



Universidad de Oviedo

FACULTAD DE CIENCIAS

TRABAJO FIN DE GRADO

Simulación de un detector con Geant4

Tristán Ángel Suárez Baraza

Oviedo

11 de julio de 2022

Índice

1	Introducción	3
2	Fundamentos y herramientas	4
2.1	CubeSat	4
2.1.1	Órbita	5
2.1.2	Entorno	6
2.1.3	Blindaje	8
2.2	Los rayos cósmicos	10
2.3	Geant4	12
3	Detectores de centelleo	14
3.1	Espectro de emisión	17
3.2	Tiempo de decaimiento	18
3.3	Rendimiento de la luz de centelleo	19
3.4	Eficiencia cuántica	20
3.5	Reflexión y refracción	21
3.6	Sección eficaz	22
4	Compact Scintillator Array Detector (ComSAD)	24
4.1	Fabricación	24
4.2	Consideraciones	25
4.2.1	Blindaje	25
4.2.2	BC-408	27
4.2.3	C-Series (SiPM)	31
4.2.4	Radiación incidente	33
4.3	Análisis de la salida	34
4.3.1	Calibración	35
4.3.2	Simulación para múltiples núcleos incidentes	36
4.3.3	Trayectoria de una partícula	37
4.3.4	Características del centelleador	41
5	Discusión de resultados y conclusiones	44
A	Ionización	46
B	Bremsstrahlung	46

C	Excitación y vibraciones de red	48
D	Poder de frenado	48
E	Efecto Compton	49
F	Producción de pares	50
G	Longitud de atenuación	50
H	Efecto fotoeléctrico	51
I	Integración en Geant4 del problema	51
J	Referencias	52

1. Introducción

Este trabajo está centrado en el marco de la detección de rayos cósmicos. Además del interés que estos pueden tener por su origen extragaláctico y características energéticas peculiares, su estudio nos permite entender otros procesos físicos que ocurren en nuestro sistema solar, como el campo magnético interplanetario, la actividad solar y su predicción de tormentas magnéticas. Estas últimas indirectamente relacionadas y gracias a ello entendibles sus periodos históricos gracias a los denominados isótopos cosmogénicos, que se originan en la captura de neutrones de las cascadas atmosféricas (a consecuencia de los rayos cósmicos) por núcleos de nitrógeno y oxígeno que dará lugar a isótopos radiactivos de análisis como el Carbono-14.

También es esencial el estudio de los rayos cósmicos como fuente de radiación peligrosa. A pesar de que nuestro cuerpo es continuamente atravesado por cientos de ellos, estos niveles de radiación son ínfimos, sin embargo, es en alturas por encima de capas atmosféricas donde la intensidad de los rayos cósmicos empieza a ser peligrosa, no solo para la salud como es en el caso de misiones espaciales tripuladas (dañando las neuronas y las moléculas de ADN con daños irreversibles), sino también para la protección de dispositivos electrónicos y comunicación tanto tanto de satélites como de naves espaciales, provocando fallos en los microcircuitos que podrían conllevar la pérdida de datos o comunicaciones.

Es por ello que para su estudio nos centraremos en la simulación de un sistema CubeSat. Un CubeSat consiste en un satélite con forma normalmente cuadrada utilizado en el ámbito universitario por su reducido coste de fabricación, ello permite si se desea la colocación de múltiples satélites en diferentes altitudes. Está compuesto básicamente por un blindaje externo, varios centelleadores ligados a fotomultiplicadores, elementos electrónicos y una estructura de soporte con placas fotovoltaicas acopladas para el suministro energético.

Concretamente basaremos el trabajo en el sistema conocido como ComSAD, basado en la estructura básica de un CubeSat, diseñado por el instituto nacional de Taiwán, su objetivo final es la obtención de información relacionada con los rayos cósmicos en bajas atmósferas. Para la recreación de este sistema entonces utilizaremos el entorno Geant4, este consiste en un conjunto de herramientas para la simulación de partículas a través de la materia, que ha sido creado aprovechando la ingeniería de software y la tecnología orientada a objetos implementando el lenguaje de programación C++. Sus ámbitos de aplicación incluyen la física de altas energías, nuclear y de aceleradores, así como los estudios en medicina y ciencias espaciales. En resumen, consiste en una herramienta muy útil para cualquier ámbito de la física al que se aplique. Además se hará uso también de otras herramientas de análisis de la salida del sistema CubeSat, que han de ser capaces de soportar grandes cantidades de información, es decir, implementadas para el análisis de big data, esto debido al gran número de fotones emitidos debidos al centelleo, de esta forma el mejor framework para llevarlo a cabo es el conocido como ROOT, basado también en C++ y pudiendo llegar a analizar entradas de más de diez terabytes, además se encuentra ligado a Geant4

lo que facilita la lectura de los datos. Por otra parte se emplea para el dibujo de elementos simples el lenguaje de programación Python.

La estructura del trabajo es tal que en la sección 2 revisaremos los fundamentos físicos y las herramientas utilizadas en el sistema, analizando la estructura y condiciones generales de un CubeSat para el estudio de rayos cósmicos, también se analizará el origen e interacción de estos últimos y describiremos de forma breve las herramientas de simulación con las que llevaremos a cabo todos los procesos físicos. En la sección 3 se describirán las características físicas de los detectores de centelleo de forma general aunque especificando el funcionamiento de los centelleadores orgánicos esencialmente ya que son los que dominan en los sistemas CubeSat. En la sección 4 definiremos finalmente de forma explícita las características con que cuenta el sistema ComSAD que simularemos, teniendo en cuenta sus términos de fabricación y los componentes empleados para la detección de las partículas que los atraviesen, analizando finalmente cual es la salida obtenida mediante la implantación de todos estos parámetros. Finalmente, en la sección 5 discutiremos los resultados obtenidos y como mejorarlos. Se incluyen también apéndices con contenido añadido para entender ciertos procesos físicos que se dan en la interacción de partículas cargadas con la materia, un apartado de integración en los diferentes módulos de Geant4 de las características de los componentes del sistema y por último las referencias utilizadas para el trabajo.

2. Fundamentos y herramientas

2.1. CubeSat

El diseño básico del CubeSat consiste en una estructura cúbica normalmente recubierta por un blindaje y estructura de soporte de aluminio en cuyo interior se encuentra una estructura de placas de circuitos además de baterías recargables (ver figura 2). Las baterías dividen las funciones del satélite en dos partes, una mitad del satélite contiene el ordenador del satélite y el control de comunicaciones, la otra se ofrece para la carga útil. Su diseño está influenciado por las características del objetivo definido y también por las restricciones impuestas por el Programa CubeSat. Las restricciones del programa CubeSat están relacionadas principalmente con las dimensiones y la masa, siendo los demás parámetros de construcción característicos definidos por el grupo de investigación. La restricción dimensional consiste en que la escala no sea mayor a un cubo de diez centímetros aproximadamente. Por otra parte, el requisito impuesto a la masa del satélite consiste en un valor máximo de un kilogramo. Teniendo en cuenta que un cubo de diez centímetros cúbicos de agua contiene una masa de un kilogramo y sabiendo que los materiales empleados en la estructura del satélite tienen una densidad significativamente mayor que la del agua es fácil anticipar como estas restricciones suponen importantes limitaciones y desafíos al aspecto y construcción de la estructura del satélite, implicando un enfoque que tendrá un volumen interno muy vacío. Normalmente en su diseño se presenta una masa aproximadamente unos ochocientos gramos,

dejando doscientos gramos libres para la carga útil. A pesar de ello, estas limitaciones favorecen a que el lanzamiento del CubeSat sea más rentable.

Por otra parte su estructura externa cuenta con paneles solares, algunos desplegables y la mayoría con cada cara cubierta, pero las limitaciones antes comentadas hacen que la superficie y la masa disponible para exponer las mismas mientras está en órbita sea muy reducida, por lo tanto la capacidad disponible para hacer funcionar los subsistemas y la instrumentación del CubeSat aprovechando la energía solar hace que tengan que trabajar a niveles de potencia bajos para conservar su energía. Así se muestra el diagrama de un CubeSat estándar 1U en la figura 1, también existen 2U y 3U, dónde U representa la unidad del CubeSat y cada una se traduce en diez centímetros hacia lo largo en la estructura.

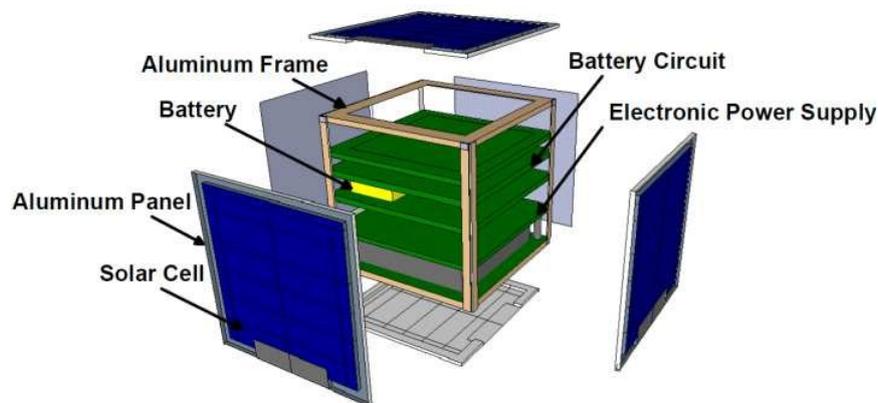


Figura 1: Diagrama del CubeSat estándar 1 U [1]

Aunque los CubeSat tienen algunas características indeseables, su bajo coste de desarrollo y lanzamiento los convierte en una buena plataforma para misiones de alto riesgo. Normalmente, los CubeSat se utilizan como herramientas educativas a nivel universitario para mostrar a los estudiantes el diseño y gestión de proyectos, la ingeniería de sistemas y el estudio de los sistemas espaciales. En este sentido, los desarrolladores de CubeSat pueden asociarse con la industria, los científicos y los ingenieros para hacer volar una tecnología completamente nueva que, de otro modo, podría esperar años para conseguir un patrimonio de vuelo suficiente, y así abordar cuestiones científicas específicas.

2.1.1. Órbita

Los CubeSat suelen volar en órbita terrestre baja (OTB), que como su nombre indica es una órbita relativamente cercana a la superficie de la Tierra. Normalmente se encuentra a una altitud inferior a mil kilómetros, a pesar de ser una distancia grande es baja en comparación con otras órbitas, aunque sigue estando muy por encima de la superficie terrestre. En concreto el rango de interés de los rayos cósmicos se encuentra entre los sesenta y trescientos cincuenta kilómetros. A diferencia de los satélites en otras órbitas que deben ubicarse siempre a lo largo del ecuador de la Tierra, los satélites en OTB no tienen

que seguir siempre una trayectoria concreta alrededor de la Tierra y su plano puede inclinarse, lo que significa que hay más rutas disponibles para los satélites, razón por la es una órbita muy utilizada. Los satélites en esta órbita viajan a una velocidad de unos $v = 7.8 \text{ km/s}$ tardando aproximadamente noventa minutos en dar una vuelta entera a la Tierra.

Como es de esperar la órbita de un satélite no está regida de forma estricta por el movimiento kepleriano del problema de los dos cuerpos, sino que se ve afectada por perturbaciones en mayor o menor medida. El cuerpo central no esférico, la fricción atmosférica, la presión de radiación solar, el empuje y las interacciones gravitatorias con otros cuerpos celestes son las más comunes, y provocan una pérdida de altitud seguida de una reducción de su órbita y una vida útil más corta. Dentro de estas las perturbaciones que más efecto provocan son las gravitacionales (la Tierra no tiene una distribución de masas homogénea, ni es una esfera perfecta variando el campo gravitatorio con la latitud, la longitud y el radio) y especialmente el arrastre atmosférico. Como consecuencia de este arrastre, las órbitas elípticas se vuelven circulares y el momento angular y la altitud disminuyen hasta que el satélite vuelve a entrar en la atmósfera, siendo la densidad atmosférica un factor crítico para predecir correctamente la fuerza perturbadora, ya que aunque la vida útil de la misión aumenta exponencialmente con la altitud y la probabilidad de chocar con estas moléculas disminuye, no es cero, la densidad de la atmósfera se encuentra alrededor de 10^{-6} kg/m^3 a cien kilómetros de altitud, valor de referencia donde comienza el espacio, y disminuye a 10^{-11} kg/m^3 a cuatrocientos kilómetros. Debido a esto, los satélites con órbitas inferiores a trescientos kilómetros suelen tener una vida útil de solo seis meses a menos que se incorpore un sistema orbital con sistemas de propulsión, lo cual es todavía poco frecuente para los CubeSat por su dificultad de implementación al tener unas características estructurales demasiado restringidas. Aquellos CubeSat diseñados para escapar de la influencia gravitacional de la tierra sin estos sistemas necesitan una altitud de como mínimo seiscientos kilómetros para cumplir ese requisito en los veinticinco años siguientes al lanzamiento. Algunos de los métodos que se están desarrollando actualmente para ayudar a los CubeSat a abandonar la órbita antes son los anclajes electrodinámicos y las velas solares, aunque todavía no se han demostrado de forma operativa.

2.1.2. Entorno

El diseño de cualquier satélite debe incluir consideraciones cinéticas, eléctricas, térmicas y de comunicación, para proteger el sistema de radiaciones que puedan dañar sus componentes, reducir la interferencia en la señal y generar energía solar mediante placas solares, pero no es posible incluir en el modelo todos los procesos de forma detallada por lo que se introducen simplificaciones. Las dos características principales del entorno del sistema CubeSat con origen en la radiación solar son la energía incidente y la temperatura.

El valor del flujo de radiación del Sol asumiendo que este es un cuerpo negro a una temperatura media

efectiva de 5500°C y sabiendo que se encuentra a una distancia de 1 UA (razón por la que se puede asumir que los rayos solares son paralelos cuando llegan al sistema) es $F_S = 1367 \text{ W/m}^2$, aunque hay variaciones debidas a la actividad cíclica del Sol ya discutida. La curva de distribución espectral del sol tiene un pico en torno a los 500 nm , y su distribución energética es de aproximadamente un 7.2% en el ultravioleta, un 47.2% en el visible y un 45.6% en el infrarrojo cercano.

Por otra parte la segunda fuente más importante de radiación y que tendrá mayor efecto en las células fotovoltaicas después de la radiación solar es el porcentaje de radiación que cualquier superficie refleja respecto a la radiación que incide sobre ella, conocido como albedo, donde los valores de albedo más altos implican enfriamiento frente a valores bajos que producen calentamiento. No existe un modelo único y preciso válido ya que este parámetro es función de muchas variables, como las condiciones atmosféricas, las nubes y los materiales de que estén conformados el suelo, pero sabemos que las superficies claras como las zonas continentales tienen valores de albedo mayores que las oscuras como el océano, al igual que las tierras cubiertas de nieve y arena, de igual forma ocurre para las superficies brillantes respecto a las mates. El albedo promedio conocido de la tierra es de aproximadamente $b = 0.3$, y se puede asumir que su superficie y atmósfera se comporta reflejando la energía incidente desde una dirección igual en todas direcciones de forma que al variar la posición del observador la luminancia no cambia, este tipo de superficies son también conocidas como superficies de Lambert. Todo ello implica que el albedo puede representarse mediante una función de fase dependiente del ángulo de elevación solar β que define el ángulo mínimo entre el plano de la órbita y el vector de incidencia solar, donde su distribución espectral tiene una variación significativa entre 290 y 500 nm . Su valor máximo se alcanza por debajo del punto en que los rayos solares inciden de manera exactamente perpendicular a su superficie, es decir, del punto conocido como subsolar ($\beta = 0^{\circ}$), mientras que para cualquier valor distinto de 0° el pico de albedo se reduce y, a medida que β aumenta, el eclipse satélite-sol disminuye hasta un punto en el que desaparece (dependiendo de la altitud), concretamente en $\beta = 90^{\circ}$ el albedo es nulo. Por tanto, un valor alto de β puede ser interesante para las células fotovoltaicas, sin embargo, puede no serlo en términos de transferencia de calor si el satélite debe mantenerse a bajas temperaturas.

Relacionado con el albedo se caracteriza otra de las fuentes de radiación, la radiación infrarroja emitida por la Tierra, que aunque útil para la compensación de los efectos térmicos es transparente para la generación de energía en las placas fotovoltaicas al ser una longitud de onda mucho mayor y por tanto poco energética. Es fácil anticipar que las superficies más cálidas de la Tierra emitirán más radiación que las más frías, sin embargo, la emisión es relativamente variable a causa de efectos atmosféricos como las nubes densas que pueden bloquearla antes de que llegue al satélite. Esta radiación infrarroja suele ser mayor cerca del punto subsolar, mientras que es menor cerca de los polos y en las zonas donde se desvanece la incidencia solar (noche), esto es consecuencia de la temperatura de la superficie que absorbe mayor cantidad de radiación en aquellas zonas en donde más rayos incidan, a pesar de ello se puede

definir un valor de temperatura media efectiva que ronda los -18°C en la superficie terrestre, emitiendo un flujo de $F_T = 237\text{W}/\text{m}^2$. Por último, otra fuente posible procedería del fondo cósmico de microondas, correspondiente a la radiación de un cuerpo negro a 2.7K , valor demasiado pequeño para ser comparable a las fuentes anteriormente comentadas.

Todas las cuestiones relacionadas con la comunicación, el control térmico y la generación de energía y como se ven afectadas por la dinámica del satélite en órbita son parámetros fundamentales para el análisis. Cuando se trata con satélites de tamaños tan pequeños como los CubeSat se vuelven más crítico el control de estos parámetros por el espacio disponible para aportar soluciones de ingeniería, el área externa disponible para las células fotovoltaicas, la masa máxima del satélite, sus materiales de blindaje, su grosor y un largo etcétera.

2.1.3. Blindaje

Alrededor del CubeSat se construye un blindaje cuya función será reducir la exposición de los componentes electrónicos internos y el ruido en los detectores debidos a la radiación proveniente del entorno al que está sometido el sistema. La mayoría de partículas cargadas que inciden sobre el detector son como ya comentamos núcleos de hidrógeno y helio que pueden provocar aún a baja densidad por sus altas energías la ionización del aire circundante A, por lo que se generarán una variedad de partículas (tanto fotones como partículas cargadas) añadidas también a aquellas debidas a la radiación ya comentada en el apartado 2.1.2, es trascendente el estudio de su interacción con la materia para el diseño del blindaje. Dentro de las partículas cargadas que se producirán conviene entender principalmente la interacción de los electrones y los protones. Los electrones son fácilmente detenidos por un blindaje adecuadamente diseñado (hasta $\sim 10\text{MeV}$). Sus trayectorias se dispersan hasta el punto de que un gran porcentaje de un haz de electrones que incide en cualquier material será retrodispersado. Este fenómeno está causado por una amplia gama de interacciones de los electrones con la materia, incluyendo la radiación bremsstrahlung B, la excitación y posterior vibración de la red material C, dependiendo de la energía con que estos lleguen al material, a su vez se generan fotones como consecuencia de estos procesos. Debido a esta dispersión en la materia los electrones no son capaces de llegar a los centelleadores con suficiente energía para provocar un centelleo detectable y/o comparable al de las demás partículas energéticas. En contraparte para los protones el único proceso físico relevante dentro del blindaje es el poder de frenado D, para aquellos con muy alta energía la penetración es relativamente fácil al ser partículas masivas, atravesando la materia sólida con trayectorias que no se desvían mucho y una energía depositada inversamente proporcional a su velocidad aproximadamente.

Por otro lado, la interacción que sufren los fotones con la materia que debe ser tenida en cuenta para proteger el sistema de todo aquel ruido óptico que no sea originado por el centelleo, producido por efecto Compton E y producción de pares F para fotones energéticos. Cabe destacar que solo será considerada

como interferencia a aquellos valores de la longitud de onda que se encuentren dentro del rango de absorción del fotomultiplicador en cuestión, y que además hayan sido capaces de atravesar el sistema, o también a aquellas partículas cargadas generadas en los procesos de interacción comentados de la materia con los fotones. Teniendo en cuenta que suelen trabajar en el rango visible es predecible que no habrá prácticamente interacción de estos fotones externos por ser absorbidos debido al coeficiente de atenuación del blindaje G. Para casos muy energéticos como los rayos gamma los centelleadores orgánicos son sensibles, pero en la mayoría de casos simplemente atravesarán el material sin excitar ninguno de los cristales o matrices plásticas de los centelleadores, será discutido con más detalle más adelante.

Es muy importante entender todos los procesos físicos implicados ya que el principal factor que se ha tener en cuenta para todos ellos es el grosor y el material a aplicar, experimentalmente la dosis de radiación incidente efectiva puede calcularse sumando los valores de la dosis ionizante para cada sector mediante el factor conocido como coeficiente de densidad de apantallamiento, que depende exponencialmente del grosor y se define como:

$$\sigma_v = \frac{1}{tD}$$

Donde t representa el espesor y D es la dosis de radiación medida en función de un objetivo de silicio. Se observa así en la figura 2 la variación de este coeficiente en función de la densidad superficial del blindaje $\sigma = \frac{m}{A}$ para un entorno de órbita terrestre baja:

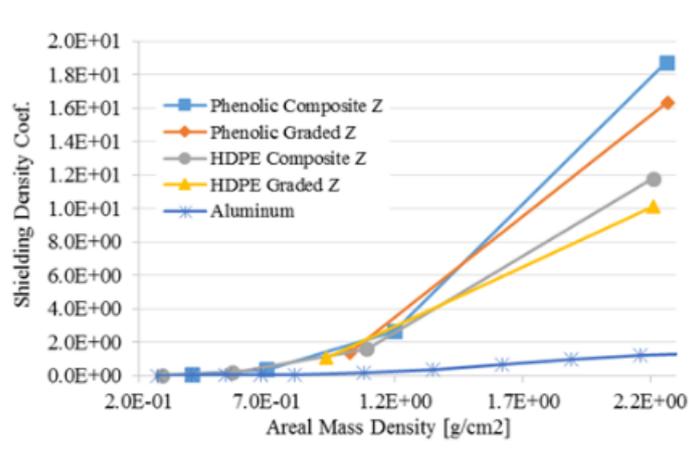


Figura 2: Eficiencia de volumen en función de la masa para una órbita terrestre baja estándar [2]

Apreciando así la dependencia aproximadamente exponencial, y como el coeficiente aumenta a medida que también lo hace la fracción de materiales añadidos en laminas aumentando así el valor de Z en este entorno rico en electrones, además permiten reducir la masa del detector proporcionando un ahorro de casi hasta un sesenta por ciento de su masa para lograr los mismos niveles de atenuación que una sola

capa de aluminio, sin embargo, aunque el blindaje Z graduado puede ser más eficiente, normalmente requiere más volumen, lo que añade un problema de diseño de nuevo en los sistemas CubeSat.

2.2. Los rayos cósmicos

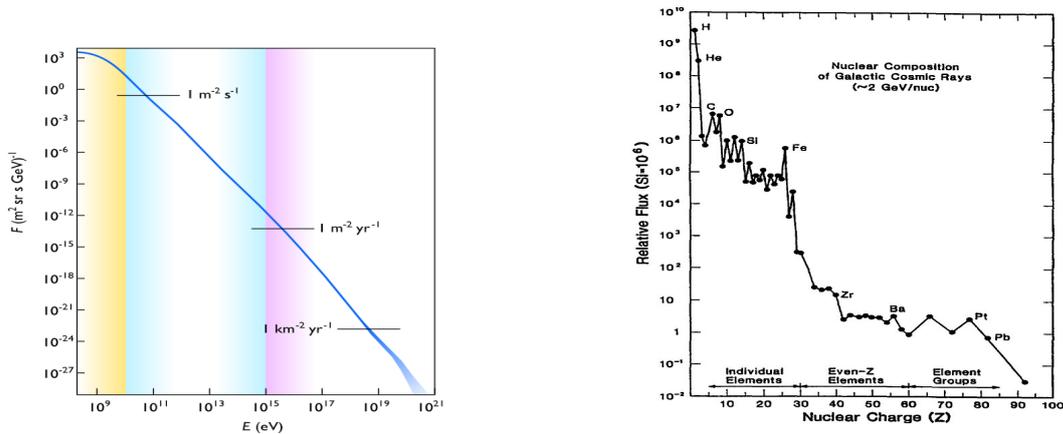
Los rayos cósmicos consisten en núcleos de alta energía, en su mayoría protones que se propagan por todo el espacio a casi la velocidad de la luz, normalmente su origen es galáctico, aunque a muy altas energías tienen procedencia extragaláctica. Al ingresar en el Sistema Solar, el flujo de rayos cósmicos se ve afectado por dos tipos diferentes de modulación:

- La modulación solar consiste en una pérdida de energía debida a las interacciones con el viento solar, proceso basado en el modelo de la dínamo solar, el cual explica la actividad magnética del Sol y el ciclo de manchas solares de aproximadamente once años. Dependiendo del número de manchas solares detectables en la superficie solar se divide este ciclo en dos subperiodos: una fase máxima de siete años y una fase mínima de cuatro años. El sol pierde parte de su masa de forma gradual por las reacciones de fusión que tienen lugar en su interior como los ciclos de Bethe o protón-protón que generan helio y compensan la fuerza gravitatoria de la estrella manteniendo así el sistema estable y emitiendo un calor que no se transmite por convección sino por radiación mayormente, por lo que los productos de las reacciones no se encuentran en las zonas externas del sol, que estarán conformadas en su mayoría por hidrógeno en forma de plasma. La capa más externa y tenue del Sol es la corona solar a una temperatura de entre $10^6 K$ y $2 \cdot 10^6 K$, realmente no tiene sentido hablar de temperatura en el sentido usual de agitación térmica, sino que se traduciría como un indicador de la alta energía cinética de las partículas debido a los intensos campos magnéticos (generados por el movimiento del fluido interno solar) y la poca densidad de partículas en esta región. Sabiendo que la velocidad de escape del sol es de $617.8 km/s$ los átomos de hidrógeno con velocidad promedio no escapan de la corona solar, sin embargo, por la naturaleza de la distribución habrá partículas con velocidad superior a la de escape. Éste chorro de plasma con velocidad superior es conocido como viento solar y se emite desde la corona del Sol creando un campo magnético interplanetario. El resultado es una modulación variable de la trayectoria y por tanto del flujo de rayos cósmicos galácticos que depende estrictamente de la fase solar, más fuerte en un máximo y más ligera en un mínimo.
- La modulación geomagnética es una fuerte y compleja atenuación del campo magnético terrestre que desvía las partículas cargadas. El campo magnético de la Tierra se produce por las corrientes que fluyen en el interior del planeta, mayoritariamente debido al núcleo, y por las rocas magnéticas que forman la superficie. Cuando el viento solar penetra en el campo magnético se produce lo que se conoce como arco de choque, que consiste en la región fronteriza entre la magnetosfera de

la Tierra y el viento solar donde disminuye la velocidad del plasma incidente y es deflected. El plasma debajo del arco de choque se llama magnetofunda y es donde se encuentra en mayormente concentrado ya que es la dirección que siguen las partículas de forma natural. Así suponiendo con buena aproximación el plasma como perfectamente conductor el campo magnético terrestre actuaría como obstáculo al viento solar, provocando una diferencia de presiones dinámica del plasma y de radiación del campo que deforma el campo terrestre tal que en el lado en que la Tierra se encuentra de cara al sol se comprime el campo y en el opuesto el campo magnético es estirado en la magnetocola (por no estar sometido a presiones del viento solar llega a alcanzar distancias mayores que entre la Tierra y la Luna). Se produce una variación del campo magnético terrestre que dependerá de nuevo de los ciclos solares y provocará la dispersión de los rayos cósmicos.

Tras estas modulaciones los rayos cósmicos no empiezan a interactuar de forma relevante con la atmósfera hasta que no entran en la región media de la estratosfera (alrededor de los treinta kilómetros) debido a la baja densidad del aire hasta esa capa, por tanto la creación de partículas debidas a la radiación de Cherenkov por cambio del índice de refracción entre estas capas o de muones y electrones por decaimiento además de otros procesos. Por otra parte, el cinturón interior de la magnetosfera que se extiende desde unos quinientos kilómetros por encima de la superficie de la Tierra hasta más allá de los cinco mil kilómetros, está poblado principalmente por protones de energías entre los 10 – 100 *MeV*. Es por ello que los CubeSat usados para detección de rayos cósmicos no superan los cuatrocientos kilómetros, de esta forma las demás partículas implicadas en los procesos de entrada a la Tierra no tendrán relevancia.

Con todo esto mediante los correspondientes cálculos y la detección en alturas superiores a las capas de interacción se puede ver como en la figura 3a el flujo incidente de partículas presenta una brusca caída a partir de un gigaelectronvoltio, esta se denomina como corte de baja energía. Es el límite energético en el que el flujo de rayos cósmicos a órbita terrestre baja se reduce de forma significativa, indicando el máximo aproximado de energía que tendrán las partículas incidentes a esta altura. De esta forma el flujo esperado en el máximo de la radiación cósmica se encuentra alrededor de $10^3 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ y respetará la forma de la figura 3.



(a) Flujo de los rayos cósmicos frente a su energía [3] (b) Flujo relativo de los rayos cósmicos en función del número atómico de cada núcleo incidente [4]

Figura 3: Flujo de los rayos cósmicos

Por otro lugar como podemos observar en la figura 3b en dónde se representa el flujo relativo de los rayos cósmicos frente a la carga nuclear apreciamos cómo mayormente los núcleos incidentes son de hidrógeno o helio con una diferencia aproximadamente de más de dos ordenes de magnitud frente a los siguientes elementos más relevantes (carbono, oxígeno, silicio y hierro), siendo así estos dos elementos el 98% de la incidencia de los rayos cósmicos, y más concretamente el hidrógeno es un orden de magnitud mayor que el helio en el flujo detectado lo que hace que el helio dentro de este porcentaje sea solo parte en un 9%, correspondiendo entonces los rayos cósmicos en su mayoría a núcleos de hidrógeno energéticos. Es de destacar también como las abundancias de cada elemento en función del flujo se corresponden a grandes rasgos con la composición química promedio del Universo.

2.3. Geant4

La demanda de simulaciones a gran escala, precisas y completas de los detectores de partículas empleados en los experimentos modernos de física de partículas y atómica plantean grandes retos en la creación de aplicaciones de software complejas. Se producen situaciones similares en otras disciplinas como la ingeniería aeroespacial, la medicina o en realidad cualquier área en la que las interacciones de las partículas con la materia desempeñen una función relevante. Todo ello impulsado por la falta de recursos, la dificultad de un análisis simple para un experimento demasiado complejo o de gran tamaño, la sensibilidad alta requerida de los detectores o la disponibilidad de sistemas informáticos de coste moderado y gran capacidad en los que es posible realizar simulaciones más grandes y complejas.

En respuesta a estas demandas es que se ha desarrollado un kit de herramientas de simulación orientado a objetos que es capaz de sustituir a los experimentos reales, Geant4 [5], este consiste en una colección

de herramientas para simular el paso de partículas a través de la materia incluyendo una amplia gama de funcionalidades. La geometría del sistema, la generación de partículas desde una fuente, las partículas fundamentales de interés, su seguimiento e interacción a través de los materiales y entre ellas, así como modelos físicos que cubren una gran variedad de procesos, electromagnéticos, hadrónicos y ópticos, partículas de larga vida, decaimientos y un largo etcétera dentro del rango energético de los electronvoltios hasta incluso los teraelectronvoltios, los campos externos existentes, la respuesta de los componentes sensibles del detector, la generación y almacenamiento de los datos de los eventos, la visualización de las trayectorias de los detectores y las partículas, y la captura para el posterior análisis de los datos de la simulación a diferentes niveles de detalle. También incluye un abanico de materiales y elementos de los cuales es posible modificar sus propiedades además de crear aquellos que no estén integrados previamente. Es por eso que la simulación de todos estos parámetros geométricos, físicos, energéticos, de análisis y de construcción permiten una fácil adaptación a cualquier problema físico.

Su lenguaje es creado aprovechando la ingeniería de software y el lenguaje orientado a objetos de C++, permitiendo gestionar y optimizar la complejidad de los sistemas y definir una interfaz estándar y organizada para los modelos físicos. Es gracias a esto que la funcionalidad de estos es más fácil de ver y comprender, además de facilitar la creación y adición de nuevos modelos sin añadir prácticamente ninguna modificación del código existente. Los datos se extraen de muchas fuentes gracias a la colaboración mundial de científicos en todo el mundo y es gracias a esto que Geant4 actúa como un repositorio que incorpora una gran parte de todo el conocimiento sobre las interacciones de las partículas; además es actualizado regularmente corrigiendo, perfeccionando, ampliando y desarrollando los métodos existentes. Se puede incorporar por tanto Geant4 para un propio marco computacional o como herramienta flexible para la construcción de aplicaciones independientes que puedan llevar desde la definición inicial de un problema hasta el análisis de los resultados y los gráficos para su publicación a través de otras herramientas de análisis de big data ligadas como ROOT [6].

3. Detectores de centelleo

Un detector de centelleo se define como el acoplamiento de un centelleador a un sensor de luz electrónico como un fotomultiplicador de silicio. La idea principal de este consiste en la emisión de fotones por parte del centelleador debido al paso de partículas energéticas, estos fotones al mismo tiempo inciden sobre los sensores de luz que enviarán una señal por efecto fotoeléctrico descodificando esta información gracias a un circuito integrado. Si esta partícula energética incide sobre dos o más centelleadores es posible obtener también información sobre su trayectoria.

El centelleo se produce por un efecto molecular dónde algunos tipos especiales de moléculas orgánicas contienen anillos aromáticos como el poliestireno y el poliviniltolueno, que se caracterizan por la deslocalización de los electrones del enlace π por la combinación de los orbitales p que forman estos enlaces. En ellos, los electrones pueden ser excitados a estados de mayor energía por las partículas cargadas que los atraviesan y al desexcitarse de nuevo al estado básico la energía se emite en parte como fotón y en parte de forma no radiativa a través de la degradación vibracional, se entrará en más detalle de este proceso más adelante.

La estructura típica de los centelleadores es un sistema ternario, que consta de tres componentes: base polimérica, fluor primario y fluor secundario.

Las bases más comunes utilizadas en los centelleadores plásticos para el sistema CubeSat son los aromáticos orgánicos de poliestireno o poliviniltolueno, si bien la base emite fotones por el proceso de fluorescencia en el ultravioleta en presencia de radiación, el camino libre medio de los fotones producidos es demasiado corto y su rendimiento y su opacidad son entonces insignificantes a su propia emisión, lo que hace necesario el uso de flúor en la construcción de un centelleador práctico.

Por esta razón se utilizan aditivos de centelleo, también conocidos como fluores, absorben la luz primaria de la base y la emiten en longitudes de onda más largas convirtiendo efectivamente la radiación ultravioleta de la base en luz visible que se transfiere más fácilmente, todo ello regido por el proceso de transferencia de energía de Foster que tiene lugar en estados excitados por la interacción dipolo-dipolo entre las moléculas del donante y del receptor primario. Se pueden utilizar uno o más fluores si se precisa aumentar aún más la longitud de atenuación dependiendo de la longitud de onda deseada de los fotones emitidos. El segundo fluor, denominado cambiador o convertidor de espectro, a menudo da como resultado la emisión de luz azul o verde, aunque no es utilizado en la mayoría de centelleadores de los sistemas CubeSat.

En la figura 4 se muestra el típico diagrama de niveles de energía en los centelleadores orgánicos:

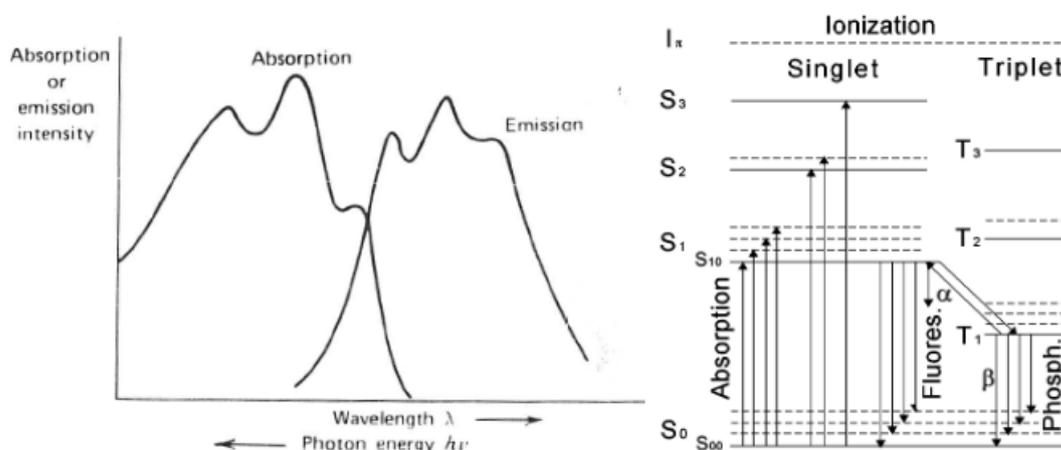


Figura 4: Espectros de absorción y emisión fluorescente y diagrama energético típicos de un centelleador orgánico [7]

En la parte derecha de la figura se detalla el proceso de fluorescencia, la energía de una partícula cargada es absorbida y excita los electrones de los llamados orbitales moleculares, asociados a la molécula en lugar de a cualquier átomo en particular. El estado fundamental S_0 es un singlete ($spin = 0$) por encima del cual están los singlete excitados (S_1, S_2, \dots), el estado triplete más bajo T_0 y sus niveles excitados (T_1, T_2, \dots). Los modos vibracionales moleculares están asociados a cada uno de estos estados, con un espacio de energía entre los niveles de electrones de aproximadamente 1 eV y un espacio entre los niveles vibracionales de aproximadamente 0.1 eV , es decir, diez veces menos energía.

Entrando más a detalle el espacio energético entre S_0 y S_1 está entre tres y cuatro electronvoltios, una diferencia mucho mayor que la de niveles superiores. Denominados con un segundo valor en el subíndice, cada uno de los estados S se subdivide en una serie de niveles con una estructura mucho más fina correspondiente a la oscilación y/o rotación en los estados vibracionales de la molécula con un espacio de aproximadamente 0.15 eV . Por lo tanto, el exceso de energía puede emitirse de varias maneras pero mediante dos procesos, como la excitación de un nivel de electrones o como la excitación de un nivel vibratorio.

En el caso de los singletes los estados superiores S_2 y S_3 se trasladan hacia el estado S_1 mediante transiciones sin radiación por su corto tiempo de desexcitación que ronda valores de menos de diez picosegundos. Después los estados S_{11} y S_{12} que cuentan con una energía vibracional adicional pierden también rápidamente energía y esta relajación vibracional lleva a una acumulación de los electrones al estado S_{10} desde el cual se produce la caída hacia el estado S_{00} emitiendo un fotón de centelleo, este salto es conocido como componente rápida o fluorescencia y su mayor nivel de intensidad se encuentra dentro de las longitudes de onda ultravioleta o visibles. El corto tiempo de todas estas transiciones permite que el espectro de emisión sea una imagen espejo como puede verse en la parte izquierda de la figura 4.

Además la energía del fotón es menor que la requerida para provocar una transición $S_0 \rightarrow S_1$ ya que esta suele ocurrir como así se ha comentado en un nivel vibracional superior, en consecuencia, la absorción de los fotones emitidos por los electrones del subnivel vibracional no excitado del estado de reposo está altamente suprimida, de esta forma se explica la razón de la transparencia (parcial) del material base del centelleador a su propia luz emitida.

Por otra parte las transiciones $T_1 \rightarrow S_0$ cuentan con un tiempo de vida para el estado T_1 mucho mayor que el del estado S_1 (del orden de los microsegundos) y con una también mayor longitud de onda por encontrarse T_1 por debajo de S_0 en el diagrama energético. Esto es debido a que cuando cada uno de los estados triplete se excita, inmediatamente decae al estado T_0 sin emisión de radiación (degradación interna). Dado que la transición $T_0 \rightarrow S_0$ es muy improbable por las reglas de selección del momento angular, el estado T_0 decae al interactuar con otra molécula T_0 dejando una de ellas en el estado S_1 , que luego decae a S_0 con la liberación de un fotón de centelleo.

$$T_0 + T_0 = S_1 + S_0 + \gamma$$

Dado que la interacción $T_0 - T_0$ lleva tiempo, la luz de centelleo se retrasa, este retraso es conocido como componente lento o fluorescencia retrasada. A veces, se produce una transición directa $T_0 \rightarrow S_0$ también retardada, y corresponde al fenómeno de fosforescencia. La luz fosforescente puede ser discriminada de la luz de centelleo en base a estos valores en el tiempo y la longitud de onda debido a la transparencia.

Después de generar el centelleo es necesario obtener la información asociada a estos fotones con el objetivo de generar con ello una señal eléctrica para convertirla en una señal digital analizable. Para ello se usan tubos fotomultiplicadores.

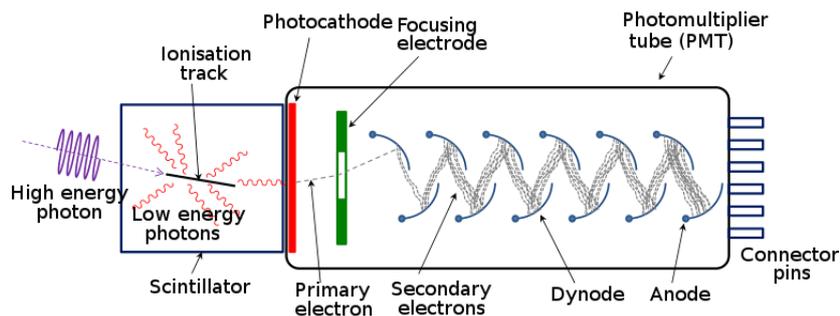


Figura 5: Funcionamiento de un fotomultiplicador [8]

Así se ve el proceso en la figura 5, los fotomultiplicadores suelen estar contruidos con una carcasa de vidrio evacuado, que contiene un fotocátodo, varios dinodos y un ánodo. Los fotones incidentes golpean el material del fotocátodo siendo este una fina capa conductora y expulsando electrones dirigidos hacia

el interior por efecto fotoeléctrico H, así la barrera de potencial en la interfaz superficie/vacío debe ser superada para que el electrón entre (con un corte de energía que suele estar en la región del infrarrojo), además se pierde energía en las colisiones electrón-electrón a medida que migran hacia la superficie, proceso en el que también puede ocurrir la modificación de sus trayectorias frente a campos magnéticos ya que tienen que recorrer distancias comparativamente largas para llegar a los dínodos y a los ánodos (este efecto no será relevante en sistemas protegidos mediante una jaula de Faraday). Así estas condiciones imponen limitaciones energéticas y problemas en la absorción, ya que aunque la función de trabajo sea baja, la necesaria delgadez del fotocátodo hace que sólo puedan convertir una pequeña proporción de los fotones por haber una tasa de pérdida de energía grande a medida que el electrón migra, por ello una gran proporción (más de la mitad) de la luz pasa directamente sin interactuar con el fotocátodo, haciéndolo extremadamente fino y por tanto semitransparente a la luz visible.

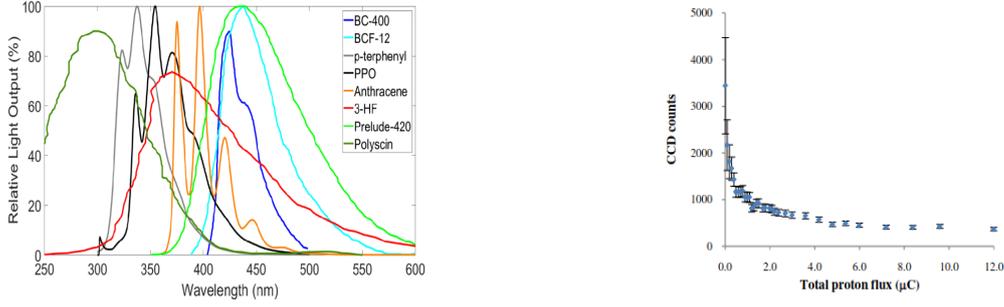
El amplificador está formado por una serie de electrodos llamados dínodos, cada uno de ellos se estabiliza a un potencial más positivo que el anterior (alrededor de cien voltios). Una vez el electrón llega al primer dínodo atraído por el campo eléctrico se emiten más electrones de baja energía, y estos electrones son a su vez acelerados hacia el segundo dínodo. La geometría de del fotomultiplicador es tal que se produce un aumento exponencial de electrones producidos en cada etapa, a este proceso se le conoce como emisión secundaria, necesitando una tensión de polarización relativamente alta (normalmente de varios kiloelectronvoltios) ya que el volumen de amplificación que contiene los dínodos es muy grande.

Por último, los electrones llegan al ánodo, dónde se da lugar a un pulso de corriente agudo que es fácilmente detectable por el osciloscopio. La distribución necesaria de la tensión a lo largo de la serie de dínodos se crea mediante un divisor de tensión al que se acoplan condensadores en los últimos dínodos como depósitos de carga para ayudar a mantener la tensión mientras las cascadas de electrones se propagan a través del tubo. Todo ello hasta tener una señal eléctrica suficientemente grande que es depurada por un circuito RC o filtro pasa baja y obtener una salida interpretable.

3.1. Espectro de emisión

Como se discutió, los espectros de emisión de los centelleadores cubren una gama de longitudes de onda que va de $325 - 750 \text{ nm}$ con un cierto solapamiento en la zona central, este valor variará dependiendo del dopaje que se le haya aplicado. Es importante tener en cuenta la longitud de onda de máxima emisión para garantizar una alta eficiencia de detección (determinada dividiendo el número de fotones que llegan al extremo de la fibra óptica por el número total de fotones generados), y aquí la figura 6a muestra la amplia gama de espectros de emisión.

Podemos ver como para las láminas de dopaje más finas el proceso de reemisión no es cien por cien eficiente, sin embargo, en el caso de las láminas más gruesas es posible filtrar la cola de longitud de onda corta generada en el proceso de centelleo. Por este motivo, los centelleadores con mayor longitud de onda



(a) Emisión de luz relativa en función de la longitud de onda de los fotones centelleados (b) Número de fotones emitidos por el centelleador EJ-260 en función del flujo total de protones a baja energía

Figura 6: Espectro de emisión y centelleo para diferentes centelleadores [9]

deben colocarse en la parte delantera para evitar la absorción de la luz centelleada de menor longitud de onda procedente de otras capas. La selección de un material de centelleo apropiado depende también en gran medida de la aplicación objetivo.

Para la calibración de los centelleadores deben ser consideradas dos cuestiones, como la respuesta de los centelleadores de plástico a bajas energías tiende a una señal más lineal y como cambiará dependiendo de la duración y el grado de exposición previa a la radiación ionizante. La respuesta del centelleador cae con rapidez a medida que se acumula la dosis incidente antes de estabilizarse después de varios minutos, así se observa en la figura 6b. Una exposición continua a altos flujos reduce de forma significativa la producción de luz de un centelleador con una dependencia inversamente proporcional al cuadrado de la velocidad de la partícula, concentrándose pérdida de energía y flujo en torno al pico de Bragg, dónde se deposita toda su energía después de atravesar una cierta cantidad de materia. Aunque también esta caída puede deberse a daños en el material base, en el compuesto del centelleador o en la naturaleza de onda continua de la fuente de protones.

3.2. Tiempo de decaimiento

La desexcitación discutida durante el centelleo puede describirse como procesos de decaimiento, es decir, una dependencia exponencial con un tiempo específico. La intensidad de la fluorescencia en el tiempo t después de la excitación se describe por la siguiente ecuación:

$$N = A \cdot e^{-\frac{t}{\tau_f}} + B \cdot e^{-\frac{t}{\tau_s}} \quad (1)$$

Dónde N representa el número de fotones emitidos, A y B factores proporcionales determinados por las condiciones de contorno y τ_f y τ_s los tiempos de decaimiento rápido y lento respectivamente de la fluorescencia producida para el nivel S_{10} . Es suficiente con la determinación de una sola de las constantes, por lo que en la mayoría de los centelleadores orgánicos solo se proporciona el tiempo de

decaimiento rápido, sabemos que este valor es del orden de unos pocos microsegundos y los tiempos de subida mucho más cortos, llegando en estos centelleadores a encontrarse en el orden de los nanosegundos. La combinación de un alto rendimiento lumínico y un tiempo de respuesta rápido permite incluso obtener una resolución temporal por debajo de este tiempo de respuesta.

3.3. Rendimiento de la luz de centelleo

El número de fotones emitidos en forma de luz de centelleo N_γ depende de la diferencia de energía de los dos niveles energéticos discretos, estos serán diferentes para cada material por tener diferentes distancias interatómicas. La desexcitación de la componente rápida se encuentra como sabemos dentro del rango visible e incluso en el rango ultravioleta así como se muestra de nuevo en la figura 7 pero en función del rendimiento de cada centelleador. La cantidad de luz producida en este proceso depende linealmente de la energía depositada por las partículas ionizantes.

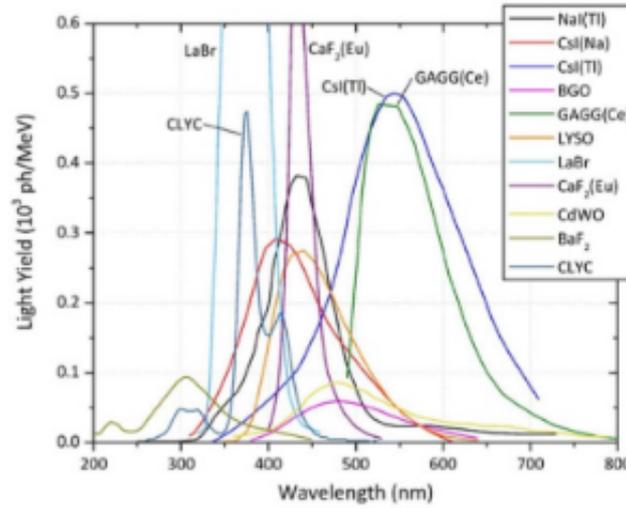


Figura 7: Rendimiento lumínico para diferentes materiales [9]

El mayor inconveniente para el rendimiento lumínico está causado por los efectos de recombinación entre moléculas excitadas. Como estos efectos tienen más influencia si la densidad de moléculas excitadas es mayor, la respuesta de los centelleadores orgánicos no es totalmente proporcional a la deposición de energía de la partícula cargada que los atraviesa. El número medio de fotones N_γ por trayectoria x de la partícula cargada dentro del material de centelleo puede aproximarse con la ecuación de Birks:

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = \frac{L \cdot \frac{dE}{dx}}{1 + C_B \cdot \frac{dE}{dx}} \quad (2)$$

Dónde L es el rendimiento lumínico en baja densidad de moléculas excitadas, S la eficiencia del centelleador, $\frac{dE}{dx}$ es la variación del número de fotones debido a la excitación, y C_B es la constante de

Birks, que debe determinarse experimentalmente para cada material de centelleo.

3.4. Eficiencia cuántica

En la práctica, los sensores nunca son cien por cien eficientes, es por ello que se define la eficiencia cuántica, esta representa la probabilidad de conversión de la luz en una señal eléctrica o lo que es lo mismo el grado de fotosensibilidad eléctrica de un fotocátodo (número de fotoelectrones emitidos entre número de fotones incidentes). Las superficies fotorreactivas utilizan la energía de los fotones entrantes para crear pares electrón-hueco, en los que la energía del fotón aumenta el nivel de energía de un electrón y permite que éste abandone la banda de valencia, donde los electrones están ligados a átomos individuales, y entre en la banda de conducción, donde puede moverse libremente por toda la red atómica del material. Cuanto mayor sea el porcentaje de fotones que producen un par electrón-hueco al chocar con la superficie, mayor será su eficiencia cuántica. Pero la mayor parte de la eficiencia de los fotocátodos se reduce debido a los efectos de recombinación. Los mismos mecanismos que afectan a la probabilidad de captación también afectan a la eficiencia cuántica. La energía de los fotones varía en función de la longitud de onda de los mismos, y la eficiencia cuántica de un dispositivo puede variar en función de la longitud de onda de la luz. Las cámaras científicas de más alta gama pueden alcanzar hasta un noventa y cinco por ciento de eficiencia cuántica, pero ello depende de la longitud de onda de la luz a la que se detecta además del material utilizado.

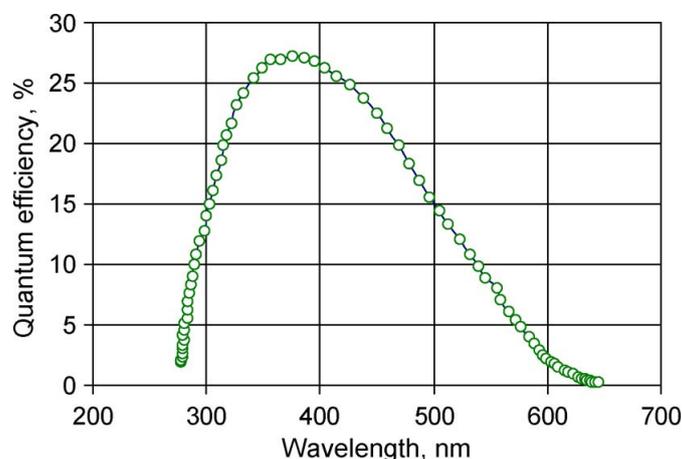


Figura 8: Eficiencia cuántica del fotocátodo PMT R1306 [10]

La eficiencia cuántica máxima medida sobre el espectro de emisión de un centelleador es de un veinticinco a un treinta por ciento como así se ve en la figura 8, aunque para los centelleadores típicamente ronda un quince o veinte por ciento. La longitud de onda de la luz incidente y la profundidad de absorción de estos fotones están directamente relacionadas, cuanto menor sea la longitud de onda, menor será la profundidad de penetración. Se muestra el material más común para los fotocátodos, el silicio cristalino,

pero también están basados en otras sustancias como el telurio de cadmio y el seleniuro de cobre, indio o galio. En el caso de los sistemas CubeSat se emplea efectivamente silicio, en el cual en su forma cristalina de alta pureza cada átomo de silicio está unido de forma covalente a su vecino y para romper un enlace creando un par electrón/hueco se necesita una energía superior a la de la banda de energía, aproximadamente 1.1 eV , este valor ronda la energía del fotón de centelleo. Para el máximo valor de eficiencia cuántica en un centelleador se producirían entre ocho y diez fotoelectrones respectivamente por kiloelectronvoltio perdido, así la energía para crear un solo fotoelectrón sería de cien electronvoltios, un valor mucho mayor que para otros detectores.

3.5. Reflexión y refracción

El comportamiento de los fotones en las fronteras ópticas entre dos materiales con índices de refracción n_1 y n_2 se analiza utilizando la descripción ondulatoria de las ecuaciones de Maxwell. La dirección del haz saliente depende de la diferencia de fase entre las ondas.

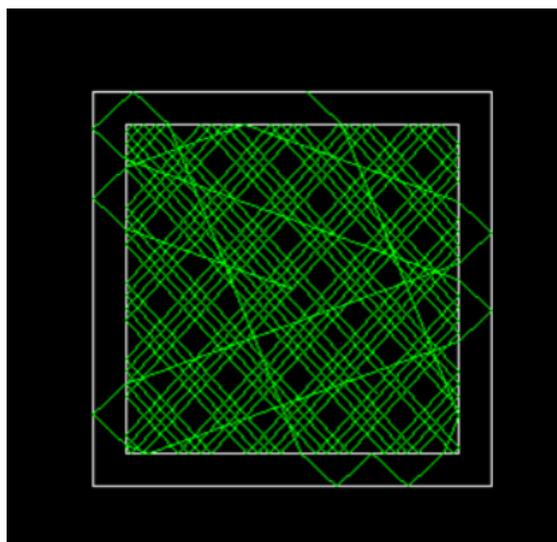


Figura 9: Reflexión y refracción en el interior de un centelleador orgánico con un recubrimiento reflectivo externo [11]

En la figura 9 se obtiene el plano superior xy de la simulación de una emisión de dos fotones ópticos en el interior de un centelleador, en ella apreciamos un recubrimiento externo compuesto de aire o vacío y con capacidades reflectoras para retener a los fotones que escapan y así producir una reflexión interna total. La reflexión interna total hace que los fotones recorran grandes distancias antes de llegar al fotomultiplicador, esta se produce cuando cuando la luz viaja desde un material con un índice de refracción más alto a un material con un índice de refracción más bajo pero no al revés y si el ángulo entre la dirección de incidencia de la luz y la normal a la interfaz es mayor que el ángulo crítico, donde

el ángulo crítico se define por la ley de Snell:

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (3)$$

En la ecuación 3, θ_c es el ángulo crítico, n_1 el índice de refracción del material donde se origina la luz y n_2 el índice de refracción del material al que se refracta. Los fotones emitidos por el centelleo con poca o ninguna velocidad en la dirección z presentan largos tiempos de tránsito y un gran número de reflexiones, pero por otra parte el inconveniente de la reflexión interna total es que las distancias de viaje de los fotones pueden ser grandes dependiendo del ángulo de emisión antes de producirse su mecanismo de pérdida de los fotones, la absorción en el fotomultiplicador. En el ejemplo mostrado el centelleador usado es el EJ-204 rodeado de aire por lo que sus índices de refracción son $n_1 = 1.58$ y $n_2 = 1$ respectivamente, así el ángulo crítico con esos valores es de 39° . Ambos fotones son emitidos en la posición central, uno de ellos muestra como sufre una reflexión interna total y genera un patrón similar a el de una rejilla reflejándose en las paredes del centelleador aproximadamente cien veces y recorriendo una distancia de más de 100 cm antes de ser absorbido. La segunda trayectoria no experimenta reflexión interna total, sino que se refracta fuera del centelleador y se refleja en el recubrimiento, refractándose de nuevo en el centelleador. Así se repite el proceso hasta que el fotón es absorbido pero en este caso por el recubrimiento en la parte superior de la figura.

No siempre es asumible una superficie perfectamente lisa entre dos dieléctricos ya que también produce un efecto significativo en los mecanismos de reflexión y refracción la rugosidad de la superficie. Se define en términos de la desviación estándar de la distribución gaussiana en torno a cero σ_α del ángulo α entre la superficie microscópica y la superficie media global. La rugosidad afecta a la distribución angular de los fotones refractados y de los fotones reflejados en el modelo de reflexión especular (reflexión geométrica en la superficie microscópica) y, aunque es posible simular en Geant4 estas configuraciones y sus propiedades mediante el módulo G4OpticalSurfaces no se especifica normalmente en los sistemas CubeSat por no ser relevante frente al sistema de forma global.

3.6. Sección eficaz

La sección eficaz consiste en la medida de la probabilidad de interacción de partículas lanzadas contra un centro dispersor y posterior emisión de algún tipo de excitación radiante, tiene dependencia con la energía, estando bastante bien definida en el rango de energías en que emiten las partículas. Su ecuación se precisa tal que:

$$\mu = \sigma_T \cdot \frac{N_A}{P_a} \quad (4)$$

Dónde ρ es la densidad del material, N_A el número de Avogadro y P_a el peso atómico. A partir de

esta medida es posible obtener el recorrido libre medio, el cual se define es la distancia promedio que viaja una partícula en un medio antes de interactuar, se determina a partir de la siguiente expresión.

$$l = \frac{\ln(2)}{\mu} \quad (5)$$

Con μ definiendo el coeficiente de atenuación lineal.

Para cada material y según el tipo de partícula que se lance hacia él la sección eficaz y el coeficiente de atenuación lineal varían. En el caso de los centelleadores orgánicos sabemos que están compuestos por materiales plásticos que estarán formados principalmente por hidrógeno y carbono, y por tanto sólo es necesario estudiar la interacción de protones lanzados contra núcleos de carbono ya que la interacción de los mismos con el hidrógeno es insignificante frente a las energías a las que inciden.

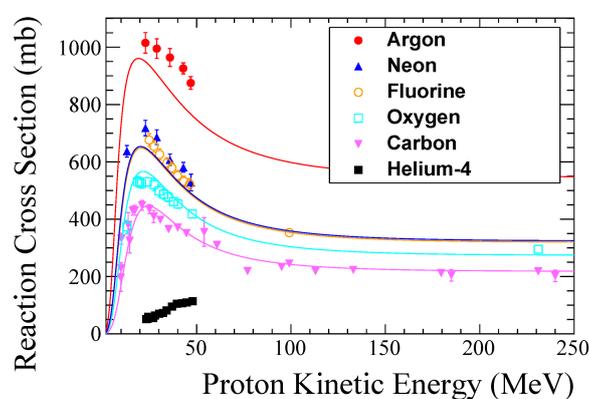


Figura 10

Se nos muestra en la figura 10 las diferentes secciones eficaces para cada elemento en función de la energía del protón en milibarn, que equivale a $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$. Observamos como se produce un pico para el carbono alrededor de 400 mb y posteriormente para cualquier energía se estabiliza la sección eficaz en 200 mb .

4. Compact Scintillator Array Detector (ComSAD)

El Compact Scintillator Array Detector (ComSAD) cuya traducción sería detector compacto de matriz de centelleo, está diseñado específicamente para el programa de la Organización Nacional del Espacio de Taiwán "forward looking hybrid sounding rocket project". El ComSAD también puede ser adecuado para las misiones CubeSat, ejemplo en el que nos basaremos para realizar la simulación.

4.1. Fabricación

Las dimensiones del conjunto ComSAD son $12.0 \times 12.3 \times 12.3 \text{ cm}^3$ para cumplir con los requisitos de rentabilidad y masa de la misión CubeSat. Como se puede apreciar en la figura 11 su estructura de soporte está fabricada con una aleación de aluminio 6061 e incluye siete capas para alojar los centelleadores, una placa superior, una capa inferior para las placas de circuito impreso, cuatro placas laterales para los fotomultiplicadores y cuatro soportes en forma de L.

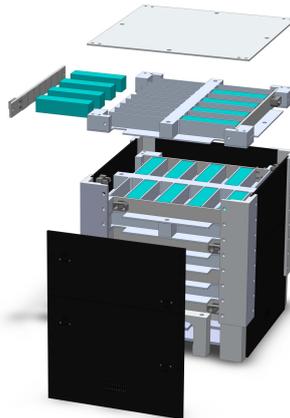


Figura 11: Diagrama del sistema ComSAD [12]

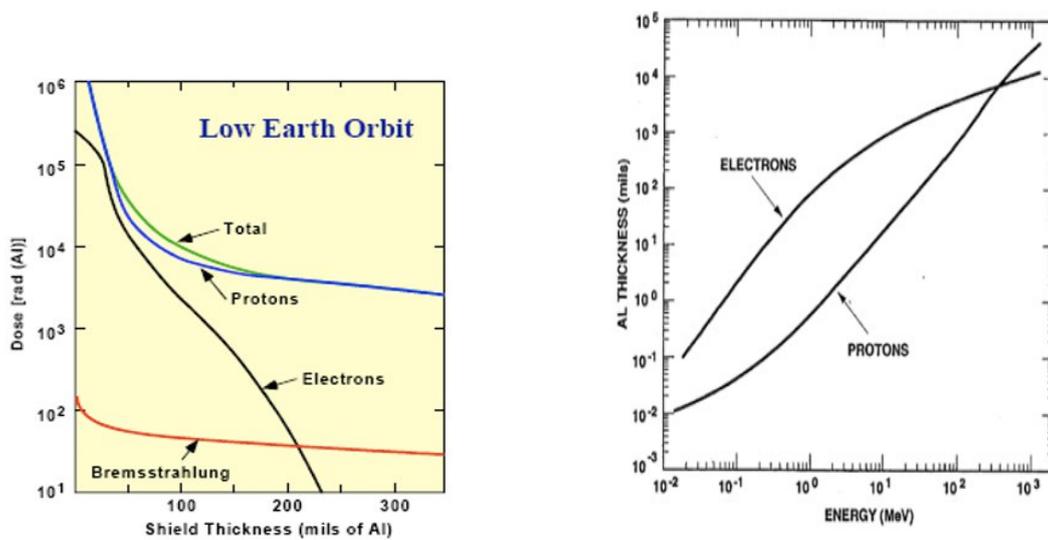
Debido a las limitaciones el ComSAD está compuesto por un total de sesenta y cuatro centelleadores cada uno con un tamaño de $1 \times 1 \times 4 \text{ cm}^3$, acoplados a fotomultiplicadores de silicio para detectar los fotones 3. Además, cuenta con dos circuitos integrados de aplicación específica (ASICs) controlados por una matriz de puertas lógicas programable en campo (FPGA) para manejar las señales de los fotomultiplicadores, sin embargo, no entraremos en detalle sobre la implementación electrónica ya que en Geant4 no es aplicable ni necesaria. Todo este conjunto se distribuye equitativamente en ocho capas, de modo que las unidades de cada capa se colocan una al lado de la otra con un intervalo de un centelleador y variando las orientaciones en 90° , así se optimiza el número de detectores y el rendimiento de la determinación de la trayectoria.

4.2. Consideraciones

Para la simulación planteada se tendrán en cuenta una serie de consideraciones en base a las propiedades de los detectores de centelleo utilizados en el sistema ComSAD discutidas en anteriores apartados.

4.2.1. Blindaje

Para el blindaje del ComSAD se usará aluminio 6061 (Al 6061) [13], sin embargo, en la misión no se especifica el grosor del mismo, por lo que mediante las cuestiones discutidas en el apartado 2.1.3 calcularemos el valor más óptimo sabiendo las dimensiones máximas de la estructura.



(a) Dosis de radiación en función del espesor del blindaje de aluminio (b) Espesor del blindaje de aluminio frente a la energía

Figura 12: Estudio del grosor de un blindaje de aluminio 6061 en OTB [14]

En la figura 12a se muestra la dosis de radiación en función del espesor del blindaje para cada tipo de partícula existente en el entorno para una órbita terrestre baja. Por debajo de 100 *mils* de blindaje los electrones y protones son ambos fuentes de radiación con una dosis similar, mientras que por encima de este valor dominan los protones, reduciendo con una caída muy pronunciada el flujo de los electrones llegando a cero para un valor de aproximadamente 240 *mils*, todo ello debido a los efectos físicos que se producen por su interacción con el aluminio, que en un principio están dominados por la radiación bremsstrahlung pero van dando paso a medida que aumenta el espesor a los efectos del poder de frenado con su caída brusca alrededor del pico de Bragg. Como detalle destacar como la dosis total en general no puede reducirse más de forma destacable para espesores de aluminio superiores a 350 *mils*.

Mientras tanto en la figura 12b observamos la energía necesaria para que electrones y protones puedan atravesar el blindaje según el espesor que este tenga. Existe un punto de energía para los electrones en

que a pesar de la enorme diferencia de masa entre electrones y protones estos se ven igualmente afectados por el blindaje, sin embargo, no es normal encontrar electrones tan altamente energéticos ($\approx 500 \text{ MeV}$) en las altitudes en que un CubeSat trabaja.

A partir de estas gráficas y sabiendo que el espesor del ComSAD se encuentra en un valor aproximadamente de $1 \text{ cm} \approx 400 \text{ mils}$ podemos determinar como el blindaje del sistema será capaz de detener prácticamente todos los electrones incidentes y la única fuente de radiación serán núcleos masivos (en el caso analizado de hidrógeno y helio) con una energía no inferior a 100 MeV , energía que corresponde con el límite aproximado de los protones procedentes del viento solar, los cuales se encontraban como ya comentamos en muy poca proporción a las alturas a las que trabajamos. De forma que la interferencia de otras fuentes será insignificante frente a la energía y flujo procedente de los rayos cósmicos.

Además, conociendo la densidad del material centelleador y sus dimensiones es posible calcular la masa aproximada que añadirá el sistema de sesenta y cuatro centelleadores, de tal forma:

$$M_c = 64 \cdot 1.023 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 4 \approx 262 \text{ g}$$

Este valor corresponde con el de la masa útil del sistema, así podemos intuir como la masa del blindaje de aluminio no ha de ser superior a al menos $1/3$ del sistema para poder reservar el espacio libre en la estructura de soporte, el sistema electrónico y las células fotovoltaicas, de forma que no se supere el valor de un kilogramo. Teniendo en cuenta todas las características de un blindaje de aluminio y sus dimensiones podemos obtener exactamente la masa que ocupará en el sistema, así:

$$M_{\text{blindaje}} = \frac{6 \cdot 12 \cdot 12 \cdot 2.7}{1000} \cdot 0.1 = 0.233 \text{ kg}$$

4.2.2. BC-408

Se usará el centelleador de plástico BC-408 de la marca Saint-Gobain [15] fabricado con polivinililto-lueno (C_9H_{10}) [16] y con las dimensiones ya mencionadas.

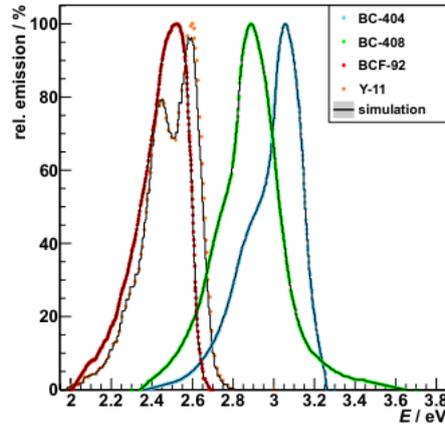


Figura 13: Espectros de emisión óptica para una combinación de centelleadores orgánicos BC-404, BC-408 y BCF-92 [17]

En la figura 13 se muestran las curvas de respuesta de varios centelleadores, entre ellos el BC-408, el cual tiene su pico de emisión (3.1) para valores de energía alrededor de 2.92 eV , este valor corresponde a la energía de máxima respuesta en el tubo fotomultiplicador, aplicando la conversión su pico de emisión se dará para una longitud de onda de 425 nm .

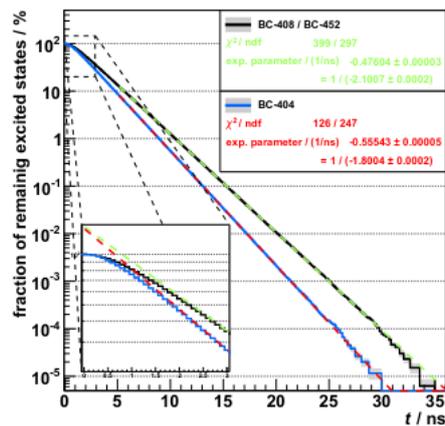


Figura 14: Tiempo de decaimiento para los centelleadores orgánicos BC-404, BC-408 y BCF-452 [17]

El tiempo de decaimiento caracteriza el nivel de caída de los estados excitados por tener una dependencia exponencial como se comentaba en la ecuación 1 y se puede apreciar en la figura 14. Para el BC-408 se observa en la ampliación de la gráfica en la esquina izquierda como el tiempo sufre una

caída exponencial alrededor de 3 ns , es este valor después del ajuste el que corresponde al tiempo de decaimiento rápido (3.2) para este centelleador.

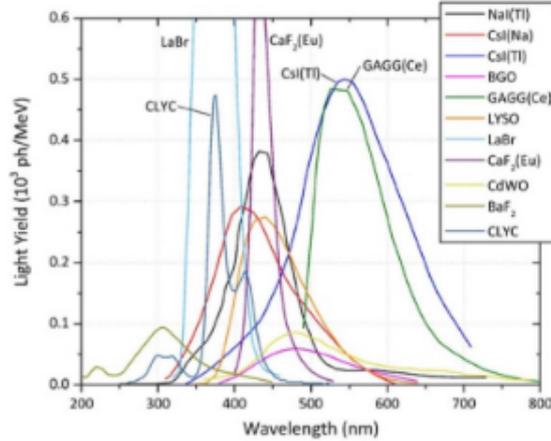


Figura 15: Rendimiento de la luz de centelleo para los centelleadores BC-404 y BC-408 implementando o no la constante de Birks [17]

También es esencial determinar el valor del rendimiento de la luz de centelleo (3.3). Así como se muestra en la figura 15 ajustando las funciones gaussianas a las distribuciones se puede determinar sus valores medios. Sin considerar los efectos de saturación, el rendimiento lumínico medio resultante obtenido a mediante el ajuste es de $12800\text{ fotones}/\text{MeV}$ para el BC-408. Pero cuando se tienen en cuenta los efectos de saturación se debe aplicar la constante de Birks, esta se determina experimentalmente para cada material de centelleo, en el caso del BC-408 tiene un valor de $C_B = 0.0115 \frac{\text{g}}{\text{MeV}\cdot\text{cm}^2}$. Así el resultado del ajuste para la distribución saturada del BC-408 es de $12519\text{ fotones}/\text{MeV}$. La corrección obtenida es significativa (casi una diferencia de $300\text{ fotones}/\text{MeV}$), y la razón de esto es la no linealidad de la ecuación de Birks (2) con respecto a la deposición de energía, cuanto mayor es la deposición de energía mayor reducción se produce en la longitud de la trayectoria. En consecuencia, la corrección resultante es mayor cuando se calcula para varios segmentos de la trayectoria que cuando se calcula para toda la trayectoria, o lo que es lo mismo, si se integra la ecuación 2 y se tienen en cuenta varios caminos en la trayectoria se obtendría una corrección más precisa, sin embargo, no se tendrá en cuenta por la dificultad que esto conlleva para su integración en Geant4.

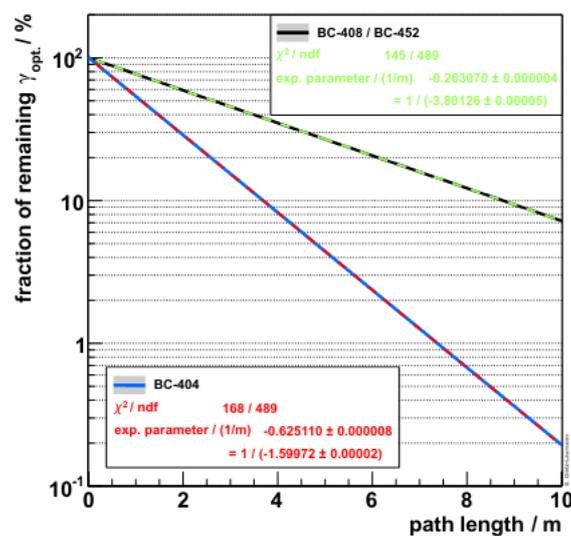


Figura 16: Fotonos restantes en el haz en función de la distancia cubierta dentro de los materiales de centelleo BC-404, BC-408 y BC-452 [17]

Como última característica intrínseca del centelleador a determinar tenemos el coeficiente de absorción de la respuesta luminosa. Se define como el recorrido cubierto por un fotón en el interior del centelleador por los efectos de reflexión antes de verse absorbido por el fotomultiplicador. Normalmente la geometría larga y delgada de los centelleadores permite despreciar los efectos de la rugosidad de la superficie (3.5) por ser la distancia máxima del fotomultiplicador conectado pequeña en relación con la altura y el grosor del centelleador. La figura 16 muestra las distribuciones resultantes para los materiales de centelleo. El ajuste para el BC-408 devuelve así un coeficiente de atenuación de 3800 mm .

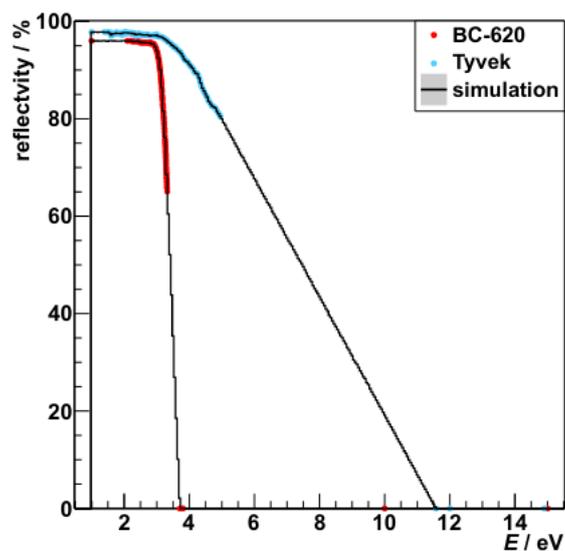


Figura 17: Espectros de reflectividad de las pinturas BC-620 y Tyvek [18]

Cada centelleador está pintado por la pintura reflectora BC-620 [18] para obtener mejor reflexión en el interior del centelleador al contener un cuarenta por ciento de TiO_2 (con una base de pintura soluble en agua), por lo que los átomos de titanio dispersan más radiación que los materiales de menor número atómico. Proporciona además una excelente resistencia al amarilleo con el tiempo, buena adhesión y facilidad de aplicación.

Como se puede apreciar en la figura 17 la mayor reflectividad se produce para espectros de emisión por debajo de $3.5 eV$, o lo que es lo mismo, espectros por encima de $350 nm$. Pero aunque está pensada principalmente para el recubrimiento de centelleadores de plástico que emiten en el rango del azul, se emplea una mezcla de pigmentos también para mejorar la reflectividad de los centelleadores de mayor longitud de onda con emisiones verdes como es el caso del BC-408.

4.2.3. C-Series (SiPM)

El fotomultiplicador de silicio serie C con dimensiones $6 \times 6 \text{ mm}^2$ de SensL [19], cuya longitud de onda de pico de detección es de 420 nm , la ganancia es de 6×10^6 y la eficiencia de detección de fotones es $\sim 47\%$ con un valor de sobrevoltaje de 5.00 V .

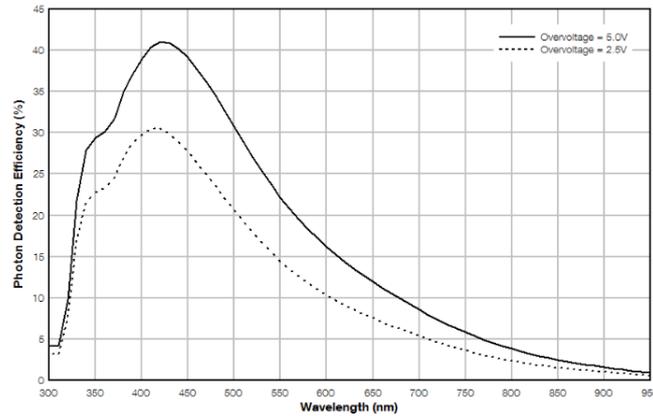
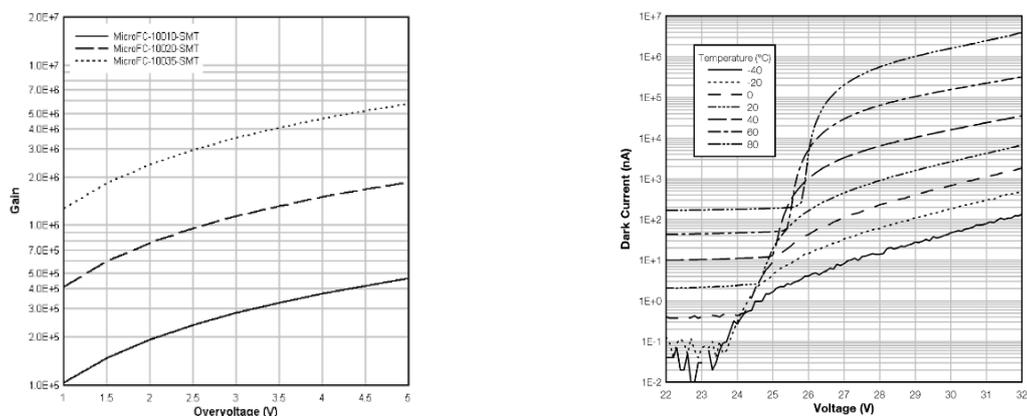


Figura 18: Eficiencia cuántica del fotomultiplicador C-Series $6 \times 6 \text{ mm}^2$ [19]

La propiedad más característica de un fotomultiplicador es la eficiencia cuántica (3.4), como vemos para la figura 18 en un sobrevoltaje de 5 V voltios el fotomultiplicador muestra una eficiencia cuántica del cuarenta y un por ciento en el pico de 425 nm , este valor es conveniente al ser similar al espectro de emisión del centelleador. Obsérvese también como la curva es estrecha, esta caída por debajo 370 nm se debe a su transmisión relativamente baja en cerca del ultravioleta. La caída por encima de 400 nm se debe a la composición química del fotocátodo. Comparado con otros fotomultiplicadores de silicio tiene un valor alto de eficiencia cuántica, ya que este valor suele estar alrededor del treinta por ciento por lo que su utilización es clave para el proceso de detección.

En el caso del Micro-FC10035-SMT, correspondiente a un fotomultiplicador de silicio 6 mm por tener las mismas características de ganancia que un valor de 1 mm , se puede observar una alta ganancia en la figura 19a para cualquier valor del sobrevoltaje, especialmente en el caso de 5.0 V , sin embargo, este valor tan alto en su amplificación se ve en parte compensado por la tasa de recuento oscuro, este consiste en la tasa media de recuentos registrados sin luz incidente, o lo que es lo mismo la tasa de recuento mínima en la que la señal es causada predominantemente por fotones reales.



(a) Ganancia frente al sobrevoltaje de los fotomultiplicadores

(b) Tasa de recuento oscuro frente al voltaje para diferentes temperaturas

Figura 19: Propiedades de los fotomultiplicadores MicroFC-10010-SMT, MicroFC-10020-SMT y MicroFC-10035-SMT [19]

Atendiendo a la figura 19b se puede ver como están debidos en su mayoría a la temperatura del sistema y, por lo tanto, para un CubeSat en órbita baja con un aislamiento que provoca temperaturas de dentro del rango $(-23, 29) ^\circ C$ [20] en el interior reduce la ganancia significativamente para los valores altos de temperatura mientras que para valores bajos la reducción es casi despreciable pero también a tener en cuenta. Todo dependerá de la oscilación de los valores de temperatura en el interior del sistema. Resumimos todas las características de los componentes que conforman el ComSAD y serán utilizadas en la simulación I en la siguiente tabla:

Espesor blindaje	1 cm
Material centelleador	Poliviniltolueno
Espectro de emisión	425 nm
Tiempo de respuesta	2.1 ns
Rendimiento de la luz de centelleo	12800 γ /MeV
Constate de Birks	0.126 mm/MeV
Coefficiente de absorción	3800 mm
Pintura reflectiva	BC-620

4.2.4. Radiación incidente

Según lo discutido en el apartado 2.2 en nuestra simulación podríamos asumir que los rayos cósmicos consisten en núcleos de hidrógeno principalmente con una energía dentro del rango $0.1 - 1 \text{ GeV}$, por lo tanto se simularán mediante el lanzamiento de iones de hidrógeno hacia el origen del volumen mundo, el cual está formado por aire en condiciones de densidad baja representando las condiciones atmosféricas de una órbita terrestre baja.

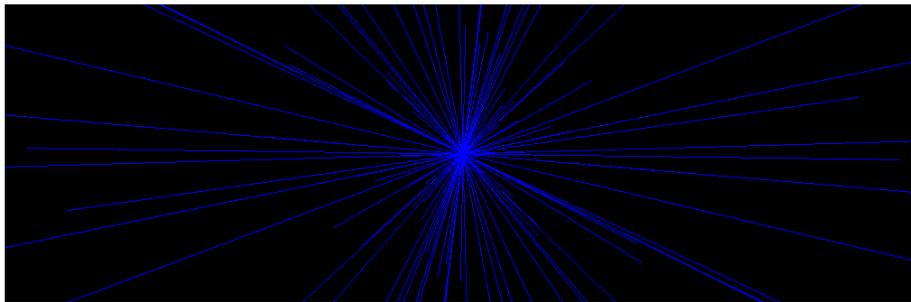


Figura 20: Simulación del lanzamiento de 50 núcleos

En la figura 20 se muestra el lanzamiento isotrópico de cincuenta núcleos hacia la posición central, pero en la práctica realizaremos una simulación basada en mil quinientos eventos para poder contar con suficiente valor estadístico, con direcciones provenientes desde posiciones superiores en mayor proporción y con una energía en forma característica de los rayos cósmicos en estas condiciones. Cabe resaltar que por una parte se ha obviado el lanzamiento de electrones por el blindaje aplicado alrededor del centelleador y también el de los rayos gamma por su relativa transparencia en comparación a los núcleos de hidrógeno tras atravesar el blindaje frente a los materiales centelleadores. Ninguno de estos procesos son relevantes en términos de detección en un CubeSat en el que se quiera detectar el paso de núcleos provenientes de rayos cósmicos, en el mejor de los casos solo se generan por procesos de desintegración y únicamente aunque es poco común por las condiciones de entorno y blindaje analizadas generan interferencia en la salida si son lo suficientemente energéticos, el cual de todas formas es posible filtrar por su diferencia en ordenes de magnitud.

4.3. Análisis de la salida

Para estudiar la respuesta de los centelleadores se recrean entonces las condiciones establecidas en los anteriores apartados mediante Geant4, así, observemos en la figura 20 la simulación del CubeSat.

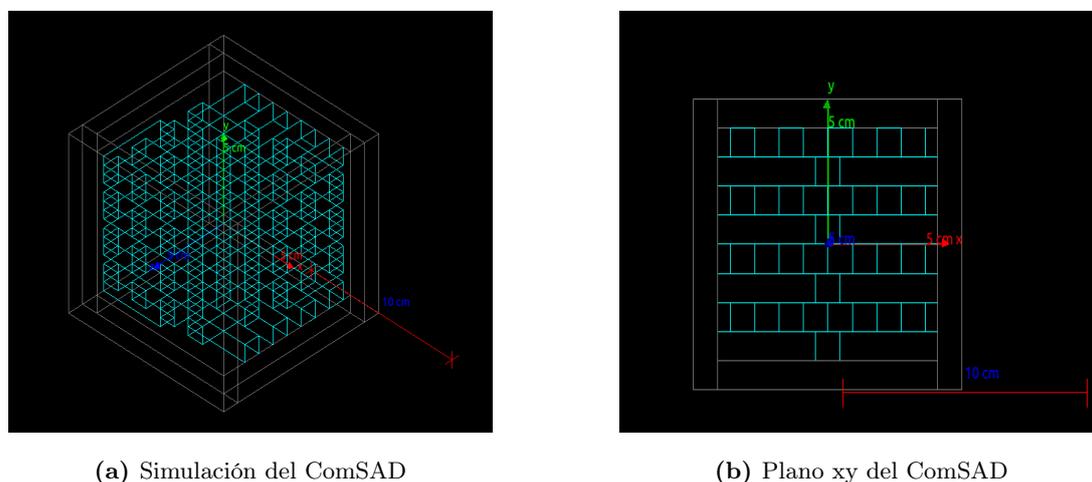


Figura 21: Simulación del ComSAD desde diferentes visualizaciones

Se representan los ejes de coordenadas su origen en la posición central del CubeSat y una escala de 10 cm . El material del volumen mundo se ha escogido en base al valor medio de la densidad del aire en ambientes de órbita baja terrestre, es decir, se crea un nuevo material con unas condiciones de un setenta por ciento nitrógeno y treinta por ciento oxígeno y una densidad de $\rho = 10^{-10}\text{ g/cm}^3$.

En color gris se representa el blindaje de aluminio 6061 con dimensiones $12.0 \times 12.3 \times 12.3\text{ cm}^3$ y con un grosor de 1.1 cm obteniendo el mejor apantallamiento posible, así se discutió en el apartado 4.2.1. Por otra parte el color azul identifica a cada centelleador, concretamente si atendemos a la figura 21b se pueden observar las posiciones perpendiculares para cada fila y el espaciado de un centelleador entre posiciones en el plano xy, el sistema es simétrico por lo que será idéntico en los demás planos, con ello se tienen ocho filas y ocho columnas haciendo así sesenta y cuatro centelleadores encargados de generar la salida. A todos ellos se les aplican mediante Geant4 las condiciones establecidas en el apartado de fabricación 4.1.

4.3.1. Calibración

Antes de proceder con la simulación es importante obtener una relación entre la energía incidente y la energía depositada, ya que esta última como hemos visto dependerá de la pérdida de energía en los procesos de interacción de partículas cargadas con la materia. Aunque en teoría deberíamos analizar el número de cuentas obtenidas en la electrónica del centelleador para realizar un análisis tanto de la resolución de la gaussiana obtenida en cada pico como de la calibración en energías, la simulación no incluye los componentes electrónicos con el objetivo de simplificar el problema. Así es que se obtiene directamente la energía depositada conociendo ya la resolución del BC-408 para protones energéticos, con un ajuste para diferentes energías entre $30 - 1000 \text{ MeV}$ en un solo centelleador se muestra en la siguiente figura:

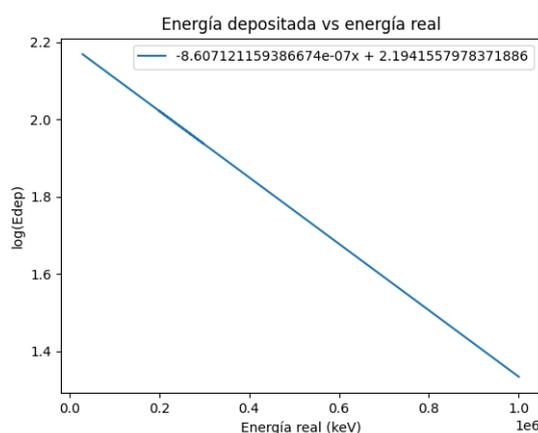
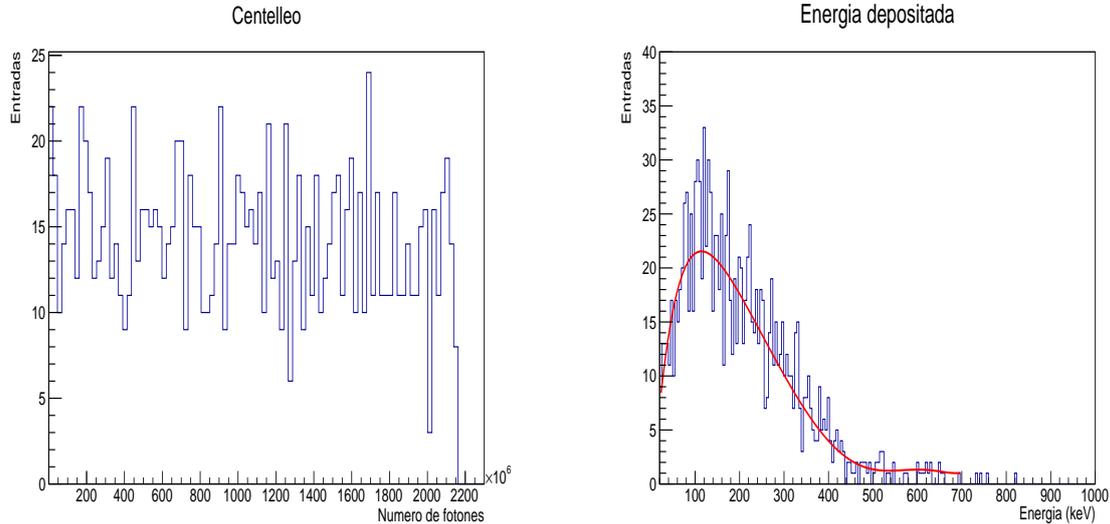


Figura 22: Ajuste logarítmico de la energía depositada frente a la energía incidente

Dónde al tener una dependencia exponencial se ha aplicado un ajuste logarítmico a la energía depositada, así vemos como los mayores valores obtenidos se darán para menores energías y se produce una disminución de la energía depositada hasta estabilizarse aproximadamente en un valor de 300 keV . Hay que tener en cuenta que si se quiere analizar el caso de un CubeSat en dónde se cuenta con varios centelleadores, la energía total será la suma de las energías depositadas individuales de cada centelleador y, que si la energía depositada total depositada en ese caso dependerá también del número de centelleadores excitados obteniendo la energía incidente conociendo tal valor.

4.3.2. Simulación para múltiples núcleos incidentes

Procedemos a la simulación del lanzamiento de mil quinientos eventos con las condiciones y características comentadas en el apartado 4.2.4. Así se muestra en la siguiente figura:



(a) Número de eventos por fotón generador en el centelleo (b) Número de eventos frente a la energía depositada

Figura 23

En la figura 23a se ilustra el número de fotones generados en el centelleo para cada evento, el valor máximo que se alcanza se aproxima casi hasta los $2200 \cdot 10^6$ fotones en la excitación de todos los centelleadores sobre los que incide la partícula para un evento. Mientras tanto en la figura 23b obtenemos el número de eventos para los cuáles se producen unas u otras energías depositadas expresadas en kiloelectronvoltios con un ajuste correspondiente a un polinomio de grado siete, podemos observar como la energía de los núcleos incidentes (que como comentamos rondan los $0.1 - 1 \text{ GeV}$) se ve reducida de forma significativa como así predecíamos por la eficiencia de los centelleadores. Se detecta un pico alrededor de los 100 keV , desde dónde además se produce una caída de la energía depositada en el centelleador, este valor corresponde a una energía incidente 4.3.1 de aproximadamente 0.1 GeV , disminuyendo así hacia la parte derecha de la figura a medida que la energía incidente disminuye hasta valores en dónde la energía depositada alcanza su valor máximo en el centelleador. Esta disminución del flujo de partículas coincide normalmente con el aumento de la energía incidente para aquellos núcleos muy energéticos o con muy poca energía. Los últimos valores no son incluidos en el ajuste por no tener suficiente valor estadístico.

4.3.3. Trayectoria de una partícula

Nos centraremos ahora en el cálculo de la trayectoria de uno de los eventos únicamente, es de interés escoger una trayectoria que excite varios centelleadores, así se muestra la simulación en la figura 24.

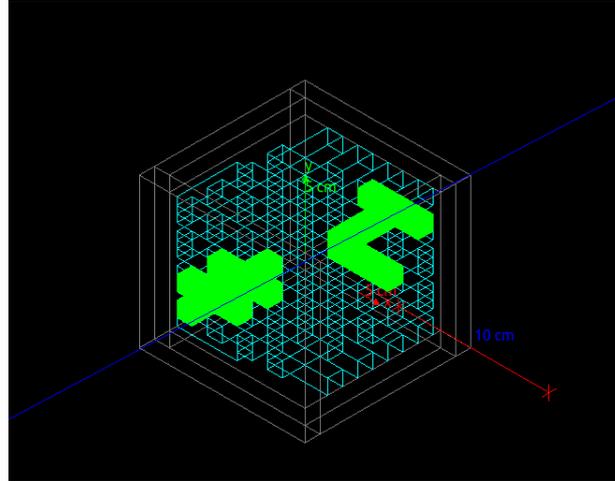


Figura 24: Salida gráfica del centelleo provocado por el paso un núcleo de hidrógeno a través del ComSAD

En color azul se representan los núcleos y en verde los fotones ópticos, se generan y reflejan por dentro del centelleador 3.5 creando varios puntos luminosos que nos permiten identificar de forma simple la trayectoria de la partícula. Consiste básicamente en un núcleo de hidrógeno atravesando de forma diagonal el volumen del CubeSat. Para identificar las posiciones de los centelleadores excitados y así recrear la trayectoria analizando también el error relativo y la incertidumbre, se ha creado el árbol "Hits" donde encontramos las posiciones centrales de los centelleadores excitados directamente, así se muestra en la siguiente figura:

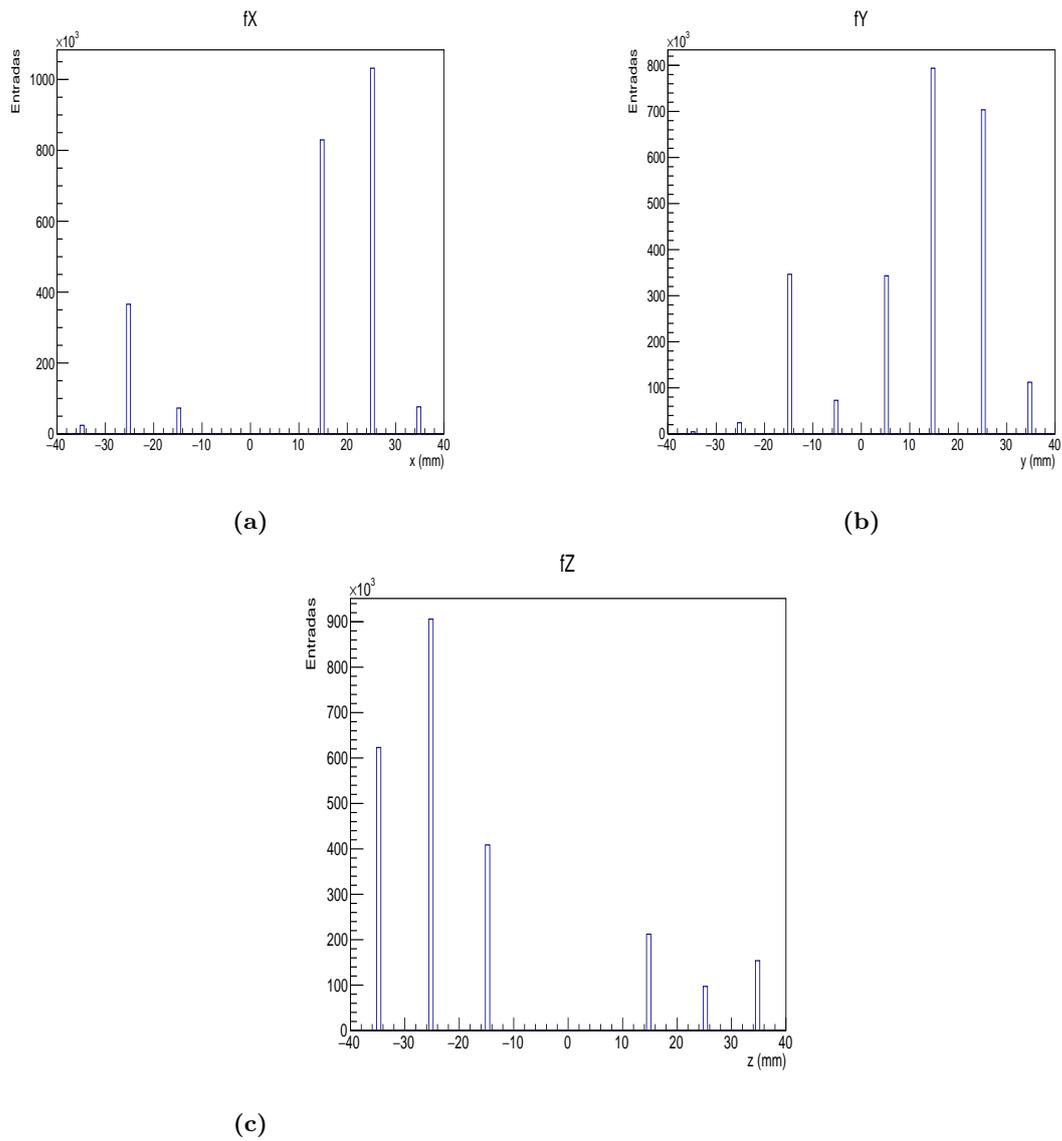


Figura 25: Entradas en x , y y z de las posiciones centrales de cada centelleador excitado

Se observa en la figura 25 el número de entradas frente a cada una de las posiciones del centelleador en (x, y, z) . Sabemos que cada punto central real se corresponde con el valor medio de los picos obtenidos, se diferencia así claramente cada posición de los centelleadores excitados, así:

$$P = \begin{cases} P_1 (-35, -25, 25) \\ P_2 (-25, -15, 15) \\ P_3 (-25, -15, 35) \\ P_4 (-15, -5, 25) \\ P_5 (25, 5, -15) \\ P_6 (15, 15, -25) \\ P_7 (25, 25, -35) \end{cases}$$

Se procede entonces a través de python a realizar el cálculo de la regresión lineal de los puntos por mínimos cuadrados mediante el método de descomposición de valores singulares [21], así obtenemos la trayectoria mostrada en la figura 26.

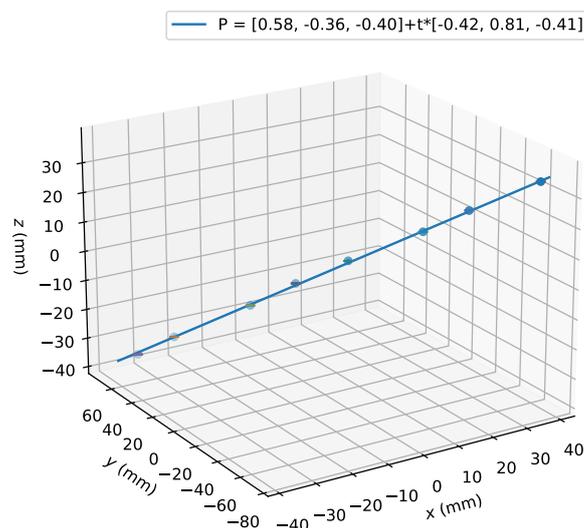


Figura 26: Trayectoria de la partícula

Se puede apreciar la minimización de todos los puntos frente a la recta generada con sus respectivas barras de error en cada eje, la ecuación de la recta es:

$$R_1 = (-5.27, -2.41, 3.79) + \alpha (-0.61, 0.43, -0.67)$$

En ella α representa el parámetro de linealización de la recta y por tanto el vector de dirección es $\vec{d} = (-0.61, 0.43, -0.67)$, del cual se puede calcular el ángulo acimutal y cenital con sus correspondientes incertidumbres obtenidas mediante la propagación de errores independientes en base a los errores relativos de las posiciones 1, de la siguiente forma:

$$\phi = \arctan \frac{\vec{d}(x)}{\vec{d}(y)} = (54.89 \pm 0.02)^\circ ; \quad \theta = \arctan \frac{\vec{d}(z)}{\vec{d}(y)} = (-57.19 \pm 0.03)^\circ$$

Ángulos azimutal y cenital respectivamente, al ser el segundo negativo entre 0° y 90° significa un vector cuya dirección es negativa en y , o lo que es lo mismo que la partícula efectivamente procede de una dirección superior como así lo harían la mayoría de rayos cósmicos.

Por otro lado denominamos como d_i a la distancia correspondiente desde cada punto, esta es un indicador de la exactitud de los puntos frente a la recta. La suma total de todos estos valores se conoce como h , llegamos entonces a:

$$h = \sum_{i=1}^n d_i = 9.12 + 7.28 + 7.80 + 10.15 + 12.52 + 4.58 + 5.39 = 56.84$$

De ello se extrae entonces que la posición con mayor distancia tras la minimización y por tanto mayor incertidumbre sería el P_5 , mientras que el punto con menor valor es el P_6 .

$\epsilon_r \mathbf{x}$	$\epsilon_r \mathbf{y}$	$\epsilon_r \mathbf{z}$
0.1	0.2	0.2
0.2	0.1	0.3
0.1	0.2	0.2
0.2	0.6	0.4
0.6	0.6	0.2
0.2	0.05	0.1
0.1	0.2	0.04

Cuadro 1: Errores relativos

También se comprueba como se puede ver en la tabla el error relativo de cada vector, de dónde podemos destacar como la incertidumbre en el eje y es más alta respecto a los demás ejes, además de esto observamos de nuevo como los puntos P_5 y P_6 corresponden a los de mayor y menor incertidumbre respectivamente como así predecíamos anteriormente.

Una vez creada nuestra minimización es importante compararla con la trayectoria real de la partícula, las incertidumbres altas son un indicativo de una diferencia significativa respecto a la que sea la recta real.

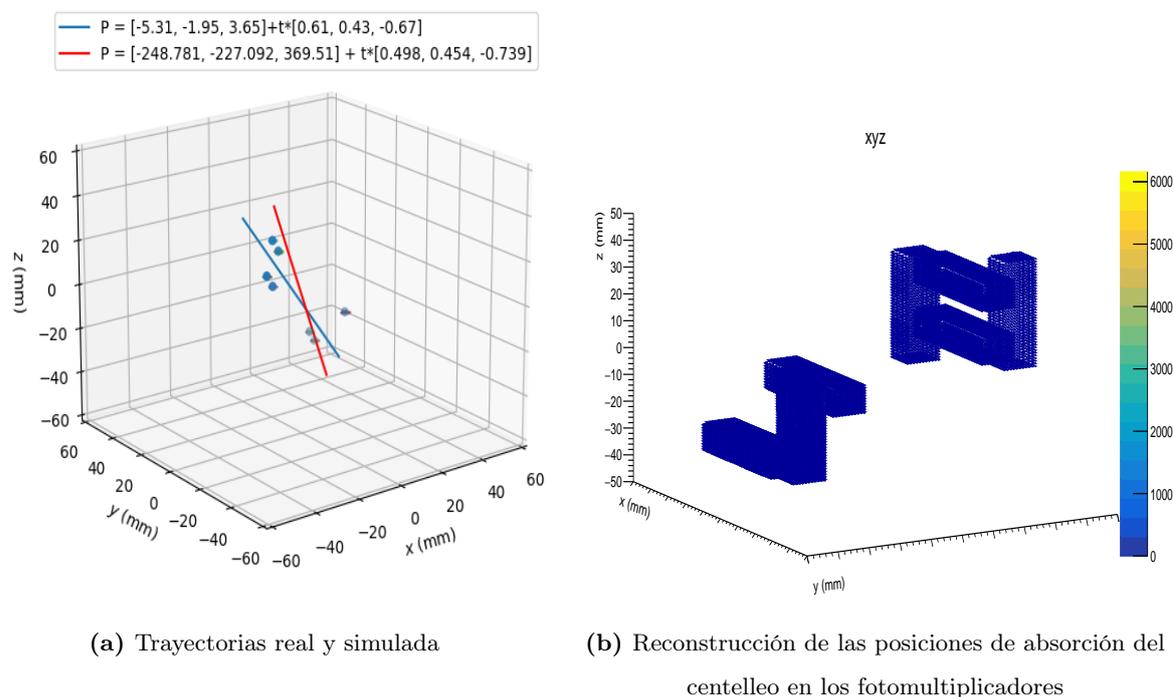


Figura 27: Reconstrucciones real y simulada de la trayectoria

En la figura 27a mostramos la trayectoria real del núcleo (rojo) comparada con la trayectoria obtenida por minimización (azul) con cada uno de los puntos centrales de los centelleadores excitados. Comprobamos así como la trayectoria reconstruida difiere de forma significativa sobretodo en la dirección x de su vector de dirección pero conservando de forma relativamente buena las direcciones para y y z . Cabe destacar que esta diferencia tan marcada junto con los valores altos de incertidumbre es consecuencia como vemos de la dispersión que existe entre todos los puntos centrales de los centelleadores.

Por otra parte en la figura 27b se puede predecir la trayectoria de la partícula en función del mapa de calor que indica el número de entradas por fotomultiplicador, efectivamente se puede apreciar fácilmente como se atraviesan siete centelleadores. La incidencia en realidad no atraviesa siempre los centros de cada detector y se genera más centelleo en las zonas en donde interaccione con más energía sobre la matriz plástica, y la señal aunque con menos energía, recorre todo el interior por los fenómenos de reflexión, de esta forma se puede distinguir mediante el mapa de calor las posiciones de excitación principal.

4.3.4. Características del centelleador

Comprobaremos ahora si los centelleadores cumplen con las características básicas del BC-408, para ello solo nos hará falta lanzar una partícula energética cargada como puede ser de nuevo un núcleo de hidrógeno para que atraviese un único centelleador que ubicaremos en el centro de la simulación, así se muestra en la siguiente figura:

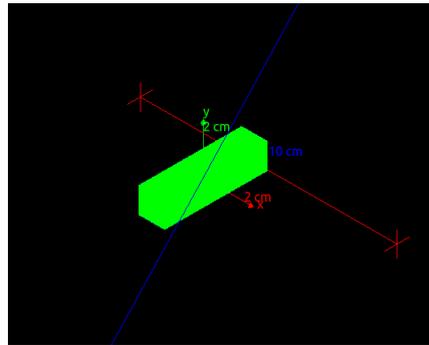


Figura 28: Simulación del centelleador BC-408

Al igual que en la primera simulación comprobamos el centelleo generado por el poliviniltolueno con reflexiones internas favorecidas por la pintura reflectora BC-620 que son finalmente absorbidas, llegando a generar x fotones para un solo centelleador. A partir del número de fotones absorbidos es posible obtener la longitud de onda de cada uno de ellos para comparar cual es el espectro de emisión con el que trabaja el centelleador que hemos construido.

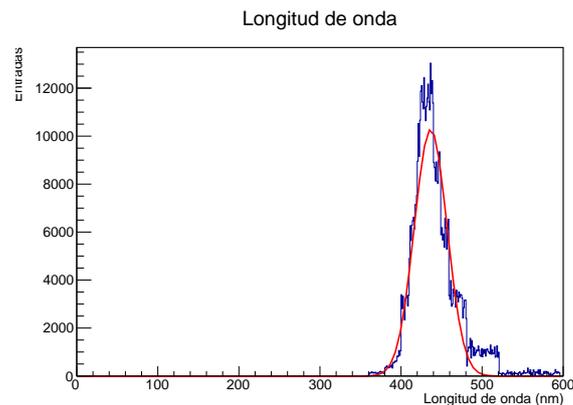


Figura 29: Entradas en el centelleador frente a la longitud de onda

Mostramos en la figura 29 el número de fotones de centelleo frente a la longitud de onda en nanómetros, si aplicamos una gaussiana para todos los valores alrededor del valor central se encontrará el pico de emisión, el cual podemos comparar con el determinado experimentalmente para el BC-408, así:

$$\lambda = 436.57 \pm 0.03 \text{ nm}$$

Es un valor relativamente cercano al pico en el espectro de emisión del centelleador (425 nm) y al del pico de detección de los fotomultiplicadores de silicio (420 nm) teniendo en cuenta los parámetros del centelleador que se han omitido a la hora de realizar la simulación.

Para terminar de demostrar el correcto funcionamiento del CubeSat en las condiciones establecidas también se puede caracterizar el tiempo de centelleo.

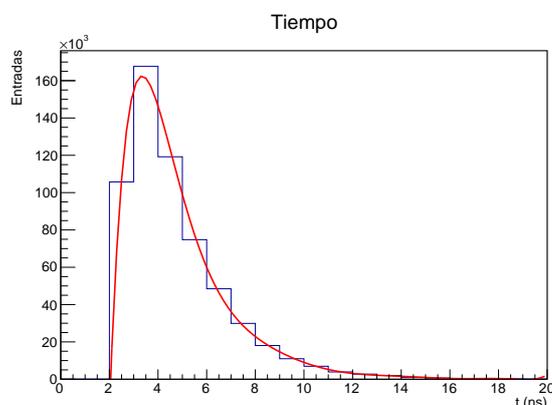


Figura 30: Entradas en el centelleador frente al tiempo transcurrido

En la figura 30 recreamos la función del número de fotones para cada segundo de la simulación expresado en nanosegundos, el ajuste realizado es una función polinómica de grado nueve para cuyo valor inicial se tiene el valor del tiempo de respuesta del centelleador, así obtenemos:

$$t_{\text{respuesta}} = 2 \text{ ns}$$

Que coincide efectivamente con un tiempo de subida muy corto 3.2 y un valor por debajo de los diez nanosegundos, además de una componente rápida muy cercana al valor experimental del BC-408 (2.1 ns). También el tiempo de centelleo se encuentra en el orden de los milisegundos, concretamente el valor medio obtenido para cincuenta eventos en el centelleador:

$$t_{\text{centelleo}} = 4.3 \pm 0.3 \text{ ms}$$

Encontrándose así dentro del rango de centelleo de un centelleador orgánico. Por otra parte habíamos asumido su transparencia frente a los rayos gamma, pero demostraremos como en realidad para un sistema de un solo centelleador si se produce interacción. Si simulamos cien eventos emitiendo rayos gamma cósmicos en estas condiciones con el objetivo de comprobar el centelleo generado obtendremos la siguiente figura:

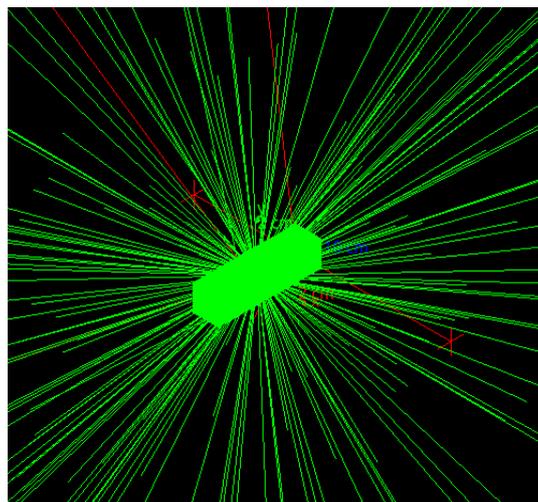


Figura 31: Simulación del BC-408 frente al lanzamiento de cien eventos de rayos gamma

Dónde efectivamente se generan fotones e incluso como se puede observar producción de pares que también induce la excitación del centelleador, sin embargo, la eficiencia de los rayos gamma calculada mediante esta simulación se encuentra alrededor de $6.3 \pm 0.1\%$. Teniendo en cuenta que el blindaje de aluminio producirá una reducción de la energía de los rayos gamma incidentes, que aunque no remarcable, si tiene sentido asumir para simplificar la simulación del ComSAD la transparencia del sistema frente a este tipo de radiación.

5. Discusión de resultados y conclusiones

Tras el análisis de la salida en la simulación podemos llegar a una serie de conclusiones y discutir posibles soluciones a los problemas que surgen con las consideraciones tenidas en cuenta. En primer lugar en lo que corresponde al BC-408 se demuestra muestra una alta eficiencia frente a núcleos de hidrógeno provenientes de los rayos cósmicos y la energía depositada por los detectores se corresponde con la forma del flujo esperado para el número de eventos simulados. Por otra parte en cuanto a la trayectoria obtenemos una minimización con una exactitud aceptable pero con una incertidumbre excesivamente grande, aunque era de esperar con las condiciones tan restrictivas impuestas por los sistemas CubeSat. Es destacable también como no hay prácticamente interferencia debido a la creación de otras partículas por procesos de interacción de los núcleos con el blindaje o los centelleadores, en el diseño del sistema tanto el blindaje como la pintura reflectante además de las características escogidas para el CubeSat le permiten como se ha demostrado tras la simulación funcionar dentro de las condiciones establecidas de forma correcta.

Aún con todo ello su capacidad de detección de radiación gamma es a tener en cuenta, ya que a pesar de

despreciar sus efectos la eficiencia de detección para la emisión de radiación gamma cósmica comparada con otros tipos de detectores es bastante alta. Su alto poder de detección para gammas ocasionaría un problema de interferencia y empobrecimiento de los dispositivos electrónicos en la realidad, para ello la solución que se podría proponer es aplicar un blindaje con mayor densidad y alta sección eficaz para gammas, que además serviría como moderador de posibles neutrones cósmicos. Todo ello siempre respetando la masa impuesta en el CubeSat, la cual se podría liberar mediante la disminución y/o modificación de alguna forma la dimensión de los centelleadores intercambiándolos por otros con mejor eficiencia para compensar este cambio. Esto además nos permitiría mejorar la incertidumbre en los datos de tal forma que al encontrarse más compacto el sistema la dispersión será mucho menor y por tanto la minimización será más acorde a la trayectoria real. Esta solución de todas formas podría traer problemas como la refracción de la luz hacia otros centelleadores creando interferencias por lo que habría que compensar estos cambios mediante la aplicación posiblemente de otras pinturas reflectoras, de nuevo otro tipo de centelleador o el fotomultiplicador usado de forma que se tenga un equilibrio entre todas las características del nuevo sistema. También como solución alternativa a la modificación de las características podríamos proponer el lanzamiento del CubeSat a órbitas en donde el flujo de partículas que puedan interferir sea menor, todo ello en función del interés del estudio que se vaya a llevar a cabo y adecuando los rangos de energía.

Podemos entonces concluir así la utilidad y necesidad de existencia de este tipo de sistemas con bajo coste para el estudio universitario, permitiendo el aprendizaje de la forma de trabajo en su construcción y análisis de datos, además de el posible descubrimiento de nuevos procesos en física gracias a su uso. Sin embargo su lanzamiento ha de ser con controlado para que no pase a ser denominado como basura espacial por la comunidad científica, proponiendo alguna solución como la desorbitación pasados unos años, evitando de esta forma la acumulación de elementos físicos que puedan interferir con experimentos de observación terrestres o lanzamientos de otros satélites o cargas que en comparación tengan una utilidad mucho mayor.

Todo este proceso que precisaría de la construcción y gasto de recursos para llevarlo a cabo ha sido realizado mediante Geant4 con facilidad, lo que nos demuestra lo potente y útil que es esta herramienta para simular cualquier tipo de proceso físico. Esto la hace imprescindible a la hora de realizar predicciones antes de iniciar un proceso de investigación o simplemente para el análisis de datos si no se cuenta con los recursos necesarios. Además muestra también su alta capacidad de procesamiento y almacenamiento de grandes cantidades de datos de forma compacta, permitiendo su análisis mediante herramientas asociadas como ROOT.

A. Ionización

La energía de enlace de los electrones alrededor del átomo determina la mínima energía necesaria para desligar un electrón, al producirse el choque de una partícula suficientemente energética con estos electrones se generan pares de iones positivos y electrones que mayormente tenderán a la recombinación para reestablecer la neutralidad del medio, sin embargo, si la energía de los electrones que han escapado es suficiente para producir otra ionización se producirá una desestabilización del sistema creando una cadena qde ionizaciones. A estos dos procesos ligados se les conoce como ionización primaria y secundaria respectivamente, y aunque la descripción correcta de este fenómeno solo se puede realizar mediante la mecánica cuántica es posible entender el efecto que tiene la ionización total (número total de pares producidos por ionización primaria y secundaria a lo largo de su trayectoria) producida por esta partícula en su paso a través de la materia mediante la siguiente ecuación:

$$I_t = \frac{K}{W}$$

Dónde I_t es la ionización total producida, K la energía cinética inicial de la partícula y W la energía media para producir un par ión-electrón. Evidentemente el valor de W depende de la naturaleza y energía de la partícula incidente y de la naturaleza del medio. Para gases $W = 33 \text{ eV}/\text{par}$, por lo que si la energía cinética incidente ronda el valor medio de un rayo cósmico (0.5 GeV) se generaría la cantidad alrededor de un orden de 10^8 pares por interacción.

B. Bremsstrahlung

La radiación de frenado también conocida como Bremsstrahlung (del alemán Bremsung/frenado y Strahlung/radiación), se da por la interacción de una partícula cargada con masa con el campo eléctrico del núcleo atómico de carga Z regido por la ley de Coulomb, experimentando así una aceleración provocada por esta fuerza eléctrica, además como consecuencia de este proceso parte de la energía convertida se libera en forma de radiación electromagnética. Esta radiación es emitida en ángulos pequeños con respecto a la trayectoria de la partícula incidente. El ángulo medio de emisión θ_{medio} es:

$$\theta_{medio} = \frac{mc^2}{E_i}$$

Dónde m define la masa de la partícula incidente y E_i su energía. Se trata de un espectro continuo con fotones de energías que se extienden desde cero hasta el caso en que el electrón ceda toda su energía en el medio en el que viaja.

La descripción completa de la pérdida de energía en la partícula incidente se dificulta ya que depende de muchos factores. Principalmente los procesos serán más intensos cuanto menor sea la distancia entre

la trayectoria inicial de la partícula y el núcleo, esta es conocida parámetro de impacto. Aunque la descripción clásica de esta distancia no es totalmente correcta, es posible aproximar su valor efectivo debido al apantallamiento parcial de los demás electrones atómicos para aquellas partículas con una energía $E \gg \frac{3mc^2}{\alpha Z}$, excepto para la emisión de fotones de muy alta energía.

Por otra parte también habría que tener en cuenta el efecto del campo eléctrico de estos mismos electrones atómicos que provocan una proporcionalidad de Z^2 aportando un valor adicional de Z a la carga nuclear total. Con todo ello y teniendo en cuenta que la energía de los fotones incidentes se encuentra en valor energéticos altos y mucho mayores que lo indicado se define la pérdida media de energía de la partícula incidente por distancia $\frac{dE}{dx}$:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{-E}{X_0} \Rightarrow E = E_0 e^{-x/X_0}$$

Dónde X_0 define la longitud total recorrida por la partícula a través del material conocida como longitud de radiación, además podemos observar la energía de la partícula se reduce de forma exponencial con la distancia recorrida.

La longitud de radiación puede ser determinada para un único material o para diferentes capas de material, mezclas y/o compuestos químicos, de esta forma respectivamente:

$$\frac{1}{X_0} = 4 \frac{N_A \hbar^2 \alpha^3}{c^2} \cdot \frac{z^2}{m^2} \cdot \frac{\rho}{m} \cdot \phi(Z) \qquad \frac{1}{X_0} = \sum_j \frac{V_j}{V_{tot}} \cdot \frac{1}{X_{0j}}$$

Siendo $\phi(Z)$ la corrección de Coulomb para sistemas clásicos, ρ la densidad del material y V el volumen ya sea para cada fracción o para su valor total. Así a mayor energía de los electrones mayor será la absorción y aumentará aún más en materiales de alto número atómico. También cuanto mayor sea la masa de la partícula el coeficiente de radiación aumentará en con una dependencia cúbica, así se entiende por qué las partículas masivas tienen más facilidad para atravesar materiales en comparación con las más ligeras como el electrón.

Estas expresiones son demasiado complejas para realizar un cálculo indicativo de la longitud de radiación, es por eso realizaremos una aproximación válida para cualquier tipo de partícula mediante la energía crítica, esta se define como el valor en que la pérdida media de energía o energía de radiación emitida por ionización es igual a la del Bremsstrahlung. De esta forma se llega a la siguiente expresión:

$$E_c = 2.66 MeV \cdot \left(Z \cdot \frac{\rho}{M} \cdot X_0 \right)^{1.11}$$

Para los electrones y fotones atravesando un material de aluminio la longitud de radiación sería de $X_0 \approx 9.37 \text{ cm}$ y para el material típico de un centelleador $X_0 \approx 43 \text{ cm}$, esto significa si algún electrón o fotón que consiguiese traspasar el blindaje llegaría con energía baja y es probable que no fuera capaz de incidir en alguno de los centelleadores (de hacerlo no atravesaría uno o más de uno) depositando una

energía muy baja como para ser relevante en la salida.

Por otra parte un protones atravesando aluminio tendría una longitud de radiación de $X_0 = 178.89 \text{ km}$, con lo que realmente los efectos del Bremsstrahlung son insignificantes para partículas masivas.

C. Excitación y vibraciones de red

Cuando se produce la colisión de una partícula incidente con un electrón atómico (en general cuando un electrón recibe cualquier tipo de energía) y la energía transferida es insuficiente para producir ionización, el electrón no puede ser expulsado del átomo, pero ésta energía es transferida al electrón y éste se excita a un nivel de energía superior. El nivel de más baja energía es llamado estado fundamental, que es el estado de energía preferido naturalmente, y los estados excitados son niveles de energía específicos y únicos para cada átomo en particular. El electrón no puede estar entre niveles, sino que debe saltar desde un nivel de energía a otro siempre que se le transmita o emita una cantidad específica de energía. Esta cantidad específica de energía es igual a la diferencia entre los niveles de energía pertenecientes al átomo. Tras esta excitación el electrón retornará en un tiempo muy corto al nivel de partida devolviéndose la energía en forma de radiación electromagnética, en las llamadas transiciones radiativas, o degradándose en forma de calor en las transiciones no radiativas.

En el caso de los sólidos tienen una estructura periódica de átomos, que forman lo que llamamos una red cristalina, cuya existencia implica un grado de simetría en su disposición geométrica. Una de las implicaciones de la red simétrica de átomos, es que puede soportar modos de vibración de red resonantes debidos a la excitación de sus átomos y moléculas que transportan energía y son importantes en la conductividad térmica de los elementos no metálicos, y en la capacidad calorífica de todos los sólidos.

D. Poder de frenado

Al pasar a través de la materia, las partículas cargadas de energía ionizan átomos o moléculas en su camino perdiendo así gradualmente su energía. Se define entonces el poder de frenado como la variación de la energía de tal partícula por distancia recorrida dentro del material:

$$S = -\frac{dK}{dx}$$

Se diferencian dos tipos de poder de frenado, definiéndose el poder de frenado total como la suma de estos dos valores:

- Poder de frenado de colisión, provocado por colisiones inelásticas y elásticas. En el primer caso entre los electrones del material y el ión, generando excitaciones e ionizaciones del material así como de los electrones del ion. En el segundo caso entre el ión y los átomos del material dependientes en la

forma del potencial repulsivo dónde si se produce un aumento de la masa del ion también aumenta la contribución nuclear.

- Poder de frenado radiativo, generalmente solo aplicable a partículas con energías altas y originado por la emisión de radiación de frenado en el proceso de Bremsstrahlung al atravesar el material.

La expresión no relativista del poder de frenado total que se deriva es la siguiente:

$$S(T) = n_{par} \cdot \bar{K}$$

Con T siendo la energía cinética de la partícula cargada, n_{par} el número de pares de ion-electrón formados por unidad de longitud, \bar{K} denota la energía promedio necesaria para ionizar un átomo en el medio. Para partículas cargadas, S aumenta a medida que disminuye la velocidad de las partículas.

La versión relativista y más acorde a los términos en que trabaja un CubeSat de la misma ecuación se conoce como fórmula de Bethe y es la siguiente:

$$S(T) = \frac{4\pi Q^2 e^2 n Z}{m\beta^2 c^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{2mc^2 \gamma^2 \beta^2}{\bar{K}} \right) - \beta^2 \right]$$

En esta expresión m es la masa en reposo del electrón, β el factor v/c , Q su carga, Z el número atómico del medio y n la densidad de átomos en el volumen. La dependencia aproximadamente es inversamente proporcional a su velocidad al cuadrado, además su valor normalmente aumenta con la desaceleración hasta alcanzar un máximo de pérdida de energía conocido como pico de Bragg.

Cabe destacar que el uso de esta fórmula esta sujeto a varias suposiciones, entre ellas que los electrones del medio están en reposo y la energía de ligadura de los mismos es despreciable. Además, que la trayectoria de la partícula no se ve afectada por la interacción con los electrones del medio y que la cantidad de movimiento transferida a los electrones en la colisión tiene una componente básicamente perpendicular a la trayectoria de la partícula incidente.

E. Efecto Compton

El efecto Compton se por la interacción de un fotón con un electrón de ligadura débil al átomo, pudiendo así considerar la colisión como elástica ($(E_{ligadura} \ll E_\gamma)$). El principio de conservación de la energía permite escribir la interacción despreciando la energía de enlace del electrón de la siguiente forma:

$$h\nu = h\nu' + E_e$$

Al chocar el fotón primario, de energía $h\nu$, el electrón resulta deflectado un ángulo θ , y con energía E_e , mientras que el fotón primario sufre una dispersión según un ángulo ϕ y su energía disminuye a $h\nu'$.

Aplicando y despejando mediante los principios de conservación de la energía y cantidad de movimiento en condiciones relativistas calculamos la energía del fotón disperso:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos\phi)}$$

La interacción como hemos comentado se da ionizando los electrones de la capa externa, lo que quiere decir que la radiación electromagnética emitida en la desexcitación será de energía baja.

F. Producción de pares

La producción de pares se da a partir de fotones de alta energía en términos de la mecánica relativista. Se produce la creación a partir del fotón de un par positrón-electrón respetando el principio de conservación de la energía tal que:

$$h\nu = 2m_0c^2 + E_+ + E_-$$

Dónde E_+ y E_- representan respectivamente las energías cinéticas del positrón y del electrón. La creación de pares es imposible por esta expresión para fotones de energía inferior a 1.02 MeV suponiendo este valor la energía umbral del proceso. Los positrones resultantes de la creación de pares se aniquilan al combinarse con electrones en el medio de interacción acompañando así el fenómeno de radiación de aniquilación.

G. Longitud de atenuación

La longitud de atenuación describe la atenuación de un haz de fotones que atraviesa el material siguiendo una línea recta con una variación exponencial por los efectos electromagnéticos descritos por las ecuaciones de Maxwell, se define en la siguiente ecuación:

$$I = I_0^{-\mu x} \tag{6}$$

Dónde I representa la intensidad de la luz, I_0 es la intensidad inicial del fotón, x es su posición y μ el coeficiente de atenuación.

No obstante, para la longitud de atenuación se ha de tener en cuenta además la geometría y las propiedades de la superficie óptica del material, es decir, se tienen en cuenta las pérdidas en las superficies ópticas, así como las longitudes efectivas más largas debidas a las reflexiones y a la propagación indirecta. Es especialmente grande la reducción de la respuesta lumínica debida a los fotones que abandonan el centelleador al chocar con un límite superficial del material antes y después de entrar en la guía de luz a causa de estos efectos.

H. Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico se produce con la absorción de fotones por parte de los electrones ligados a un núcleo, provocando una excitación del electrón que es elevado a un estado superior y si la energía incidente es mayor que la energía de enlace liberándolo del átomo. Su energía de emisión es:

$$E_f = \phi + E_k$$

Dónde E_f es la energía del fotón incidente, ϕ la función de trabajo, o energía mínima necesaria para extraer el electrón y E_k la máxima energía cinética de los electrones liberados.

Además el núcleo toma el momento de retroceso haciendo que la sección transversal del proceso aumente proporcionalmente con la fuerza de Coulomb entre el electrón y el núcleo, mucho mayor para las capas internas que la externas. Por lo tanto, se pueden observar bordes de absorción característicos según el material.

I. Integración en Geant4 del problema

La integración de las diferentes características intrínsecas de los centelleadores y fotomultiplicadores a la simulación se ha llevado a cabo gracias a los diferentes módulos que cuenta Geant4. Para el diseño del ComSAD se ha utilizado:

- La tabla de materiales incluidos en Geant4 desde NIST nos dan la posibilidad de utilizar el material poliviniltolueno como centelleador orgánico mediante "*GAPLASTICSCVINYL TOLUENE*".
- "*FASTCOMPONENT*" permite establecer el rendimiento de la luz de centelleo introduciendo el número de fotones de centelleo en forma de porcentaje para cada intervalo de energía.
- "*FASTTIMECONSTANT*" introduce el valor de la componente rápida del decaimiento.
- "*SCINTILLATIONYIELD*" y "*SetBirksConstant*" integran en el sistema el rendimiento del centelleo y el valor de la constante de Birks.
- "*ABSLENGTH*" establece el valor de la longitud de atenuación en función de la energía, este se mantendrá constante para todo el rango del espectro del centelleador orgánico.
- "*REFLECTIVITY*" especifica el recubrimiento reflectivo aplicado en el centelleador, determinando el porcentaje de fotones reflejados frente a cada nivel de energía.

Es posible consultar el código completo de las simulaciones en la siguiente referencia [22].

J. Referencias

- [1] Rachid Darbali-Zamora, Daniel A Merced-Cirino, Cesar S Gonzalez-Ortiz, and Eduardo I Ortiz-Rivera. An electric power supply design for the space plasma ionic charge analyzer (spica) cubesat. In *2014 IEEE 40th Photovoltaic Specialist Conference (PVSC)*, pages 1790–1795. IEEE, 2014.
- [2] Tungsten-Doped PolyPhenolic. Passive space radiation shielding: Mass and volume optimization of. *Small*, page 2, 2015.
- [3] V Fioretti, A Bulgarelli, G Malaguti, V Bianchin, M Trifoglio, and F Gianotti. The low earth orbit radiation environment and its impact on the prompt background of hard x-ray focusing telescopes. In *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy V*, volume 8453, pages 833–848. SPIE, 2012.
- [4] RA Mewaldt. Elemental composition and energy spectra of galactic cosmic rays. In *Jet Propulsion Lab., California Inst. of Tech., Interplanetary Particle Environment. Proceedings of a Conference*, 1988.
- [5] Overview | geant4.web.cern.ch — geant4.web.cern.ch. <https://geant4.web.cern.ch/>. [Accessed 05-Jul-2022].
- [6] ROOT team. ROOT: analyzing petabytes of data, scientifically. — root.cern. <https://root.cern/>. [Accessed 08-Jul-2022].
- [7] Gang Bao, Wei-Tou Ni, H. Araujo, Lei Liu, and T. Sumner. Improved simulation of the mass charging for astrod i. 08 2007.
- [8] Wikimedia Commons. File:photomultipliertubeandscintillator.svg — wikimedia commons, the free media repository, 2022. [Online; accessed 20-June-2022].
- [9] J. Green, Marco Borghesi, Ceri Brenner, David Carroll, N. Dover, Peta Foster, P. Gallegos, Stuart Green, Dan Kirby, Karen Kirkby, Paul Mckenna, Michael Merchant, Zufikar Najmudin, Charlotte Palmer, D. Parker, Rajendra Prasad, K. Quinn, Rajeev Pattathil, Martin Read, and David Neely. Scintillator-based ion beam profiler for diagnosing laser-accelerated ion beams. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 8079:17–, 05 2011.
- [10] Matthew Lowdon, Peter G Martin, Michael WJ Hubbard, Matt P Taggart, Dean T Connor, Yannick Verbelen, PJ Sellin, and Thomas B Scott. Evaluation of scintillator detection materials for application within airborne environmental radiation monitoring. *Sensors*, 19(18):3828, 2019.
- [11] Kyle Weinfurther, John Mattingly, Erik Brubaker, and John Steele. Model-based design evaluation of a compact, high-efficiency neutron scatter camera. *Nuclear Instruments and Methods in Physics*

- Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 883:115–135, 2018.
- [12] Pu Kai Wang, Chih-Yun Chen, Hsiang-Chieh Hsu, Mu-Hsin Chang, Wei Tai Liu, Hui-Kuan Fang, Ting-Chou Wu, Wen-Hao Chen, Chin Cheng Tsai, Alfred Bing-Chih Chen, et al. Compact scintillator array detector (comsad) for sounding rocket and cubesat missions. *arXiv preprint arXiv:2110.12500*, 2021.
- [13] ASM Material Data Sheet — asm.matweb.com. <https://asm.matweb.com/search/SpecificMaterial.asp?bassnum=MA6061t6>. [Accessed 28-May-2022].
- [14] Radiation Effects on Space Systems - ppt video online download — slideplayer.com. <https://slideplayer.com/slide/6877501/>. [Accessed 03-Jul-2022].
- [15] Saint Gobain. Bc-408: Premium plastic scintillators. <https://www.crystals.saint-gobain.com/files/1691/download/>, 2007.
- [16] Composition of PLASTIC SCINTILLATOR (VINYLTOLUENE BASED) — physics.nist.gov. <https://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/compos.pl?ap216>. [Accessed 05-Jul-2022].
- [17] Erik Dietz-Laursonn, Thomas Hebbeker, and Oliver Pooth. Detailed studies of light transport in optical components of particle detectors. Technical report, Fachgruppe Physik, 2016.
- [18] Homepage | Crystals — crystals.saint-gobain.com. www.crystals.saint-gobain.com. [Accessed 30-May-2022].
- [19] C-Series SiPM Sensors. Silicon photomultipliers (sipm), low-noise, blue-sensitive. *On Semiconductor*, 2020.
- [20] Landeta Pablo, Olmedo Fernando, and Fernandez Edgardo. Análisis y simulación del comportamiento térmico del sistema integrado, estructura y componentes electrónicos del prototipo del satélite cubesat. universidad de las fuerzas armadas. 2014.
- [21] Zhongxiao Jia and Bingyu Li. On the condition number of the total least squares problem. *Numerische Mathematik*, 125(1):61–87, 2013.
- [22] GitHub - Trisko8/cubesat — github.com. <https://github.com/Trisko8/cubesat>. [Accessed 29-Jun-2022].
- [23] Geant Collaboration. Geant4 user’s guide for application developers. *Accessible from the GEANT4 web page [1] Version geant4*, 2021.

- [24] Index of /root/html534/guides/users-guide — root.cern.ch. <https://root.cern.ch/root/html534/guides/users-guide/>. [Accessed 08-Jul-2022].
- [25] Hank Heidt, Jordi Puig-Suari, Augustus Moore, Shinichi Nakasuka, and Robert Twiggs. Cubesat: A new generation of picosatellite for education and industry low-cost space experimentation. 2000.
- [26] CubeSat NASA. 101: Basic concepts and processes for first-time cubesat developers. *NASA and California Polytechnic State University*, 2017.
- [27] CJMM D’Ambrosio et al. A short overview on scintillators. *No. 3a*.
- [28] M Chen. Queen’s university, phys 352: Measurement, instrumentation and experiment design. 2011.
- [29] hmong.wiki. Tubo fotomultiplicador Estructura principios operativos e Historia. https://hmong.es/wiki/Photomultiplier_tube. [Acceso 26-Mayo-2022].
- [30] Irwin Tendler. *Quantitative Scintillation Imaging for Dose Verification and Quality Assurance Testing in Radiotherapy*. PhD thesis, 03 2020.
- [31] B. Grinyov, V. Ryzhikov, Oleg Sidletskiy, Gennadiy Onyshchenko, Sergiy Galkin, Alexey Ivanov, V. Tarasov, Olga Zelenskaya, Daniil Kurtsev, Leonid Piven, and Igor Zenya. Absolute light yield determination for lgso:ce, cwo, znse:al, and gso:ce crystals. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 57:1236 – 1240, 07 2010.
- [32] Wikimedia Commons. File:reflexion im wellenmodell.png — wikimedia commons, the free media repository, 2020. [Online; accessed 26-May-2022].
- [33] Wikimedia Commons. File:refraction - Huygens-Fresnel principle.svg — wikimedia commons, the free media repository, 2022. [Online; accessed 26-May-2022].
- [34] Donald Thomsen, Wousik Kim, and James Cutler. Shields-1, a smallsat radiation shielding technology demonstration. 2015.
- [35] Claude Leroy and Pier-Giorgio Rancoita. *Principles of radiation interaction in matter and detection*. World Scientific, 2011.
- [36] AtomicNuclear Properties — pdg.lbl.gov. <https://pdg.lbl.gov/2012/AtomicNuclearProperties/>. [Accessed 30-Jun-2022].