobre las demás fuentes de ruido.

3. Resultados

Los modelos descritos se han implementado como bloques de Simulink parametrizables, con el objetivo de que puedan ajustarse al mayor número de escenarios posible. En primer lugar se contrasta, como se muestra en la Fig. 4, la lectura realizada con un osciloscopio en el dínodo de salida del PMT con el resultado de la simulación. Como se aprecia la correspondencia entre ambos pulsos es total tanto en la forma como en el nivel de ruido.

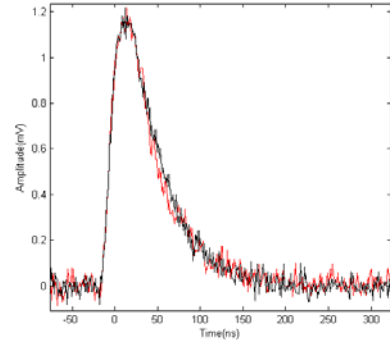


Fig. 4. Representación de un pulso real de LYSO (Crystal Photonics Inc) en rojo frente a un pulso simulado en negro, en donde se han modelado todas las características del sistema.

A continuación se han parametrizado los modelos convenientemente para la validación y verificación, mediante cosimulación entre *Simulink* y *Modelsim*, de la electrónica digital de un PET para pequeños animales actualmente en desarrollo.

Se ha considerado un *phoswich* formado por LSO(1.2cm)/GSO(1.2cm) acoplado a un PMT H8500 mediante una fina capa de grasa óptica [14]. Dadas las características de emisión de los cristales considerados y la eficiencia del *biakali* empleado en el PMT, se considera una eficiencia total del 10% [17] considerando niveles de ruido equivalentes a los introducidos por la electrónica analógica disponible en la actualidad. Con el objetivo de acelerar las simulaciones y situar las simulaciones el caso más desfavorable, se ha simplificado el PMT de 64 canales a 16, empleado una red sumadora para obtener las señales de Anger (X^+, X^-, Y^+, Y^-). Para el filtrado se han empleado filtros CR-RC con 10ns de tiempo de pico. Finalmente se ha considerado un juego de convertidores ideales a 50MHz.

Para el sistema descrito se han realizado distintos bancos de pruebas que proporcionen los estímulos adecuados para estimar las prestaciones de la electrónica digital implementada (Fig.5), siendo los parámetros más representativos del sistema como la resolución energética, la resolución temporal (Tabla.1), la resolución espacial mediante un mapa de cristales (Fig. 6) y el tiempo muerto por procesado.

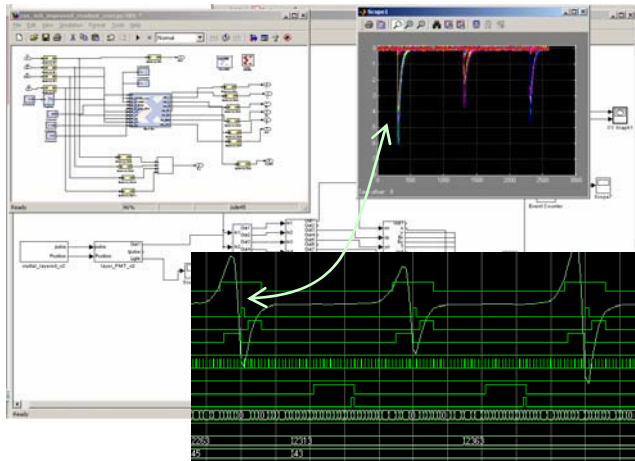


Fig. 5. Aspecto del entorno de simulación. Mediante cosimulación se monitorizan estímulos, resultados y el comportamiento de la electrónica digital.

	LSO	GSO
Prob. a priori	74%	26%
Tiempo muerto	260ns	
$\Delta E/E$ FWHM	11.4 %	15.3%
$\Delta T/T$ FWHM	1.8 ns	5 ns

Tabla. 1. Prestaciones estimadas de la electrónica digital.



Fig. 6. Imagen proyectiva de los cristales, en el que cristales se aprecian las distorsiones debidas a la red sumadora y la distorsión en los bordes debido a la menor colección de luz de los cristales de la periferia.

4. Conclusiones y trabajo futuro

Se ha modelado la cadena de adquisición de una gamma cámara de alta resolución con el fin de obtener estímulos realistas que permitan validar y estimar las prestaciones de la electrónica de procesado digital desarrollada. Esta electrónica implementa los algoritmos fundamentales para la realización de un tomógrafo PET/SPECT de altas prestaciones, destacando la generación de la marca de tiempo mediante técnicas exclusivamente digitales [18]. Los resultados obtenidos mediante simulación están en correspondencia con los resultados experimentales documentados en la literatura. La metodología empleada permite la comparación objetiva de distintos algoritmos de

detección y estimación y facilita el depurado de errores en el código HDL reduciendo tiempo de diseño y costes.

Como trabajo futuro los autores pretenden incluir en el HW algoritmos para la identificación del cristal de interacción y la substracción automática de la línea base. Igualmente se trabaja en el desarrollo de nuevos módulos HW que incrementen, con respecto a la situación actual, el ancho de banda de transmisión con el objetivo de que la tasa de singles pueda superar 500kcps.

5. Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado por el MEC a través de su programa de becas FPU, por la red Temática IM3 (G03/185) y por el proyecto TIC2001-0175-C03-02. Los autores agradecen a la Unidad Experimental del Hospital General Universitario Gregorio Marañón por su colaboración, por los datos experimentales proporcionados y la ayuda proporcionada para la realización de este trabajo.

Referencias

- [1] L. Shepp, et al., "Maximum Likelihood Reconstruction for Emission Tomography," *IEEE Trans Med Imag*, **1**:133-22, 1982.
- [2] S. Siegel, et al., "Simple charge division readouts for imaging scintillator arrays using a multi-channel PMT," *IEEE Trans Nucl Sci*, **43** (3):1634-41, 1996.
- [3] V. Popov, et al., "Analog readout system with charge division type output," *IEEE NSS*, 2001
- [4] F. Habte, et al., "Prototype Parallel Readout System for Position Sensitive PMT based Gamma Ray Imaging System," *IEEE MIC*, 2003
- [5] A. Thon, et al., "Exact Modeling of Analog Pulse for Detector Modules," *IEEE MIC*, 2003
- [6] J. Seidel, et al., "Resolution uniformity and sensitivity of the NIH ATLAS small animal PET scanner: Comparison to simulated LSO scanners without depth-of-interaction capability," *IEEE Trans Nucl Sci*, **50** (5):1347-50, 2003.
- [7] R. Wojcik, et al., "Optimized readout of small gamma cameras for high resolution single gamma and positron emission imaging," *IEEE NSS*, 2001
- [8] M. e. Ljungberg, et al., *Monte Carlo Calculations in Nuclear Medicine: Applications in Diagnostic Imaging*: Institute of Physics Publishing, 1998.
- [9] J. A. Sorenson, et al., *Physics in Nuclear Medicine*, Second ed: Harcourt Brace Jovanovich, 1987.
- [10] C. S. Levin, et al., "Initial studies of a new detector design for ultra-high resolution positron emission tomography," *IEEE NSS*, 2002
- [11] Burle, *Photomultiplier Handbook*, 1989.
- [12] Hamamatsu, "H8500 Datasheet," 2003.
- [13] R. Pani, et al., "Recent advances and future perspectives of position sensitive PMT," *Nucl Instr & Meth in Phys*, **213**:197-205, 2004.
- [14] S. Riboldi, et al., "Investigation of Signal Readout Methods for the Hamamatsu R8500 Flat Panel PSPMT," *IEEE MIC*, 2003
- [15] J. Wulleman, "Detector-noise suppression by appropriate CR-(RC)n shaping," *Electronics Letters*, **32** (21):1953-4, 1996.
- [16] G. Bertuccio, et al., "A method for the determination of the noise parameters in preamplifying systems for semiconductor radiation detectors," *Review Sci Instr*, **64** (11):3294-8, 1993.
- [17] W. W. Moses, et al., "Prospects for time-of-flight PET using LSO scintillator," *IEEE Trans Nucl Sci*, **46** (3):474-8, 1999.
- [18] A. O. Hero, III., "Timing estimation for a filtered Poisson process in Gaussian noise," *IEEE Trans Inform. Theory*, **37** (1):92-106, 1991.