

Detectores de partículas ionizantes  
basados en transistores de GaN



Universidad de Buenos Aires  
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales  
Departamento de Física de la Materia Condensada, CNEA

*Tesis de Licenciatura en Ciencias Físicas*

Nicolás A. Molina

Directora: Paula Giudici  
Co-Directora: María Dolores Pérez

Marzo 2025

**TEMA:**Desarrollo de detectores de partículas ionizantes basados en transistores de GaN

**ALUMNO:** Nicolás Agustín Molina

**L.U. N°:** 45/20

**LUGAR DE TRABAJO:** Departamento de Física de la Materia Condensada, Centro Atómico Constituyentes (CNEA)

**DIRECTOR DEL TRABAJO:** Dra. Paula Giudici

**CODIRECTOR DEL TRABAJO:** Dra. María Dolores Pérez

**FECHA DE INICIACIÓN:** Marzo 2024

**FECHA DE FINALIZACIÓN:** Marzo 2025

**FECHA DEL EXAMEN:** Marzo 2025

**INFORME FINAL APROBADO POR:**

---

Autor

---

Jurado

---

Director

---

Jurado

---

Profesor/a de Tesis de Licenciatura

---

Jurado

# Resumen

Los detectores de radiación convencionales, como los basados en silicio, han demostrado ser herramientas valiosas en la detección de radiación, pero enfrentan desafíos significativos que limitan su eficacia en entornos extremos. Uno de los principales problemas es su alta sensibilidad a las condiciones térmicas: a temperaturas elevadas, la corriente de fuga aumenta y la relación señal/ruido se deteriora, lo que afecta negativamente la precisión de las mediciones. Asimismo, la exposición prolongada a radiación ionizante daña la red cristalina del silicio, reduciendo la eficiencia en la recolección de carga y acortando la vida útil del dispositivo. Además, el silicio, con un band-gap de  $\sim 1.12$  eV, es sensible a la luz visible, lo que restringe considerablemente sus aplicaciones en ciertos contextos.

Como alternativa, se proponen transistores con alta movilidad de electrones, los cuales soportan ambientes extremos de temperatura y radiación. Gracias a su amplio band-gap, estos dispositivos no se ven afectados por la iluminación ambiental, respondiendo únicamente a luz UV. El objetivo principal de esta tesis es integrar centelladores plásticos que absorban la radiación ionizante y emitan luz ultravioleta, permitiendo la detección mediante el transistor. Para ello, se estudia la respuesta de un transistor AlGaIn/GaN, con el objetivo de diseñar centelladores que emitan en rangos óptimos para su operación. La metodología comprende ensayos con protones en el acelerador lineal TANDAR, complementados con un modelado de la respuesta del conjunto centellador-transistor en energías no alcanzables experimentalmente en el acelerador.

El estudio extensivo realizado revela que los centelladores son capaces de soportar protones de hasta 16 MeV, y que la operabilidad del conjunto abarca regiones del espectro de protones presentes en los rayos cósmicos. Se concluye que los resultados podrían optimizarse mediante una medición de mayor resolución de la corriente fotogenerada por el transistor, así como la fabricación de centelladores de mayor espesor para cubrir rangos más amplios del espectro de protones. Además, se propone la incorporación de láminas de materiales frenadores de neutrones, lo que permitiría ampliar la aplicación del conjunto a reactores nucleares.

# Agradecimientos

Este trabajo fue posible gracias a la colaboración y el apoyo de muchas personas en la CNEA, pero en particular, quiero expresar mi más profundo agradecimiento a mis directoras, Paula y Dolores. Ambas son científicas excepcionales y, además, excelentes personas. Me acompañaron a lo largo de este proyecto de manera equitativa y comprometida. Dolores demostró una paciencia infinita durante la primera mitad del año, guiándome en el laboratorio de química, mientras que Paula me acompañó constantemente durante la segunda mitad del año e incluso en los meses de enero y febrero. Sus orientaciones siempre fueron precisas y acertadas, y en cada instancia en que necesité algo que excedía sus posibilidades, me conectaron con las personas adecuadas. Ha sido un placer aprender y trabajar con ellas este año.

También quiero agradecer especialmente a Andrés por su invaluable ayuda y enseñanzas. Actuó como un cuasi-director a tal punto que, en pleno enero, pasó horas en un laboratorio sin aire ni señal, trabajando junto a mí en las mediciones.

A Vicky, quien, a pesar de ser posiblemente una de las personas más ocupadas en la CNEA, siempre estuvo dispuesta a ayudarme en todo lo que necesité. A Javo, quien me enseñó a medir las propiedades de los centelladores y siempre se dispuso a ayudarme. A Martín del TANDAR, quien se quedó hasta altas horas de la noche junto a Andrés y yo para que pudiéramos completar las mediciones en el acelerador. A Federico, que me asistió con las simulaciones en Geant4, y a Alan y Lucho de ITEDA, quienes actualmente me están ayudando a medir el rendimiento de centelleo. En definitiva, este trabajo es el resultado de la generosidad y la buena voluntad de muchas personas, y siempre estaré profundamente agradecido con todos ellos.

No puedo no mencionar a quienes me acompañaron y apoyaron incondicionalmente en este camino, mis amigos: Maxi, Lio, Guada, Alí y Agus.

Finalmente, quiero expresar mi gratitud a mi familia, quienes me brindaron la posibilidad de estudiar y dedicarme a esta carrera con tranquilidad y apoyo incondicional.



# Estructura del trabajo

Esta tesis se organiza en tres capítulos principales, cada uno de los cuales aborda un aspecto clave del proyecto, culminando con una prueba final que integra todos los componentes desarrollados.

El primer capítulo se centra en el estudio y caracterización de los transistores de alta movilidad de electrones (HEMTs) basados en heteroestructuras de AlGaIn/GaN. Estos dispositivos son fundamentales para el proyecto, ya que actúan como detectores de radiación UV. Se explican las propiedades del GaN, su estructura de bandas y su capacidad para detectar radiación ionizante. Además, se detalla cómo estos transistores responden a la luz UV, lo que los convierte en un componente esencial para el sistema de detección propuesto. La caracterización eléctrica y óptica del transistor es crucial, ya que define el rango de detección y la sensibilidad del sistema.

El segundo capítulo aborda el desarrollo y la fabricación de centelladores plásticos, que son materiales diseñados para convertir la energía de partículas ionizantes en luz UV. Estos centelladores se acoplan al transistor AlGaIn/GaN para que éste detecte radiación. En este capítulo, se describen los métodos de fabricación, las propiedades ópticas de los centelladores y su rendimiento. Se exploran diferentes composiciones de centelladores, incluyendo la incorporación de nanopartículas. Este capítulo es clave porque establece el puente entre la radiación ionizante y la detección por parte del transistor.

El tercer capítulo integra los componentes desarrollados en los capítulos anteriores en una prueba final: la irradiación de protones en el acelerador TANDAR. Aquí, se describe el proceso experimental, desde la preparación de los centelladores y el transistor hasta la configuración del acelerador de iones pesados. El objetivo es evaluar el rendimiento del sistema completo bajo condiciones reales de irradiación. Se presentan los resultados de la interacción entre los protones, los centelladores y el transistor, demostrando la viabilidad del sistema como detector de radiación.

Este capítulo es la culminación del trabajo, ya que combina los conocimientos teóricos y experimentales de los capítulos anteriores en una aplicación práctica.

# Índice general

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Resumen</b>   | <b>3</b>  |
| <b>Agradecimientos</b>   | <b>4</b>  |
| <b>1. Heteroestructuras semiconductoras:</b>   |           |
| <b>AlGaIn/GaN</b>  | <b>11</b> |
| 1.1. Introducción . . . . .  | 11        |
| 1.1.1. Propiedades y parámetros del GaN . . . . .  | 12        |
| 1.1.2. Formación del 2DEG . . . . .  | 15        |
| 1.1.3. Diagrama de bandas y densidades de carga . . . . .                                  | 16        |
| 1.1.4. Defectos . . . . .  | 19        |
| 1.1.5. Daños por radiación . . . . .   | 19        |
| 1.2. Caracterización de transistores de AlGaIn/GaN fabricados en CNEA .                    | 20        |
| 1.2.1. El problema del autocalentamiento . . . . .   | 24        |
| <b>2. Centelladores plásticos</b>  | <b>25</b> |
| 2.1. Introducción . . . . .  | 25        |
| 2.1.1. Centelladores . . . . .   | 26        |
| 2.1.2. Espectros de emisión y absorción de centelladores . . . . .                         | 28        |
| 2.1.3. Interacción luz-materia . . . . .   | 29        |
| 2.2. Métodos Experimentales . . . . .  | 31        |
| 2.2.1. Fotoluminiscencia (PL) . . . . .  | 31        |
| 2.2.2. Excitación por fotoluminiscencia (PLE) . . . . .                                    | 31        |
| 2.2.3. Espectroscopía de fotoluminiscencia resuelta en el tiempo (TRPL)                    | 31        |
| 2.2.4. Determinación de estructura cristalina por difracción de rayos<br>X (XRD) . . . . . | 32        |
| 2.2.5. Geant4 . . . . .  | 33        |
| 2.3. Fabricación de centelladores plásticos . . . . .                                      | 33        |
| <b>3. Irradiación</b>  | <b>39</b> |
| 3.1. Radiación . . . . .   | 39        |
| 3.2. Acelerador lineal TANDAR . . . . .  | 41        |

|   |           |
|---|-----------|
| 3.3. Chequeos con SRIM . . . . .  | 41        |
| 3.4. Setup experimental . . . . .   | 43        |
| 3.5. Resultados y análisis . . . . .  | 45        |
| 3.5.1. Respuesta de los centelladores al haz . . . . .                        | 45        |
| 3.5.2. Modelado de la fotocorriente generada . . . . .                        | 48        |
| 3.5.3. Espectros de detección de protones . . . . .                           | 49        |
| 3.5.4. Durabilidad . . . . .  | 50        |
| 3.5.5. Comentarios finales . . . . .  | 52        |
| <b>Conclusiones</b>   | <b>54</b> |
| <b>Apéndice</b>   | <b>56</b> |
| F. Simulaciones de las respuestas del centellador-dispositivo a irradiaciones | 56        |

# Índice de figuras

|       |  |    |
|-------|--|----|
| 1.1.  | Esquema de FET basado en heteroestructura de AlGaIn/GaN. . . . .   | 13 |
| 1.2.  | (a) Celda unidad hexagonal del GaN. (b) Estructura del GaN. . . . .  | 13 |
| 1.3.  | Bandas de energía de AlGaIn sin dopaje con estados donores en la superficie. Arriba, los estados donores no alcanzan el nivel de Fermi, abajo si. Los electrones son estimulados a la banda de conducción y se mueven por la fuerza del campo eléctrico de la polarización inducida [8]. . . . . | 15 |
| 1.4.  | Bandas de energía de la heteroestructura AlGaIn/GaN. Al contactar con la capa de GaN, los electrones fluyen hacia el lado del GaN, acumulándose en la interfaz formando el 2DEG [8]. . . . .   | 16 |
| 1.5.  | Distribución de carga, perfil del campo eléctrico y diagrama de bandas esquemático. $\Delta E_C$ indica la discontinuidad del potencial. . . . .   | 17 |
| 1.6.  | Heteroestructura de nuestro transistor. Ninguna de las bandas se encuentra intencionalmente dopada. A la derecha de la imagen se encuentra su diagrama de bandas cualitativo. . . . .  | 21 |
| 1.7.  | Diagrama de bandas detallado de nuestra heteroestructura. . . . .  | 21 |
| 1.8.  | Imagen de la disposición de componentes para medir la respuesta del setup con el fotodiodo. . . . .  | 22 |
| 1.9.  | Datos de fabricantes de los componentes del setup. . . . .   | 23 |
| 1.10. | Mediciones del setup con fotodiodo y transistor. . . . .   | 23 |
| 1.11. | Calibraciones del setup y del transistor. . . . .  | 24 |
| 2.1.  | Moléculas orgánicas empleadas para centellar luz UV. . . . .   | 26 |
| 2.2.  | En vez de estar comprometidos a un solo átomo de carbono, cada electrón (de cada doble enlace original) es compartido por los seis átomos de carbono en el benceno. . . . .  | 27 |
| 2.3.  | Formas estructurales de los monómeros. . . . .   | 27 |
| 2.4.  | Espectros de emisión y absorción en función de la longitud de onda. . . . .  | 29 |
| 2.5.  | Absorción y emisión inducidas entre dos niveles de energía Imagen tomada de [19]. . . . .  | 30 |

|   |    |
|---|----|
| 2.6. Esquema que muestra la diferencia de caminos de 2.9 para interferencia constructiva entre dos rayos dispersados por planos atómicos paralelos. . . . .   | 33 |
| 2.7. Centelladores en forma de films delgados fabricados. Los espesores oscilaron alrededor del milímetro. . . . .  | 34 |
| 2.8. Patrón de difracción de rayos X de las nanopartículas de $CeF_3$ . . . . .   | 34 |
| 2.9. Emisión (PL) y excitación (PLE) de nanopartículas de $CeF_3$ . . . . .   | 35 |
| 2.10. Intensidades de luminiscencia de los primeros centelladores fabricados. En (a) los centelladores con intensidades menores y en (b) los que tienen contenido de naftaleno, compuesto que les potencia la luminiscencia. . . . .  | 36 |
| 2.11. Simulaciones con Geant4 de los centelladores. En (a) se presentan los espectros de fotoluminiscencia y en (b) las intensidades comparadas. . . . .  | 36 |
| 2.12. Centelladores hexagonales de PVT (a) y Ps/Nf 10 % . . . . .   | 37 |
| 2.13. Fotoluminiscencias (a) e intensidades de luminiscencia (b) de centelladores hexagonales. . . . .  | 37 |
| 3.1. Espectro de protones por año ajustado. El trabajo en el que se realizó es [26]. Fue llevado a cabo utilizando diversos modelos para cada clase de radiación, incluyendo el viento solar, efecto que no se suele tener en cuenta en estos trabajos. . . . .   | 40 |
| 3.2. Esquema operativo del acelerador TANDAR y de la línea de tiempo de vuelo. Imagen tomada de [28] . . . . .  | 42 |
| 3.3. Chequeo de que los protones de 10 MeV no traspasen los centelladores. . . . .  | 43 |
| 3.4. Setup experimental para realizar la irradiación en una de las cámaras de vacío del TANDAR. Se pueden observar los centelladores montados. A la derecha de la imagen, al fondo, se encuentra la copa de Faraday. . . . .  | 44 |
| 3.5. Esquema del montaje experimental que destaca la ventaja operativa del plato giratorio, el cual permitió la colocación de hasta cuatro centelladores. Esto elimina la necesidad de romper el vacío de la cámara cada vez que se requiere cambiar un centellador, optimizando el tiempo y la eficiencia del experimento. . . . . | 44 |
| 3.6. Salto de corriente en el transistor debido a irradiaciones con 100 pA de protones de 10 MeV. . . . .   | 45 |

|   |    |
|---|----|
| 3.7. Las curvas de la figura 3.6 pero expresadas únicamente en términos de corriente fotogenerada, eliminando la línea de base (corriente oscura) e indicando los momentos en los que fue apagado el haz. Así se puede apreciar mejor la saturación y el hecho de que el sistema no relaja siempre al mismo punto debido al autocalentamiento del transistor. . . . .   | 46 |
| 3.8. Interrupciones y re-encendidos del haz de protones irradiando con 1 nA de protones de 10 MeV. . . . .  | 47 |
| 3.9. Irradiaciones con 100 pA de $H^+$ de 10 MeV. . . . .   | 47 |
| 3.10. Simulación de respuestas utilizando la ecuación 3.5 del transistor con el centellador de PVT/ $CeF_3$ 10 % delante. Los rectángulos marcan las dos configuraciones de irradiación del haz del TANDAR. . . . .   | 49 |
| 3.11. Simulación de respuestas utilizando la ecuación 3.5 del transistor con el centellador de Ps/Nf 10 % delante. Los rectángulos marcan las dos configuraciones de irradiación del haz utilizadas del TANDAR. Notar la menor energía de protones permitida comparada a la de la figura 3.10. . . . .  | 50 |
| 3.12. Espectro de detección del centellador de PVT/ $CeF_3$ 10 % delante del AlGaIn/GaN. . . . .  | 51 |
| 3.13. Espectro del dispositivo superpuesto al del trabajo [26]. La zona de operabilidad de nuestro conjunto centellador-transistor cubre rangos GCR. . . . .  | 51 |
| 3.14. Dosis de radiación absorbida por segundo para los centelladores de 1 g. La zona de destrucción es indicada con el criterio de que a los 15 segundos se pierde más de la mitad de la intensidad de centelleo. Se presenta un único gráfico porque la dosis absorbida viene dada en términos de cantidad de masa, y todos los centelladores pesan lo mismo. . . . . | 53 |
| 3.15. Simulación de respuestas utilizando la ecuación 3.5 del transistor con el centellador de PVT delante. . . . .   | 56 |
| 3.16. Simulación de respuestas utilizando la ecuación 3.5 del transistor con el centellador de Ps delante. . . . .  | 57 |
| 3.17. Simulación de respuestas utilizando la ecuación 3.5 del transistor con el centellador de PVT delante. . . . .   | 57 |
| 3.18. Espectro de detección resultado de colocar el Ps/Nf 10 % delante del AlGaIn/GaN. . . . .  | 58 |
| 3.19. Espectro de detección resultado de colocar el PVT delante del AlGaIn/GaN. . . . .   | 58 |
| 3.20. Espectro de detección resultado de colocar el Ps delante del AlGaIn/GaN. . . . .  | 59 |

# Capítulo 1

## Heteroestructuras semiconductoras: AlGaN/GaN

*Este capítulo se enfoca en el estudio de los transistores de alta movilidad de electrones (HEMTs) basados en heteroestructuras de AlGaN/GaN. Se exploran las propiedades fundamentales del GaN, como su gran band-gap y su resistencia a la radiación, que lo convierten en un material ideal para aplicaciones en ambientes extremos. Se analiza la estructura de bandas, la formación del gas de electrones bidimensional (2DEG) y la respuesta del transistor a la radiación UV. Se presenta una caracterización detallada del dispositivo utilizado, incluyendo su sensibilidad espectral y su capacidad para detectar luz en el rango UV. Este capítulo sienta las bases para el desarrollo de un detector de radiación eficiente.*

### 1.1. Introducción

Los semiconductores de nitruro de galio (GaN) son en la actualidad utilizados comúnmente en dispositivos optoelectrónicos y en electrónica de potencia, tales como diodos emisores de luz (LEDs), láseres, y transistores de alta movilidad de electrones (HEMTs). Debido a su gran band-gap, su gran energía de desplazamiento y su gran estabilidad térmica, este material presenta interesantes ventajas respecto a otros materiales semiconductores como el silicio (Si), silicio amorfo (a-Si:H), carburo de silicio (SiC), carburo de silicio amorfo (a-SiC) y arseniuro de galio (GaAs). En especial, el GaN presenta una gran resistencia a la radiación, característica que lo ha vuelto atractivo en diversos campos de aplicación (física, astronomía, ciencias nucleares, etc). En comparación con otros semiconductores con banda prohibida más angosta (por ejemplo, el silicio) el GaN puede funcionar a temperaturas más altas; comparando con semiconductores de gran band-gap (por ejemplo, carburo de silicio), el GaN presenta una mayor movilidad de electrones y mejores características para el transporte de portadores de carga.

Si bien los trabajos en esta área se encuentran en pleno desarrollo, diversas

publicaciones han demostrado que los dispositivos en GaN pueden utilizarse como detectores de partículas y de radiación. Diversas investigaciones han mostrado la utilidad de dispositivos hechos con GaN para la detección de partículas alfa y rayos X [1]. Adicionalmente, un estudio ha considerado el potencial uso de GaN para el desarrollo de detectores de neutrones en ambientes agresivos. Más aún, existen trabajos que indican que el GaN posee una sensibilidad intrínseca a los neutrones.

En la década de los 60 comenzó la era electrónica del estado sólido basada en materiales de Si. Se inventaron los transistores de unión bipolar (BJT) y los transistores de efecto de campo (MOSFET) para mejorar la densidad de potencia y eficiencia. Sin embargo, estos dispositivos basados en Si están llegando a sus límites físicos. Afortunadamente, los emergentes semiconductores de gran band-gap (GaN, SiC, etc.) se presentan como materiales prometedores para mantener la tendencia creciente en densidad de potencia.

El nitruro de galio (GaN) es un buen candidato para esta próxima generación de dispositivos de potencia, que puede superar a los tradicionales basados en Si.

### 1.1.1. Propiedades y parámetros del GaN

GaN es un semiconductor de gran band-gap, siendo el mismo de 3,4 eV. Esto permite a los dispositivos GaN ser utilizados a temperaturas altas. Temperaturas por encima de los 400-500 °C. Esta es una primera, pero sustancial ventaja para estos dispositivos, ya que los semiconductores basados en Si están clasificados para operar como máximo a 150 °C.

Una segunda ventaja de los dispositivos basados en GaN viene de su alta rigidez dieléctrica ( $3,3MV/cm$ )[2], que es 11 veces mayor al del Si. La consecuencia directa de esto es que las capas de GaN pueden ser 11 veces más finas, lo que resulta en una resistividad menor.

Otro aspecto es la alta movilidad. Dado que estos dispositivos típicamente son heteroestructuras, un canal de hasta  $2000\text{ cm}^2/(V \cdot s)$  a temperatura ambiente (y hasta  $10000\text{ cm}^2/(V \cdot s)$  a 77°K) [3] puede ser obtenido en la formación de un gas de electrones bidimensional (2DEG) en la heterointerfaz entre el AlGaN y el GaN. Este gas tiene una densidad que ronda los  $10^{13}cm^{-2}$ , que es un orden de magnitud mayor que su contraparte, el GaAs.

Los FETs basados en AlGaN/GaN (ver figura 1.1) son llamados entonces *transistores de alta movilidad de electrones* (HEMTs). En un HEMT la corriente fluye entre el drain y el source vía el 2DEG.

Los dispositivos suelen ser crecidos en un sustrato de Si para minimizar costos y maximizar el rendimiento. Sin embargo, crecer GaN en Si es particularmente complicado debido a varios factores: (a) la diferencia entre coeficientes de expansión



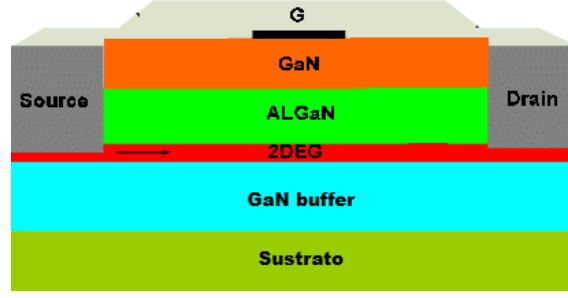


Figura 1.1: Esquema de FET basado en heteroestructura de AlGaN/GaN.

térmica ( $2,6 \cdot 10^{-6} K^{-1}$  para el Si y  $5,59 \cdot 10^{-6} K^{-1}$  para el GaN), lo cual puede llevar a quiebres en la capa de GaN en la fase de enfriamiento y (b) la gran diferencia en las redes cristalinas, lo cual puede resultar en la aparición de defectos.

Los transistores basados en GaN operan a campos, temperaturas y frecuencias inimaginables para sus versiones convencionales de Si. Representan una excelente opción para aplicaciones opto-electrónicas y electrónicas.

Contrario a otros semiconductores como el GaAs, los III-N cristalizan con estructura Wurtzita (hexagonal compacta). Es fácilmente entendible que esta red no tiene plano de inversión perpendicular al eje  $c$  (0001) y, por esta razón, las superficies tienen átomos del grupo III (In, Ga, Al) o nitrógeno.

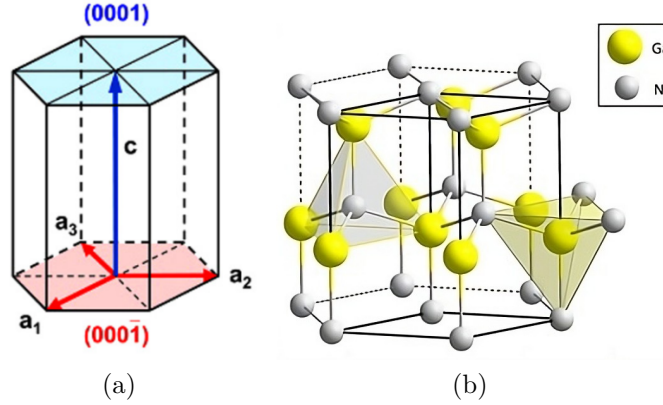


Figura 1.2: (a) Celda unidad hexagonal del GaN. (b) Estructura del GaN.

La naturaleza de las superficies tiene una importancia fundamental, dado que determinan la polaridad de las cargas de polarización.

Los materiales de la tabla 1.1 están ordenados por gap de energía creciente de izquierda a derecha. GaN es el semiconductor con el mayor gap, mayor campo crítico y mayor velocidad de saturación. Como consecuencia, es un candidato perfecto para la fabricación de semiconductores de potencia, capaces de operar a temperaturas y voltajes altos.

La dependencia del gap de energía del GaN con la temperatura viene dada por la relación de Varshni:

**Tabla 1.1:** Principales parámetros de materiales para GaN en comparación con otros semiconductores. Los parámetros reportados son la energía de banda prohibida ( $E_G$ ), la permitividad dieléctrica relativa ( $\epsilon_r$ ), la movilidad electrónica ( $\mu$ ), el campo eléctrico crítico ( $E_{\text{crit}}$ ), la velocidad de saturación de electrones ( $v_s$ ) y la conductividad térmica ( $\kappa_{\text{th}}$ ). Los datos fueron tomados de [4]

| Material                        | Si   | GaAs | 4H-SiC | GaN  | b-Ga <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | Diamante | AlN  |
|---------------------------------|------|------|--------|------|----------------------------------|----------|------|
| $E_G$ (eV)                      | 1.12 | 1.42 | 3.23   | 3.4  | 4.9                              | 5.5      | 6.2  |
| $\epsilon_r$                    | 11.7 | 12.9 | 9.66   | 8.9  | 10                               | 5.7      | 8.5  |
| $\mu$ (cm <sup>2</sup> /V · s)  | 1440 | 9400 | 950    | 1400 | 250                              | 4500     | 450  |
| $E_{\text{crit}}$ (MV/cm)       | 0.3  | 0.4  | 2.5    | 3.3  | 8                                | 10       | 15   |
| $v_s$ ( $\times 10^7$ cm/s)     | 1    | 0.9  | 2      | 2.4  | 1.1                              | 2.3      | 1.4  |
| $\kappa_{\text{th}}$ (W/cm · K) | 1.3  | 0.55 | 3.7    | 2.5  | 0.1–0.3                          | 23       | 2.85 |

$$E_G(T) = E_{G,0} - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (1.1)$$

**Tabla 1.2:** Parámetros de banda prohibida y Varshni para GaN, AlN e InN. Para GaN, los datos son de la [5], para AlN de [6], y para InN de [7].

|     | $E_{G,0}$ (eV) | $\alpha$ (meV/K) | $\beta$ (K) |
|-----|----------------|------------------|-------------|
| GaN | 3.507          | 0.909            | 830         |
| AlN | 6.23           | 1.799            | 1462        |
| InN | 0.69           | 0.414            | 454         |

En la mayoría de los casos, los transistores de GaN están basados en heteroestructuras de AlGaIn/GaN, con capas de AlN. Para las aleaciones como AlGaIn, el gap se desvía y sigue la regla empírica:

$$E_G(A_xB_{1-x}N) = xE_G(AN) + (1-x)E_G(BN) - x(1-x)b, \quad (1.2)$$

donde  $E_G(AN)$  y  $E_G(BN)$  son los gaps de los materiales (AN y BN),  $x$  es la fracción molar de A y  $b$  es un parámetro de curvatura.

Específicamente para el AlGaIn:

$$E_G(\text{AlGaIn})(x) = [6,0x + 3,42(1-x) - 1,0x(1-x)] \text{ eV}. \quad (1.3)$$

Otros parámetros de la estructura de bandas del GaN son la densidad de estados en las bandas de conducción ( $N_C = 2,24 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) y de valencia ( $N_V = 4,56 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) a temperatura ambiente y las masas efectivas de los electrones ( $m_e = 0,20$ ) y de huecos ( $m_h = 1,49$ )

El núcleo de un HEMT de GaN es la heteroestructura de AlGaIn/GaN. Tanto la capa de GaN como la de AlGaIn son dejadas sin dopar típicamente, para minimizar el scattering de electrones con impurezas.

### 1.1.2. Formación del 2DEG

Que la heteroestructura no esté dopada deja abierta la pregunta: *¿De dónde salen los electrones para formar el 2DEG?* En primer lugar, el 2DEG no puede provenir del búfer de GaN. La carga de polarización total en la interfaz AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> puede dividirse en dos partes. Una parte proviene del AlGa<sub>N</sub>, y la otra proviene del Ga<sub>N</sub>. La parte del AlGa<sub>N</sub> no tendrá efecto en el lado del Ga<sub>N</sub> porque la carga de polarización negativa en la parte superior de la capa de AlGa<sub>N</sub> y la carga de polarización positiva en la interfaz forman un capacitor de placas paralelas, que no genera un campo eléctrico fuera de sus dos planos. De manera similar, la parte del Ga<sub>N</sub>, junto con su contraparte en la parte inferior de la capa de Ga<sub>N</sub>, genera un campo eléctrico uniforme que apunta desde la parte inferior de la capa de Ga<sub>N</sub> hacia la interfaz AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>. Este campo eléctrico reducirá la densidad neta de electrones en la interfaz AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>, y mucho menos formará un 2DEG. En segundo lugar, el 2DEG no puede provenir del cuerpo de la barrera de AlGa<sub>N</sub> porque hay pocos electrones conductores en el AlGa<sub>N</sub> no dopado, como se mencionó anteriormente.

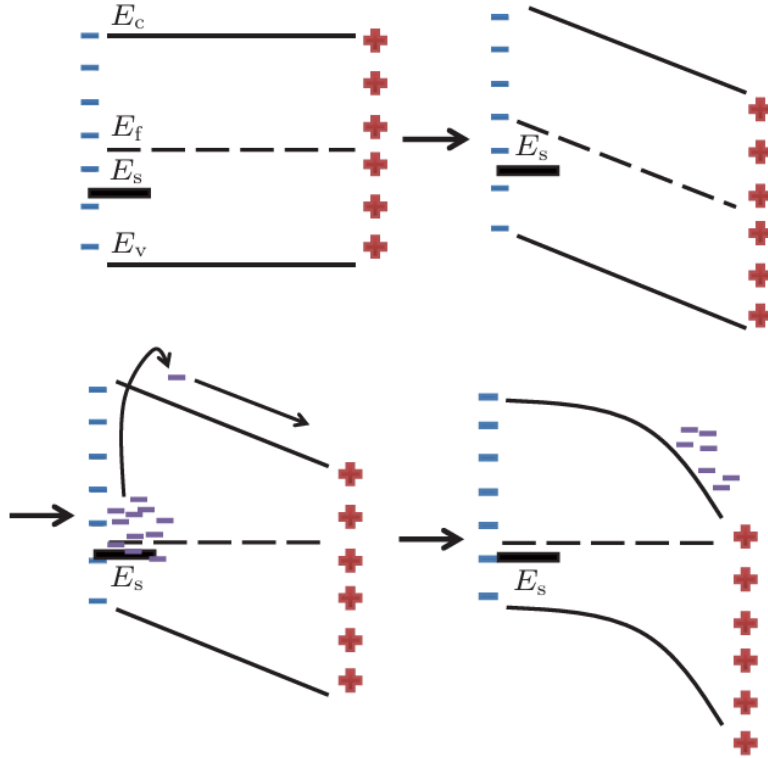


Figura 1.3: Bandas de energía de AlGa<sub>N</sub> sin dopaje con estados donores en la superficie. Arriba, los estados donores no alcanzan el nivel de Fermi, abajo si. Los electrones son estimulados a la banda de conducción y se mueven por la fuerza del campo eléctrico de la polarización inducida [8].

La formación del gas de electrones bidimensional (2DEG) en la interfaz AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> puede explicarse bien asumiendo la existencia de estados donores en la

superficie del AlGa<sub>N</sub>. En la figura 1.3 se muestra la banda de energía de una pieza de AlGa<sub>N</sub> independiente con estados donantes superficiales, suponiendo que la capa de AlGa<sub>N</sub> está bajo la misma tensión de tracción que cuando se crece sobre GaN. Si la capa de AlGa<sub>N</sub> es lo suficientemente gruesa, el nivel de Fermi alcanzará el nivel del estado donador  $E_s$ , y los electrones serán estimulados hacia la banda de conducción y arrastrados hacia el otro lado por la fuerza del campo eléctrico inducido por la polarización. Una vez en contacto con una capa de GaN, los electrones fluirán hacia el lado del GaN debido a la caída del nivel de Fermi. Los electrones se acumularán en la interfaz y formarán el 2DEG, como se muestra en la figura 1.4. El 2DEG y los estados donores superficiales ionizados generarán un campo eléctrico que apunta desde la interfaz hacia la superficie y reducirá el campo de polarización en la capa de AlGa<sub>N</sub>.

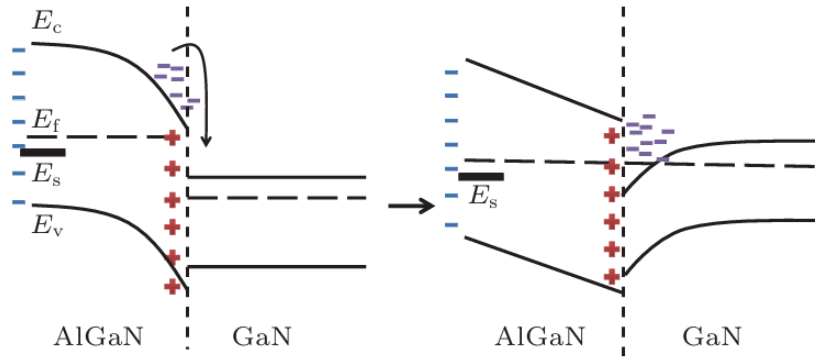


Figura 1.4: Bandas de energía de la heteroestructura AlGa<sub>N</sub>/GaN. Al contactar con la capa de GaN, los electrones fluyen hacia el lado del GaN, acumulándose en la interfaz formando el 2DEG [8].

### 1.1.3. Diagrama de bandas y densidades de carga

La figura 1.5 muestra la distribución de carga, el perfil del campo eléctrico y un diagrama de bandas esquemático para una heteroestructura AlGa<sub>N</sub>/GaN típica. En la figura  $t$  es el espesor de la capa de AlGa<sub>N</sub>, mientras que el 2DEG se encuentra en  $d$ , a unos nanómetros de la heterojuntura, del lado del GaN.

En la superficie del AlGa<sub>N</sub>, la carga total viene determinada por la suma de carga de donores de la superficie y la de polarización del AlGa<sub>N</sub>,  $qN_{DD}^+ - Q_\pi(\text{AlGa}_N)$ . En la heterojuntura, la carga total es dada por la diferencia entre la carga de polarización del AlGa<sub>N</sub> y el GaN ( $[Q_\pi(\text{AlGa}_N) - Q_\pi(\text{GaN})]$ ). En el pozo triangular de potencial que se forma es donde aparece el 2DEG.

El valor de  $d$  puede ser fácilmente determinado resolviendo la ecuación de Schrödinger para el pozo de potencial triangular formado en la interfaz AlGa<sub>N</sub>/GaN. El campo eléctrico  $\varepsilon_{\text{GaN}}$  es originado únicamente por la carga del 2DEG ( $n_s$ ), por lo

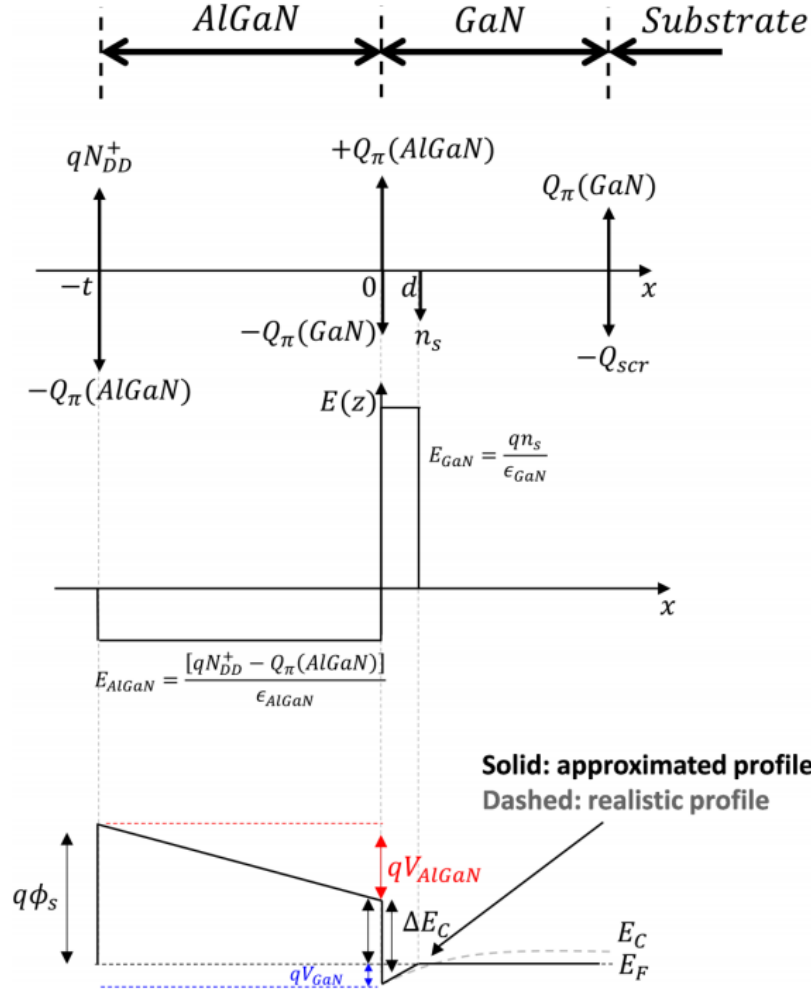


Figura 1.5: Distribución de carga, perfil del campo eléctrico y diagrama de bandas esquemático.  $\Delta E_C$  indica la discontinuidad del potencial.

que es igual a

$$\varepsilon_{\text{GaN}} = \frac{qn_s}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{GaN}}} \quad (1.4)$$

Los efectos de las cargas donoras de tipo-n fueron despreciados.

La solución a la ecuación de Schrödinger es aproximada ([9][10][11]) por

$$E_n \approx \left( \frac{\hbar}{2m^*} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{3}{2} \pi q \epsilon_{\text{GaN}} \right)^{\frac{2}{3}} \left( n + \frac{3}{4} \right)^{\frac{2}{3}} = \left( \frac{\hbar}{2m^*} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{3}{2} \pi q \right)^{\frac{2}{3}} \left( n + \frac{3}{4} \right)^{\frac{2}{3}} \left( \frac{qn_s}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{GaN}}} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (1.5)$$

y considerando que la sub-banda  $E_0$  es la dominante, la densidad de estados del 2DEG asociada a un único nivel cuantizado es

$$D_{\text{DOS}} = \frac{qm^*}{\pi \hbar^2} \quad (1.6)$$

La concentración de electrones en el 2DEG entonces puede ser calculada a partir

de la densidad de estados, conociendo la posición del nivel de Fermi

$$n_s = D_{\text{DOS}} \frac{kT}{q} \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{q(E_F - E_0)}{kT} \right) \right] \quad (1.7)$$

Aquí el 2DEG es considerado una lámina ideal de electrones. El valor típico de  $d$  es de 2 nm. Los cálculos para llegar a esto son simples, pueden ser vistos en [12].

En el fondo de la capa de GaN, en la interfaz con el sustrato, una carga apantallada compensa  $Q_{\pi\text{GaN}}$  (positiva). En situaciones más realistas, más capas son añadidas entre el canal del GaN y el sustrato, estas no son tratadas aquí por simplicidad. En la superficie de la capa de AlGaIn el potencial  $q\pi_s$  está sujeto al nivel de donores superficial  $E_{DD}$ . Como la capa de AlGaIn no está dopada, el campo eléctrico depende únicamente de la densidad de carga de la lámina superficial:

$$\varepsilon_{\text{AlGaIn}} = \frac{qN_{DD}^+ - Q_{\pi}(\text{AlGaIn})}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{AlGaIn}}} \quad (1.8)$$

La caída del potencial en el AlGaIn es entonces

$$V_{\text{AlGaIn}} = -\varepsilon_{\text{AlGaIn}} t = -\frac{qN_{DD}^+ - Q_{\pi}(\text{AlGaIn})}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{AlGaIn}}} t = \frac{[Q_{\pi}(\text{AlGaIn}) - Q_{\pi}(\text{GaN}) - qn_s]t}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{AlGaIn}}} \quad (1.9)$$

y en el GaN

$$V_{\text{GaN}} = \varepsilon_{\text{GaN}} d = \frac{qn_s}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{GaN}}} d \quad (1.10)$$

Considerando el diagrama de bandas de la figura 1.5, se puede calcular

$$\phi_s - V_{\text{AlGaIn}} - \frac{\Delta E_C}{q} + V_{\text{GaN}} = 0 \quad (1.11)$$

Y combinando las ecuaciones de arriba considerando  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_{\text{GaIn}} \sim \epsilon_0 \epsilon_{\text{AlGaIn}}$ , el valor de la densidad de carga del 2DEG  $n_s$  puede ser calculada como

$$n_s = \frac{[Q_{\pi}(\text{AlGaIn}) - Q_{\pi}(\text{GaN})]t - \varepsilon \left( \phi_s - \frac{\Delta E_C}{q} \right)}{q(t + d)} \quad (1.12)$$

Cuando un potencial  $V_G$  es aplicado en el gate, la carga en el 2DEG puede ser modulada: un voltaje positivo llenará el canal, mientras que uno negativo lo vaciará. Esta dependencia tiene la forma:

$$n_s(V_G) = \frac{[Q_{\pi}(\text{AlGaIn}) - Q_{\pi}(\text{GaN})]t + \varepsilon \left[ V_G - \left( \phi_b - \frac{\Delta E_C}{q} \right) \right]}{q(t + d)} \quad (1.13)$$

donde  $\phi_b$  es la barrera de potencial en la interfaz metal/AlGaIn, con el metal siendo el material del gate.

Recordando la ecuación de la energía del gap según las fracciones molares (1.3), y sabiendo que la carga de polarización espontánea en una capa de  $Al_xGa_{1-x}N$  es definida como

$$Q_{\pi,sp}(x) = (-0,052x - 0,029) \left[ \frac{C}{m^2} \right]. \quad (1.14)$$

El rango de interés se encuentra entre 0,2 y 0,4. Estos valores son lo suficientemente altos para darle una carga de polarización razonable (necesaria para generar electrones en el 2DEG), y suficiente para que la banda de conducción tenga discontinuidad en la interfaz AlGaN/GaN (necesaria para asegurar un buen confinamiento). Utilizar fracciones molares mayores a 0,4 puede ser crítico debido a la diferencia entre coeficientes de expansión térmicos y las incompatibilidades de las redes, perjudicando la *performance* del dispositivo.

#### 1.1.4. Defectos

Una característica de estos transistores por introducir, que rara vez puede ser ignorada, es la presencia de trampas y sus efectos de captura/emisión bajo condiciones típicas de operación.

La presencia de defectos es natural en estos dispositivos. El efecto que generan es que localmente perturban el potencial periódico de la red, por lo que se introducen estados de energía dentro de la banda prohibida del material. Estos estados pueden actuar tanto como trampas de carga o como centros de recombinación. El impacto de estas impurezas puede afectar tanto al rendimiento como a la durabilidad del dispositivo.

Los defectos pueden ser introducidos al material intencionalmente, como es el caso de los dopantes; pueden ser originados por las reacciones químicas durante el crecimiento del cristal o ser consecuencia de contaminantes no deseados.

Las trampas influyen en el comportamiento eléctrico de los transistores, se caracterizan por tener tiempos de captura/emisión largos, por lo que se cargan y descargan más lento que las capacitancias del dispositivo que gobiernan la respuesta del mismo. Dado que todos los transistores de GaN relevantes para aplicaciones son de efecto de campo y de canal tipo n, las trampas inducen una reducción en la conductividad del canal source-drain, por lo que baja la corriente de drain si las trampas acumulan carga negativa o reducen las cargas positivas. Estos cambios pueden ser resultado de la captura de un electrón o de la emisión de un agujero.

#### 1.1.5. Daños por radiación

Por sus límites altos de operabilidad, los dispositivos basados en GaN son atractivos para un rango amplio de aplicaciones en ambientes extremos, como lo pueden

ser las aplicaciones espaciales. Para ello, los mismos deben tener una robustez ante la radiación suficiente.

Con respecto al daño frente a **protones**[13][14], los dispositivos pueden sufrir la creación de nuevos defectos, causados por la interacción entre la red cristalina y los protones energéticos. El aumento de la concentración de defectos lleva a una bajada de la movilidad del material, dado a nuevos scatterings entre portadores y defectos. El nivel de daño depende de la energía de los protones incidentes y, contrario a lo que se puede pensar, el daño es mayor para menores energías. Esto se debe a la gran pérdida de energía por no-ionización de las partículas en las zonas de la barrera y el canal.

Los **neutrones**[15], por su parte, producen dos efectos principales: incrementan el voltaje límite y disminuyen la movilidad del material. En general, son menos dañinos que los protones en términos del voltaje de ruptura.

La irradiación con **electrones**[16] causa un cambio negativo en la corriente de ruptura a bajo caudal, pero a alto caudal el cambio es positivo, originado por la generación de trampas con distintos estados de carga.

## 1.2. Caracterización de transistores de AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> fabricados en CNEA

El proceso de fabricación comienza con el crecimiento de las heteroestructuras de AlGa<sub>N</sub>. Aunque el Ga<sub>N</sub> se suele crecer tradicionalmente sobre sustratos de zafiro debido a su compatibilidad cristalina, esta opción resulta costosa. Para reducir costos y maximizar el rendimiento, nuestros proveedores de Alemania han desarrollado una solución innovadora: el crecimiento de Ga<sub>N</sub> sobre sustratos de silicio. Esta técnica, particularmente desafiante debido a las diferencias en los coeficientes de expansión térmica y los parámetros de red entre el Ga<sub>N</sub> y el silicio, es una especialidad de nuestros socios en Magdeburg. Allí, se logra un crecimiento de alta calidad que permite la fabricación de dispositivos.

Una vez obtenidas las obleas con las heteroestructuras crecidas en Magdeburg, los siguientes pasos de fabricación se llevan a cabo en el Departamento de Micro y Nanotecnología de la Comisión Nacional de Energía Atómica (CNEA) en Argentina. Se realiza un grabado selectivo para definir las regiones activas del dispositivo, eliminando el material sobrante y aislando eléctricamente los transistores (mesa etching). Posteriormente, se depositan y estructuran los contactos metálicos (source, drain y gate) mediante evaporación y litografía. Estos contactos son cruciales para garantizar una baja resistencia y un buen rendimiento del dispositivo. Finalmente, los dispositivos son encapsulados para protegerlos de factores ambientales y facilitar



su integración en circuitos.

Como el objetivo del trabajo es fabricar un detector de radiación a través de la transformación de la misma en luz UV, lo primero que se debe realizar es ver en qué rango del UV responde nuestro HEMT. En principio se sabe que el dispositivo detecta todo lo que supere su band-gap ( $3,4\text{eV}$ ), pero una caracterización detallada fue llevada a cabo.



Figura 1.6: Heteroestructura de nuestro transistor. Ninguna de las bandas se encuentra intencionalmente dopada. A la derecha de la imagen se encuentra su diagrama de bandas cualitativo.

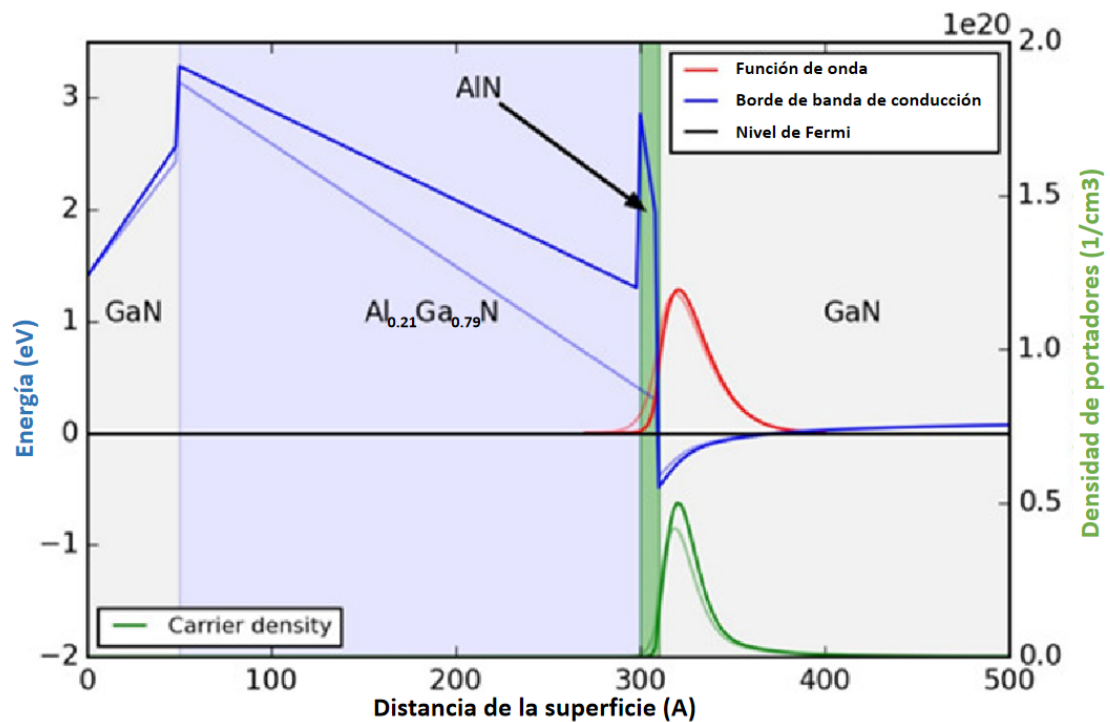


Figura 1.7: Diagrama de bandas detallado de nuestra heteroestructura.

Para realizar el estudio de nuestro AlGaIn/GaN se adquirió un fotodiodo SD009-2151-112 de  $0,076 \text{ mm}^2$  de área activa de GaN y se utilizó una lámpara con contenido en el UV. Se armó un setup como el de la figura 1.8, el cual consiste en una lámpara conectada a 30V y 6A, seguida de un chopper a  $400 \text{ Hz}$ , y finalmente un monocromador SCIENCETECH 9055 que a su salida se colocó el fotodiodo conectado a un Lock-In AMETEK 7225. Con este armado se pretende saber la intensidad de luz que

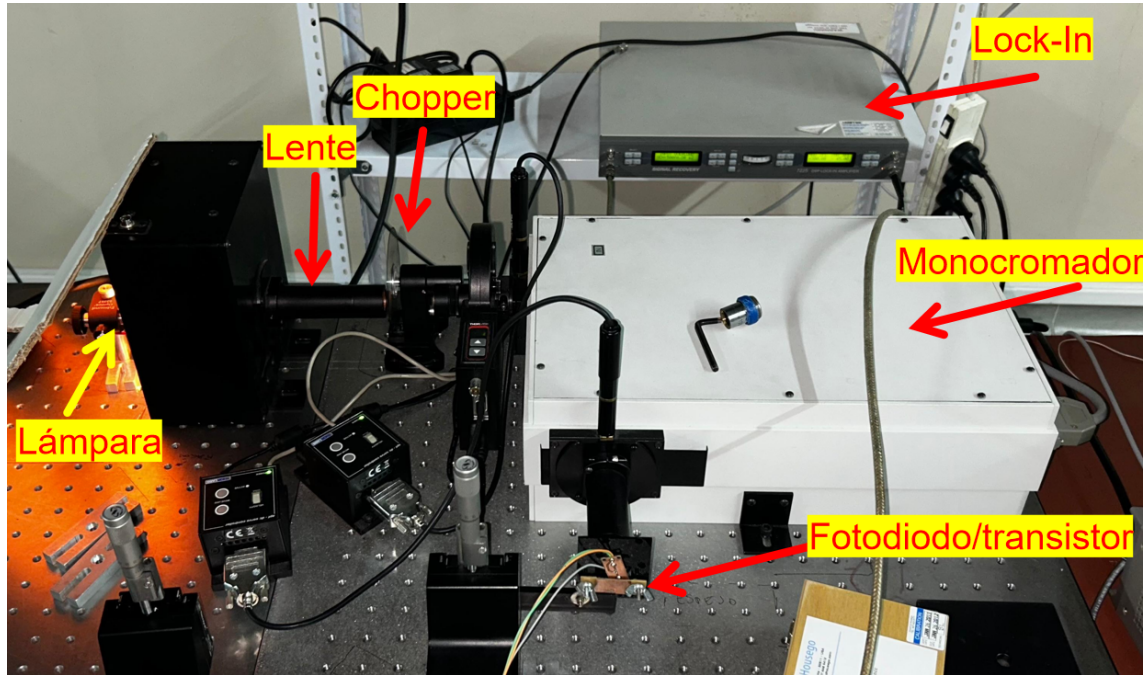
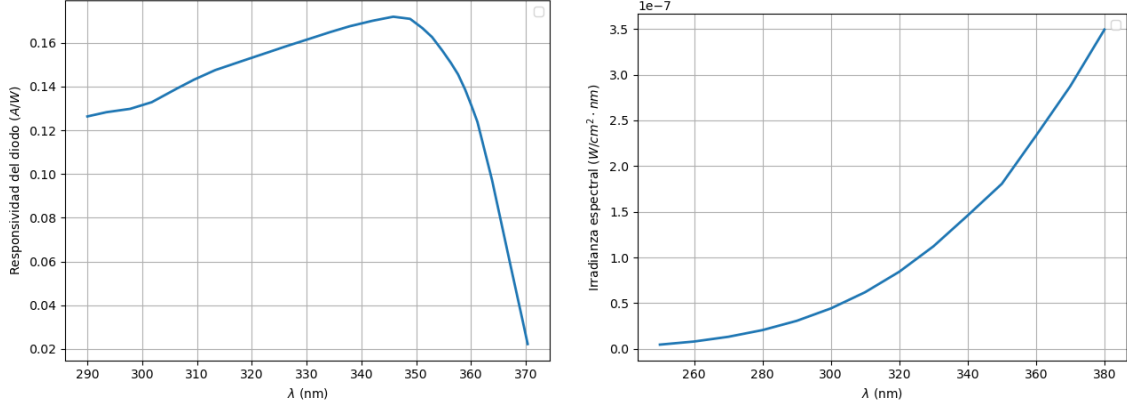


Figura 1.8: Imagen de la disposición de componentes para medir la respuesta del setup con el fotodiodo.

emite en cada longitud de onda el setup, para finalmente conocer la responsividad del transistor. Para llegar a esto es de suma importancia conocer las características de la lámpara y del fotodiodo (figuras 1.9b y 1.9a). Uno puede atinar a pensar que conociendo el espectro de la lámpara ya está todo dicho, pero nuestro armado experimental contiene otros dispositivos, como el monocromador, lentes, etc. Por este motivo es necesario caracterizar todo en conjunto. Con este objetivo se realiza un barrido de 290 a 370 nm con el fotodiodo a la salida del setup. De esta manera, midiendo la corriente fotogenerada en el fotodiodo se logra obtener la intensidad espectral de nuestro armado (figura 2.3a).

Para obtener la responsividad del transistor se realiza un procedimiento similar. Se trabaja con el transistor polarizado a 5V. Dado que las áreas activas del fotodiodo y del transistor son similares ( $0.076 \text{ mm}^2$  el fotodiodo y  $0.07 \text{ mm}^2$  el transistor) se coloca todo en la misma posición que el fotodiodo. De manera análoga, ahora se espera ver la cantidad de corriente fotogenerada (1.15) por el transistor al iluminar en cada longitud de onda. Ya no se hace uso del Lock-In, la fotogeneración de este dispositivo es muy alta, por lo que se utiliza una SMU Keithley 2602 para polarizar



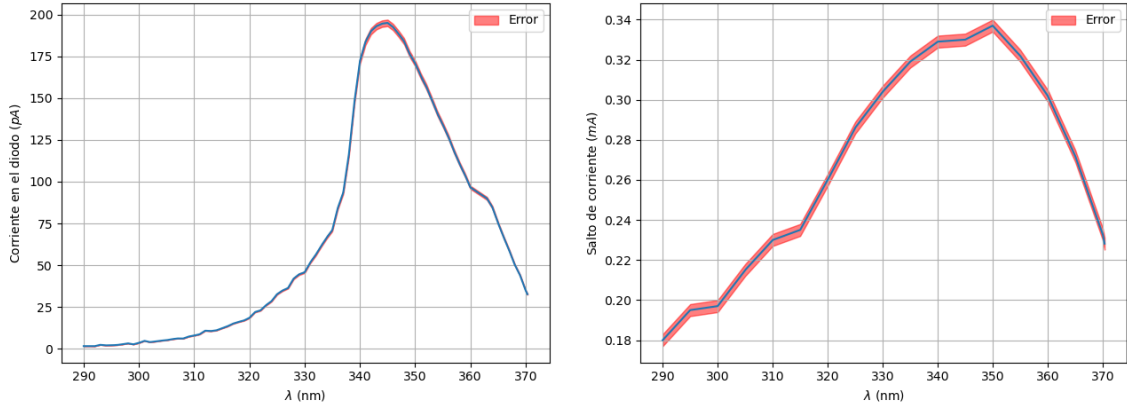
(a) Responsividad del diodo.

(b) Irradiancia espectral de la lámpara.

Figura 1.9: Datos de fabricantes de los componentes del setup.

el transistor y a su vez medir la corriente que ahora está en el orden de los cientos de  $nA$ . Al dividir la curva obtenida (figura 1.10b) por la intensidad espectral del setup se obtiene la responsividad absoluta del transistor (figura 1.11b).

$$I_{foto} = I - I_{dark} \quad (1.15)$$

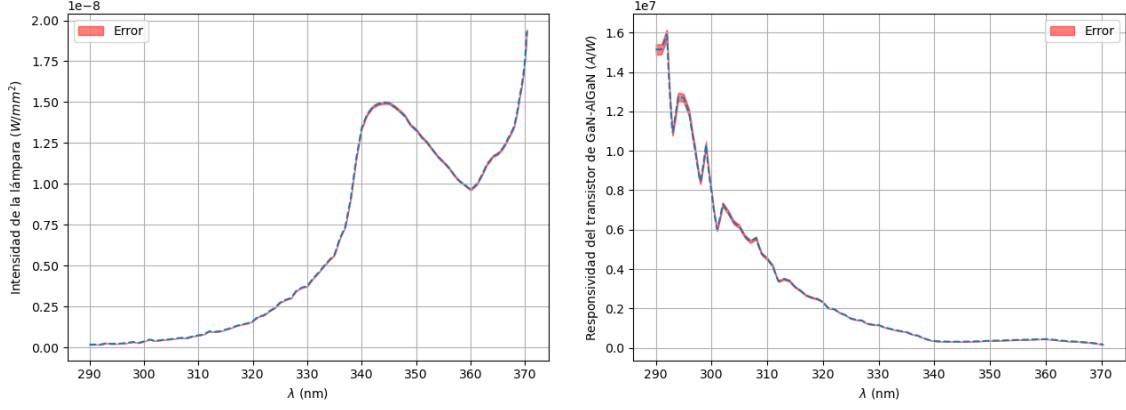


(a) Respuesta del diodo al setup.

(b) Respuesta del transistor al setup.

Figura 1.10: Mediciones del setup con fotodiodo y transistor.

Es notable que la responsividad del transistor (figura 1.11b) poseé la forma esperada: a mayor energía, más fotogenera. Por encima de la longitud de onda del band-gap (equivalente a  $\sim 365$  nm, mayor  $\lambda$ , menor energía) no responde. También es apreciable que la zona de los 290 nm tiene poca validez: la intensidad espectral del setup es prácticamente nula allí, la responsividad es resultado de un cálculo indirecto (dividir) a partir de la misma. En el próximo capítulo se verá que esto no nos afecta, puesto que nuestros centelladores prácticamente no emiten por debajo de 300 nm.



(a) Intensidad espectral del setup.

(b) Responsividad del transistor AlGaIn-GaN.

Figura 1.11: Calibraciones del setup y del transistor.

### 1.2.1. El problema del autocalentamiento

En el final de este trabajo, en el capítulo 3, lo normal es ver figuras donde la corriente del canal del transistor va bajando lentamente a pesar de estar iluminado. La razón por la que se da este fenómeno es que el dispositivo sufre de autocalentamiento; esto perjudica a la fotogeneración. El aumento de la temperatura en el 2DEG causa el colapso de la corriente. Los sustratos típicos utilizados en estos transistores son el silicio y el zafiro, los cuales hacen difícil disipar calor. Esto agrava la tendencia. Elegir un material con una conductividad térmica alta como sustrato puede incrementar la capacidad térmica del dispositivo y reducir este efecto.

El transistor del que se dispuso en este trabajo se creció en silicio. Un trabajo reciente [17] probó que utilizando diamante como sustrato y agregando capas de InGaIn y de diamante como disipadores de calor se reduce un 35 % la temperatura máxima y se aumenta un 61 % la corriente. A su vez, se aprecia una mejora en la movilidad del canal. El tratamiento de esta problemática es algo que excede esta tesis, pero puede ser tenido en cuenta para el futuro.

# Capítulo 2

## Centelladores plásticos

*Este capítulo se centra en el desarrollo y caracterización de centelladores plásticos. Los centelladores son los materiales que tenemos para convertir la radiación en luz UV, que luego será detectada por el transistor. Se exploran diferentes compuestos orgánicos, como el poliestireno (PS) y el poliviniltolueno (PVT), y se analiza su eficiencia en la emisión de luz UV mediante la incorporación de aditivos como el naftaleno y nanopartículas de  $\text{CeF}_3$ . Se detallan los métodos de fabricación, incluyendo la polimerización de soluciones y la síntesis de nanopartículas, así como las técnicas de caracterización óptica, como la fotoluminiscencia (PL), la excitación por fotoluminiscencia (PLE) y la espectroscopía de fotoluminiscencia resuelta en el tiempo (TRPL). Además, se discuten los resultados de las simulaciones realizadas con Geant4 para predecir el rendimiento de los centelladores. Este capítulo no solo presenta los materiales y métodos utilizados, sino que también establece las bases para la integración de los centelladores con el transistor.*

### 2.1. Introducción

Hoy en día, la radioactividad se aplica en la ciencia y la tecnología, la industria, la agricultura, la geología y la medicina, lo que resulta en una mayor exposición y el riesgo de enfermedades cuando se está expuesto a dosis excesivas. Los humanos no pueden detectar la radiación a simple vista, por lo que su medición es esencial para prevenir peligros.

Un centelleador es un material que exhibe luminiscencia cuando por él pasa radiación ionizante (electrones, protones u otras partículas o iones más pesados). Esto se produce porque el material absorbe parte de la energía de la partícula incidente y la reemite en forma de un corto destello de luz. Comúnmente se utilizan centelladores en aplicaciones de medición de radiación.

### 2.1.1. Centelladores

Los centelladores son materiales que, expuestos a radiación ionizante, emiten luz. Este fenómeno ocurre cuando la radiación interactúa con la materia, excitando e ionizando átomos y moléculas, las cuales, al volver a su estado fundamental, se desexcitan emitiendo fotones. La mayoría de los materiales emiten una pequeña cantidad de luz cuando son expuestos a radiación. Sin embargo, en algunos casos, la conversión de la energía de excitación en luz es especialmente eficiente; estos materiales se conocen como centelladores.

La luz se emite por dos procesos distintos: el de fluorescencia, que es instantáneo (en escalas de tiempo atómicas) y fosforescencia, que ocurre cuando la radiación da lugar a un estado metaestable que puede durar minutos o hasta horas.

Las moléculas orgánicas propuestas como centelladores son hidrocarburos aromáticos. La aromaticidad es una propiedad de hidrocarburos cíclicos conjugados en la que los electrones de los enlaces dobles son libres de poder circular alrededor de un enlace a otro, sea enlace doble o simple. Esto le confiere a la molécula una estabilidad mayor que si dichos electrones permanecieran fijos en el enlace doble.

Un enlace doble está conformado por dos electrones situados en orbitales atómicos p. En el caso del benceno (ver figura 2.1), los electrones de los dobles enlaces localizan uno de sus orbitales por encima del plano del anillo y otro por debajo de él. Debido a la configuración circular del anillo del benceno, los electrones en el orbital p del doble enlace interactúan entre sí, orbitando libremente alrededor de la molécula por encima y por debajo del plano del anillo (figura 2.2).

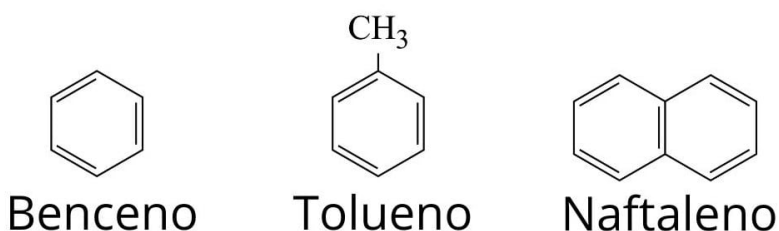


Figura 2.1: Moléculas orgánicas empleadas para centellar luz UV.

La formación de un polímero a partir de monómeros se basa en un proceso químico denominado polimerización, en el que pequeñas moléculas llamadas monómeros se unen para formar largas cadenas o redes tridimensionales.

El poliestireno (Ps) es un polímero de uso estándar para aplicaciones radioactivas como la industria nuclear, reactores nucleares e industrias con aplicaciones espaciales. El monómero de poliviniltolueno (PVT) contiene el típico anillo de benceno enlazado a  $CH_3$  y a  $CH_2 - CH -$  (figura 2.3b). También es empleado en aplicaciones de física nuclear como detector de radiación ionizante. El tolueno es un solvente

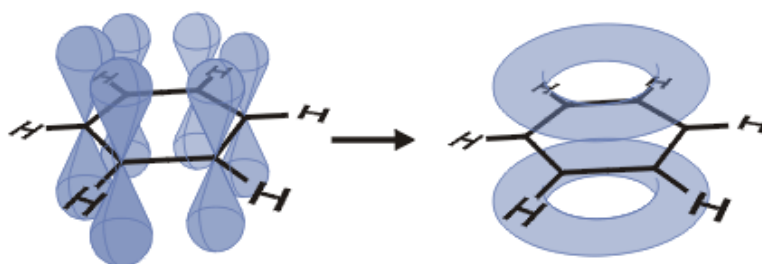


Figura 2.2: En vez de estar comprometidos a un solo átomo de carbono, cada electrón (de cada doble enlace original) es compartido por los seis átomos de carbono en el benceno.

orgánico muy eficaz para disolver estos polímeros. Su capacidad de disolución permite obtener una mezcla homogénea en la que el polímero se encuentra en solución, lo que es fundamental para asegurar que, tras el proceso de evaporación, el material resultante tenga una estructura uniforme y óptima para la detección de radiación. El naftaleno (Nf) es un compuesto orgánico volátil; no es típicamente utilizado en centelladores. Fabricar centelladores plásticos de naftaleno es una de las novedades del trabajo.

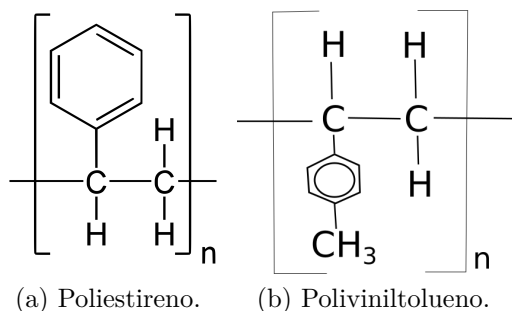


Figura 2.3: Formas estructurales de los monómeros.

Los compuestos aromáticos cuentan con orbitales moleculares  $\pi$ , que se distinguen por tener electrones deslocalizados a lo largo de la molécula. Estos orbitales son los responsables de formar los enlaces químicos entre los átomos de carbono que conforman la estructura anular característica de estos compuestos. La luz de centelleo se produce como resultado de transiciones entre niveles de energía de los electrones de valencia.

Los centelladores plásticos corresponden a la categoría más extendida de centelladores utilizados en física nuclear y de altas energías. Constan de una matriz polimérica con un material centellador disuelto. En el proceso de fabricación, se disuelve el polímero base en un solvente para polimerizar la solución. Los plásticos base más utilizados son el poliestireno, el polimetilmetacrilato (acrílico) y el polivi-

niltolueno. Por su carácter de centellador orgánico, sus tiempos de decaimiento son cortos.

Los centelladores plásticos son ampliamente utilizados para detectar partículas cargadas. Aunque su rendimiento de luz es menor que el de la mayoría de los centelladores inorgánicos, tienen muchas ventajas; como el corto tiempo de decaimiento del pulso de luz y su facilidad para fabricarse en condiciones de laboratorio. Sin embargo, los centelladores plásticos tienen limitaciones para detener radiación de alta energía debido a su número atómico pequeño y baja densidad. La adición de sustancias con un número atómico altamente efectivo a los centelladores plásticos es una forma de hacerlos más efectivos en la medición de radiación. No obstante, el dopaje con partículas grandes reduce las propiedades ópticas de los centelladores plásticos debido a la agregación de partículas [18]. Por esta razón, los investigadores han realizado esfuerzos para preparar materiales compuestos que consisten en nanomateriales con un número atómico alto para aplicaciones en centelladores. Las nanopartículas de  $CeF_3$  tienen una capacidad significativa para emitir luz (fluorescencia) cuando son excitadas, alta densidad, tiempo de decaimiento corto, respuesta rápida y alta resistencia a la radiación.

### 2.1.2. Espectros de emisión y absorción de centelladores

Al fenómeno en el que un material emite luz como resultado de haber absorbido energía previamente, se lo llama fotoluminiscencia. Este proceso se inicia mediante la excitación, un fenómeno en el que la energía incidente promueve electrones a estados energéticos superiores dentro de la estructura electrónica del material. Para medir este efecto, la radiación utilizada para la excitación suele situarse en el rango ultravioleta o visible, mientras que la emisión resultante presenta longitudes de onda mayores debido a las pérdidas de energía no radiativas, un efecto conocido como desplazamiento de Stokes.

El espectro de absorción de un material representa la dependencia de su capacidad para absorber radiación electromagnética en función de la longitud de onda. Este espectro está determinado fundamentalmente por la estructura atómica y molecular del material, ya que la absorción de fotones ocurre predominantemente en frecuencias que corresponden a las transiciones entre niveles de energía cuánticos permitidos. En el contexto de los centelladores plásticos, el espectro de absorción es un parámetro crítico, ya que define las regiones espectrales en las que el material puede captar eficientemente la radiación ionizante, un paso esencial para su posterior conversión en luz útil.

Por su parte, el espectro de fotoluminiscencia describe la distribución espectral de la intensidad de la luz emitida por el material tras su excitación.



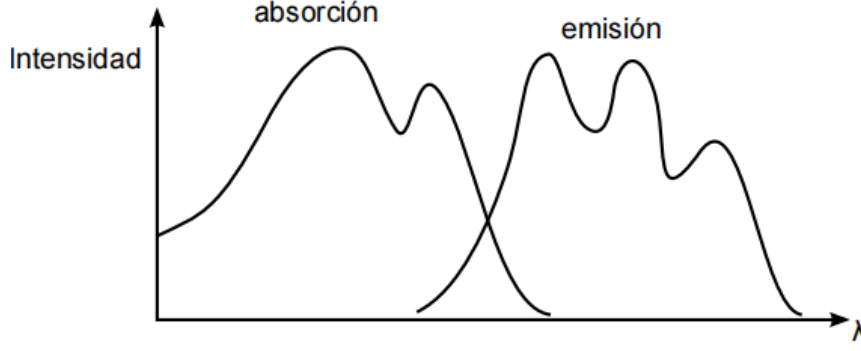


Figura 2.4: Espectros de emisión y absorción en función de la longitud de onda.

### 2.1.3. Interacción luz-materia

La luminiscencia describe la radiación emitida por un material en el que se origina una transición de un estado excitado a su estado fundamental. En el caso de la fotoluminiscencia, la excitación es inducida ópticamente por la absorción de fotones.

Para describir la interacción entre la luz y la materia se puede utilizar un enfoque semi-clásico. Los electrones se tratan cuánticamente, mientras que la luz es descrita como una onda electromagnética.

El Hamiltoniano de un electrón en un campo EM es

$$\widehat{H} = \frac{1}{2m_0}(\hat{p} + e\hat{A})^2 + V(r) = \widehat{H}_0 + \frac{e}{2m_0}(\hat{p} \cdot \hat{A} + \hat{A} \cdot \hat{p}) + \frac{e^2 \hat{A}^2}{2m_0} \quad (2.1)$$

con  $\widehat{H}_0$  el Hamiltoniano sin perturbar. Utilizando el gauge de Coulomb ( $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ ) los operadores conmutan, por lo que  $\hat{A} \cdot \hat{p} = \hat{p} \cdot \hat{A}$  y despreciando el término cuadrático en  $\hat{A}$  se tiene

$$\tilde{H} = \tilde{H}_0 + \tilde{H}' \quad (2.2)$$

con

$$\widehat{H}' = \frac{e}{m_0} \hat{p} \cdot \hat{A} \quad (2.3)$$

Si los autovalores  $E_m$  y las autofunciones  $\psi_m$  de  $\widehat{H}_0$  son conocidas, es posible aplicar teoría de perturbaciones. Se debe considerar que la dependencia de los coeficientes  $a_m$  (su módulo cuadrado) de los autoestados da la probabilidad de que un electrón esté en el estado  $\psi_m$  a tiempo  $t$ .

Si la perturbación es una onda plana, linealmente polarizada de frecuencia  $\omega$  (armónica)

$$\hat{A}(r, t) = \hat{A}_0 e^{ikr} e^{-i\omega t} + \text{h. c.} \quad (2.4)$$

el resultado en el estado  $\psi_m$  a  $t = 0$ , es, a primer orden

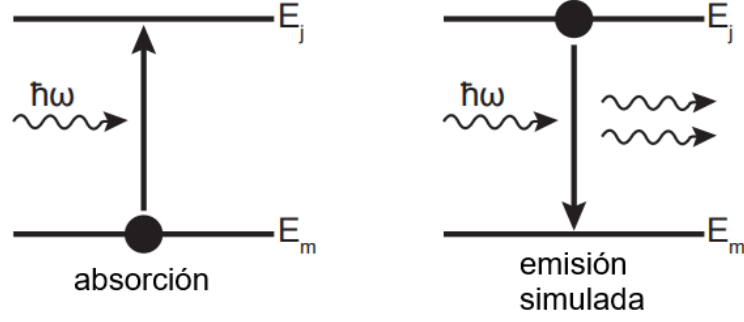


Figura 2.5: Absorción y emisión inducidas entre dos niveles de energía. Imagen tomada de [19].

$$a_j^{(1)}(t) = -\frac{1}{\hbar} \frac{e^{i(\omega_{jm}-\omega)t} - 1}{\omega_{jm} - \omega} \hat{M}'_{jm} - \frac{1}{\hbar} \frac{e^{i(\omega_{jm}+\omega)t} - 1}{\omega_{jm} + \omega} \hat{M}'_{jm} \quad (2.5)$$

con  $\omega_{jm} = (E_j - E_m)/\hbar$  y  $\hat{M}'_{jm}$  el elemento de matriz de

$$\hat{M}'_{jm} = \langle \psi_j | \hat{H}' | \psi_m \rangle = \int d^3r \psi'_j \hat{H}' \psi_m \quad (2.6)$$

Por conservación de la energía, es obvio que las únicas transiciones permitidas son  $\hbar\omega \approx (E_j - E_m)$

Una onda EM puede transicionar de un estado de menor energía a uno de mayor energía (absorción) o de uno de mayor energía a otro de menor (emisión simulada), siempre y cuando el estado de origen esté ocupado y el final esté desocupado.

La tasa de transición viene dada por

$$W_{m \rightarrow j} = \frac{|a_j|^2}{t} = \frac{2\pi}{\hbar} |M'_{jm}|^2 \delta(E_j - E_m - \hbar\omega) \quad (2.7)$$

que describe la probabilidad de pasar de  $\psi_m$  a  $\psi_j$  por unidad de tiempo. Esta es la Regla de Oro de Fermi.

Si bien este modelo de juguete proporciona una descripción simplificada y útil de la interacción luz-materia, permitiendo derivar la regla de oro de Fermi para transiciones entre niveles de energía de un electrón, es importante destacar que en sistemas reales la dinámica es considerablemente más compleja. En la práctica, los sistemas moleculares y materiales presentan una estructura de niveles de energía mucho más rica, incluyendo modos vibracionales y rotacionales acoplados a los estados electrónicos. Además, efectos como la disipación, el acoplamiento con el entorno y la presencia de múltiples estados excitados pueden alterar significativamente las transiciones observadas. Por lo tanto, aunque este enfoque semiclásico ofrece una base conceptual valiosa, su extrapolación a sistemas reales requiere considerar estas complejidades adicionales para lograr una descripción más precisa y completa.

## 2.2. Métodos Experimentales

La serie de experimentos detallados en esta sección permitió caracterizar las propiedades ópticas y estructurales de los centelladores plásticos desarrollados. Estos estudios, complementados con simulaciones numéricas, fueron fundamentales para optimizar el diseño de los centelladores.

### 2.2.1. Fotoluminiscencia (PL)

Una lámpara de xenón con un monocromador en  $265\text{ nm}$  es utilizada como fuente de excitación. Un espectrómetro se encarga de medir la energía y la distribución de intensidad de los fotones, separando la luz con una rejilla de difracción.

Para guardar la intensidad de la luz como función de la longitud de onda, se utiliza un tubo fotomultiplicador (PMT).

### 2.2.2. Excitación por fotoluminiscencia (PLE)

Se varía la longitud de onda de excitación, la luminiscencia de la muestra puede medirse espectroscópicamente a una longitud de onda de emisión específica y fija (o un rango de integración de longitud de onda). La intensidad de emisión de un material se registra en función de la longitud de onda de excitación.

### 2.2.3. Espectroscopía de fotoluminiscencia resuelta en el tiempo (TRPL)

La fotoluminiscencia resuelta en el tiempo es medida usando TCSPC (time-correlated single photon counting) [20] excitando la muestra periódicamente con un láser pulsado de  $265\text{ nm}$ . La emisión es medida a la longitud de onda deseada. Se requieren muchos pulsos para generar una señal con un ratio adecuado de señal/ruido. La intensidad medida luego de  $P$  pulsos es la suma de la intensidad luego de cada uno. Esto puede ser ajustado por una suma de exponenciales  $A_i e^{-t/\tau_i}$  (donde  $A_i$  y  $\tau_i$  son la amplitud y el tiempo de vida de la componente  $i$ ), respectivamente.

$$I_{TRPL}(t) = \sum_i^n A_i e^{-t/\tau_i} \quad (2.8)$$

la amplitud de cada componente exponencial es atribuida a la contribución de cada proceso.

Aplicado a centelladores, se suele ajustar por una bi o tri-exponencial, esto significa que estos materiales tienen dos o tres tiempos de vida principales.

#### 2.2.4. Determinación de estructura cristalina por difracción de rayos X (XRD)

La difracción de rayos X (XRD) es una técnica fundamental para estudiar la estructura cristalina de los materiales, basada en el principio descubierto por William Henry Bragg y su hijo William Lawrence Bragg en 1913. Estos científicos observaron que los materiales cristalinos, a diferencia de los líquidos, producen patrones característicos de dispersión de rayos X cuando son irradiados [21]. Estos patrones surgen debido a la disposición ordenada de los átomos en un cristal, que actúa como una red tridimensional capaz de difractar los rayos X de manera coherente.

En una máquina de XRD, un haz de rayos X colimado incide sobre la muestra cristalina. Cuando la luz interactúa con los planos atómicos del cristal, se reflejan especularmente, cumpliendo la ley de reflexión. Sin embargo, para que se observe un pico intenso en la intensidad difractada, los rayos reflejados por planos atómicos paralelos deben interferir constructivamente. Esto ocurre cuando la diferencia de camino óptico entre los rayos reflejados por planos sucesivos es un múltiplo entero de la longitud de onda de los rayos X. Matemáticamente, esta condición se expresa mediante la ley de Bragg:

$$n\lambda = 2d\sin(\theta), \quad (2.9)$$

donde  $n$  es un número entero que representa el orden de la reflexión,  $\lambda$  es la longitud de onda de los rayos X,  $d$  es la distancia entre los planos atómicos y  $\theta$  es el ángulo de incidencia del haz de rayos X. W. L. Bragg [21] explicó este fenómeno considerando un cristal como un conjunto de planos paralelos de iones separados por una distancia  $d$ , como se ilustra en la figura 2.6.

En la práctica, un difractómetro consta de varios componentes clave: una fuente de rayos X, un sistema de colimación para dirigir el haz, un soporte para la muestra y un detector que registra la intensidad de los rayos difractados en función del ángulo  $\theta$ . Al variar el ángulo de incidencia y medir la intensidad difractada, se obtiene un patrón de difracción que contiene picos correspondientes a las diferentes orientaciones y espaciados de los planos cristalinos. Este patrón permite determinar la estructura cristalina, la orientación de los planos atómicos y otros parámetros clave del material.

Además, cuando se utiliza un haz de rayos X policromático (radiación blanca), se observan múltiples reflexiones correspondientes a diferentes órdenes  $n$  y a diversos conjuntos de planos cristalinos. Esto enriquece el patrón de difracción y proporciona información detallada sobre la red cristalina.

En CNEA se dispone del difractómetro Empyre, el cual viene equipado con un detector PixCel 3D,  $\text{CuK}\alpha$  ( $\lambda = 1.5406 \text{ \AA}$ ). Una fuente de radiación de 40 mA 40

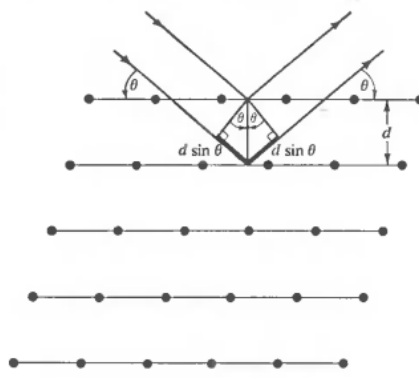


Figura 2.6: Esquema que muestra la diferencia de caminos de 2.9 para interferencia constructiva entre dos rayos dispersados por planos atómicos paralelos.

kV, con un rango angular ( $2\theta$ ) de  $20^\circ$  hasta  $50^\circ$ , empleando un tamaño de paso de  $0.02^\circ$  y un tiempo de paso de 1 s.

### 2.2.5. Geant4

El software Geant4 es una caja de herramientas de simulación ampliamente utilizada en campos como la física espacial, de partículas y dosimetría. Se ha probado que describe de forma realista la respuesta de centelladores plásticos [22]. En particular, en este trabajo se hizo uso de una librería publicada recientemente [23] que hace uso de esta caja de herramientas y de ROOT para experimentar y analizar centelladores.

## 2.3. Fabricación de centelladores plásticos

Inicialmente realizaron centelladores en forma de films de poliestireno (Ps): Ps solo; Ps con 5, 10, 15 y 20 % m/m de naftaleno y de Ps con 5 % y 10 % m/m de nanopartículas de  $CeF_3$ . En cada film se dispuso de 3.5 g de Ps disueltos en 20 ml de tolueno para agregar posteriormente naftaleno o nanopartículas. Las soluciones fueron sonicadas durante 20 minutos para luego ser dejadas secar a  $50^\circ\text{C}$  durante 5 días.

Las nanopartículas de  $CeF_3$  fueron sintetizadas mediante una reacción de precipitación. Se utilizaron 30 mmol de fluoruro de sodio (NaF), disuelto en 80 ml de agua MQ, 80 ml de etanol y 1,5 ml de ácido oleico. La mezcla se calentó a  $80^\circ\text{C}$  agitándola y con purga de gas argón. Luego se disolvieron 10 mmoles de  $Ce(NO_3)_3 \cdot 6H_2O$  en 60 ml de agua MQ y fue añadido a la mezcla anterior gota a gota. La reacción se mantuvo a  $80^\circ\text{C}$  durante 4 hs y luego se dejó enfriar al aire. El precipitado se lavó 3 veces con etanol y luego se secó a  $50^\circ\text{C}$  durante 12 hs. [24]

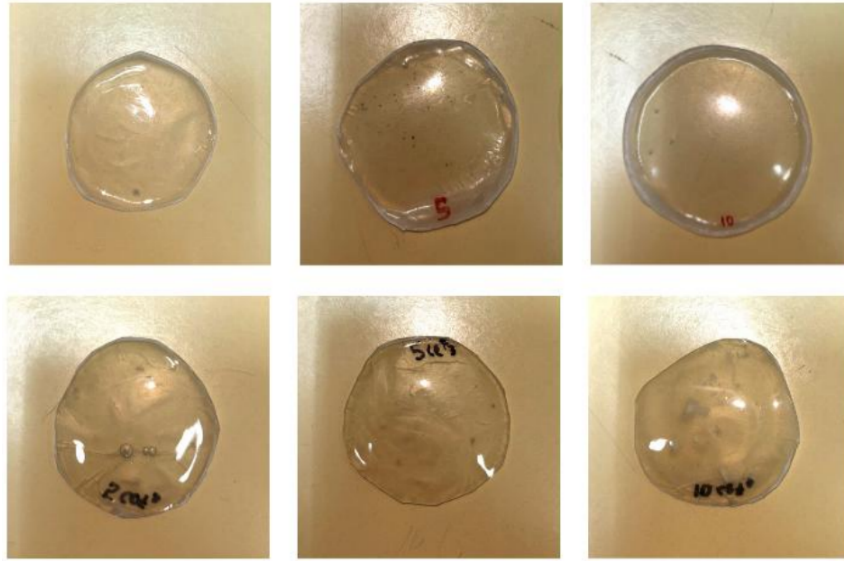


Figura 2.7: Centelladores en forma de films delgados fabricados. Los espesores oscilaron alrededor del milímetro.

Las nanopartículas fueron suspendidas en etanol para medir su fotoluminiscencia (PL) y su espectro de excitación (PLE), como se puede observar en la figura 2.9.

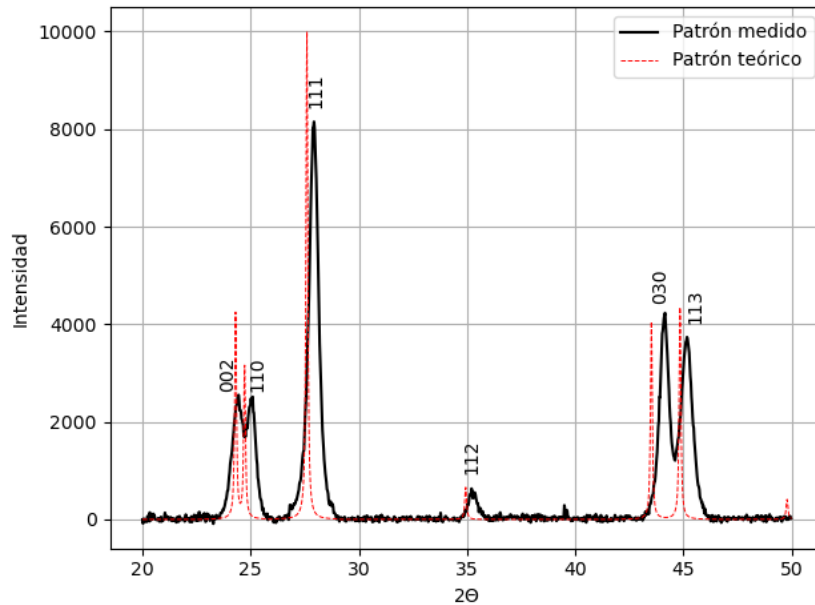


Figura 2.8: Patrón de difracción de rayos X de las nanopartículas de  $CeF_3$ .

El patrón de difracción de rayos X que se muestra en la figura 2.8 ilustra la fase cristalina hexagonal del  $CeF_3$ . El mismo fue obtenido utilizando el difractómetro Empyre.

La emisión de las nanopartículas de  $CeF_3$  observada en la figura 2.9 se encuentra en el mismo rango espectral que el de las matrices poliméricas, lo que puede inducir fenómenos de quenching que disminuyen la intensidad de emisión; sin embargo, esto

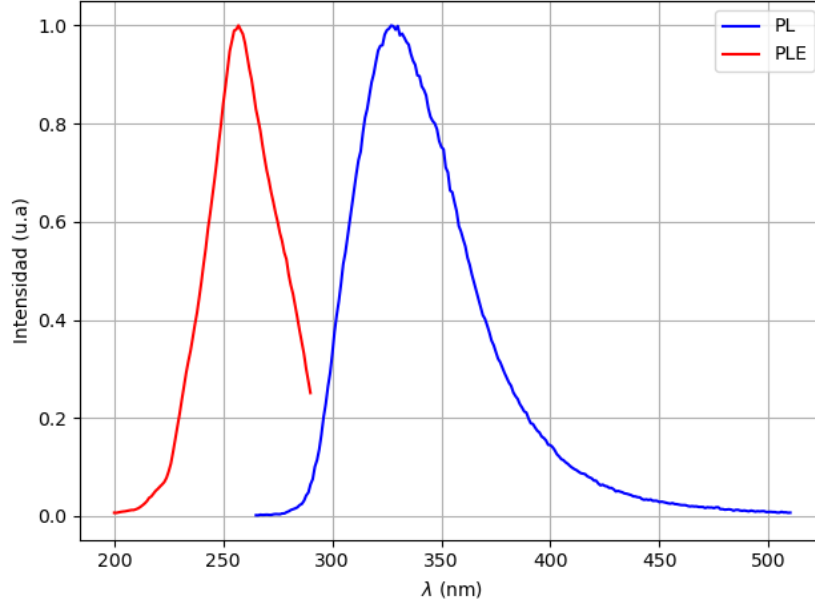


Figura 2.9: Emisión (PL) y excitación (PLE) de nanopartículas de  $CeF_3$ .

garantiza la emisión de fotones en longitudes de onda a las que el transistor responde.

Las intensidades de luminiscencia de los primeros modelos de centelladores pueden observarse en las figuras 2.10a y 2.10b. Es notable el aumento en la luminiscencia debido a la presencia de Nf, así como también la baja de la misma ante la presencia de nanopartículas. Los centelladores con Nf, en su pico, emiten 20 veces más que los de Ps solo o con  $CeF_3$ . El naftaleno tiene un pico de emisión intenso en los 340 nm, por lo que al mezclarlo con las matrices poliméricas de Ps y PVT, corre sus picos de 320 nm a 345. En principio esto no es bueno, pero la diferencia en intensidades es de un orden de magnitud. Con respecto a las cargas de Nf, superando el 10 % ya se observa quenching, por lo que a partir de ese momento nos restringimos a este porcentaje de carga.

En la literatura, hay un polímero muy estudiado en centelladores, el polivinil-tolueno (PVT). Este compuesto posee un pico de emisión alrededor de los 315 nm. Antes de adquirirlo, se estudió mediante simulaciones su desempeño, comparándolo con los centelladores realizados hasta el momento para ver si realizar la compra era útil. Para esto, se utilizó el Geant4.

Las simulaciones (figuras 2.11a y 2.11b) mostraron un rendimiento superior del PVT en comparación con el Ps, con intensidades de emisión hasta cinco veces mayores y una longitud de onda de emisión más favorable alrededor de los 320 nm —rango en el que el transistor presenta una mayor sensibilidad—. Se procedió a la adquisición de 20 g de este material para su posterior caracterización experimental. Esta decisión se fundamentó en el potencial demostrado por el PVT en las simulaciones, lo que lo posicionó como un candidato prometedor para su implementación

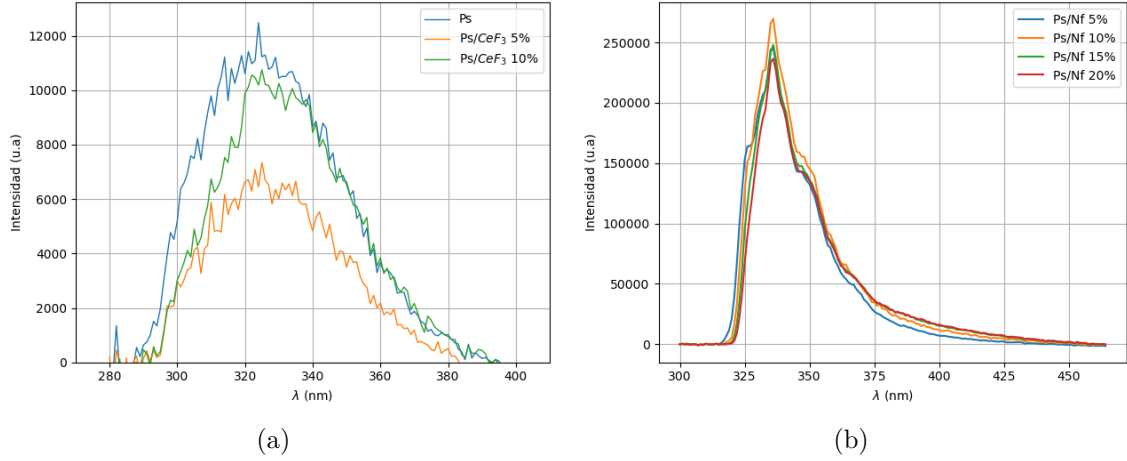


Figura 2.10: Intensidades de luminiscencia de los primeros centelladores fabricados. En (a) los centelladores con intensidades menores y en (b) los que tienen contenido de naftaleno, compuesto que les potencia la luminiscencia.

en el sistema detector.

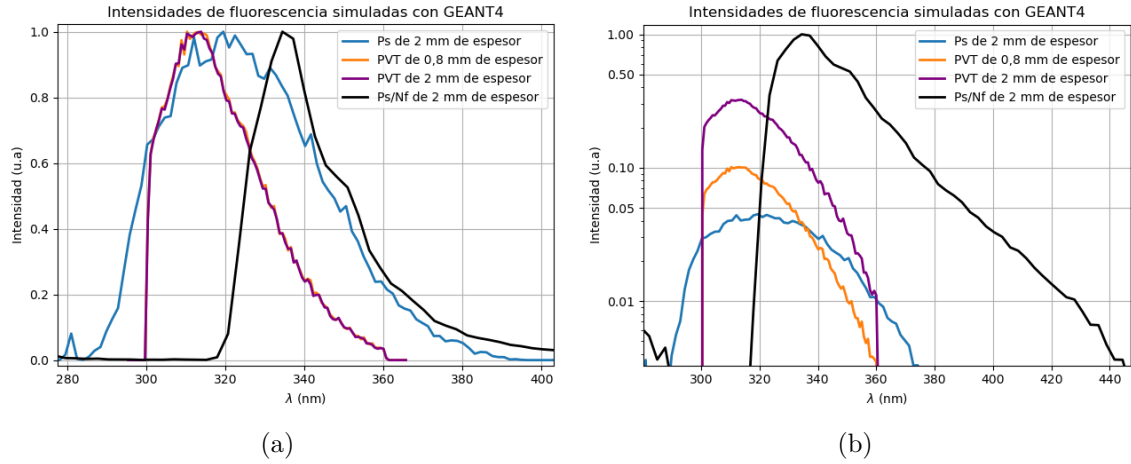


Figura 2.11: Simulaciones con Geant4 de los centelladores. En (a) se presentan los espectros de fotoluminiscencia y en (b) las intensidades comparadas.

El PVT resultó ser un polímero más frágil que el poliestireno (Ps), lo que provocó que los centelladores en forma de películas delgadas, como los primeros (figura 2.7), se rompieran con facilidad. Además, se utilizaba una cantidad considerable de material (3.5 g por centellador), lo que no era eficiente. En consecuencia, se modificó radicalmente la forma de los centelladores, adoptando un molde hexagonal de 5 ml, lo que redujo la cantidad de material por centellador a 1 g. Esta forma compacta resultó ser mucho más resistente, evitando que el PVT se rompiera.

Los resultados obtenidos de los nuevos centelladores hexagonales (con un espesor de aproximadamente 2 mm) se muestran en las figuras 2.13a y 2.13b. Las predicciones de las simulaciones coincidieron con los resultados experimentales. En cuanto



al PVT, se observó una disminución en la intensidad al incorporar nanopartículas. Además, comparado con el Ps, se registró un aumento en la intensidad de longitudes de onda que el transistor no detecta, lo que resulta en una menor efectividad del material. Aunque se fabricaron centelladores de PVT/Nf, no se obtuvo un rendimiento superior al de los centelladores Ps/Nf; ambos mostraron el mismo espectro, pero con el inconveniente de utilizar una matriz más costosa.

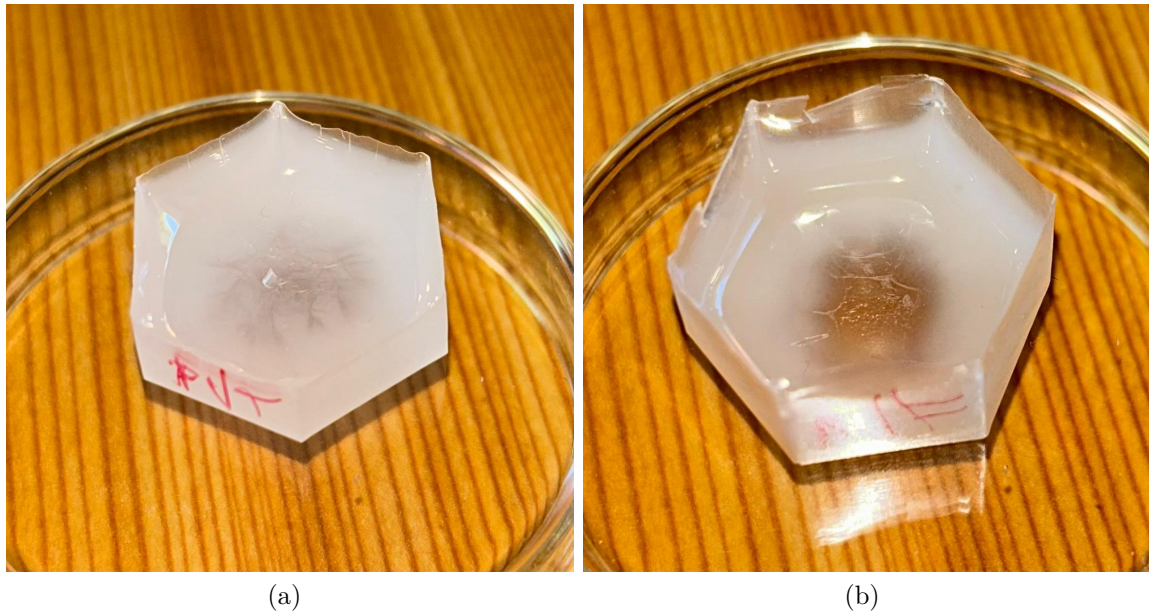


Figura 2.12: Centelladores hexagonales de PVT (a) y Ps/Nf 10 %

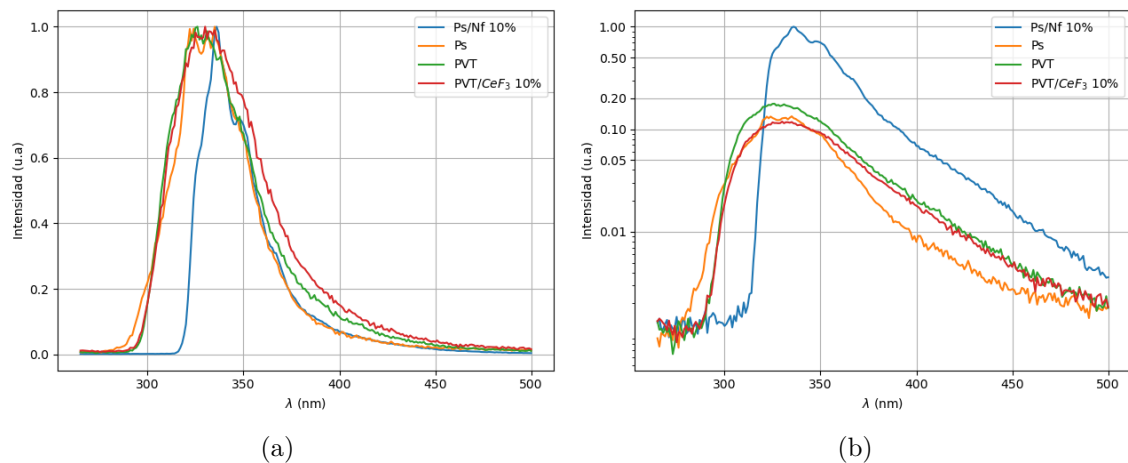


Figura 2.13: Fotoluminiscencias (a) e intensidades de luminiscencia (b) de centelladores hexagonales.

Los tiempos de vida de estos centelladores fueron obtenidos a partir de realizarles un estudio de TRPL.

| Centellador       | $\tau_1$ (ns) | $\tau_2$ (ns)  | $\tau_3$ (ns)   |
|-------------------|---------------|----------------|-----------------|
| Ps                | 2.26 (60.0 %) | 11.81 (23.0 %) | 24.76 (17.0 %)  |
| Ps/Nf 10 %        | 2.43 (26.0 %) | 28.75 (5.0 %)  | 87.47 (68.80 %) |
| PVT               | 2.47 (19.0 %) | 8.7 (66.0 %)   | 17.06 (16.0 %)  |
| PVT/ $CeF_3$ 10 % | 2.51 (70.0 %) | 17.91 (26.0 %) | 50.17 (2.0 %)   |

**Tabla 2.1:** Tiempos de vida ( $\tau$ ) y sus pesos para cada centellador.

Mirando la tabla 2.1, se puede decir que, según la aplicación tecnológica que se le quiera dar a cada centellador, los de PVT, Ps y Ps/ $CeF_3$  sirven para dar respuestas rápidas, mientras que el de Ps/Nf tiene su tiempo principal un orden de magnitud mayor a los otros. Para la aplicación de este trabajo, esto no afecta. El transistor responde muy lentamente a la luz, por lo que estos tiempos no tienen incidencia en la respuesta global. Pero muchas veces se utilizan los foto-transistores como detectores y se desea que respondan rápidamente. En este caso sí tendría incidencia la diferencia temporal.

Las nanopartículas parecen no jugar un rol importante hasta el momento en el trabajo, no obstante, al irradiar, el  $CeF_3$  cumple el rol de atenuar la radiación. Esto es visto en la sección 3.3.

# Capítulo 3

## Irradiación

*Este capítulo integra todos los elementos desarrollados en los capítulos anteriores y los somete a prueba mediante irradiaciones en el acelerador TANDAR. Se describe el contexto de la radiación en el espacio y la importancia de su detección, así como los efectos de la interacción entre los protones y los centelladores plásticos utilizados. Se detallan las características del acelerador lineal TANDAR y la configuración experimental empleada para evaluar el desempeño de los centelladores y su acoplamiento con los transistores de GaN. Se presentan los resultados obtenidos en diferentes condiciones de irradiación, analizando el efecto de los protones en la respuesta de los centelladores y la influencia de la temperatura en la estabilidad del sistema. Finalmente, se comparan los centelladores en función de su eficiencia de detección y se establecen los rangos de operabilidad de los dispositivos.*

### 3.1. Radiación

El conocimiento sobre la radiación en el espacio es crucial para el diseño y selección de materiales y componentes utilizados. Este ambiente está caracterizado no solo por la radiación electromagnética del Sol, sino que también por partículas cargadas categorizadas como viento solar, partículas solares energéticas (SEP) y los rayos cósmicos galácticos (GCR). En estos eventos, excluyendo a los electrones, más del 90 % de las partículas cargadas que participan son protones. Hay muchos protones en el rango  $10 \text{ meV} \leq E \leq 100 \text{ MeV}$ , pero relativamente pocos en el rango  $100 \text{ MeV} \leq 1000 \text{ MeV}$  [25]. Los vientos solares son un flujo de partículas de bajas energías ( $\sim 10 \text{ keV}$ ). Las SEPs se originan en eyecciones de masa coronal hacia el espacio interplanetario. Estas son la principal fuente de partículas en un rango que va desde los MeV hasta los cientos de MeVs. El flujo de los GCR difiere del de las SEP. Este se comporta de manera inversamente proporcional a la actividad solar. Este flujo domina el espectro de partículas de 1 GeV en adelante.

Los tres tipos de flujo discutidos forman el rango completo de energía de interés en aplicaciones espaciales.

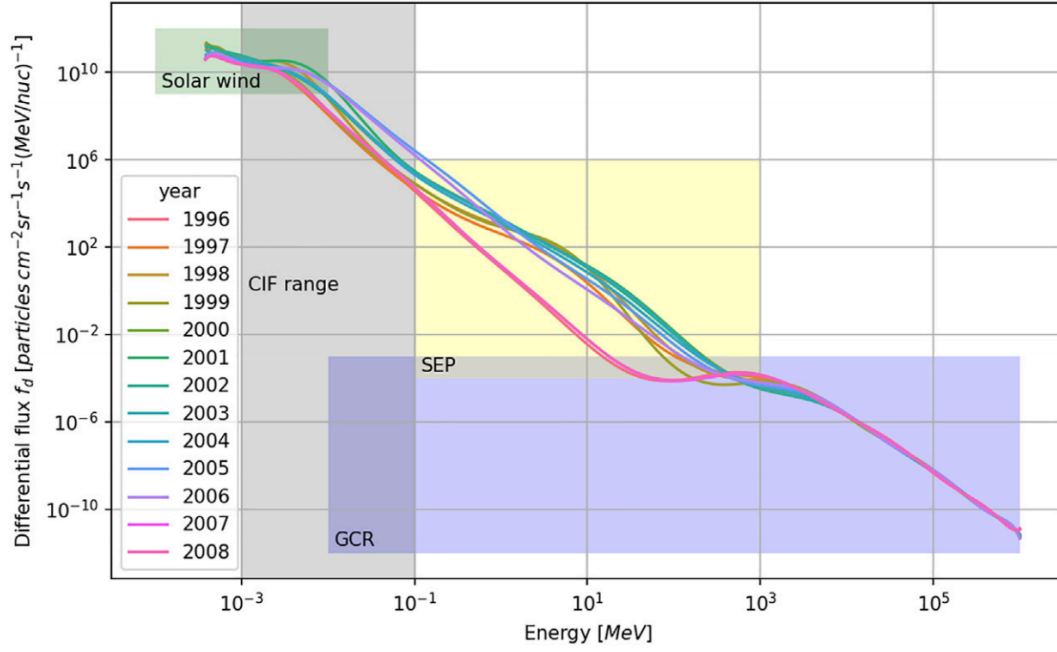


Figura 3.1: Espectro de protones por año ajustado. El trabajo en el que se realizó es [26]. Fue llevado a cabo utilizando diversos modelos para cada clase de radiación, incluyendo el viento solar, efecto que no se suele tener en cuenta en estos trabajos.

El espectro se da en unidades de  $[\text{partículas } cm^{-2}sr^{-1}s^{-1}(MeV/nuc)^{-1}]$ , esto quiere decir número de partículas por unidad de área, por unidad de ángulo sólido, por segundo y por energía de cada nucleón (en  $MeV$ ).

En aceleradores de partículas, al controlar un haz de partículas ionizadas, no se habla de espectro, sino que se habla de la energía y tasa de emisión. Si las partículas del haz poseen carga, entonces se puede hablar de corriente; en el caso de los protones, la misma viene dada por

$$I_{prot} = e \cdot T_{prot} \quad (3.1)$$

con  $T_{prot}$  la tasa de los protones, es decir, cuántos protones aparecen por segundo. Con esto se puede definir la potencia de los protones

$$W_{prot} = E_{prot} \cdot T_{prot} \quad (3.2)$$

La irradiación de protones no solo excita los centros de luminiscencia de los centelladores, sino que también rompe enlaces químicos, modificando las propiedades de los polímeros a altas dosis. En específico, para el PVT, el enlace  $C-H$  se rompe, produciendo radicales libres y desgase de hidrógeno del polímero. En el trabajo [27] se aceleraron haces de protones de 60 MeV y 300 keV en dosis de 1 kGy y 60 kGy respectivamente. Se encontró una fuerte deshidrogenización en el material y la fotoluminiscencia se redujo un 15 % en todos los casos.

Para calcular estas dosis se utiliza la energía depositada en los centelladores y su masa

$$E_{dep}(t) = T_{prot} \cdot E_{prot} \cdot t \quad (3.3)$$

La masa de los centelladores es de 1 gramo, por lo que la dosis  $D$  recibida viene dada por

$$D(Gy) = \frac{E_{dep}}{m_{cent}} = \frac{I_{prot} \cdot E_{prot} \cdot t}{e \cdot m_{cent}} \quad (3.4)$$

## 3.2. Acelerador lineal TANDAR

El Acelerador de Iones Pesados es una de las instalaciones más relevantes del Centro Atómico Constituyentes. Inaugurado en el año 1985, consta de una torre de concreto de 80 metros de altura, visible desde la Avenida General Paz, en cuyo interior se encuentra el tanque de aceleración de partículas.

En la fuente de iones se genera un haz de partículas cargadas negativamente, a las que se hace una primera selección en el imán inyector, sintonizando así la masa deseada. Mediante la cascada, que es un acelerador del tipo Cockcroft–Walton de 300 kV, se pre-aceleran estas partículas, para luego pasar al acelerador principal, que se encuentra dentro de un tanque conteniendo como aislante, una mezcla de hexafluoruro de azufre y nitrógeno a muy baja presión. Allí las partículas son nuevamente aceleradas hacia el terminal, que opera en la proximidad de los 10 MV. El stripper es una lámina de carbono la cual se encarga de arrancar electrones disociando las moléculas que podrían haber ingresado al tanque y otorgando una carga positiva a los iones que ahí quedan conformados. Estos iones siguen viajando hasta la parte inferior del tanque, encontrando a su salida un imán analizador, donde se vuelve a hacer una separación según su rigidez magnética. Mediante dos cuadrupolos montados en la línea, el haz obtenido se enfoca en la cámara de reacciones, pudiéndose habilitar o no el paso del haz hacia la línea de tiempo de vuelo. A lo largo de este recorrido se dispone también de una serie de Faraday-cups que, al interponerlas al haz, permiten medir la carga que éste transporta.

## 3.3. Chequeos con SRIM

*Stopping and Range of Ions in Matter* (SRIM) es un grupo de programas computacionales capaces de calcular las interacciones entre iones y materia. El núcleo del SRIM es el programa *Transport of Ions in Matter* (TRIM). Es ampliamente utilizado en las ramas de irradiación de materiales.

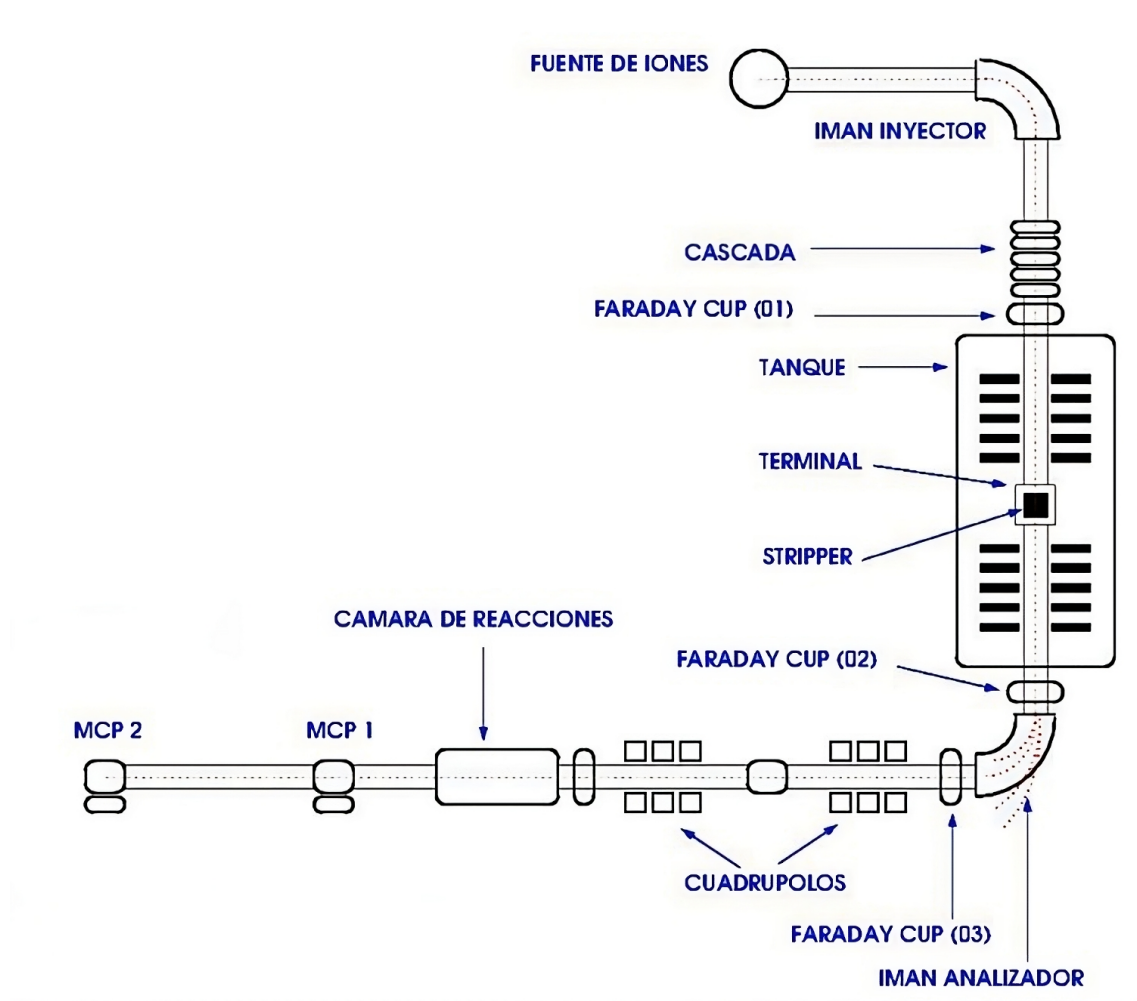


Figura 3.2: Esquema operativo del acelerador TANDAR y de la línea de tiempo de vuelo. Imagen tomada de [28]

En este proyecto, el software fue utilizado para estimar el rango en el que los protones depositan su energía en los centelladores. Esto es importante, ya que, como se explicó en la sección (1.1.5), la radiación daña a la heteroestructura, por lo que es crítico que las partículas cargadas se detengan completamente dentro de los plásticos. En este caso, los protones son de altas energías, por lo que el resultado de irradiar la heteroestructura con los mismos sería la creación de nuevos defectos.

Recordando que los centelladores tienen un espesor de 2 mm aproximadamente, se puede ver en la figura 3.3 que los protones se frenan por completo dentro del mismo. Los centelladores con nanopartículas frenan a los iones y a los protones en una distancia notablemente más corta.

Finalmente, se simuló la energía máxima permitida para los protones. El límite viene dado por la energía en la que los protones atraviesan los 2 mm de espesor de los centelladores; esto puede ser visto en la tabla 3.1.

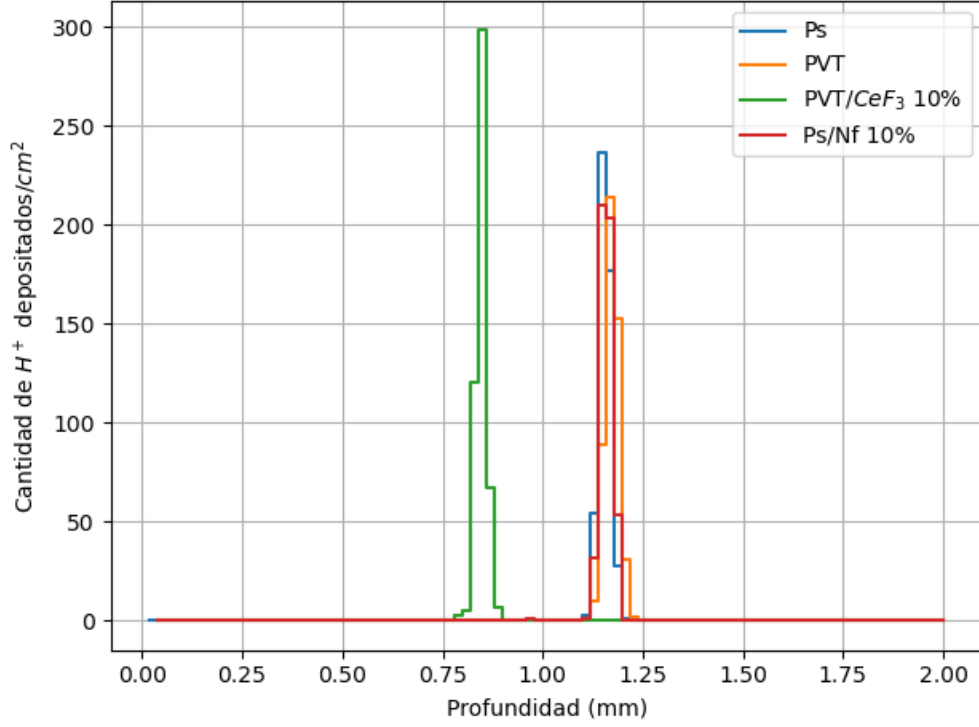


Figura 3.3: Chequeo de que los protones de 10 MeV no traspasen los centelladores.

**Tabla 3.1:** Valores máximos de MeV por  $H^+$  para diferentes configuraciones. Los centelladores con nanopartículas presentan, para sus 2 mm de espesor, una resistencia a protones 23 % más energéticos que los máximos soportados por los demás. Si estos valores son superados, los protones alcanzan al transistor.

| Centellador       | Máx MeV por $H^+$ |
|-------------------|-------------------|
| Ps/Nf 10 %        | 13                |
| Ps                | 13                |
| PVT               | 13                |
| PVT/ $CeF_3$ 10 % | 16                |

### 3.4. Setup experimental

El experimento tuvo lugar en una de las cámaras de vacío del TANDAR. Los hexágonos fueron montados sobre soportes que, a su vez, estaban montados sobre un plato giratorio (ver figura 3.5). El transistor se colocó en un soporte aparte, ubicado en un plato exterior, casi pegado a la copa de Faraday de la cámara. Fue posible colocar 4 centelladores, pues de otra manera se tapaba la entrada al rotar el plato.



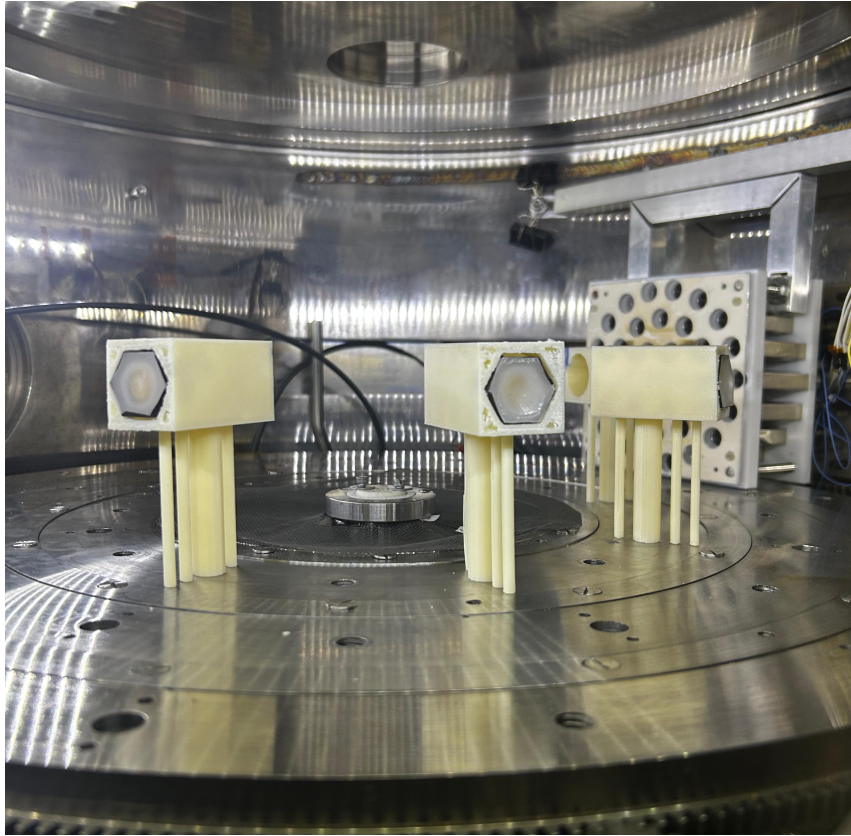


Figura 3.4: Setup experimental para realizar la irradiación en una de las cámaras de vacío del TANDAR. Se pueden observar los centelladores montados. A la derecha de la imagen, al fondo, se encuentra la copa de Faraday.

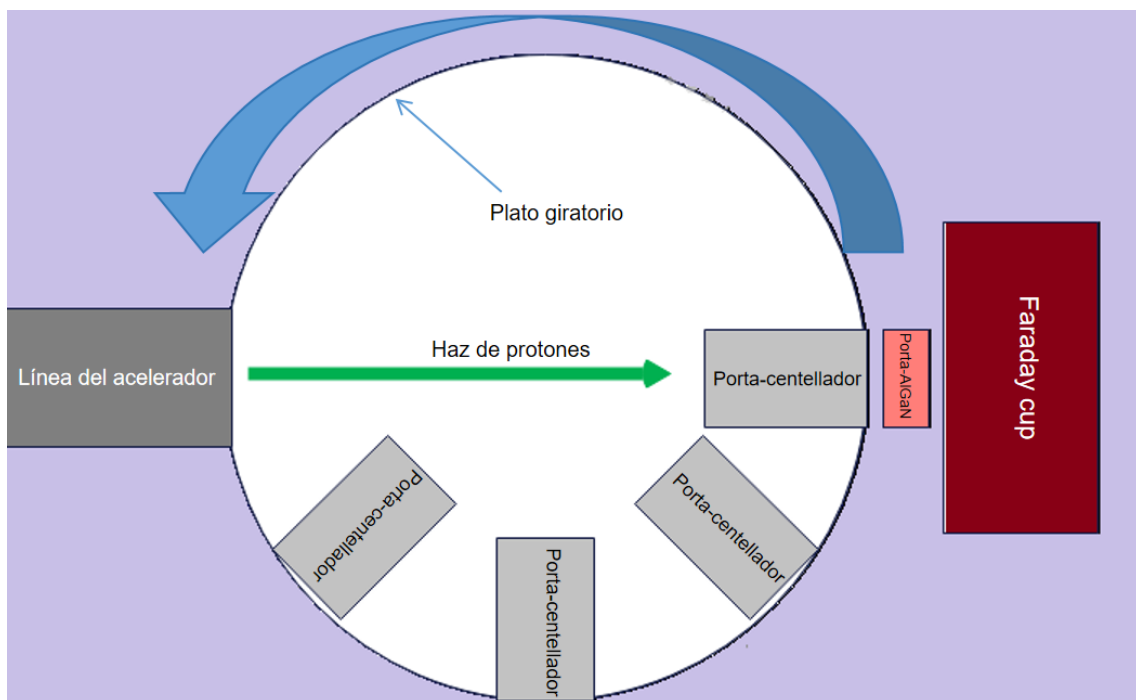


Figura 3.5: Esquema del montaje experimental que destaca la ventaja operativa del plato giratorio, el cual permitió la colocación de hasta cuatro centelladores. Esto elimina la necesidad de romper el vacío de la cámara cada vez que se requiere cambiar un centellador, optimizando el tiempo y la eficiencia del experimento.



Los cables pasantes alimentaban al transistor, polarizándolo a 5 V y, al mismo tiempo, midiendo su corriente.

## 3.5. Resultados y análisis

### 3.5.1. Respuesta de los centelladores al haz

Inicialmente se corroboró que los centelladores respondan al haz de iones. Con este objetivo, se calibró el acelerador para enviar un haz de 1 nA de protones ( $H^+$ ). En esta experiencia se observó (figura 3.6) que, con un haz de esas características, todos los centelladores saturan la corriente del dispositivo.

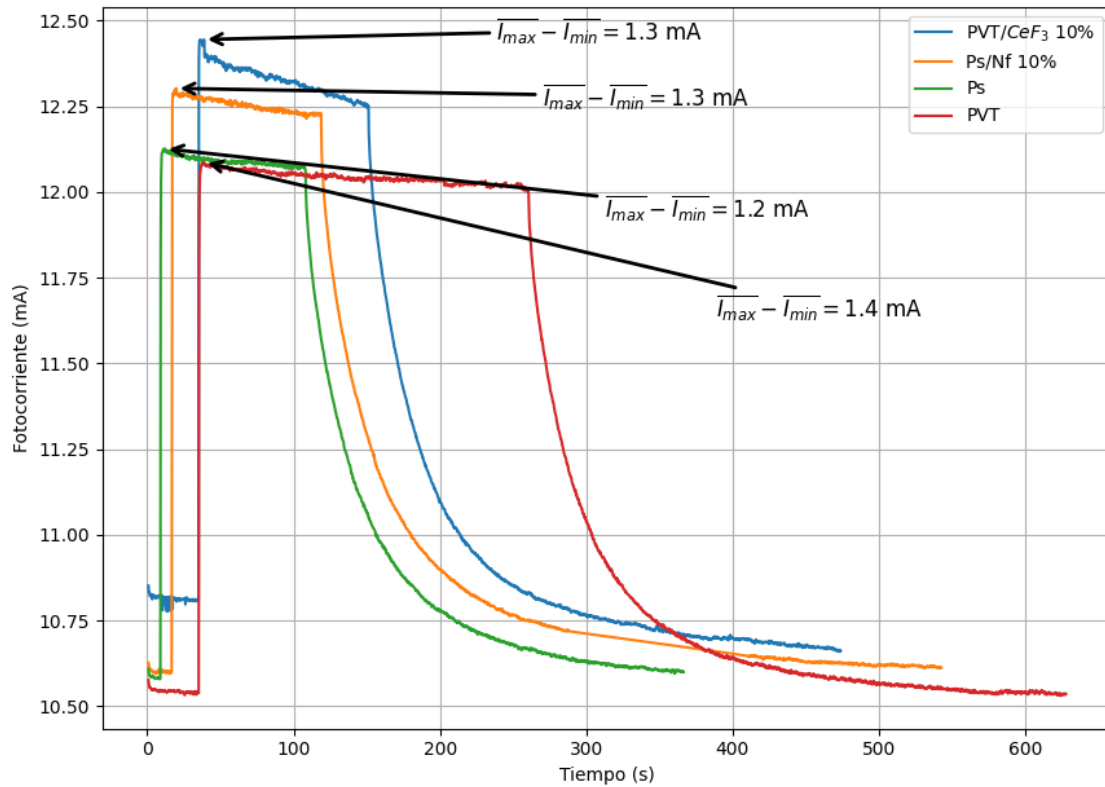


Figura 3.6: Salto de corriente en el transistor debido a irradiaciones con 100 pA de protones de 10 MeV.

Las bajadas en la saturación se deben al mencionado efecto de calentamiento (1.2.1). Esta bajada se va atenuando a medida que el transistor entra en una temperatura de equilibrio, es por ello que a medida que se fueron adquiriendo curvas, las mismas bajaban su nivel de corriente base y el efecto de calentamiento dejó de ser tan fuerte, pues el sistema ya estaba en un equilibrio térmico (caliente). Lo mismo ocurre con las corrientes base, que pasan a ser muy similares entre sí. Observando de vuelta la figura 3.6 es evidente que la primera irradiación realizada fue la de

PVT/ $CeF_3$ : es en la que se observa mayor efecto de calentamiento y mayor corriente de base.

Aunque a simple vista puede parecer que los saltos de corriente no son iguales, y que, por lo tanto, la corriente no está saturada, si se miran las diferencias en saltos promedio, estas solo difieren en la mínima unidad (0.1 mA). Esto es un valor muy bajo, más considerando que el autocalentamiento dificulta saber en qué momento el sistema vuelve a un equilibrio real para volver a irradiar.

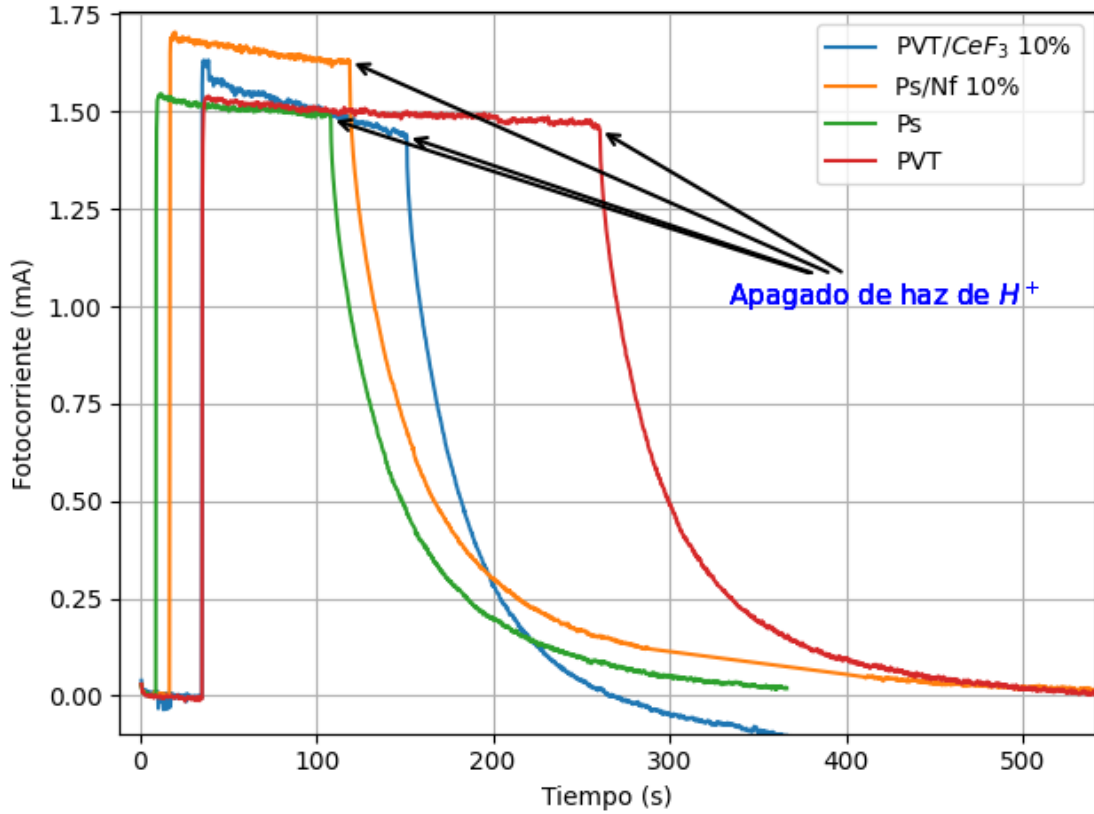


Figura 3.7: Las curvas de la figura 3.6 pero expresadas únicamente en términos de corriente fotogenerada, eliminando la línea de base (corriente oscura) e indicando los momentos en los que fue apagado el haz. Así se puede apreciar mejor la saturación y el hecho de que el sistema no relaja siempre al mismo punto debido al autocalentamiento del transistor.

Una interpretación posible de las bajadas de corriente es que el centellador estaba siendo calentado por la radiación y que esto afectaba su rendimiento de centelleo, pero se demostró que esto no es así apagando el haz mientras que el dispositivo continuaba polarizado (figura 3.8). Otra posibilidad era que los centelladores estuvieran sufriendo daños, pero los mismos no mostraron ningún tipo de modificación superficial. Más adelante en esta sección se verá que, dadas las dosis que sufrieron los centelladores en esta experiencia, los mismos no deberían tener daños significativos en su centelleo.

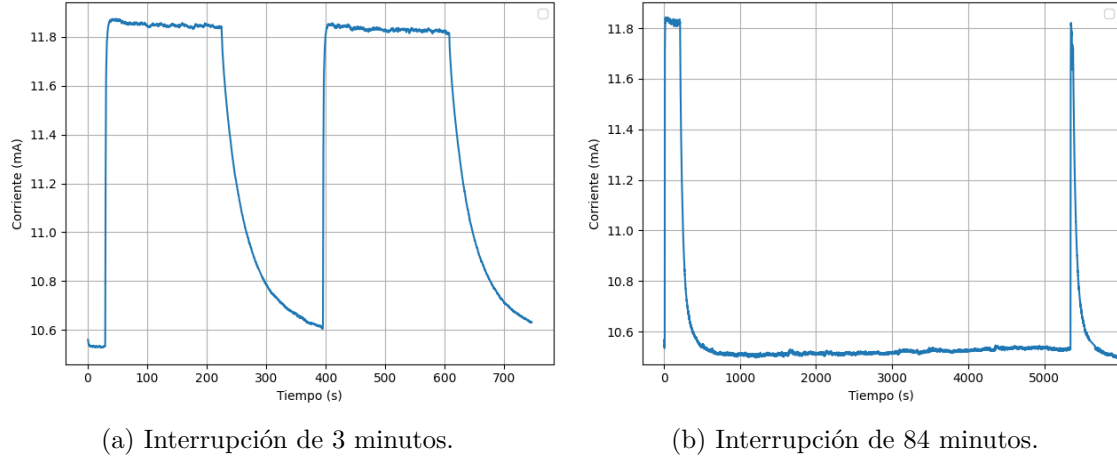


Figura 3.8: Interrupciones y re-encendidos del haz de protones irradiando con 1 nA de protones de 10 MeV.

Posteriormente se bajó la corriente de protones a 100 pA. Con esta configuración del haz, se puede observar en la figura 3.9 que el transistor no saturó con ninguno de los centelladores. Los saltos de corriente (fotogeneración) coincidieron con lo analizado en la sección 2.3, pero las proporciones no son las mismas que en la figura 2.13b. Esto es debido a la responsividad del transistor (figura 1.11b), pese a que Ps/Nf centellea unas 20 veces más que el Ps (en sus máximos), el corrimiento al rojo de su espectro hace que el transistor *sienta* menos los fotones centelleados.

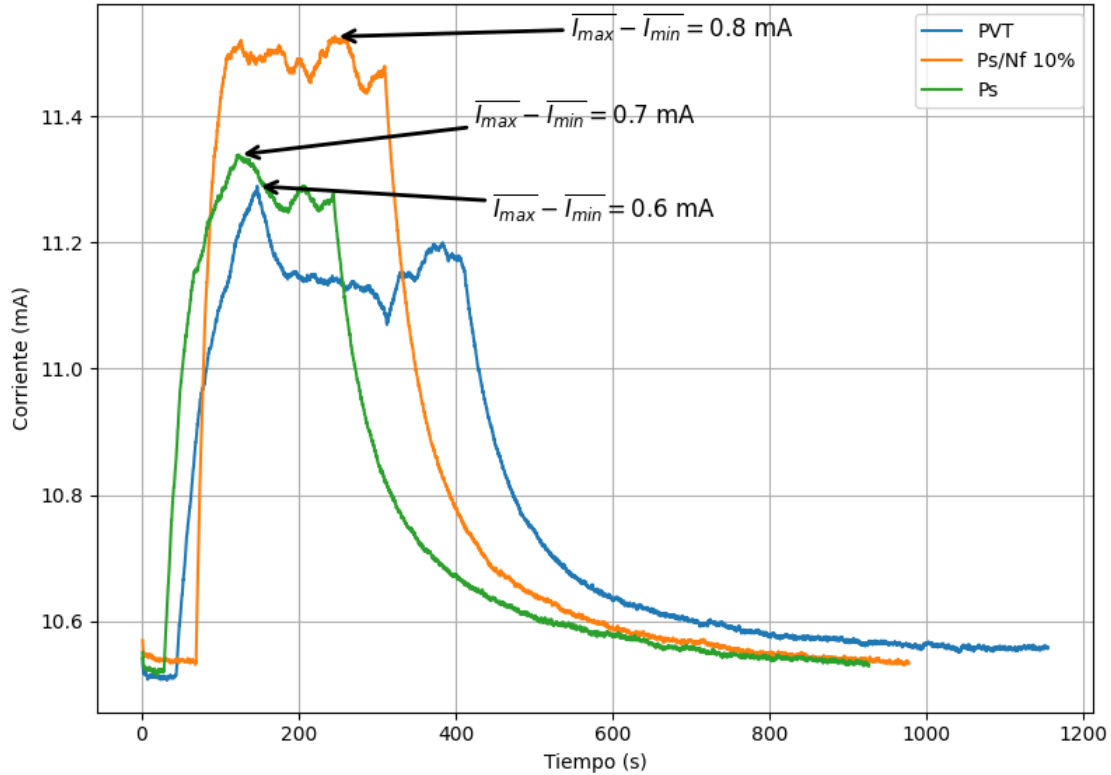


Figura 3.9: Irradiaciones con 100 pA de  $H^+$  de 10 MeV.

Con estos resultados se puede analizar la sensibilidad de nuestro detector a la hora de medir niveles de radiación.

### 3.5.2. Modelado de la fotocorriente generada

Aproximando la corriente fotogenerada en el transistor polarizado a 5V como una función de: la responsividad  $\mathcal{R}$  (curva en la figura 1.11b) , la potencia del haz y las características del centellador utilizado (la fotoluminiscencia  $Pl$  y su rendimiento de centelleo  $Y_{cent}$ ).

$$\langle I_{foto} \rangle = \eta \cdot W_{prot} Y_{cent} \frac{\int_{290}^{360} d\lambda Pl(\lambda) \mathcal{R}(\lambda) \frac{hc}{\lambda}}{\int_{290}^{360} d\lambda Pl(\lambda)} \quad (3.5)$$

Esta expresión busca darle peso a cada fotón enviado por el centellador al transistor vía su fotoluminiscencia. Como  $Pl$  no es una distribución de probabilidad, se divide por la integral de la misma como factor de normalización.

Se agrega un factor correctivo que viene dado por el hecho de que la ecuación 3.5 no tiene en cuenta la diferencia de áreas del centellador y el transistor. No toda la luz emitida por el centellador llega a la pequeña área activa del dispositivo ( $0.07 \text{ mm}^2$ ); al estar pegados, se asume que todo lo que no cubra el área activa se pierde.

$$\eta = \frac{A_{detector}}{A_{centellador}} \quad (3.6)$$

Para empezar a probar el modelo se computaron las condiciones de irradiación del TANDAR, devolviendo los resultados de la tabla 3.2.

**Tabla 3.2:** Tabla comparativa de la corriente fotogenerada en el transistor al irradiar medida experimentalmente en el TANDAR (figura 3.9) y simulada con el modelo 3.5. No se indican errores porque son de órdenes de magnitud que con nuestro setup no se pueden medir.

| Centellador | $\langle I_{foto} \rangle (mA)$ sim. | $\langle I_{foto} \rangle (mA)$ exp. | Error relativo (%) |
|-------------|--------------------------------------|--------------------------------------|--------------------|
| Ps/Nf 10 %  | 0.9                                  | 0.8                                  | 0.125              |
| PVT         | 0.7                                  | 0.6                                  | 0.143              |
| Ps          | 0.5                                  | 0.7                                  | 0.286              |

En cuanto a las simulaciones de los rangos de operabilidad de los conjuntos centellador-transistor, como el conjunto PVT/ $CeF_3$ -GaN frena más a los protones (tabla 3.1), puede ser expuesto a partículas más energéticas que los demás. Esta característica extiende también su límite en corrientes. Su menor rendimiento de centelleo y mayor absorción de protones le permiten cubrir un rango más amplio del espectro.

La ventaja del Ps/Nf 10 % reside en que en las zonas de baja corriente, se aprecia una mejor respuesta. Se puede decir que, dependiendo del rango de energías de

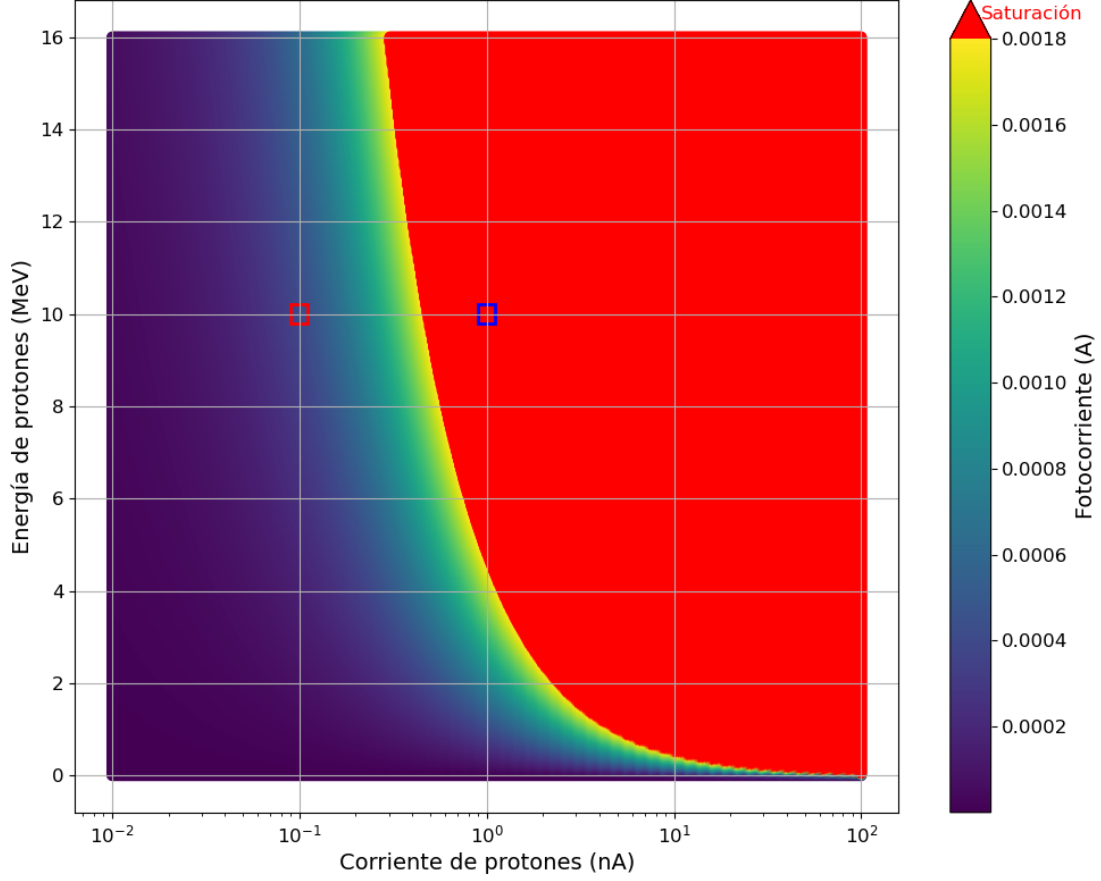


Figura 3.10: Simulación de respuestas utilizando la ecuación 3.5 del transistor con el centellador de PVT/ $CeF_3$  10 % delante. Los rectángulos marcan las dos configuraciones de irradiación del haz del TANDAR.

interés, uno debe elegir entre estos dos modelos. Las simulaciones para las configuraciones con los demás centelladores se encuentran en el apéndice F.

### 3.5.3. Espectros de detección de protones

Para identificar la ubicación del rango de detección dentro del espectro de protones mostrado en la figura 3.1, se construyó un espectro equivalente para la detección del conjunto (ver en figura 3.12). Este espectro se obtiene relacionando la corriente de protones ( $I_p$ ), el área del detector ( $A_{\text{detector}}$ ), el ángulo sólido ( $\Omega$ ) y la energía de los protones ( $E_{\text{prot}}$ ), mediante la siguiente expresión:

$$\text{Flujo} = \frac{I_{\text{prot}}}{A_{\text{detector}} \cdot \Omega \cdot E_{\text{prot}}} \quad (3.7)$$

donde  $\Omega$  es el ángulo sólido subtendido por el detector.

Este espectro , puede ser superpuesto con el del trabajo [26] para visualizar claramente qué zonas cubre el dispositivo (figura 3.13).

Que el transistor no cubra zonas donde hay fiteos no es algo que preocupe; como

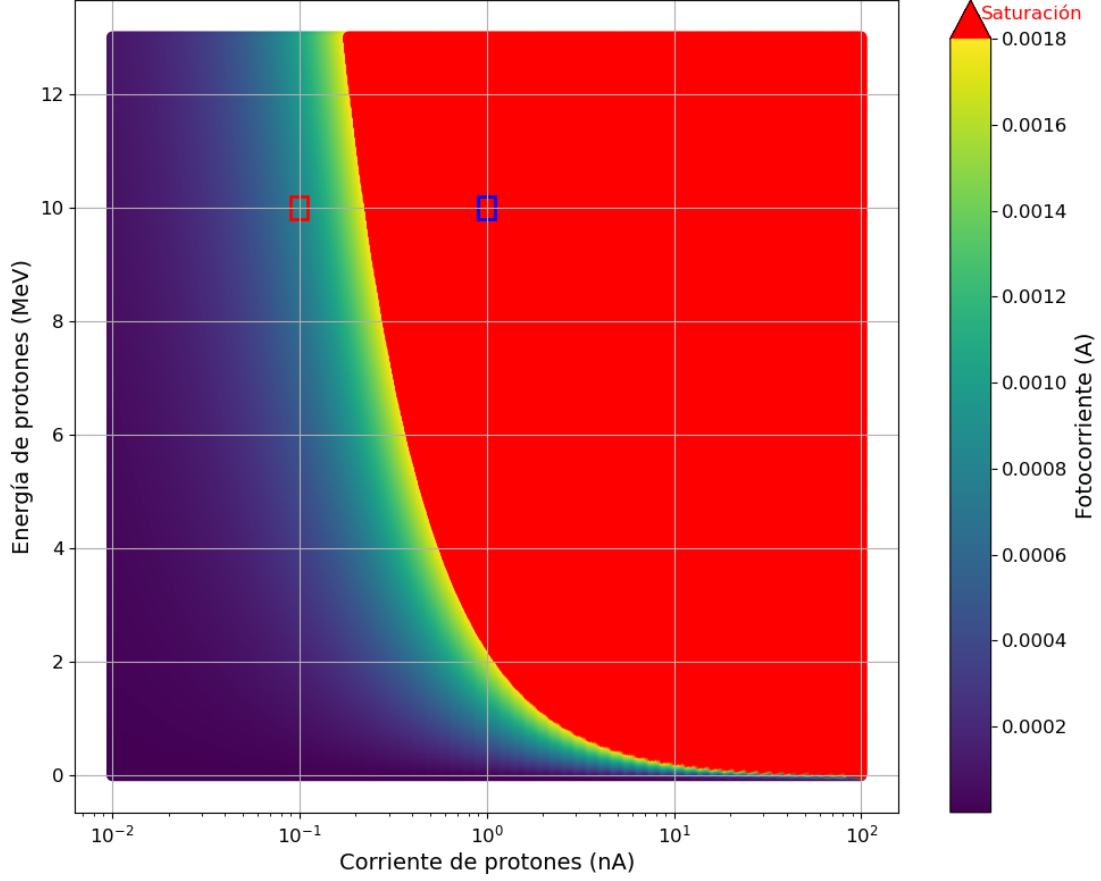


Figura 3.11: Simulación de respuestas utilizando la ecuación 3.5 del transistor con el centellador de Ps/Nf 10 % delante. Los rectángulos marcan las dos configuraciones de irradiación del haz utilizadas del TANDAR. Notar la menor energía de protones permitida comparada a la de la figura 3.10.

su nombre indica, las curvas son ajustes a los datos, el rango de protones en estos eventos es más amplio y varía mucho. Lógicamente, sería más óptimo que el detector cubra las zonas de mayor probabilidad de protones en cada evento, pero se pueden cambiar muchas cosas para obtener mejores coberturas. Lo más sencillo y rápido sería hacer centelladores de 10 mm, lo cual, en el caso del PVT/ $CeF_3$ , le permitiría ampliar su rango hasta protones de 40 MeV.

Cambios más complejos vienen ligados a utilizar heteroestructuras con corrientes de saturación mayores, con áreas activas mayores. Poniendo en juego la pérdida de sensibilidad de detección.

### 3.5.4. Durabilidad

Otro análisis que es importante realizar es la durabilidad de estos detectores. Utilizando la ecuación 3.4 y observando las irradiaciones realizadas (figuras 3.6, 3.8 y 3.9) se puede estimar la dosis entregada a cada centellador. Como tenemos varios

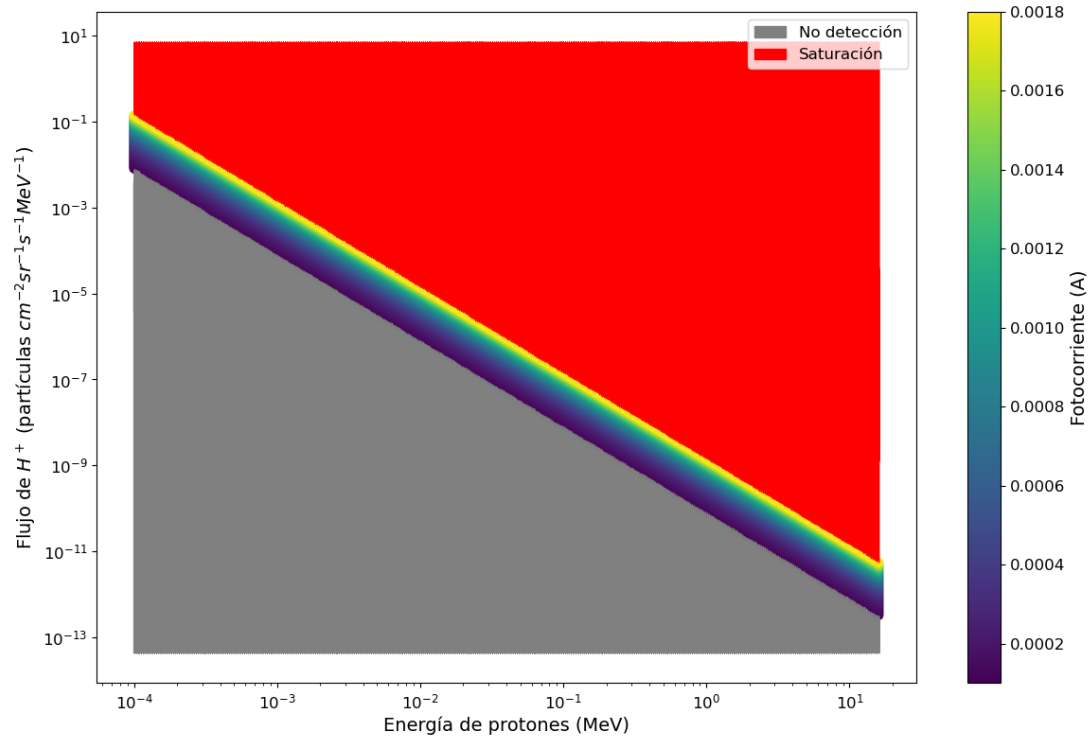


Figura 3.12: Espectro de detección del centellador de PVT/ $CeF_3$  10 % delante del AlGaIn/GaN.

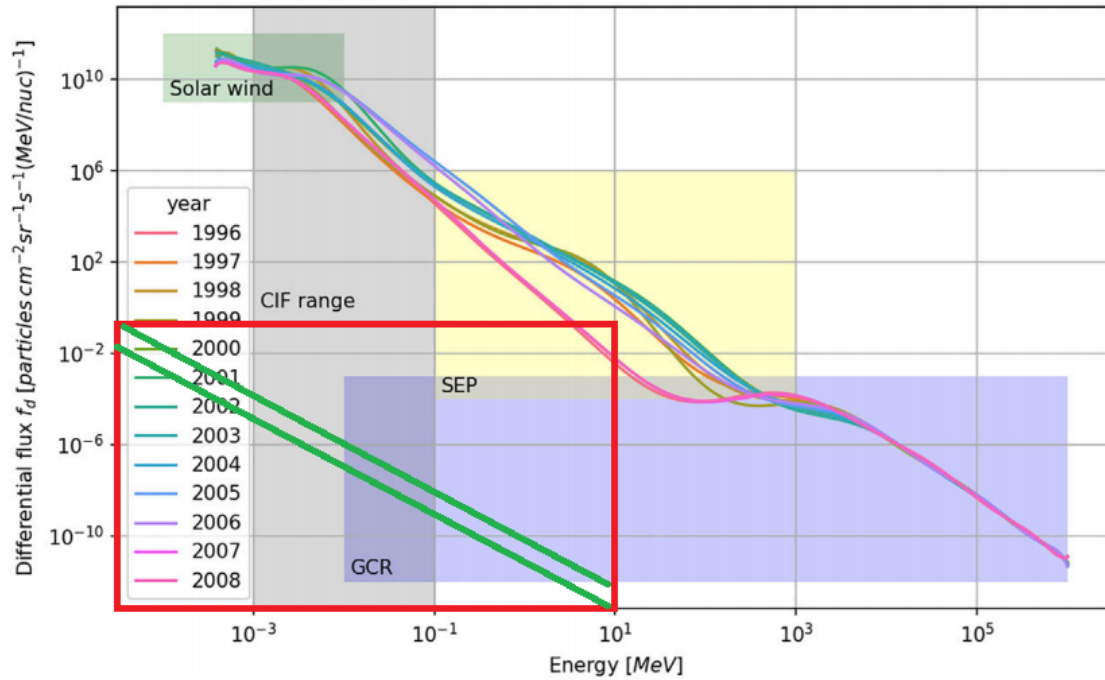


Figura 3.13: Espectro del dispositivo superpuesto al del trabajo [26]. La zona de operabilidad de nuestro conjunto centellador-transistor cubre rangos GCR.

parámetros fijos, se puede calcular la dosis entregada por segundo en el acelerador. Las corrientes de protones utilizadas fueron 1 nA y 100 pA, la masa de los centella-

dores es un gramo la de todos y la energía de los protones siempre fue de 10 MeV ( $1,6 \cdot 10^{-12}$  J).

**Tabla 3.3:** Dosis absorbida en 1 segundo para diferentes corrientes de protones, con  $E_{prot} = 10$  MeV y centelladores de 1g.

| Corriente de protones | Dosis (Gy/s) |
|-----------------------|--------------|
| 100 pA                | 1            |
| 1 nA                  | 10           |

Tomando como ejemplo el centellador de PVT/ $CeF_3$ , que fue irradiado únicamente durante 115 segundos con protones de 10 MeV y una corriente de 1 nA, la dosis adquirida fue de 1150 Gy. En el trabajo [29], en el que irradian PVT con dosis de 33000 Gy y la fotoluminiscencia baja, en promedio un 9 %. Luego, con una dosis de 143000 Gy, la reducción es del 65 %.

En el trabajo ya mencionado [27], se habla de la cantidad de iones por unidad de área incididos. Los autores muestran una disminución del 15 % de la fotoluminiscencia una vez superados los  $10^{12}$  protones/ $cm^2$  irradiados. Esto equivale a 92160 segundos irradiando con 1 nA, o 921600 segundos (más de 10 días) a 100 pA.

Los datos de los trabajos que analizaron esto no coinciden, pero sí dan una idea de que los centelladores no fueron dañados en tiempos de irradiación directa del orden de los cientos de segundos.

En la figura 3.14 se observan los Gy/s absorbidos por los centelladores en su rango de funcionamiento. La zona de no detección es mostrada porque por más que haya protones que no detecte, estos causan daño en el plástico, aunque como se puede observar, en la zona de no detección las dosis son muy bajas. Este dato es esencial para saber, según la aplicación que se le quiera dar, cada cuánto habrá que cambiar el centellador, o cuántos repuestos se deben poseer.

### 3.5.5. Comentarios finales

Finalmente, se tiene un dispositivo sensible, económico y duradero, puesto que el transistor no se expone a radiación y los centelladores pueden ser fácilmente repuestos por su simple fabricación y bajo costo.



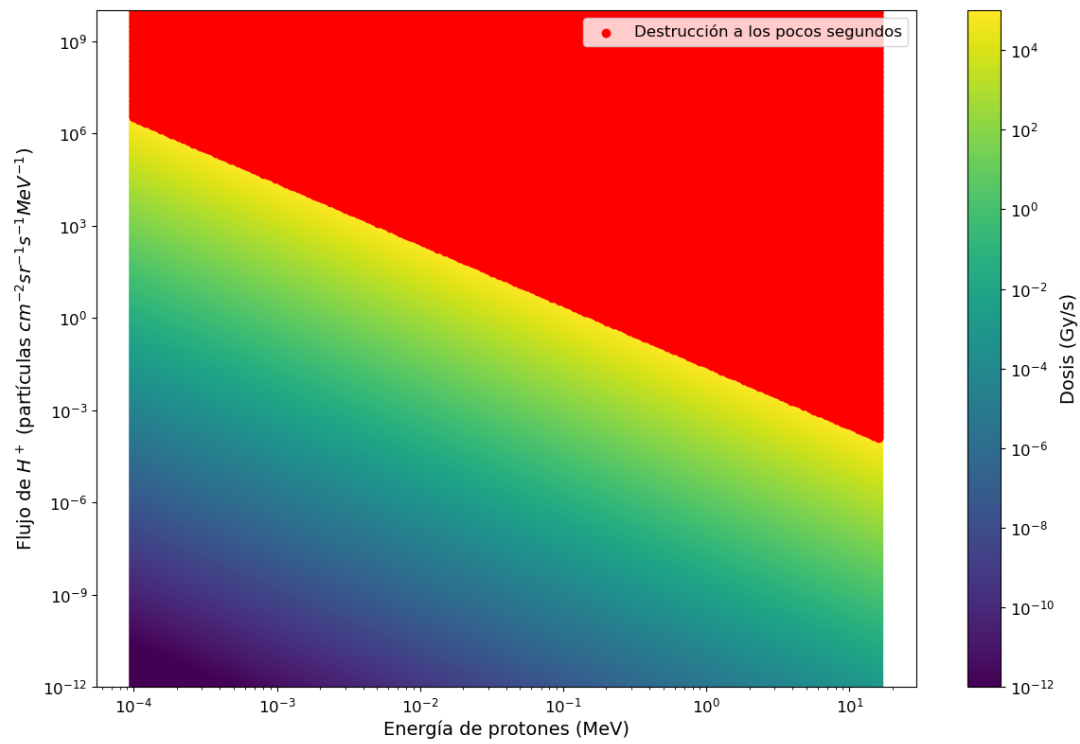


Figura 3.14: Dosis de radiación absorbida por segundo para los centelladores de 1 g. La zona de destrucción es indicada con el criterio de que a los 15 segundos se pierde más de la mitad de la intensidad de centelleo. Se presenta un único gráfico porque la dosis absorbida viene dada en términos de cantidad de masa, y todos los centelladores pesan lo mismo.

## Conclusiones

El sistema desarrollado, compuesto por el transistor AlGaN/GaN y los centelladores plásticos, demostró ser un detector eficiente de radiación ionizante. Los resultados muestran que el dispositivo es sensible a protones en un rango de energías relevante para aplicaciones espaciales y que los centelladores pueden ser optimizados para mejorar la sensibilidad y el rango de detección. Además, se confirmó que el transistor no sufre daños por radiación, ya que los protones son detenidos por los centelladores.

Los centelladores de poliestireno dopados con naftaleno proporcionaron la mayor intensidad de centelleo. Son muy económicos y son una novedad, puesto que, hasta la fecha, no hay publicaciones donde se utilice esta composición. Sin embargo, para el transistor del trabajo, el corrimiento al rojo que realiza la inclusión de naftaleno no es muy conveniente, así como tampoco lo es la alta intensidad de centelleo. La inclusión de nanopartículas de  $CeF_3$  en la matriz de PVT mejoró la absorción de radiación sin afectar significativamente el rendimiento lumínico, lo que los vuelve la mejor opción para nuestra configuración actual.

La irradiación con protones en el acelerador TANDAR confirmó que el sistema es capaz de detectar dosis bajas de radiación sin sufrir consecuencias y mostrando una capacidad de funcionamiento en ambientes extremos, como la detección de rayos cósmicos en el espacio. También se identificó que el fenómeno de autocalentamiento del transistor afecta la estabilidad de la señal, lo que podría mitigarse mediante estrategias de disipación de calor, como el uso de materiales de mayor conductividad térmica para el sustrato del transistor.

Las simulaciones con Geant4 y SRIM respaldaron los resultados experimentales y permitieron estimar los límites de operabilidad del sistema en función de la energía de los protones incidentes.

Aún quedan cosas por mejorar y hacer. La detección de la fotocorriente generada en el transistor se puede optimizar aumentando la sensibilidad de la detección utilizando un pico-amperímetro, en vez de una SMU. Eso haría que gran parte de la banda inferior del espectro que actualmente aparece como zona no detectable, sea detectable. Otra variable es la polarización del transistor; con menos campo eléctrico su sensibilidad será menor, con más, mayor. El límite de la saturación del transistor

no es solucionable sin cambiar el dispositivo. Finalmente, si se quieren utilizar los centelladores en ambientes de radiación extrema, se debe analizar la saturación de los mismos. Esto sería irradiarlos con dosis cada vez mayores hasta que no se vea un aumento en su intensidad de luminiscencia. También se puede estudiar colocar placas que frenen neutrones delante del centellador, para así poder utilizar el detector en reactores nucleares. Finalmente, un estudio exhaustivo de los daños que ejerce la radiación en estos centelladores debería ser llevado a cabo, así como también un estudio de la variación en el valor con el que se polariza el transistor para ver si bajando la tensión se sigue detectando radiación sin saturar.

## Apéndice

### F. Simulaciones de las respuestas del centellador-dispositivo a irradiaciones

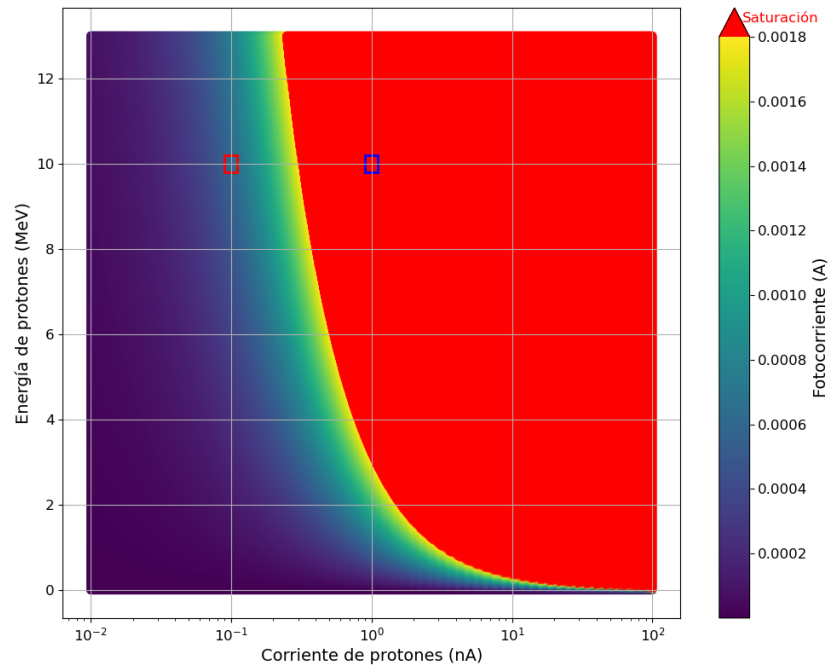


Figura 3.15: Simulación de respuestas utilizando la ecuación 3.5 del transistor con el centellador de PVT delante.

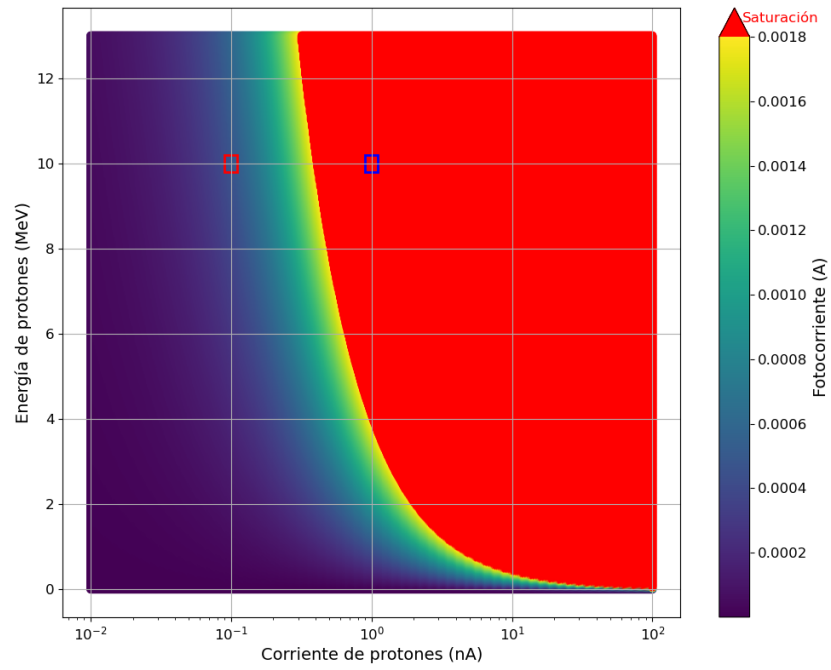


Figura 3.16: Simulación de respuestas utilizando la ecuación 3.5 del transistor con el centellador de Ps delante.

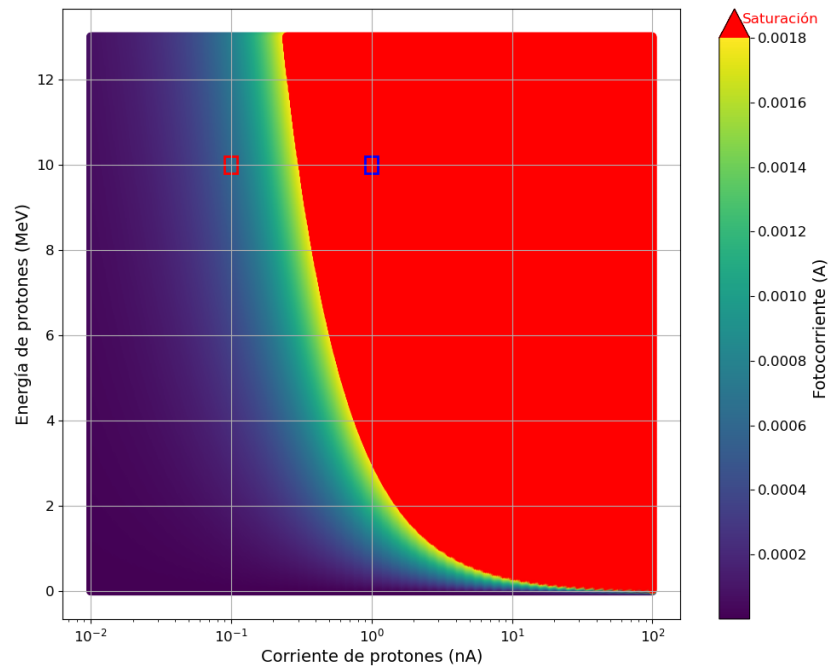


Figura 3.17: Simulación de respuestas utilizando la ecuación 3.5 del transistor con el centellador de PVT delante.

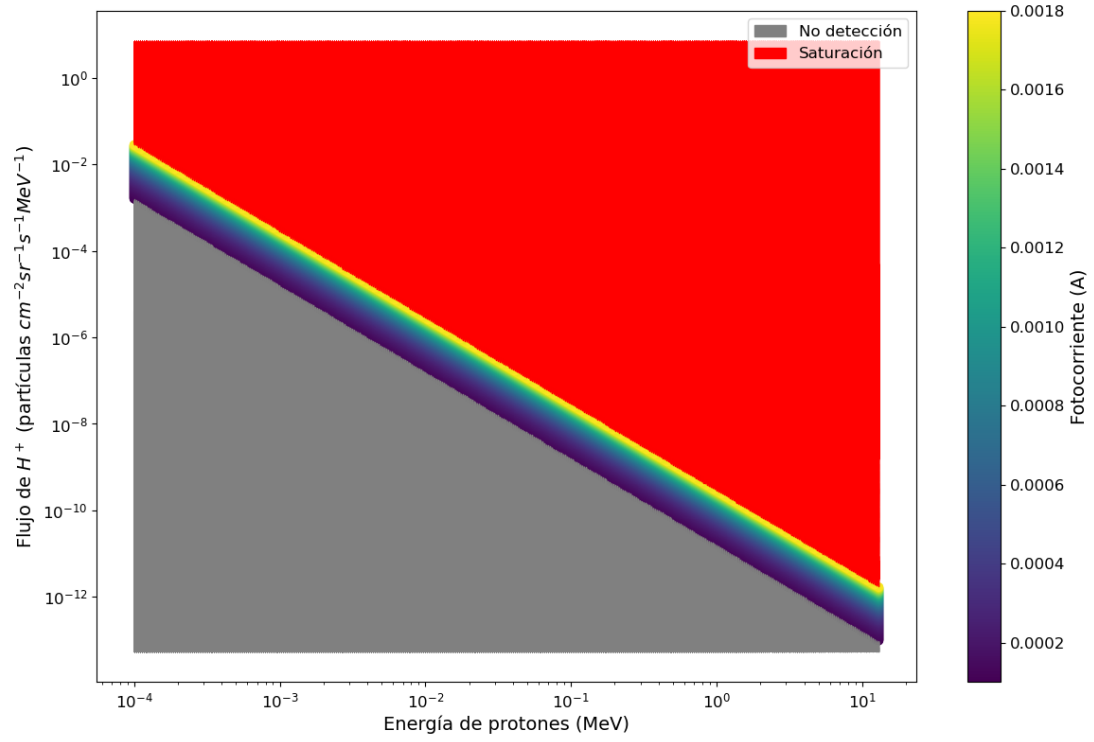


Figura 3.18: Espectro de detección resultado de colocar el Ps/Nf 10% delante del AlGaIn/GaN.

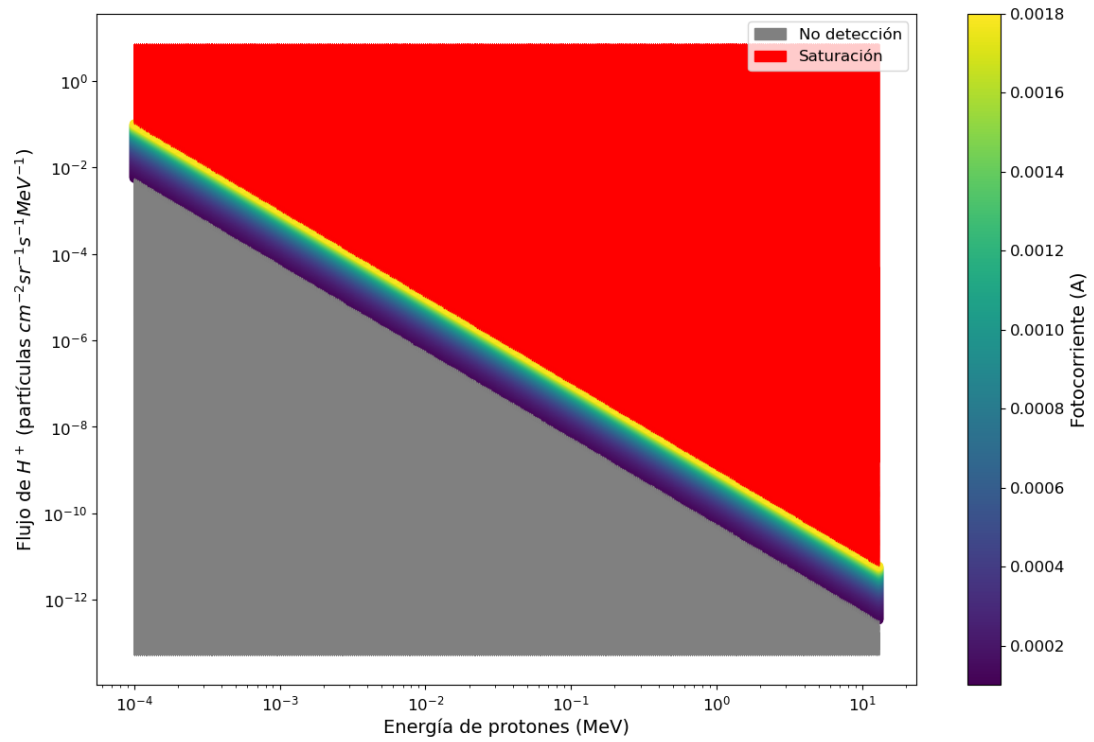


Figura 3.19: Espectro de detección resultado de colocar el PVT delante del Al-GaN/GaN.

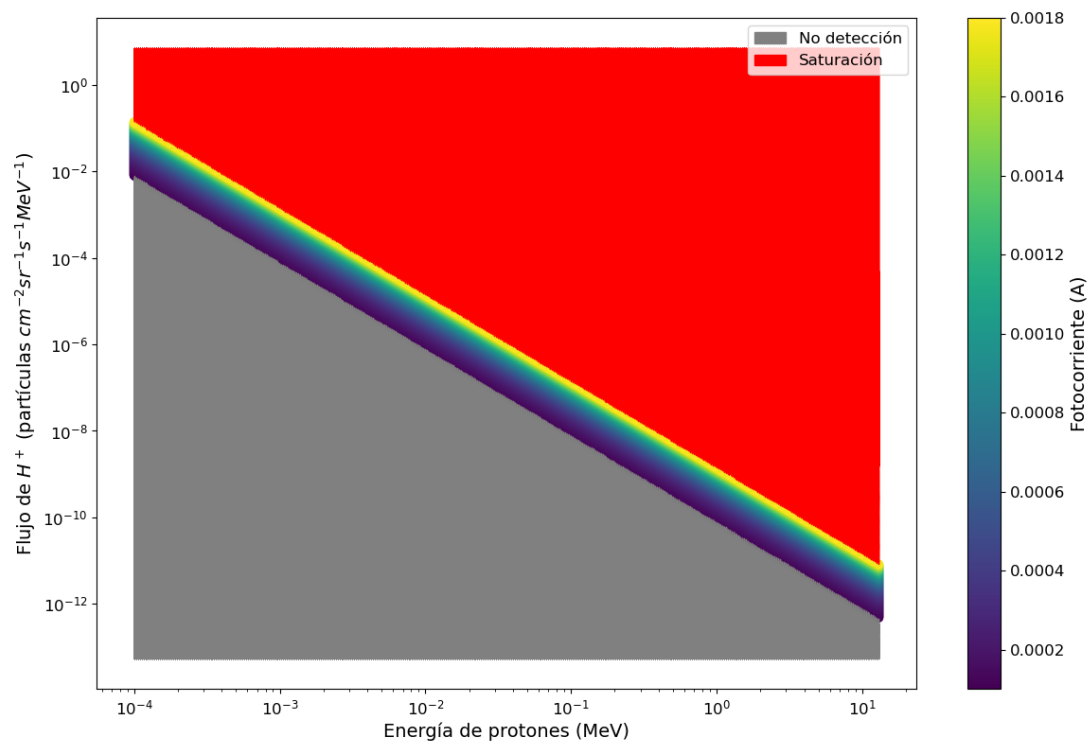


Figura 3.20: Espectro de detección resultado de colocar el Ps delante del Al-GaN/GaN.

## Bibliografía

- [1] Jean-Yves Duboz et al. «GaN for x-ray detection». En: Applied Physics Letters 92.26 (jun. de 2008), pág. 263501. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.2951619. eprint: <https://pubs.aip.org/aip/apl/article-pdf/doi/10.1063/1.2951619/13852486/263501\1\online.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.2951619>.
- [2] Yaozong Zhong et al. «A review on the GaN-on-Si power electronic devices». En: Fundamental Research 2.3 (2022), págs. 462-475. ISSN: 2667-3258. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.fmre.2021.11.028>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2667325821002867>.
- [3] G.Y Zhao et al. «Electron mobility on AlGaN/GaN heterostructure interface». En: Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures 7.3 (2000), págs. 963-966. ISSN: 1386-9477. DOI: [https://doi.org/10.1016/S1386-9477\(00\)00097-7](https://doi.org/10.1016/S1386-9477(00)00097-7). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1386947700000977>.
- [4] Matteo Meneghini et al. «GaN-based power devices: Physics, reliability, and perspectives». En: Journal of Applied Physics 130.18 (nov. de 2021), pág. 181101. ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/5.0061354. eprint: <https://pubs.aip.org/aip/jap/article-pdf/doi/10.1063/5.0061354/19876866/181101\1\5.0061354.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1063/5.0061354>.
- [5] I. Vurgaftman, J. R. Meyer y L. R. Ram-Mohan. «Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys». En: Journal of Applied Physics 89.11 (jun. de 2001), págs. 5815-5875. ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/1.1368156. eprint: <https://pubs.aip.org/aip/jap/article-pdf/89/11/5815/18979269/5815\1\online.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.1368156>.
- [6] Qixin Guo Qixin Guo y Akira Yoshida Akira Yoshida. «Temperature Dependence of Band Gap Change in InN and AlN». En: Japanese Journal of Applied Physics 33.5R (1994), pág. 2453. DOI: 10.1143/JJAP.33.2453. URL: <https://dx.doi.org/10.1143/JJAP.33.2453>.



- [7] W Walukiewicz et al. «Optical properties and electronic structure of InN and In-rich group III-nitride alloys». En: Journal of Crystal Growth 269.1 (2004). Proceedings of the First ONR International Indium Nitride Workshop, págs. 119-127. ISSN: 0022-0248. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2004.05.041>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022024804006190>.
- [8] Xiao-Guang He, De-Gang Zhao y De-Sheng Jiang. «Formation of two-dimensional electron gas at AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructure and the derivation of its sheet density expression\*». En: Chinese Physics B 24.6 (2015), pág. 067301. DOI: 10.1088/1674-1056/24/6/067301. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1674-1056/24/6/067301>.
- [9] Sourabh Khandelwal y T.A. Fjeldly. «A physics based compact model of I–V and C–V characteristics in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMT devices». En: Solid-State Electronics 76 (2012), págs. 60-66. ISSN: 0038-1101. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.sse.2012.05.054>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0038110112001918>.
- [10] S. Kola, J.M. Golio y G.N. Maracas. «An analytical expression for Fermi level versus sheet carrier concentration for HEMT modeling». En: IEEE Electron Device Letters 9.3 (1988), págs. 136-138. DOI: 10.1109/55.2067.
- [11] D. Delagebeaudeuf y N.T. Linh. «Metal-(n) AlGaAs-GaAs two-dimensional electron gas FET». En: IEEE Transactions on Electron Devices 29.6 (1982), págs. 955-960. DOI: 10.1109/T-ED.1982.20813.
- [12] U. Mishra y J. Singh. «Semiconductor Device Physics and Desig». En: (2007).
- [13] Xinwen Hu et al. «The energy dependence of proton-induced degradation in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> high electron mobility transistors». En: IEEE Transactions on Nuclear Science 51.2 (2004), págs. 293-297. DOI: 10.1109/TNS.2004.825077.
- [14] Lu Liu et al. «Dependence on proton energy of degradation of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> high electron mobility transistors». En: Journal of Vacuum Science Technology B 31.2 (ene. de 2013), pág. 022201. ISSN: 2166-2746. DOI: 10.1116/1.4788904. eprint: [https://pubs.aip.org/avs/jvb/article-pdf/doi/10.1116/1.4788904/14719978/022201\\_1\\_online.pdf](https://pubs.aip.org/avs/jvb/article-pdf/doi/10.1116/1.4788904/14719978/022201_1_online.pdf). URL: <https://doi.org/10.1116/1.4788904>.
- [15] M. P. King et al. «Performance and Breakdown Characteristics of Irradiated Vertical Power Ga<sub>N</sub> P-i-N Diodes». En: IEEE Transactions on Nuclear Science 62.6 (2015), págs. 2912-2918. DOI: 10.1109/TNS.2015.2480071.

- [16] S. J. Pearton et al. «Review—Ionizing Radiation Damage Effects on GaN Devices». En: ECS Journal of Solid State Science and Technology 5.2 (2015), Q35. DOI: 10.1149/2.0251602jss. URL: <https://dx.doi.org/10.1149/2.0251602jss>.
- [17] Zhipeng Zuo, Naiyun Tang y Hui Chen. «Analysis and improvement of self-heating effect based on GaN HEMT devices». En: Materials Research Express 9.7 (2022), pág. 075903. DOI: 10.1088/2053-1591/ac82a8. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/2053-1591/ac82a8>.
- [18] Li Z. Hajagos T. J. Kishpaugh D. Chen D. Y. & Pei Q. Liu C. «Transparent Ultra-High-Loading Quantum Dot/Polymer Nanocomposite Monolith for Gamma Scintillation.» En: ACS nano (2017). DOI: <https://doi.org/10.1021/acsnano.7b02923>.
- [19] «Experiment M4:Photoluminiscence». En: Institute of Physics A, RWTH Aachen (2016).
- [20] Emmanuel V. Péan et al. «Interpreting time-resolved photoluminescence of perovskite materials». En: Phys. Chem. Chem. Phys. 22 (48 2020), págs. 28345-28358. DOI: 10.1039/D0CP04950F. URL: <http://dx.doi.org/10.1039/D0CP04950F>.
- [21] David Mermin Neil Ashcroft. Solid State Physics, chapter 6. 1976.
- [22] Li-Ming Zhang et al. «Simulation study for a single TOF scintillator using GEANT4». En: Measurement Science and Technology 15.7 (2004), N54. DOI: 10.1088/0957-0233/15/7/N02. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/15/7/N02>.
- [23] Burcu Kirezli İbrahim Koca Mustafa Kandemir Emrah Tiras. «SSLG4: A Novel Scintillator Simulation Library for Geant4». En: Science and Technology (2024).
- [24] Ke Jiang Sunil Sahi Wei Chen n. «Luminescence enhancement of PPO/PVT scintillators by CeF3 nanoparticles». En: Journal of Luminescence (2014).
- [25] Glenn V. Dalrymple y Ian R. Lindsay. «Protons and Space Travel: An Introduction». En: Radiation Research 28.2 (1966), págs. 365-371. ISSN: 00337587, 19385404. URL: <http://www.jstor.org/stable/3572203> (visitado 01-02-2025).
- [26] E. M. Klein, M. Sznajder y P. Seefeldt. «Proton Spectra for the Interplanetary Space Derived From Different Environmental Models». En: Frontiers in Space Technologies 3 (2022). ISSN: 2673-5075. DOI: 10.3389/frspt.2022.933340. URL: <https://www.frontiersin.org/journals/space-technologies/articles/10.3389/frspt.2022.933340>.

- [27] L. Torrìsi. «Radiation damage in polyvinyltoluene (PVT)». En: Radiation Physics and Chemistry 63.1 (2002). 1st International Conference on Polymer Modification, Degradation and Stabilization. High Energy Radiation in Polymers; New Materials and, págs. 89-92. ISSN: 0969-806X. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0969-806X\(01\)00487-X](https://doi.org/10.1016/S0969-806X(01)00487-X). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0969806X0100487X>.
- [28] Jorge García Gallardo, Dario Rodríguez y Andres Arazi. «Measurements of the Isotopic Ratio U-235/U-238 by Accelerator Mass Spectrometry in the TAN-DAR facility.» En: ResearchGate (nov. de 2014).
- [29] G.I. Britvich et al. «Radiation damage studies on polystyrene-based scintillators». En: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers and Associated Equipment 326.3 (1993), págs. 483-488. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)90849-D](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)90849-D). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029390849D>.

Tesis disponible bajo Licencia Creative Commons, Atribución – No Comercial –  
Compartir Igual (by-nc-sa) 2.5 Argentina Buenos Aires, 2025