

Índice

1. Introducción	9
I Teoría	10
2. Fundamentos de estructuras metal óxido semiconductor	10
2.1. Capacitor MOS	11
2.1.1. Estructura de bandas	12
2.1.2. Concentración de portadores	13
2.1.3. Impurezas	14
2.1.4. Relación carga-tensión	15
2.1.5. Regímenes de operación del capacitor MOS	15
2.2. Transistor MOS	16
2.2.1. Modelo circuital	16
2.2.2. Modelado físico	17
3. Radiación	18
3.1. Radiación α	18
3.2. Neutrones	18
3.3. Radiación β	19
3.3.1. Decaimiento β	19
3.3.2. Equilibrio secular	20
3.3.3. Frenado de electrones	20
3.4. Radiación X	21
3.4.1. Radiación de frenado (bremsstrahlung)	21
3.4.2. Absorción de X	22
3.4.3. Factor de buildup	23
4. Dosimetría y protección contra la radiación	24
4.1. Dosis	24
5. Efectos de radiación en dispositivos	25
5.1. Radiación en junturas p-n	25
5.1.1. Daño acumulativo	25
5.1.2. Transitorios de carga	26
5.2. Radiación en MOS	26
5.2.1. Captura de carga	27
5.2.2. Creación de trampas de interfaz	27
5.2.3. Corrimiento de V_T	27
6. Cálculos Monte-Carlo	28
6.1. Geant4	29
6.1.1. Estructura del programa	29
6.1.2. Geometría	30

6.1.3. Fuente de partículas	30
6.1.4. Registro de las interacciones	30
II Experimental	30
7. Instrumental	31
7.1. Electrómetro Keithley 617	31
7.1.1. Medición con guarda	31
7.2. Fuente de corriente Keithley 220	34
7.3. Módulo de adquisición de datos Keithley KUSB-3108	35
8. Irradiador β-γ	35
8.1. Construcción	38
8.1.1. Paredes	38
8.1.2. Pieza giratoria	38
8.1.3. Mochila de la fuente	41
8.2. Cálculos de protección	42
8.2.1. Frenado β	42
8.2.2. Cálculos de radiación de frenado	42
8.2.3. Atenuación de rayos X en el plomo	43
8.2.4. Cálculos Monte-Carlo de fuente de ^{90}Sr	44
8.2.5. Cálculos Monte-Carlo del irradiador	45
III Diseño, fabricación y caracterización de dosímetros MOS no convencionales	47
9. Dosímetro Active Pixel Sensor	48
9.1. Principio de funcionamiento	48
9.2. Trabajos previos	49
9.3. Proceso de fabricación	49
9.4. Reset	50
9.5. Respuesta a partículas	50
9.6. Cálculos Monte-Carlo	50
9.7. Fuentes de ruido	53
9.7.1. Corriente de fuga de juntura p-n	53
9.7.2. Fluctuaciones durante reset	54
9.8. Diseño del circuito	54
9.9. Medición	57
9.9.1. Descarga en oscuridad	58
9.10. Iluminación con LED	61
9.10.1. Ruido medido	62
9.11. Conclusiones	63

10.Dosímetro Floating Gate	63
10.1. Principio de funcionamiento	63
10.2. Trabajos previos	63
10.3. Acoplamiento capacitivo	65
10.4. Sensibilidad	65
10.5. Diseño	66
10.6. Diseño físico (layout)	68
10.7. Medición de la carga	70
10.8. Cargado del floating gate	71
10.8.1. Mecanismo de inyección	71
10.8.2. Experimental	73
10.8.3. Curvas de carga y descarga	73
10.9. Irradiación con ^{90}Sr	75
10.10Corriente de ruido	77
IV Discusión y conclusiones	77
11.Discusión	78
11.1. Uso de procesos CMOS estándar	78
11.2. Biasing para simulaciones Monte-Carlo	78
11.3. Estructuras de protección ESD	78
11.4. Layout para minimizar corrientes de fuga	78
11.5. Curvas de descarga de APS	79
11.6. Adición de un Control Gate al FG	79
11.7. Variación anómala de la sensibilidad de FG	79
12.Conclusiones	79

Índice de figuras

1. Reducción exponencial de las dimensiones del transistor. La cantidad de transistores en un microprocesador se duplica cada dos años siguiendo la ley de Moore[14]. Reproducido de [15]. 11
2. Corte lateral de una estructura MOS. Reproducido de [13]. 11
3. Estructura de bandas del capacitor MOS en flatband o bandas planas. Reproducido de [13]. 12
4. Bandas del MOS polarizado, para $V_{fb} = 0$. Reproducido de [13]. 13
5. Carga de un MOS típico ($N_A = 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) en función de la tensión de gate. En la región de la izquierda el nivel de Fermi se acerca a la banda de valencia. Esto torna degenerado al semiconductor y requiere el uso de estadística de Fermi-Dirac en vez de aproximarla por Maxwell-Boltzmann. 16
6. Símbolo esquemático del transistor MOS. 16
7. Curvas características de un transistor MOS típico. 17

8.	Estructura del transistor MOS. Reproducido de [13].	18
9.	Poder de frenado de electrones para distintos materiales en función de la energía. Valores publicados por NIST en el proyecto ESTAR[19].	21
10.	Densidad espectral de potencia (PSD) de la radiación proveniente del frenado de electrones con energía E_M irradiando una potencia total P_T	22
11.	Tasa de absorción μ de rayos X en función de la energía. Valores tabulados por NIST[22].	23
12.	Geometría mala: cerca del escudo algunos fotones dispersados llegan al detector.	23
13.	Transistores parásitos presentes en un proceso CMOS estándar. La condición estable normal es ambos transistores apagados. La condición estable anómala es ambos transistores prendidos, cada uno suministrando la corriente de base del otro. Esta última condición puede destruir al circuito por exceso de corriente.	26
14.	Mecanismo de captura de carga en óxidos de MOS debido a radiación.	27
15.	Configuraciones de medición del electrómetro. Reproducido de [41].	32
16.	Efecto de las pérdidas de los cables en mediciones de tensión. Reproducido de [41].	33
17.	Medición con guarda para minimizar pérdidas en los cables. Reproducido de [41].	34
18.	Efecto de las pérdidas al injectar corriente. Rodeando la señal con una guarda, las corrientes de pérdida fluyen en la guarda y no afectan la medición. Reproducido de [41].	35
19.	Corte del irradiador.	36
20.	Corte de la fuente β	36
21.	Detalle de la pieza giratoria donde se coloca la fuente β	37
22.	Posiciones de la pieza giratoria.	38
23.	Pasos para la fabricación de la pieza giratoria de plomo. El torneado requiere un lugar de donde agarrar a la pieza, que luego cortamos.	39
24.	Corte del molde usado para fundir la pieza giratoria de plomo. Está hecho de tierra apisonada alrededor de una forma de madera. Vertimos el plomo fundido por el tubo de la derecha. El agujero superior sirve para ventilar gases.	39
25.	Elegimos una forma simple de tornejar que obture lo más posible la cavidad del irradiador y pueda girar en su interior. Para eso nos aseguramos de que las esquinas no se salgan de un círculo con el diámetro interior de la cavidad.	40
26.	Corte lateral de la pieza giratoria de plomo luego del torneado (dimensiones en mm).	41
27.	Las dos partes que imprimimos en 3D en ABS y pegamos para formar la montura de la fuente. Entre las dos partes queda un bolsillo donde se coloca la fuente.	42

28.	Espectro de electrones provenientes de una fuente de ^{90}Sr con actividad 100 mCi[44].	43
29.	Espectro de bremsstrahlung calculado en la cara exterior del PVC.	43
30.	Espectro de rayos X calculado en la cara exterior del irradiador.	44
31.	Energía depositada en tejido blando en función de la distancia, promediando entre electrones provenientes de una fuente de ^{90}Sr	44
32.	Potencia de frenado promedio del tejido blando para electrones provenientes de una fuente de ^{90}Sr . La cruz marca que a una profundidad de 0.35 mm la tasa de dosis coincide con la tabulada en [45].	45
33.	Corte de la geometría simplificada que se usó para simular el irradiador en Geant4.	46
34.	Perfil de deposición de energía en la simulación Monte-Carlo del irradiador.	47
35.	Esquemático del dosímetro APS	48
36.	Corte de la geometría usada para simular el APS en Geant4 (no a escala).	51
37.	Distribución de probabilidad simulada en Geant4 para la energía depositada en el sensor (eje X). Cada gráfico corresponde a una dada energía cinética de la partícula incidente. La energía promedio depositada está en la figura 38.	52
38.	Respuesta promedio a un electrón incidente, en función de su energía inicial. Se ve que los electrones menos energéticos se frenan completamente en el detector. Las cruces son el resultado de simulación con Geant4, mientras que la línea es un cálculo manual con los datos tabulados por NIST en ESTAR[19].	53
39.	Tiempo de respuesta simulado del buffer en función del ancho del MOS del segundo seguidor. W_{ideal} es el W óptimo calculado a mano de forma simplificada.	55
40.	Layout del dosímetro APS. El transistor de la derecha es el de salida, del segundo seguidor. El resto se ve en más detalle en la figura 41.	56
41.	Vista en detalle del layout del APS, excluyendo el transistor de salida. A la derecha está el diodo, con el cátodo (nwell) en el centro y el ánodo (contactos a sustrato) rodeándolo. A su izquierda está el primer MOSFET seguidor y abajo el MOSFET de reset. Los transistores de la izquierda polarizan al primer seguidor. El transistor de reset está conectado a un pad (no visible) a través del circuito de protección de la figura 42.	56
42.	Circuito de protección para la entrada de reset. Los diodos sólo conducen si la tensión del pad excede 5 V o baja de 0 V. Cuando llega un pulso de alta tensión (por ejemplo debido a una descarga electrostática) los diodos limitan la tensión que llega al circuito. Esto evita que se polaricen en directa las junturas drain-body y source-body, previniendo una falla por latchup (sección 5.1.2). También evita la ruptura de los óxidos de compuerta de MOS.	57

43.	Dies bondeados a placa adaptadora SMD. Los zócalos tienen las patas cortocircuitadas para proteger al die de descargas electrostáticas durante el transporte y almacenamiento.	58
46.	Curva de descarga en oscuridad del APS de 4x4 μm . Resulta de resetear el APS y medir su tensión de salida en oscuridad.	58
44.	Detalle del die fabricado con los dosímetros APS y FG (arriba en la columna central) y otros circuitos.	59
45.	Layout del die entero con numeración de los pads bondeados . . .	59
47.	Curva de descarga en oscuridad del APS de 40x40 μm . Resulta de resetear el APS y medir su tensión de salida en oscuridad. . . .	60
48.	Curva de descarga iluminando con un LED el APS de 40x40 μm . La corriente del LED aumenta de 0.1 mA a la derecha hasta 10 mA a la izquierda, con 6 curvas por década.	61
49.	Curva de descarga iluminando con un LED el APS de 4x4 μm . La corriente del LED aumenta de 0.1 mA a la derecha hasta 10 mA a la izquierda, con 6 curvas por década.	61
50.	Ruido a la salida del APS de $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$, calculado tomando diferencias entre muestras y escalando para que represente el ruido en un promedio de 10 valores.	62
51.	Ruido a la salida del APS de $40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$, calculado tomando diferencias entre muestras y escalando para que represente el ruido en un promedio de 10 valores.	62
52.	Inyección de carga en el FG a través de una corriente de túnel. La tensión en el inyector produce un campo eléctrico en su óxido de gate, que facilita una corriente de túnel Fowler-Nordheim. La carga que pasa al FG prende el transistor lector.	64
53.	Descarga del FG debido a pares electrón-hueco creados por radiación. Los huecos son atraídos a la carga negativa del FG y se recombinan con la misma, descargándolo.	64
54.	Variación de la corriente de drain del lector con la tensión de gate, para distintos valores de V_{sd}	64
56.	Sensibilidad del floating gate en función de la relación de áreas de inyector (A_I), lector (A_R) y well del lector (A_W).	66
57.	Fracción de la tensión de inyección que cae en el óxido del inyector, en función de la relación de áreas de inyector (A_I), lector (A_R) y well del lector (A_W).	67
58.	Layout del dosímetro completo, mostrando polisilicio y metalización. El rectángulo superior de polisilicio está sobre nwell con óxido de campo, y es la región principal de generación de carga por su óxido grueso. Abajo a la izquierda está el inyector, el MOS de área mínima a través del cual se carga al FG. Abajo a la derecha está el transistor lector, armado con múltiples canales (varios MOSFET en paralelo que comparten difusiones source/drain). . . .	68
59.	Layout del MOS inyector. Está rodeado por contactos a body (nwell). Estos contactos y los de drain/source están cortocircuitados por la metalización (no visible).	69

60.	Metalización del FG. A la izquierda, hay M1 (la primera capa de metal) cortocircuitando source, drain y body del MOS inyector. A la derecha, hay M1 conectando por debajo los sources/body del MOSFET lector y M2 conectando por arriba los drains.	70
61.	Modelo de acoplamiento capacitivo en un MOSFET con floating gate.	70
62.	Diagrama de bandas de la emisión de electrones del canal al gate de un MOS. El campo eléctrico en el óxido de gate reduce el ancho de la barrera de potencial del óxido, facilitando el tuneleo. Reproducido de [61]	71
63.	Esquemático del flujo de carga al floating gate a través del óxido del MOS inyector. Al aplicar tensión al inyector, parte de esta tensión cae sobre la capacidad de gate C_I del MOS inyector y parte sobre la capacidad de well C_W y del MOS lector C_R . Minimizando C_I , se maximiza la tensión a través del inyector y por lo tanto se logra la mayor corriente de túnel.	72
64.	Setup experimental para inyectar corriente en el FG, con todos los caminos de pérdidas relevantes. La conexión del sustrato a la guarda de la fuente de corriente anula la tensión a través del diodo sustrato-bulk del inyector.	73
65.	Descarga del FG midiendo tensión del inyector (línea punteada) y corriente de drain del lector (línea sólida) a $V_{sd}=100\text{ mV}$. Esta corriente de drain es una indicación directa de la cantidad de carga en el FG.	74
66.	Curvas IV del lector medidas entre tramos de la descarga de la figura 65.	74
67.	Carga del FG midiendo tensión del inyector (línea punteada) y corriente de drain (línea sólida) a $V_{sd}=100\text{ mV}$	75
68.	Curvas IV del lector medidas entre tramos de la carga.	75
69.	Corriente del lector del FG polarizado con $V_{sd}=100\text{ mV}$ en función de la dosis recibida. La corriente calculada parte de la corriente inicial extraída de la medición.	76
70.	Sensibilidad del FG polarizado con $V_{sd}=100\text{ mV}$ en función de la dosis recibida.	76
71.	La pendiente de la curva $I_D(V_G)$ del lector aumenta a medida que I_D cae, incrementando la sensibilidad del FG. Esta curva fue simulada con modelos provistos por el foundry, debido a que la compuerta del dispositivo fabricado está inaccesible para mediciones.	77
72.	Diferencia entre mediciones sucesivas de corriente del lector, escaladas para representar el ruido en promedios de 10 muestras.	77
55.	Variación de la tensión de drain del lector con la tensión de gate, para distintos valores de I_d	86

Agradecimientos

Agradezco a todos los que hicieron posible este trabajo:

- Laboratorio de Física de Dispositivos - Microelectrónica: por toda la enseñanza, guía y oportunidades brindadas. Especialmente Mariano por cargar la fuente en el irradiador.
- Eriel Fernandez y todo el taller mecánico de FIUBA: por los trabajos y piezas con que aportaron a la construcción del irradiador, y por la ayuda en definir los mecanismos.
- Abraham Murillo y la Escuela Técnica N° 33 Fundicion Maestranza del Plumerillo: por el planeamiento y realización de la fundición en plomo para el irradiador.
- Iván G. Pollitzer y el Laboratorio Abierto de Electrónica: por la impresión 3D para el irradiador
- Universidad de Buenos Aires: por la beca estímulo.
- CITEDEF: por el wire-bonding de los circuitos fabricados.

1. Introducción

La radiación es una herramienta con diversas aplicaciones.

En la industria, se usa para esterilizar instrumental médico y comida, alterar propiedades químicas de superficies[1], y para distintos tipos de mediciones. En particular, se usa para ensayos no destructivos como la radiografía de neutrones[2].

En medicina, la radiación se emplea en diagnóstico para adquirir imágenes del cuerpo, y en terapia para tratar cáncer y otras enfermedades. Con la incidencia creciente de esta enfermedad y el uso de radiación en 50 % de los pacientes[3], gran parte de la población va a ser expuesta a radiación.

Con el desarrollo de estas aplicaciones, se empezó a tomar conciencia de los peligros de la exposición a la radiación, y la importancia de entender sus efectos en tejidos para establecer prácticas seguras.

Una parte central de estas prácticas es el uso de dosímetros personales. Los mismos permiten limitar los tiempos e intensidades de exposición por debajo de valores riesgosos.

Además de proteger al personal de un hospital o planta, los dosímetros permiten monitorear de forma precisa el tratamiento que recibe un paciente. Su uso facilita detectar errores de aplicación[4]. También permiten verificar la planificación de nuevas técnicas y así mejorar el estándar de cuidado[5]. Por último, la dosimetría *in vivo* abre la puerta a terapias más efectivas: es posible planificar cada sesión de radiación en respuesta al resultado de la anterior, corrigiendo por fallas de alineamiento, calibración y cambios en el paciente[6].

Este tipo de medición demanda dosímetros que se presten al uso médico. Los requerimientos pasan tanto por sus especificaciones técnicas (sensibilidad, dosis máxima) como por su costo, biocompatibilidad, tamaño, demora en la lectura y simplicidad de uso.

Desde hace mucho tiempo se usan dosímetros basados en dispositivos semiconductores discretos. Los mismos se basan en el mismo principio que una cámara de ionización de aire, pero miles de veces más sensibles por unidad de volumen[7]. Así posibilitan mediciones con mayor resolución espacial.

Más reciente es un tipo de dosímetro que usa técnicas provenientes de la fabricación de circuitos integrados para obtener dispositivos miniaturizables[8]. Actualmente consisten en circuitos que miden el cambio en las características eléctricas de un transistor. Este es un tipo especial de transistor denominado RADFET, particularmente sensible a la radiación debido a su óxido de compuerta muy grueso.

Dentro de los dosímetros integrables (los que se pueden incorporar con otras funciones en un circuito integrado), hay gran interés en aquellos fabricados usando, sin modificación, procesos comerciales para circuitos integrados[9] [10] [11] [12]. Esto quita la libertad de optimizar y controlar los parámetros del proceso para los requerimientos específicos de dosimetría. A cambio de esa restricción, permite integrar circuitería adicional para procesamiento de señales e interfaz con el mundo exterior, y aprovechar las economías de escala de los procesos estándar.

En este trabajo diseñamos, construimos y caracterizamos dos dosímetros fabricados en un proceso estándar CMOS de $0.6\text{ }\mu\text{m}$. El primero es un Active Pixel Sensor, de estructura similar a un pixel del sensor de una cámara digital. El volumen sensible es la zona desierta de portadores de un diodo polarizado en inversa. La radiación incidente en esta zona genera pares electrón-hueco. El campo eléctrico separa electrones de huecos y los transporta hacia terminales opuestas del diodo, con una fracción de ellos desapareciendo por recombinación. Así la radiación incidente produce una corriente que va descargando un capacitor. El cambio en su valor de carga es un indicador de la energía total recibida.

Su ventaja sobre dosímetros tradicionales es la capacidad de resetearlo instantáneamente de manera electrónica, simplemente recargando el capacitor a su valor de carga original.

El segundo dosímetro es un Floating Gate Transistor, semejante al transistor MOS en una celda de memoria Flash. Su compuerta se encuentra completamente aislada eléctricamente (flotando), para almacenar una carga colocada antes de la irradiación. La radiación incidente genera portadores en el aislante que rodea la compuerta y va descargándola en proporción a la energía capturada. Luego de la irradiación, se mide la carga remanente a través de su efecto en las curvas del transistor. Los dispositivos MOS son idóneos para dicha medición porque pueden medir la tensión de la compuerta sin consumo de corriente (o sea sin descargarla). Esto no es posible con transistores BJT y JFET. El dosímetro FG se destaca por la posibilidad de medir radiación sin suministro de tensión, ya que la compuerta flotante retiene su carga durante tiempos muy largos.

Ambos dosímetros explotan la respuesta a radiación de dispositivos normalmente utilizados para otros fines. Luego de una introducción a la teoría de su funcionamiento, presentamos el proceso y las consideraciones de diseño, y los resultados de las mediciones de ambos dosímetros comparando con los valores calculados y los trabajos previos.

Parte I

Teoría

2. Fundamentos de estructuras metal óxido semiconductor

La estructura MOS es la base de la tecnología moderna de circuitos integrados[13] que componen las PCs, dispositivos móviles e infraestructura de comunicaciones. Su forma de fabricación, denominada proceso CMOS, ha permitido un crecimiento exponencial en la capacidad de cómputo, gracias a la constante miniaturización de los transistores que componen un circuito integrado (figura 1).

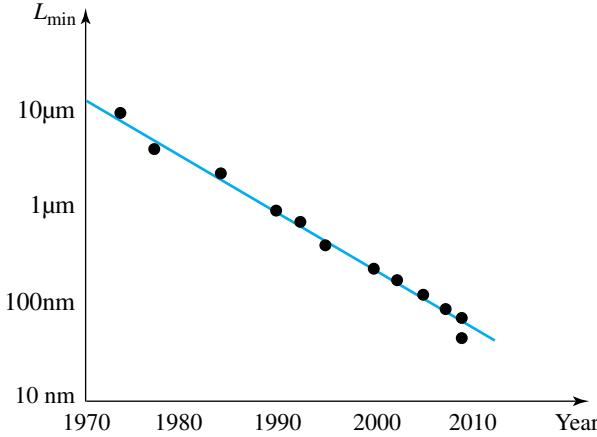


Figura 1: Reducción exponencial de las dimensiones del transistor. La cantidad de transistores en un microprocesador se duplica cada dos años siguiendo la ley de Moore[14]. Reproducido de [15].

2.1. Capacitor MOS

Para entender el transistor MOS, estudiamos antes el capacitor MOS. Su fabricación comienza con una oblea de alrededor de 1 mm cortada de un monocrystal de silicio. Se oxida la superficie para obtener una delgada capa aislante de SiO_2 . Los detalles de este paso y los tratamientos posteriores determinan una propiedad crucial de la interfaz Si- SiO_2 : la densidad de estados electrónicos superficiales. Si su valor es muy alto, muchas propiedades eléctricas se ven degradadas (mayor ruido, corrimiento de parámetros con el tiempo). El descubrimiento de cómo lograr una interfaz adecuada para transistores MOS se dio décadas después de la idea original del transistor [16].

Sobre el óxido se deposita un conductor (*gate*) como en la figura 2. El mismo puede ser polisilicio (silicio policristalino) o, en procesos recientes, un metal.

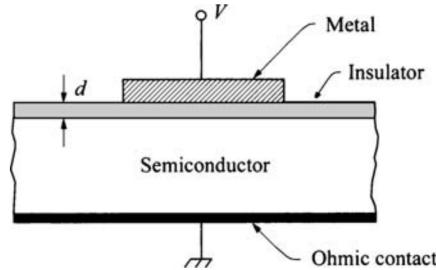


Figura 2: Corte lateral de una estructura MOS. Reproducido de [13].

Esta estructura forma un capacitor porque tiene dos conductores separados

por un dieléctrico.

2.1.1. Estructura de bandas

El análisis que sigue se basa en que las dimensiones laterales del MOS (paralelo a la superficie del sustrato) son mucho mayores que la longitud característica en que varían los campos en la dirección normal. Esto permite considerarlo homogéneo en las direcciones laterales, y limitarnos a un análisis unidimensional.

La figura 3 muestra la estructura de bandas del MOS ideal. Un MOS ideal no tiene carga atrapada en el óxido ni en la interfaz óxido-semiconductor, y sus bandas no tienen curvatura cuando no se le aplica tensión. Analizamos la variación de las bandas en la dirección normal al sustrato, y su dependencia con la tensión V aplicada.

Al conectar una fuente de tensión (por ejemplo una batería) entre las terminales, fijamos la diferencia entre el nivel de Fermi del metal y el del semiconductor. El gradiente de E_F produce un desplazamiento de cargas hasta que se llega a una nueva condición de equilibrio (figura 4).

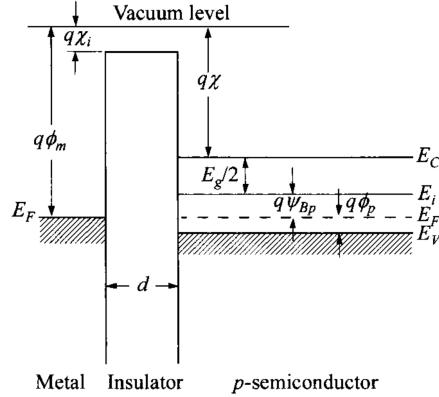


Figura 3: Estructura de bandas del capacitor MOS en flatband o bandas planas.
Reproducido de [13].

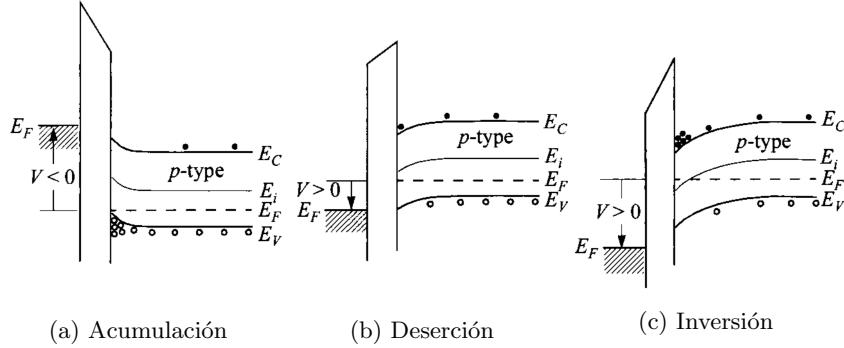


Figura 4: Bandas del MOS polarizado, para $V_{fb} = 0$. Reproducido de [13].

2.1.2. Concentración de portadores

Para modelar la concentración de huecos y electrones en semiconductores, se parte de la aproximación de electrón independiente. La misma permite pensar en términos de niveles de 1 electrón que son ocupados por electrones idénticos que no interactúan. La termodinámica de un sistema así lleva a la estadística de Fermi-Dirac, que dice que la probabilidad de ocupación de un nivel está dada por

$$f(E) = \left[\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1 \right]^{-1}$$

con E la energía del nivel y E_F el nivel de Fermi. E_F es constante a lo largo de un sistema en equilibrio químico, y puede despejarse como función del número total de partículas. Para eso se invierte la identidad $N = \sum_E f(E)$ donde la suma es sobre todos los niveles de energía.

Para obtener la cantidad promedio de portadores en una banda, es necesario sumar la ocupación de todos los niveles de la misma. En muchos casos de interés la banda de conducción cumple $|E - E_F| \gg kT$. Esto permite aproximar

$$f(E) = \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right)$$

. Asimismo la suma de $f(E)$ sobre los niveles de la banda se puede aproximar por una integral, y así se llega a las concentraciones de electrones y huecos

$$n_c = N_c(T) e^{-\frac{\epsilon_c - E_F}{k_B T}}$$

$$p_v = P_v(T) e^{-\frac{E_F - \epsilon_v}{k_B T}}$$

con $N_c(T)$ y $P_v(T)$ funciones que varían lentamente con la temperatura.

Es conveniente expresar la concentración de portadores como función del potencial medido respecto del contacto de bulk (un punto alejado del semicon-

ductor, que tomamos como referencia): $\psi_p = \phi(x) - \phi(\infty)$,

$$n = n_0 \exp\left(\frac{q\psi_p}{kT}\right) \quad p = p_0 \exp\left(-\frac{q\psi_p}{kT}\right), \quad (1)$$

con n_0 y p_0 las concentraciones de portadores en el bulk.

2.1.3. Impurezas

Una parte central del proceso de fabricación es introducir impurezas que aportan electrones o huecos en regiones cuidadosamente controladas (*doping*). Así se crean zonas con concentraciones particulares de portadores. La geometría y concentración de cada zona es lo que define cada tipo de dispositivo que un proceso es capaz de producir. Por ejemplo, un proceso puede estar diseñado para altas tensiones eligiendo concentraciones bajas y separaciones grandes que logren una alta tensión de ruptura de las junturas.

Una técnica, llamada Chemical Vapor Deposition, es exponer el sustrato a un gas para que haya difusión de átomos del gas al sustrato. La otra, llamada implantación, es ionizar las impurezas y acelerarlas mediante campos eléctricos hacia el sustrato. Allí penetran hasta una profundidad que puede controlarse variando su energía[17].

La forma en que las impurezas introducen portadores es capturando o emitiendo electrones. Esto deja al átomo de impureza ionizado. Para analizar este fenómeno se modela al efecto de una impureza con valencia 5 (uno más que el Silicio) como si fuera un átomo normal de la red sumado a una carga fija +1, y un electrón. Esta carga fija es capaz de atraer y formar estados ligados con electrones. Usando la ecuación de masa efectiva[18], se llega a que la energía de ligadura es muy baja y por lo tanto las impurezas están casi totalmente ionizadas bajo condiciones normales de temperatura. Esto se debe al efecto de la red: Por un lado actúa como dieléctrico y apantalla el campo eléctrico de la carga. Por otro lado altera la masa efectiva de los electrones y reduce la energía cinética y por lo tanto la potencial.

El análisis de impurezas aceptoras es análogo al de las donantes, con una carga fija -1 que se ioniza y libera un hueco.

Típicamente se dopa una región con muchas más impurezas de un tipo que de otro: la diferencia suele ser de órdenes de magnitud. Se dice entonces que ahí los electrones o bien los huecos son el portador mayoritario. De forma equivalente, se dice que esa región es de tipo “P” (dopada con aceptores) o de tipo “N” (dopada con donantes). En este caso la concentración del portador mayoritario es aproximadamente igual a la concentración de su impureza. La concentración del otro portador se encuentra fuertemente suprimida debido al principio de Le Chatelier, y vale aproximadamente n_i^2/N_a con n_i la concentración de portadores del semiconductor intrínseco (puro), y N_a la concentración de la impureza mayoritaria.

2.1.4. Relación carga-tensión

Planteando la ecuación de Poisson para el potencial ϕ en el semiconductor se llega a

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_s}(N_d - N_a + p - n),$$

siendo los términos de la derecha concentraciones de donantes, aceptores, huecos y electrones.

La aproximación 1 es válida para $|E_F - E_{c/v}| \gg kT$, o sea el nivel de Fermi alejado de los bordes de las bandas. Así se obtiene un sistema de ecuaciones cuya solución para el campo eléctrico es

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_s &= \pm \frac{\sqrt{2}kT}{qL_D} F(q\psi_p/kT, n_{p0}/p_{p0}), \text{ con} \\ L_D^2 &= \frac{kT\epsilon_s}{p_{p0}q^2}, \text{ y} \\ F(x, y) &= \sqrt{e^{-x} + x - 1 + y(e^x - x - 1)}.\end{aligned}$$

Usando la ley de Gauss se obtiene la carga total del semiconductor

$$Q_s = -\epsilon_s \mathcal{E}_s.$$

La relación entre V_G y ψ_p viene de plantear la continuidad del vector desplazamiento y la caída de tensión en el aislante

$$V_G = \psi_s + \mathcal{E} \frac{\epsilon_s}{\epsilon_{ox}} t_{ox}.$$

Esto resulta en el gráfico de la figura 5, donde delimitamos distintos regímenes de operación.

2.1.5. Regímenes de operación del capacitor MOS

- Acumulación: Aplicando tensión negativa al gate se puebla la superficie de portadores mayoritarios.
- Flatband/bandas planas: A 0 V la carga positiva de los huecos (portadores mayoritarios) cancela la carga negativa de los aceptores, entonces $Q = 0$.
- Deserción/Inversión débil: Aumentando la tensión se vacía la superficie de portadores mayoritarios, dejando la carga neta negativa de los aceptores ionizados.
- Inversión fuerte: Al cruzar $2\psi_B$ se puebla la superficie de portadores minoritarios con carga negativa, de igual magnitud y signo opuesto a la del sustrato. Un pequeño aumento adicional de ψ_s resulta en un aumento exponencial de $|Q|$. Esta dependencia exponencial es válida hasta que el

nivel de Fermi se aproxima al borde de la banda de conducción y el semiconductor se torna degenerado. Esto significa que se comporta como un metal, con una densidad de portadores que varía lentamente con el potencial. Antes de este punto, la carga pasa a crecer linealmente con V_G porque casi toda la tensión adicional cae a través del óxido de gate.

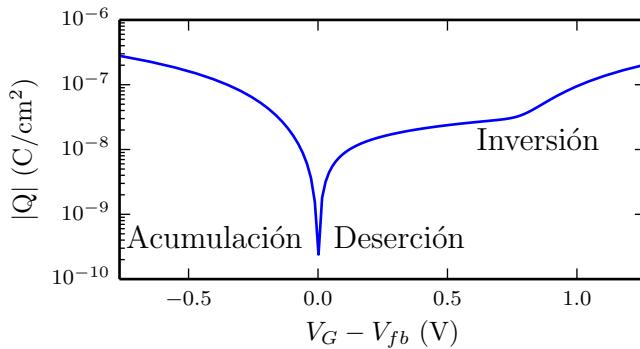


Figura 5: Carga de un MOS típico ($N_A = 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) en función de la tensión de gate. En la región de la izquierda el nivel de Fermi se acerca a la banda de valencia. Esto torna degenerado al semiconductor y requiere el uso de estadística de Fermi-Dirac en vez de aproximarla por Maxwell-Boltzmann.

2.2. Transistor MOS

El transistor es la base de la electrónica moderna. Modulando una señal con otra, permite realizar operaciones analógicas como amplificación y multiplicación. Al operarlo con niveles discretos (prendido/apagado), permite realizar las operaciones lógicas básicas (NOT, AND, etc.) que se combinan para formar un circuito digital. Su evolución permitió la integración de un número creciente de funciones digitales y analógicas en un mismo circuito integrado.

2.2.1. Modelo circuital

El MOSFET o transistor MOS es un dispositivo con 4 terminales: drain, gate, source y body (figura 6).

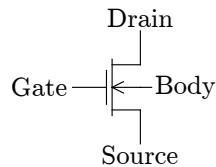


Figura 6: Símbolo esquemático del transistor MOS.

Frecuentemente se conecta source con body, rompiendo la simetría source-drain. La tensión entre gate y source controla la corriente drain-source.

En la figura 7 se ven los 3 modos de operación del MOS:

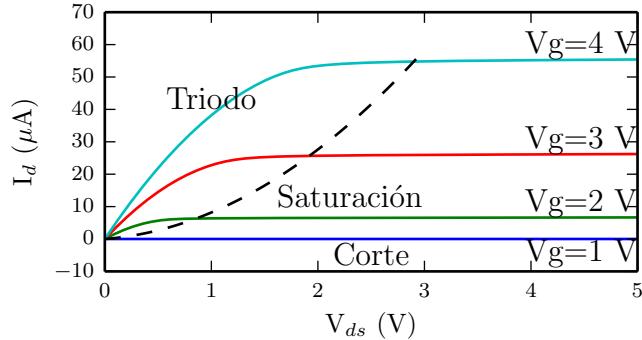


Figura 7: Curvas características de un transistor MOS típico.

- Corte: Si $V_g < V_T$, no fluye corriente de drain. Por eso esta es denominada la “tensión umbral”. V_T es un parámetro de fabricación que ronda 0.3 V en procesos CMOS modernos. Un modelo más preciso es que I_d depende exponencialmente de V_g .
- Triodo: Si $V_g > V_T$ y $V_{ds} < V_g - V_T$, la corriente de drain crece con la tensión drain-source siguiendo

$$I_D = \beta_n \frac{W}{L} \left(V_{gs} - V_T - \frac{V_{ds}}{2} \right) V_{ds},$$

con β_n un parámetro del proceso y $\frac{W}{L}$ la relación de aspecto del MOSFET.

- Saturación: Si $V_g > V_T$ y $V_{ds} > V_g - V_T$ la corriente se mantiene, a primer orden, al valor constante

$$I_{Dsat} = \frac{\beta_n}{2} \frac{W}{L} (V_{gs} - V_T)^2.$$

2.2.2. Modelado físico

El MOSFET de canal n consiste en un capacitor MOS de sustrato p entre dos regiones fuertemente dopadas tipo n, que forman drain y source (figura 8). Sin tensión de gate no puede fluir corriente entre drain y source porque una de las junturas p-n (drain-sustrato o source-sustrato) queda polarizada en inversa.

Al polarizar el MOS en inversión se forma junto al óxido de gate una capa de electrones libres llamada canal. Esta región de tipo n conecta drain y source y permite el flujo de corriente. Al variar la tensión de gate, la variación de carga en el canal modula su conductividad.

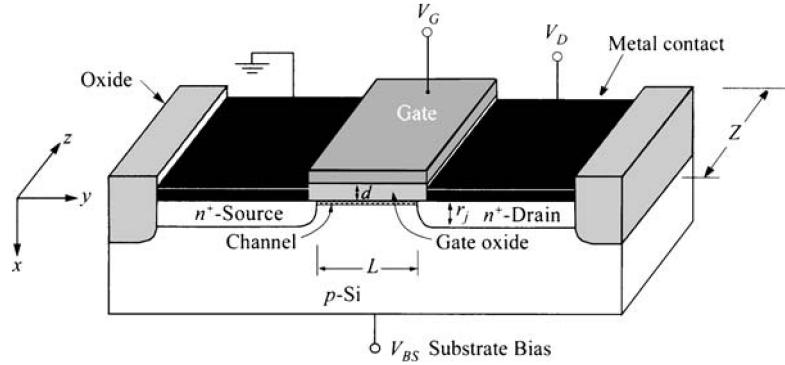


Figura 8: Estructura del transistor MOS. Reproducido de [13].

3. Radiación

La radiación es el transporte de energía mediado por distintas partículas. En nuestro caso tratamos con fotones (rayos X) y electrones (rayos β). Por encima de cierto umbral de energía, las interacciones de estas partículas con la materia son capaces de ionizarla. Esto produce daños tanto en tejidos orgánicos como en circuitos electrónicos.

3.1. Radiación α

Las partículas α son núcleos de ${}^4\text{He}$. Son producidas por núcleos inestables como ${}^{241}\text{Am}$ (usado en detectores de humo) y U cuando sufren decaimiento α . Este proceso genera partículas con energías cercanas a 5 MeV, que se detienen en algunos centímetros de aire o en la capa de células muertas de la epidermis. No son una fuente significativa de dosis a humanos, salvo en caso de inhalación o ingestión, o de tener energías altas (por ejemplo si provienen de rayos cósmicos).

3.2. Neutrones

Los neutrones son partículas neutras presentes en los núcleos atómicos. Los distintos isótopos de cada elemento corresponden a núcleos que difieren sólo en la cantidad de neutrones. Los procesos de fusión y fisión nuclear tienden a emitir neutrones energéticos o, en procesos de nucleosíntesis, capturar neutrones para formar núcleos más masivos.

A fines de protección, se estudian 3 tipos de interacciones entre neutrones y los núcleos de un blanco: scattering elástico e inelástico, y captura. En el scattering inelástico, parte de la energía inicial excita el núcleo del blanco y es luego emitida como fotones. La captura se da en los neutrones de menor energía, frenados previamente por scattering, y está acompañada por emisión de rayos γ . Por ejemplo, en la terapia por captura neutrónica con Boro, se hace llegar boro a

células cancerígenas para que capture neutrones. Así los tumores son destruidos por los fotones γ y las partículas α resultantes del proceso de captura.

3.3. Radiación β

La radiación β consiste en electrones energéticos. Los mismos pasan por la materia y depositan energía por procesos de ionización o la emiten como radiación de frenado (bremsstrahlung). Esto limita su rango o profundidad a la que pueden penetrar un material antes de agotar su energía. En aire recorren distancias típicas de metros, mientras que en materiales más densos recorren milímetros.

La materia con la que interactuamos tiene una gran fracción de electrones (en número). Sin embargo, estos electrones se encuentran ligados a protones y neutrones, incapaces de escapar por falta de energía. Cuando incide radiación β o γ sobre un material, puede producir electrones libres (radiación β secundaria) suponiendo que la partícula incidente supera la energía de ionización del material.

Otra forma de producir radiación β es crear nuevos electrones a partir de energía. Esto se da naturalmente en algunos isótopos radioactivos en un proceso llamado decaimiento β .

3.3.1. Decaimiento β

El decaimiento β es un proceso que convierte un núcleo X en otro menos masivo X' y emite un antineutrino electrónico y un electrón. Por ejemplo, el decaimiento del estroncio a litio



La variación de la cantidad de átomos N_X puede modelarse con

$$\begin{aligned} \frac{dN_X}{dt} &= -\lambda N_X \\ \frac{dN_{X'}}{dt} &= \lambda N_X \end{aligned}$$

si X' es estable. λ es un parámetro que determina la tasa de decaimiento. La solución es

$$\begin{aligned} N_X(t) &= N_X(0)e^{-\lambda t} \\ N_{X'}(t) &= N_X(0)(1 - e^{-\lambda t}). \end{aligned} \tag{2}$$

En vez de λ se habla comúnmente de la vida media de X : el tiempo τ que tarda N_X en caer a la mitad. Puede despejarse de la ecuación 2

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}N_X(0) &= N_X(0)e^{-\lambda\tau} \\ \tau &= \frac{\ln 2}{\lambda} \end{aligned}$$

3.3.2. Equilibrio secular

El nuevo núcleo creado por decaimiento β puede, a su vez, ser inestable. Por ejemplo, el ^{90}Sr decae en ^{90}Y que decae en ^{90}Zr . Modelamos esto con

$$\begin{aligned}\frac{dN_{\text{Sr}}}{dt} &= -\lambda_{\text{Sr}} N_{\text{Sr}} \\ \frac{dN_{\text{Y}}}{dt} &= \lambda_{\text{Sr}} N_{\text{Sr}} - \lambda_{\text{Y}} N_{\text{Y}} \\ \frac{dN_{\text{Zr}}}{dt} &= \lambda_{\text{Y}} N_{\text{Y}}.\end{aligned}$$

Su solución es

$$\begin{aligned}N_{\text{Sr}}(t) &= N_{\text{Sr}}(0)e^{-\lambda_{\text{Sr}}t} \\ N_{\text{Y}}(t) &= ae^{-\lambda_{\text{Y}}t} + N_{\text{Sr}}(0)\frac{\lambda_{\text{Sr}}}{\lambda_{\text{Y}} - \lambda_{\text{Sr}}}e^{-\lambda_{\text{Sr}}t}.\end{aligned}$$

Dado que la vida media del ^{90}Y (2.7 días) es mucho menor que la del ^{90}Sr (29 años), tenemos $\lambda_{\text{Y}} \gg \lambda_{\text{Sr}}$. Las cantidades de cada elemento tienden a un equilibrio secular dado por

$$\begin{aligned}N_{\text{Sr}}(t) &= N_{\text{Sr}}(0)e^{-\lambda_{\text{Sr}}t} \\ N_{\text{Y}}(t) &\approx N_{\text{Sr}}(0)\frac{\lambda_{\text{Sr}}}{\lambda_{\text{Y}}}e^{-\lambda_{\text{Sr}}t}.\end{aligned}$$

La frecuencia con que cada elemento emite un electrón es su actividad. Se expresa en Becquerel ($1 \text{ Bq} = 1 \text{ s}^{-1}$) o Curie ($1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$), y está dada en este ejemplo por

$$\begin{aligned}A_{\text{Sr}}(t) &= N_{\text{Sr}}(0)\lambda_{\text{Sr}}e^{-\lambda_{\text{Sr}}t} \\ A_{\text{Y}}(t) &\approx N_{\text{Sr}}(0)\frac{\lambda_{\text{Sr}}}{\lambda_{\text{Y}}}\lambda_{\text{Y}}e^{-\lambda_{\text{Sr}}t} = A_{\text{Sr}}(t).\end{aligned}$$

Por lo tanto, una fuente de ^{90}Sr en equilibrio secular debe mitad de su actividad a decaimientos $\text{Sr} \rightarrow \text{Y}$ y mitad a $\text{Y} \rightarrow \text{Zr}$.

3.3.3. Frenado de electrones

La pérdida de energía de los electrones se debe a interacciones discretas con los átomos de un escudo. Aproximando el frenado como una variación continua de su energía en función de la distancia $E(x)$, podemos plantear un poder de frenado $S(E)$ del material tal que

$$\frac{dE}{dx} = -S(E).$$

Se llama poder de frenado de masa a S/ρ . Esta es una medida de uso común en protección de radiación, que permite calcular tasa de dosis de un haz usando

$$\dot{D} = \frac{dE}{dm dt} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \frac{dN}{dAdt} = \frac{IS}{\rho}$$

con I el flujo de partículas por unidad de área (intensidad) y D la deposición de energía por unidad de masa y de tiempo (tasa de dosis). S está tabulada para cada elemento (figura 9)

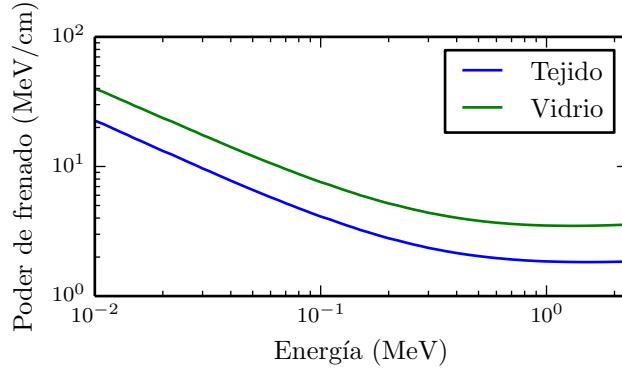


Figura 9: Poder de frenado de electrones para distintos materiales en función de la energía. Valores publicados por NIST en el proyecto ESTAR[19].

junto con el rango o distancia de frenado

$$R(E) = \int_0^E \frac{dE'}{S(E')}$$

y la eficiencia radiativa Y . Esta es la fracción de la energía electrónica que se emite como fotones (*bremsstrahlung* o radiación de frenado).

Y aumenta con el peso atómico del material de frenado. Para fines de protección, se suelen frenar los electrones con polímeros como acrílico que tienen bajo rendimiento radiativo. Así se minimiza la producción de rayos X y se reduce el espesor de plomo necesario para atenuarlos.

3.4. Radiación X

Los rayos X son fotones de longitud de onda menor a 10 nm. Transportan energía suficiente para ionizar muchos materiales. Se producen típicamente por el frenado de partículas cargadas al interactuar con la materia.

3.4.1. Radiación de frenado (*bremsstrahlung*)

Cuando una carga es acelerada, emite radiación electromagnética[20]. Un caso importante es la *bremsstrahlung*, radiación por frenado de electrones en materia. Ocurre en la naturaleza por interacción de rayos cósmicos con la atmósfera, y artificialmente en los tubos de rayos X al frenar electrones en un blanco metálico.

La densidad espectral de potencia de bremsstrahlung está dada por la ley de Kramers[21]

$$P(E)dE = \frac{2P_T}{E_M^2}(E_M - E)dE \quad (3)$$

para electrones con energía E_M (figura 10).

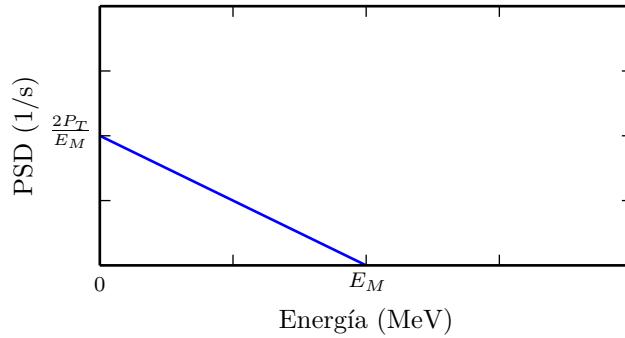


Figura 10: Densidad espectral de potencia (PSD) de la radiación proveniente del frenado de electrones con energía E_M irradiando una potencia total P_T .

P_T es la potencia total de *bremsstrahlung*, dada por

$$P_T = E_M I Y(E_M)$$

con I la intensidad de electrones e Y la eficiencia radiativa a esa energía.

3.4.2. Absorción de X

Modelamos la intensidad de rayos X como función continua de la energía y posición $I(E, x)$. Así podemos plantear un coeficiente de absorción $\mu(E)$ para cada material (figura 11) tal que

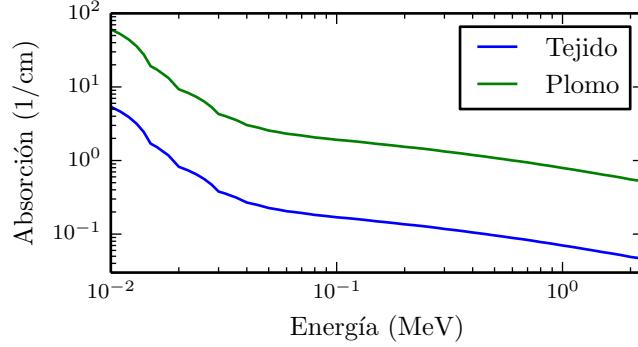


Figura 11: Tasa de absorción μ de rayos X en función de la energía. Valores tabulados por NIST[22].

$$dI/dx = -\mu I. \quad (4)$$

Este μ se encuentra tabulado para distintos elementos y materiales [22].

3.4.3. Factor de buildup

El μ considera tanto absorción de fotones como scattering en un cuerpo. Si el detector (o la zona donde estoy calculando dosis) está cerca de la fuente, algunos fotones dispersados pueden impactarlo (figura 12).

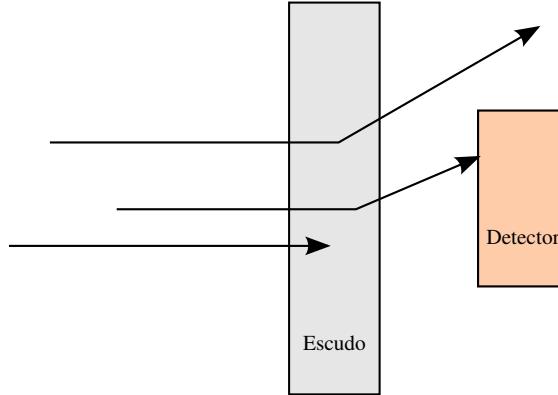


Figura 12: Geometría mala: cerca del escudo algunos fotones dispersados llegan al detector.

Por eso se tabula el factor de buildup[23] que relaciona la verdadera intensidad a la salida del escudo con la calculada mediante la ecuación 4. Su valor se obtiene numéricamente mediante simulaciones Monte-Carlo (capítulo 6) que tienen en cuenta tanto absorción como scattering para una geometría dada.

4. Dosimetría y protección contra la radiación

La radiación es una parte invisible de muchos procesos y tecnologías que mejoran nuestra calidad de vida: producción nuclear de energía, diagnóstico y terapias médicas, y mediciones con fines científicos e industriales. Hay que entender su producción, propagación y efectos biológicos como punto de partida para proteger a las personas y al ambiente de sus efectos deletéreos [24]. Con este objetivo se crearon organizaciones como la International Commission on Radiological Protection[25] y la International Atomic Energy Agency[26]. Estos grupos crean recomendaciones para la seguridad en el uso de la radiación, tanto para los operarios como para orientar la legislación en cada país.

En todo ámbito donde se emplea radiación hay criterios para la exposición máxima que pueden sufrir pacientes, trabajadores y el público general. Estos criterios se establecen balanceando los riesgos y beneficios. Por ejemplo la radioterapia sirve para tratar la enfermedad pero también puede dañar tejidos sanos. Además es posible que haya riesgo para otras personas. Por ejemplo, el personal que administra radiodiagnóstico y terapia.

Para limitar la exposición, se definen prácticas a distintos niveles organizativos. A nivel operativo, se planean las manipulaciones de material radioactivo para minimizar la dosis. Asimismo, se monitorea la dosis recibida por trabajadores mediante distintos tipos de dosímetros, y se controla la contaminación del ambiente de trabajo. Esto se acompaña con la creación de protocolos para el trabajo seguro que incluyen roles pre-establecidos para responder a accidentes.

A nivel más alto, cada organización puede crear una cultura de seguridad: involucrando a los trabajadores en la creación e implementación de las normas, buscando transparencia y responsabilidad individual.

Esto sigue con la regulación de las empresas, tanto de forma externa (gubernamental e internacional) como interna (revisión por pares mediante organizaciones como la World Association of Nuclear Operators [27]).

4.1. Dosis

Los efectos de la exposición a la radiación varían con

- flujo de partículas (cantidad que cruzan por unidad de tiempo y superficie),
- tiempo de exposición,
- tipo de partícula incidente (α , β , γ , etc.),
- sustancia donde incide,

- clase de estructuras presentes en el blanco (tejido graso o ADN, pads o celdas de memoria),
- condiciones del blanco (estadío de vida de una célula [28], polarización de un circuito),

etc. Como punto de partida para cuantificar el efecto de la radiación ionizante se define la *dosis*: energía depositada por unidad de masa. Unidades típicas son Gray ($1 \text{ Gy} = 1 \text{ J kg}^{-1}$) y rad ($1 \text{ rad} = 0.01 \text{ Gy}$).

Para evaluar los efectos de una exposición o serie de exposiciones en humanos, se calcula la dosis equivalente[29]. Teniendo en cuenta las respuestas distintas de cada tejido, se definen factores de peso w_t para cada uno. Asimismo, cada tipo de partícula tiene un factor de peso w_r en función de su capacidad de dañar células. Ponderando cada tipo y zona de radiación con estos factores se calcula un número E que representa de manera más precisa el daño total al organismo:

$$E = \sum_r w_r \sum_t w_t D_{r,t}$$

con $D_{r,t}$ la dosis de partículas r recibida por el tejido t .

La dosis es una magnitud relevante debido a su correlación con el aumento de probabilidad de cáncer. El modelo usado convencionalmente se llama Linear Non-Threshold [30]. Supone una relación lineal entre dosis y el aumento de probabilidad de cáncer. Esta es una base simple para el trabajo en protección. Sin embargo no modela posibles efectos positivos (horméticos) de dosis muy bajas [31].

5. Efectos de radiación en dispositivos

El estudio de los efectos de la radiación en dispositivos electrónicos tiene dos grandes áreas de aplicación:

- el diseño de circuitos para uso en zonas de radiación intensa (satélites, reactores nucleares), y
- la medición de la radiación a través de su efecto en un dispositivo.

Muchos tipos de dosímetros se basan en acumular carga por ionización proveniente de radiación. Esta carga produce transitorios de corriente y tensión en los circuitos integrados, y daño acumulativo en los transistores que los componen.

5.1. Radiación en junturas p-n

5.1.1. Daño acumulativo

La radiación desplaza átomos de la red del semiconductor, creando defectos activos. Estos son sitios cargados donde se rompe la periodicidad de la red

[32]. Cuando estos defectos se encuentran en la zona desierta de una juntura p-n, actúan como centros de generación/recombinación. Su presencia facilita la creación de pares electrón-hueco, aumentando la corriente de fuga en inversa [33].

Este tipo de daño se da principalmente al irradiar con iones pesados, y tiene menor importancia con partículas β o γ [34][35].

5.1.2. Transitorios de carga

Cuando la radiación alcanza la zona desierta de una juntura, deposita parte de su energía creando pares electrón-hueco. El campo eléctrico intrínseco de esta zona lleva los portadores creados a terminales opuestas, produciendo un transitorio de corriente que fluye del lado n al p. Este se suma a la corriente de pérdida que tienen las junturas debido a generación térmica (creación espontánea de pares), y a la corriente de portadores minoritarios.

Los transitorios pueden llevar a un modo de falla llamado Latch-Up [36]. El transitorio polariza una juntura en directa brevemente. Si hay otras junturas cercanas en inversa, pueden colectar los portadores de la primera juntura formando un transistor bipolar parásito. Si se dan las condiciones adecuadas, un conjunto de estas estructuras parásitas (figura 13) llega a un estado estable en el que cortocircuitan los rieles de alimentación. Esto continúa hasta que se apague la alimentación (por ejemplo si hay protección contra exceso de corriente) o se destruya el circuito.

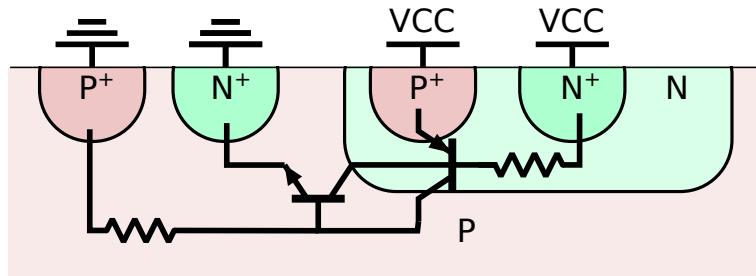


Figura 13: Transistores parásitos presentes en un proceso CMOS estándar. La condición estable normal es ambos transistores apagados. La condición estable anómala es ambos transistores prendidos, cada uno suministrando la corriente de base del otro. Esta última condición puede destruir al circuito por exceso de corriente.

5.2. Radiación en MOS

La ionización del óxido de las estructuras MOS crea portadores con distintos efectos deletéreos[37].

5.2.1. Captura de carga

La radiación que incide en el dispositivo produce una cantidad de pares electrón-hueco (figura 14). Algunas regiones del *die* son particularmente sensibles a esta carga generada. Cuando la ionización sucede en el óxido de un gate polarizado positivamente, los electrones escapan del óxido al gate por deriva, gracias a su alta movilidad. Así quedan sólo los huecos. La carga positiva producida por su presencia en el óxido reduce la tensión umbral (ver sección 5.2.3). Los huecos se difunden lentamente hacia la interfaz Si-SiO₂. Una fracción la atraviesa, saliendo del óxido y restaurando parcialmente el V_T . El resto es capturado por trampas, que retienen carga por tiempos largos (de horas a años). A medida que esta carga se libera, lleva a una recuperación lenta del V_T .

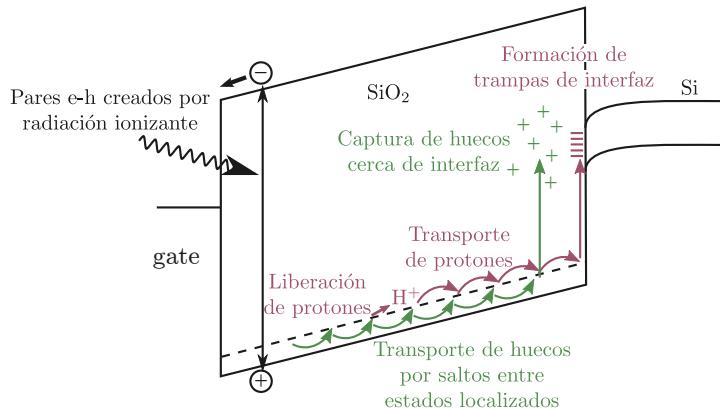


Figura 14: Mecanismo de captura de carga en óxidos de MOS debido a radiación.

5.2.2. Creación de trampas de interfaz

El otro efecto de la radiación es crear trampas de interfaz. Estos son estados localizados en la interfaz Si-SiO₂ con energías entre la banda de valencia y de conducción del Si. Pueden intercambiar carga con el Si, capturando o liberando tanto electrones como huecos. La densidad superficial de carga debido a estas trampas varía con el nivel de Fermi en la superficie, produciendo un ΔV_T dependiente de V_G .

5.2.3. Corrimiento de V_T

La carga en el óxido de gate altera la relación entre la tensión aplicada al gate y el campo en la interfaz Si-SiO₂. Analizamos este fenómeno en 1D con

$x = 0$ en el gate y $x = t_{ox}$ en el semiconductor:

$$\begin{aligned} V_g - \psi_s &= \int_0^{t_{ox}} E(x) dx = \int_0^{t_{ox}} \left[\frac{d}{dx}(xE) - x \frac{dE}{dx} \right] dx \\ &= t_{ox} \mathcal{E}_s - \frac{1}{\epsilon_{ox}} \int_0^{t_{ox}} x \rho(x) dx \\ \mathcal{E}_s &= \frac{V_g - \psi_s + \frac{1}{\epsilon_{ox}} \int_0^{t_{ox}} x \rho(x) dx}{t_{ox}}. \end{aligned}$$

Se ve que la carga desplaza las curvas del dispositivo en su dependencia con V_g . Mientras más cerca esté la carga al semiconductor, mayor es este corrimiento.

Las trampas de interfaz contienen una densidad superficial de carga dependiente de E_F , dada por

$$\sigma_{it} = -e \int_{E_0}^{E_F} D_{it} dE$$

siendo D_{it} la densidad de trampas por unidad de energía, y E_0 el valor de E_F para el cual se cancela la carga de las trampas donantes con la carga de las trampas aceptoras. Esta carga produce una deformación de las curvas del dispositivo, porque para cada ψ_s se tiene un σ_{it} distinto que produce un corrimiento distinto. Se observa como un estiramiento de las curvas.

6. Cálculos Monte-Carlo

Las interacciones entre radiación y materia son eventos como

- Scattering: transferencia de energía y momento, por ejemplo de un fotón a un electrón
- Creación de pares: conversión de energía a un par partícula/ antipartícula, por ejemplo cuando un fotón incide en un núcleo y genera un electrón y un positrón.

Estos procesos no son deterministas. Su resultado se describe mediante una distribución de probabilidad, como

- probabilidad de decaimiento por unidad de tiempo (*actividad*), o
- sección diferencial de scattering $\frac{d\sigma}{d\Omega}$: la probabilidad de scattering por unidad de ángulo sólido en una dirección dada.

En algunos casos esta falta de determinismo es inescapable. Por ejemplo, en el entorno espacial hay que tener en cuenta la pequeña probabilidad de recibir una partícula dañina de muy alta energía.

En muchos otros casos de interés (aplicaciones médicas e industriales) las variaciones se cancelan debido a la ley de los grandes números. Entonces alcanza con calcular el valor esperado de las magnitudes que se buscan.

Frecuentemente se necesita predecir la dosis que va a recibir un *detector* (por ejemplo un circuito o persona) dada una fuente de radiación y un entorno. Cada partícula generada por la fuente participa en muchas interacciones y es capaz de generar múltiples partículas secundarias. Por lo tanto, el espacio de estados finales partículas-radiación tiene una gran dimensionalidad. Esto imposibilita calcular la función de distribución en todo el espacio. Por lo tanto, no es factible calcular el valor esperado de dosis a partir de la función de distribución.

El método Monte-Carlo[38] consiste en generar muestras aleatorias del estado final en este espacio de probabilidad, y calcular los estadísticos a partir de las muestras. Para esto se simula la evolución de una partícula, eligiendo al azar entre las interacciones posibles de acuerdo con su probabilidad.

Para realizar este muestreo se utilizan en la práctica distintos paquetes de software. Los mismos cuentan con bases de datos de materiales que contienen información para cada tipo de interacción. Esto permite que el usuario se limite a modelar la geometría, usando software de modelado 3D como FreeCAD.

Usé el toolkit Geant4[39], con las partículas y procesos necesarios para radiación β y X, para calcular dosis en distintas situaciones.

6.1. Geant4

Geant4 es un conjunto de herramientas de código abierto para simular la interacción entre partículas y materia. Muchas instituciones colaboran en su desarrollo, incluyendo CERN, ESA y Fermilab. Se usa en múltiples áreas de la física, medicina e ingeniería espacial.

6.1.1. Estructura del programa

Geant4 es una librería de C++. Usando interfaces de esta librería, uno define clases para establecer:

- Fuente de partículas: su distribución espacial, de orientación, energía y tipo de partícula
- Geometría y materiales del detector y su entorno
- Registro de las interacciones: qué variables o estadísticos almacenar o filtrar (por ejemplo excluyendo ciertos tipos de partículas).

Luego, uno instancia estas clases y las pasa a funciones provistas por Geant4 que coordinan la simulación.

Es posible hacer que estas clases reciban comandos de un archivo de texto. Esto permite correr variaciones de una simulación sin tener que recomilar el programa: sólo hace falta cambiar parámetros en ese archivo. Así facilita la experimentación rápida.

6.1.2. Geometría

Para definir la geometría usé el modelo del irradiador que creé en FreeCAD durante la fabricación. Geant4 permite crear el mundo de simulación a partir de un archivo en formato GDML[40] con la clase `G4GDMParser`. Escribí una herramienta en Python para convertir archivos `.fcstd` de FreeCAD a este formato. Permite definir el material de cada sólido (usando el nombre del material en la base de datos de Geant4) y dónde se quieren registrar las interacciones.

Para tener una interfaz más cómoda creé la clase `GDMLDetectorConstruction`. Por ejemplo, con esta secuencia de comandos carga un archivo GDML y define por nombre los volúmenes del modelo que conforman el detector:

```
/gdml/load pvc_pb.gdml  
/gdml/sensitivevolume nombre_del_volumen_detector
```

6.1.3. Fuente de partículas

Geant4 provee la clase `G4GeneralParticleSource` que permite definir todo tipo de fuentes: puntuales o extendidas, con distintas formas de haz y espectros de energía. Esto se configura mediante un archivo de comandos leído en tiempo de ejecución. Por ejemplo, este fragmento crea una fuente con forma de disco que dispara partículas en la dirección z:

```
/gps/pos/type Plane  
/gps/pos/shape Circle  
/gps/pos/radius 3 mm  
/gps/ang/type beam1d  
/gps/direction 0 0 1
```

6.1.4. Registro de las interacciones

Durante la simulación se dan interacciones en todas partes del modelo. Sin embargo, sólo nos interesa registrar las que ocurren dentro de un volúmen acotado. En el caso del irradiador, este volúmen representa al humano que queremos proteger. No nos interesan todos los datos intermedios de cómo la radiación atravesó la masa de plástico, aire y plomo del irradiador. En el APS, el volúmen de interés es la zona desierta de una juntura, donde queremos estimar la carga generada.

La opción más básica es sumar toda la energía depositada en el detector. Esto brinda la mínima información necesaria para un cálculo de dosis. Opté por registrar las coordenadas y energía depositada por cada interacción en el detector. Esto brindó mayor flexibilidad para el análisis posterior en Python. Por ejemplo, permite analizar la variación de la dosis con la profundidad. Las interacciones se colectan en memoria usando la clase `G4THitsCollection`. Al final de cada disparo, se escriben a un archivo de texto usando funciones provistas por `G4AnalysisManager`.

Parte II

Experimental

7. Instrumental

7.1. Electrómetro Keithley 617

Un electrómetro es un instrumento muy sensible para mediciones eléctricas. Configurado para medir tensión, sus características son:

- Alta impedancia de entrada: $200\text{ T}\Omega$ en paralelo con $<2\text{ pF}$
- Alta precisión: $\pm 0,05\%$
- Alta resolución: hasta $10\text{ }\mu\text{V}$

Introduciendo elementos de realimentación en el circuito de entrada, es capaz de medir corriente, resistencia, carga y tensión (figura 15). La alta ganancia del amplificador mantiene la terminal de entrada a 0 V , evitando cargar el circuito bajo prueba. La terminal de entrada está cuidadosamente aislada para evitar fugas de corriente. Por ejemplo, partes del circuito de entrada están levantadas del circuito impreso con aisladores de teflón para aumentar la aislación.

7.1.1. Medición con guarda

Al medir una fuente de tensión de muy alta impedancia, cualquier flujo de corriente hacia el instrumento de medición provoca una caída de tensión considerable. Debido a la alta impedancia de entrada del electrómetro, fluye muy poca corriente a través de sus terminales. Sin embargo, hay otra corriente que fluye en los cables debido a la resistencia finita de la aislación (figura 16).

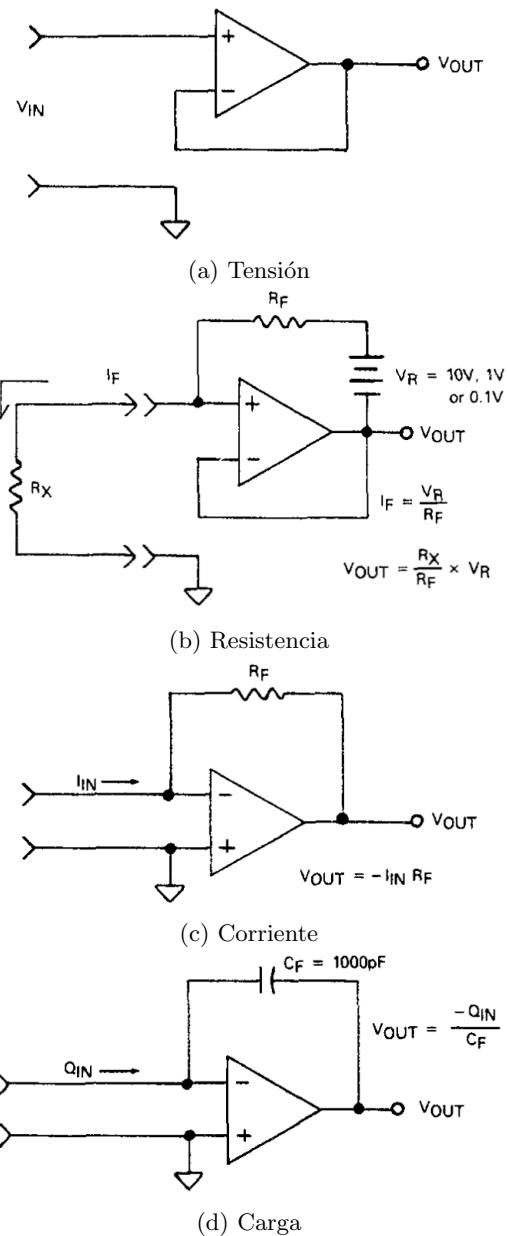


Figura 15: Configuraciones de medición del electrómetro. Reproducido de [41].

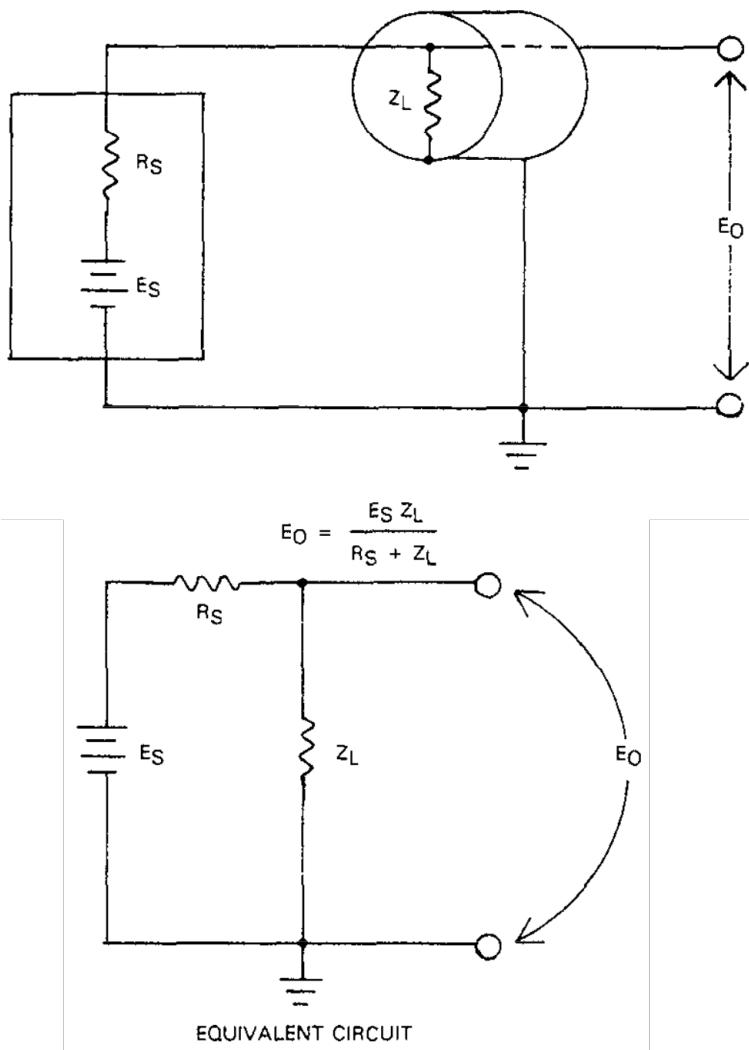


Figura 16: Efecto de las pérdidas de los cables en mediciones de tensión. Reproducido de [41].

Para evitar estas corrientes de pérdida, se utiliza un conductor de guarda (figura 17) rodeando al cable de señal. El electrómetro lo mantiene a una tensión muy cercana a la señal. Esto minimiza la tensión a través del aislante del cable, reduciendo las pérdidas en el mismo. Al mismo tiempo, la guarda reduce la capacidad efectiva del cable al minimizar la diferencia de potencial que aparece entre sus terminales [42].

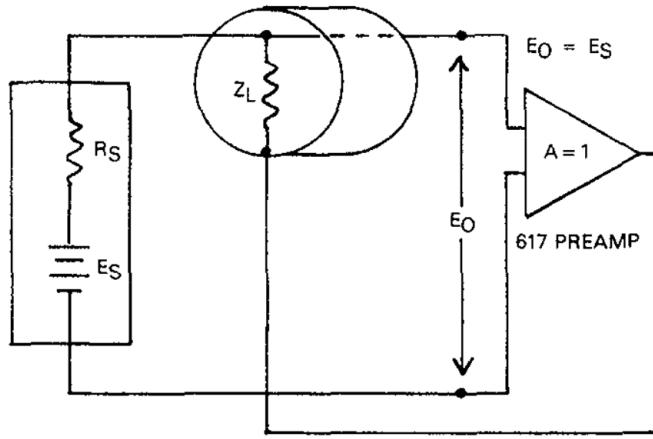


Figura 17: Medición con guarda para minimizar pérdidas en los cables. Reproducido de [41].

7.2. Fuente de corriente Keithley 220

Una fuente de corriente es un instrumento utilizado para forzar corrientes a través de impedancias grandes, como la del aislante de gate de un MOS. Esto requiere una impedancia de salida muy alta para minimizar las pérdidas de corriente dentro del instrumento. Al igual que con el electrómetro, se busca minimizar las corrientes de fuga en el cable de salida. Para esto se utiliza una guarda al mismo potencial que el cable de señal, pero forzada desde una fuente de baja impedancia (figura 18).

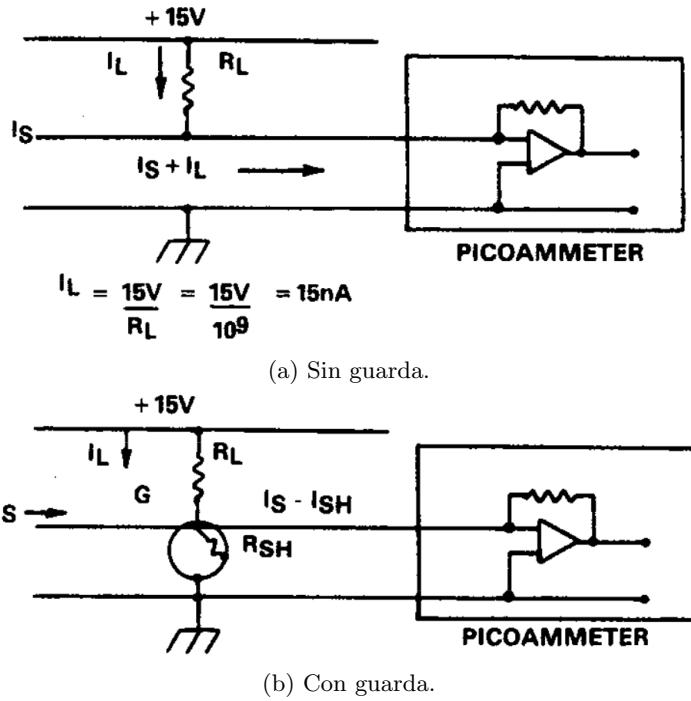


Figura 18: Efecto de las pérdidas al inyectar corriente. Rodeando la señal con una guarda, las corrientes de pérdida fluyen en la guarda y no afectan la medición. Reproducido de [41].

7.3. Módulo de adquisición de datos Keithley KUSB-3108

El KUSB-3108 es un módulo con múltiples entradas y salidas analógicas y digitales controladas por una PC. Conectando estas entradas y salidas a circuitería auxiliar, puede reemplazar a los instrumentos anteriores para mediciones en el campo (por ejemplo en un centro de irradiación externo).

El banco de medición del FG usa una entrada analógica del KUSB conectada a un conversor I-V para medir la corriente de Drain del transistor lector.

El banco del APS usa una salida analógica para controlar la fuente de corriente que alimenta un LED. Una salida digital controla la entrada de Reset de los APS, y dos entradas analógicas miden la tensión de salida de cada sensor.

8. Irradiador β - γ

Para realizar ensayos con radiación, construimos un aparato que nos permite exponer dispositivos a rayos β y γ de manera segura para el operario y controlando la dosis con precisión. Este aparato consiste en un tubo de plomo con una capa de PVC en su pared interior (figura 19).

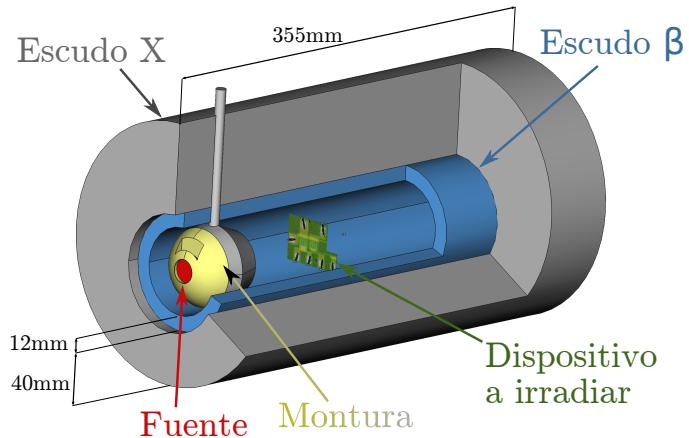


Figura 19: Corte del irradiador.

Todas las superficies donde puede impactar una partícula β tienen una capa de plástico, para frenar la partícula con la menor producción posible de radiación X de frenado.

En un extremo de la cavidad se encuentra una pastilla de ^{90}Sr (figura 20)

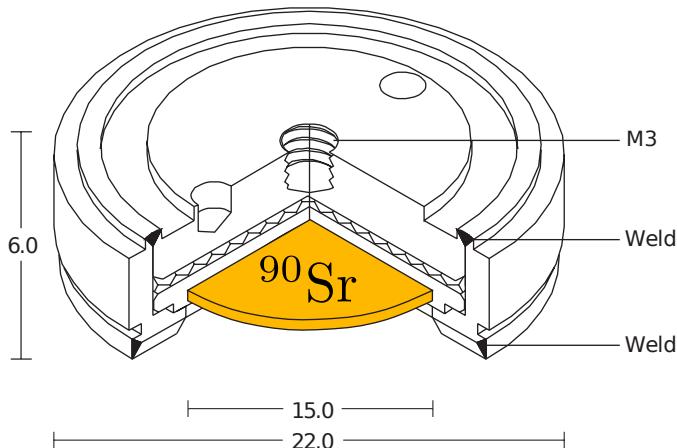


Figura 20: Corte de la fuente β .

colocada en una mochila de plástico unida a un bloque de plomo giratorio (figura 21).

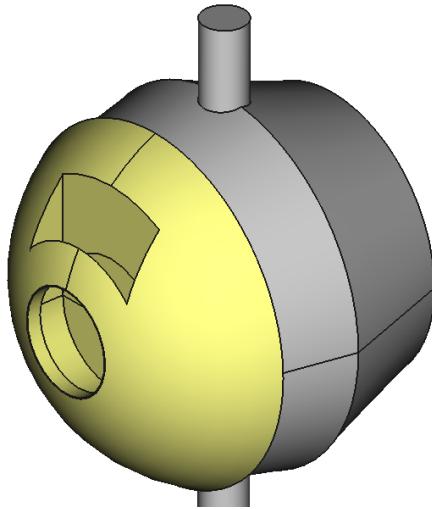
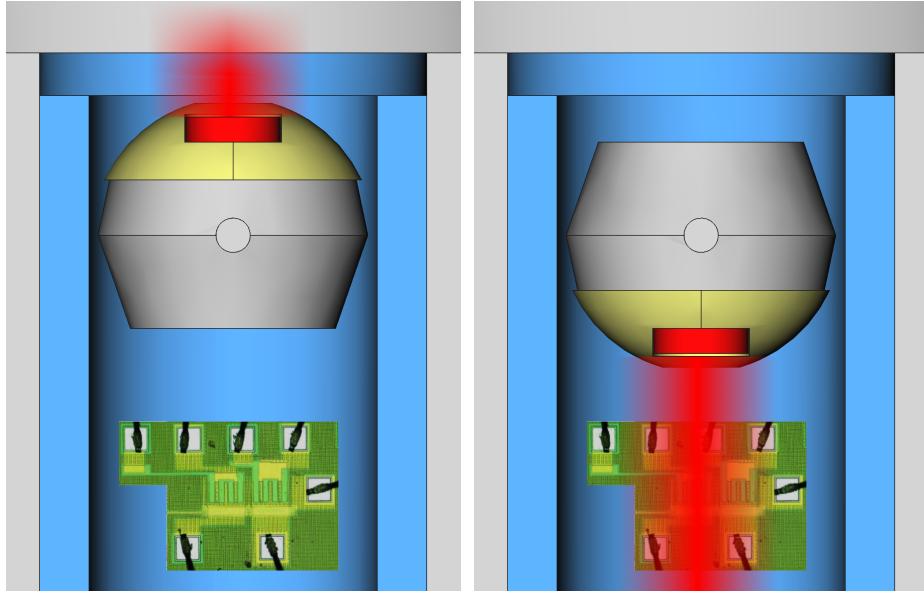


Figura 21: Detalle de la pieza giratoria donde se coloca la fuente β .

En una orientación de este bloque, el mismo se interpone entre la fuente radioactiva y el interior de la cavidad. Esto permite abrir la cavidad para manipular sus contenidos con seguridad (figura 22a). En la posición de irradiar, la fuente emite partículas β hacia el interior (figura 22b).

Gracias al trabajo de Laboratorio 6 y 7 de Javier Badía, el movimiento de la fuente está motorizado. Esto permite girar la fuente con un interruptor de manera fácil, rápida y repetible.



(a) Posición segura.

(b) Posición para irradiar.

Figura 22: Posiciones de la pieza giratoria.

8.1. Construcción

8.1.1. Paredes

Cubrimos ambos extremos de la cavidad con discos de acrílico de 10 mm de espesor y 90 mm de diámetro.

Para los laterales consideramos moldear tubos de parafina o acrílico debido a la dificultad de conseguir tubos de PVC con paredes de 10 mm. Finalmente optamos por usar un tubo interior y uno exterior de PVC, y llenar el espacio intermedio con acrílico.

8.1.2. Pieza giratoria

La pieza giratoria está hecha de plomo fundido y luego mecanizado (figura 23).

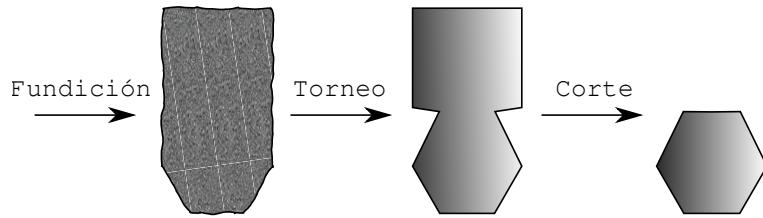


Figura 23: Pasos para la fabricación de la pieza giratoria de plomo. El torneado requiere un lugar de donde agarrar a la pieza, que luego cortamos.

Para la fundición recurrimos a Abraham Murillo en la Escuela Técnica N° 33 Fundicion Maestranza del Plumerillo. Allí tornearon una forma de madera con las dimensiones aproximadas de la pieza final. La hicimos un poco más grande que las dimensiones finales tomando en cuenta

- la contracción del plomo al enfriarse, y
- el margen de material extra necesario para tornear.

Rodeamos esta forma con tierra apisonada para crear un molde. El mismo cuenta con un tubo para verter el metal fundido y un agujero para ventilar gases (figura 24).

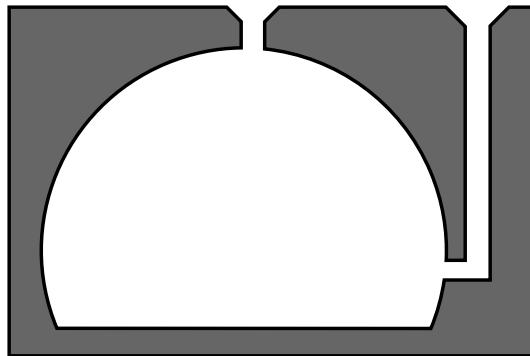


Figura 24: Corte del molde usado para fundir la pieza giratoria de plomo. Está hecho de tierra apisonada alrededor de una forma de madera. Vertimos el plomo fundido por el tubo de la derecha. El agujero superior sirve para ventilar gases.

La pieza que sale de este proceso tiene una superficie rugosa debido a los granos de la tierra usada para el molde. Para darle una terminación lisa y las dimensiones exactas que necesitamos, recurrimos a Eriel Fernandez del taller mecánico de FIUBA. La idea original era darle forma esférica, pero descartamos esta idea debido a la dificultad de tornear una esfera en un torno manual. En cambio, optamos por una forma fácil de tornear pero que obture lo más posible la cavidad del radiador y pueda girar dentro de la misma (figura 25).

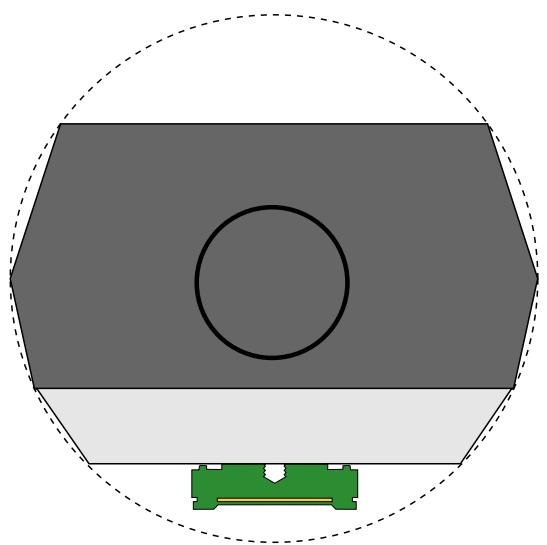


Figura 25: Elegimos una forma simple de tornear que obture lo más posible la cavidad del irradiador y pueda girar en su interior. Para eso nos aseguramos de que las esquinas no se salgan de un círculo con el diámetro interior de la cavidad.

Las dimensiones finales están en la figura 26. La blandez del plomo demandó un torneado cuidadoso a bajas revoluciones.

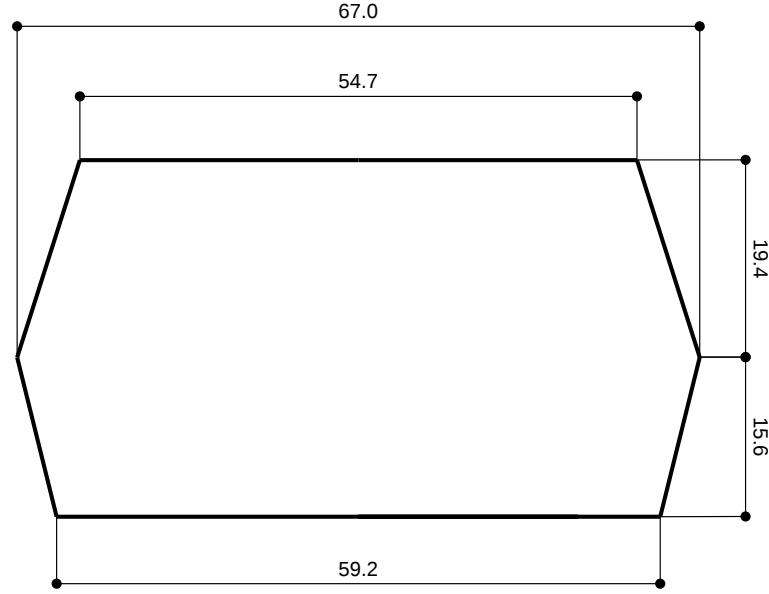


Figura 26: Corte lateral de la pieza giratoria de plomo luego del torneado (dimensiones en mm).

8.1.3. Mochila de la fuente

La fuente va colocada en una pieza de plástico. Si bien la fuente cuenta con un agujero roscado, fijarla con un tornillo requeriría manipularla de cerca, exponiendo las manos a radiación durante cierto tiempo. Por eso decidimos montarla en un bolsillo donde se puede rápidamente dejar caer la fuente, minimizando la exposición del que realice la tarea.

Quisimos asegurarnos de que el plástico frene todos los electrones antes de llegar a la pieza de plomo. Para eso le dimos una forma redonda que cubra lo más posible al plomo, con la restricción de que pueda girar en la cavidad.

Debido a la dificultad de moldear esta forma (redonda y con una cavidad) en resina, recurrimos a Iván G. Pollitzer y el Laboratorio Abierto de Electrónica de FIUBA. Iván nos guió en el diseño de una pieza impresa en 3D en ABS. Esta pieza consiste en dos partes impresas por separado (figura 27),

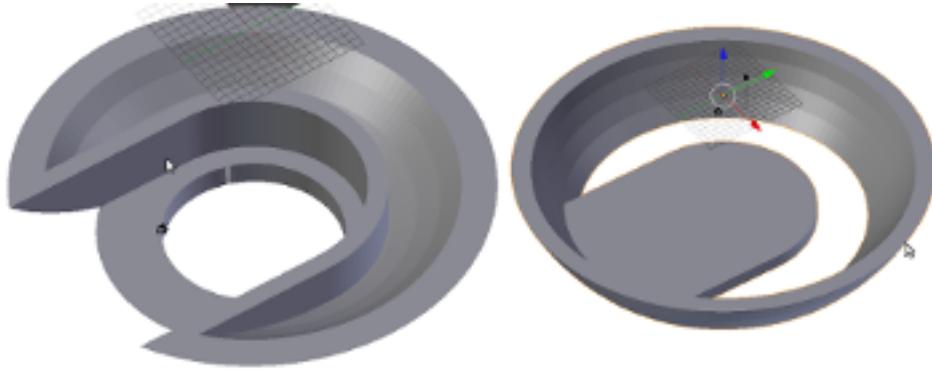


Figura 27: Las dos partes que imprimimos en 3D en ABS y pegamos para formar la montura de la fuente. Entre las dos partes queda un bolsillo donde se coloca la fuente.

que luego rellenamos de acrílico y unimos.

Unimos la mochila de plástico a la pieza de plomo usando tornillos sin cabeza, agujereando y roscando ambas piezas.

8.2. Cálculos de protección

8.2.1. Frenado β

Usamos PVC para el frenado de electrones, porque está disponible en tubos del tamaño requerido. Tiene baja eficiencia radiativa y el rango de nuestros electrones más energéticos en PVC es inferior a 1 cm. Por las mismas razones construimos las tapas del cilindro con discos de acrílico de 1 cm de espesor. La mochila donde montamos la fuente consiste de plástico ABS extruido en una impresora 3D en el LABi. Esto requirió separar el modelo inicial en dos partes que fueron pegadas y terminadas con herramientas manuales.

8.2.2. Cálculos de radiación de frenado

Las partículas β de la fuente empiezan a frenarse en el plástico, donde producen radiación X de frenado. Estimamos su magnitud partiendo del espectro de energía de los electrones emitidos por la fuente. Dado que está en equilibrio secular (misma actividad de ^{90}Sr y de ^{90}Y), sumamos sus espectros provenientes de Radiological Toolbox[43] y normalizamos a la actividad nominal de la fuente, 100 mCi (figura 28).

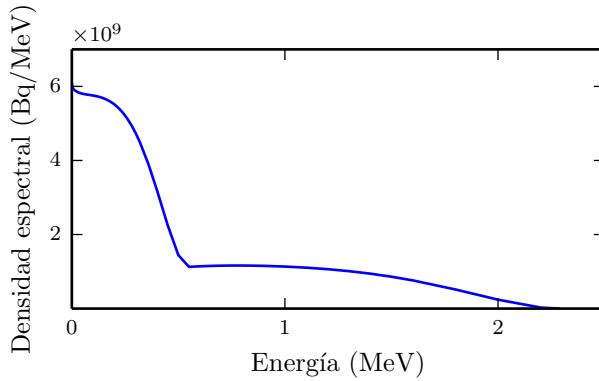


Figura 28: Espectro de electrones provenientes de una fuente de ^{90}Sr con actividad 100 mCi[44].

Luego calculamos el espectro de bremsstrahlung integrando la ecuación 3 (figura 29).

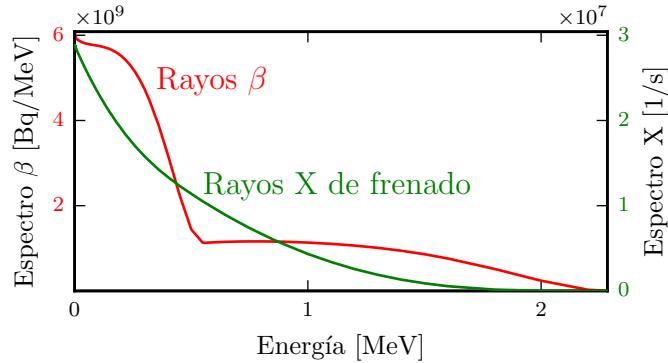


Figura 29: Espectro de bremsstrahlung calculado en la cara exterior del PVC.

8.2.3. Atenuación de rayos X en el plomo

Aplicamos la ecuación 4 usando tasas de absorción en plomo tabuladas por NIST[22], resultando en el espectro atenuado de la figura 30

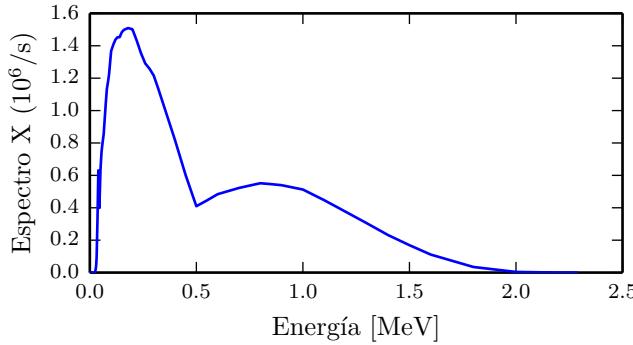


Figura 30: Espectro de rayos X calculado en la cara exterior del irradiador.

8.2.4. Cálculos Monte-Carlo de fuente de ^{90}Sr

La fuente de ^{90}Sr emite electrones con un espectro amplio de energías (figura 28). Este consiste en la suma del espectro de emisión de ^{90}Sr y el de ^{90}Y . Simulamos un haz de electrones con este espectro incidiendo normalmente sobre tejido blando, registrando la energía que depositan en función de la profundidad (figura 31).

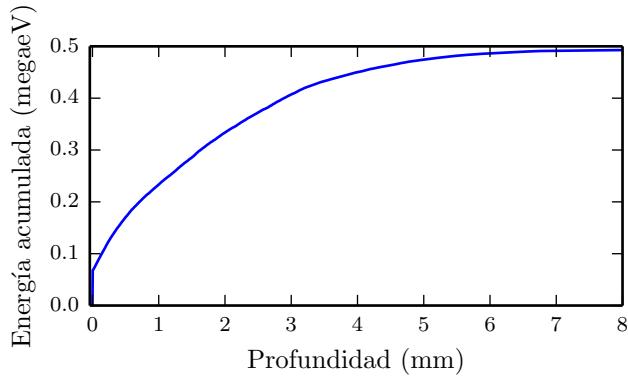


Figura 31: Energía depositada en tejido blando en función de la distancia, promediando entre electrones provenientes de una fuente de ^{90}Sr .

Así ajustamos una potencia de frenado de masa promedio S/ρ (figura 32)

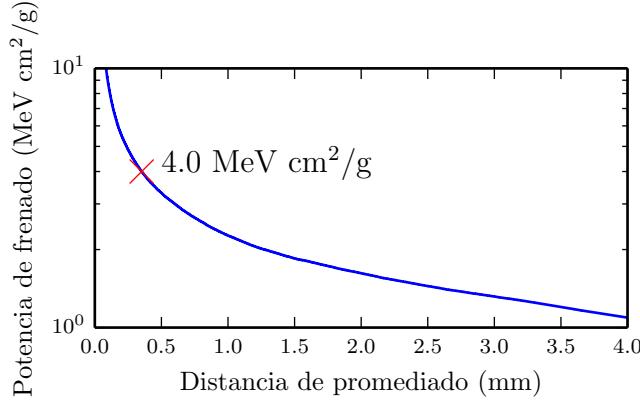


Figura 32: Potencia de frenado promedio del tejido blando para electrones provenientes de una fuente de ${}^{90}\text{Sr}$. La cruz marca que a una profundidad de 0.35 mm la tasa de dosis coincide con la tabulada en [45].

que permite calcular tasa de dosis superficial mediante

$$\dot{D} = \frac{AS/\rho}{4\pi r^2}$$

con $A = 100$ mCi la actividad de la fuente. La tasa de dosis calculada de este modo es comparable con la tabulada en [45] si se promedia hasta una profundidad de 0.35 mm. Esto sirve como verificación de que nuestras simulaciones Monte-Carlo producen valores compatibles con los que se encuentran en la literatura.

8.2.5. Cálculos Monte-Carlo del irradiador

Buscamos una cota superior de la tasa de dosis fuera del irradiador. Esto brinda la mayor confianza en que su operación no es peligrosa. Ya que el espesor del plomo es de varias longitudes características de atenuación ($1/\mu$), sólo pasa una fracción muy pequeña de la radiación inicial. Por lo tanto, hay que simular la emisión de muchos electrones de la fuente de ${}^{90}\text{Sr}$ para que llegue una cantidad apreciable de radiación a la cara exterior. Así podemos estimar de forma precisa la tasa de dosis.

Una forma de reducir el tiempo de CPU necesario para simulaciones es usar reducción de la varianza[46]. Esta es una técnica para cálculos Monte Carlo que introduce un sesgo en la evolución de la partícula. Por ejemplo, podemos aumentar la probabilidad de que una partícula atraviese el plomo sin interactuar, en vez de scatterear. Llevando la cuenta de cuan improbable es la historia de la partícula, le damos un peso menor en la estadística final. Esto concentra la simulación en darnos muchos eventos que nos interesan (lo cual reduce la varianza de la estimación), minimizando la capacidad de procesamiento necesaria.

Dada la dificultad de implementar reducción de la varianza en Geant4, optamos por acelerar el cálculo simplificando la geometría. Simulamos un irradiador con simetría esférica, que consiste en un cascarón de 10 mm de acrílico rodeado por 36 mm de plomo (figura 33).

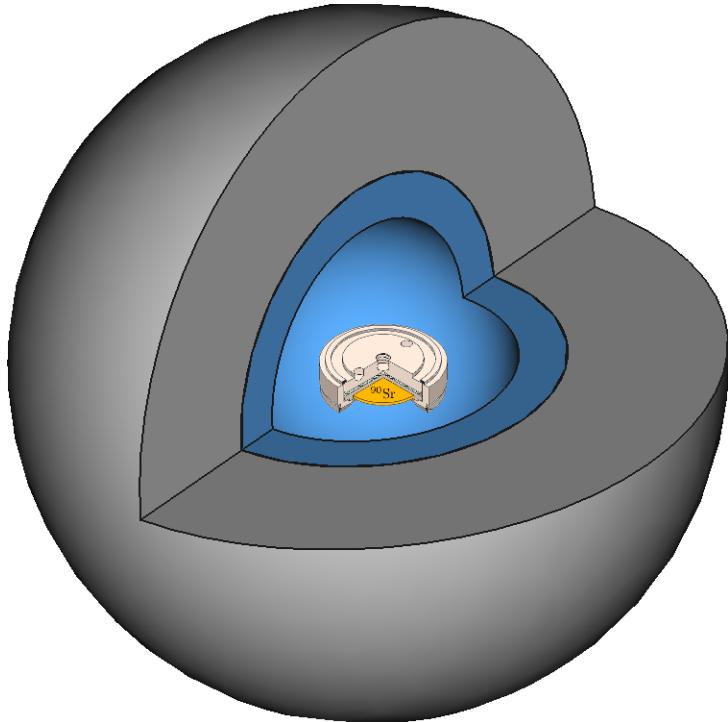


Figura 33: Corte de la geometría simplificada que se usó para simular el irradiador en Geant4.

Toda partícula en el irradiador tiene que atravesar al menos ese espesor de acrílico y plomo. Por lo tanto, la dosis real va a ser aún menor a la simulada. Dada la simetría del problema, no tenemos en cuenta la distribución en θ y ϕ sino que promediamos sobre ambas variables. Esto reduce enormemente el número de eventos necesarios para una buena estimación de la tasa de dosis. El resultado se ve en la figura 34.

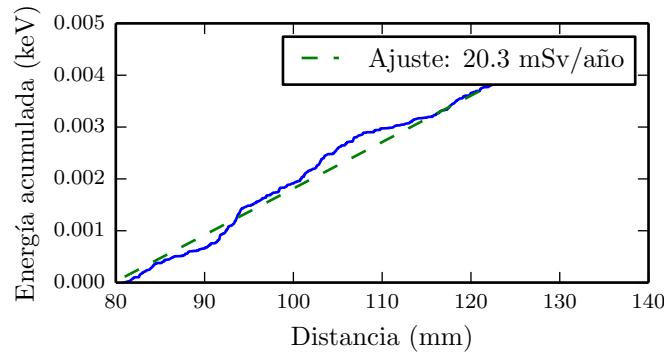


Figura 34: Perfil de deposición de energía en la simulación Monte-Carlo del irradiador.

La dosis en la cara exterior del irradiador es de 20.3 mSv por año. Este valor es aceptable si se tiene en cuenta que, en condiciones reales, se toca el irradiador durante intervalos muy cortos y el resto del tiempo se está a distancias mucho mayores.

Parte III

Diseño, fabricación y caracterización de dosímetros MOS no convencionales

9. Dosímetro Active Pixel Sensor

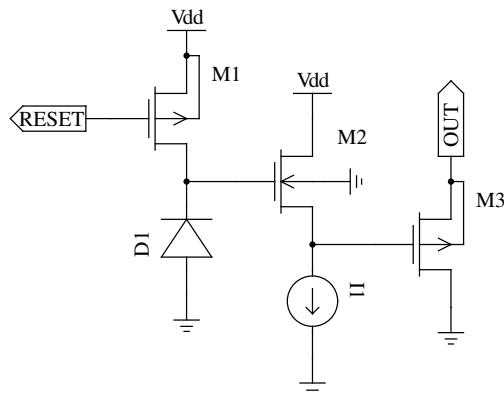


Figura 35: Esquemático del dosímetro APS

El dosímetro APS tiene una estructura similar a un pixel del sensor de imagen en una cámara digital. Requiere alimentación durante la irradiación, pero puede operar con tensiones pequeñas como las que provee una batería. Asimismo, tiene la ventaja de poder resetearse rápidamente. Esto permite tomar mediciones con gran resolución temporal.

Esta parte del trabajo comienza con la teoría del dosímetro. Luego cubre cómo realizamos el diseño y lo optimizamos. Por último, presenta las mediciones del sensor fabricado y las conclusiones que siguen de ellas.

9.1. Principio de funcionamiento

Su principio de funcionamiento es medir la carga generada por radiación en la zona desierta de una juntura p-n. El cátodo de la juntura está aislado eléctricamente para acumular la carga generada sin que se fugue (D1 en figura 35). Antes de cada medición, se reinicia el circuito llevando dicho cátodo a V_{DD} prendiendo brevemente el transistor de reset M1. La radiación que incide en la zona desierta de D1 interactúa con la red de silicio, depositando energía a través de distintos procesos como scattering e ionización (ver sección 3). Los fotones y electrones secundarios resultantes producen pares electrón-hueco, que son arras-

trados en direcciones opuestas por el campo eléctrico que existe normalmente en la zona desierta. Los electrones se acumulan en el cátodo, descargándolo gradualmente hacia 0 V. Luego de irradiar, se mide su tensión a través de un par de seguidores M2 y M3. Los mismos forman un circuito que replica la tensión de entrada a la salida, pero desplazada un valor fijo. Su propósito es evitar que la medición de tensión modifique la carga en el nodo y afecte al valor medido.

9.2. Trabajos previos

Turchetta[47] describe un APS para rayos X construido en un proceso CMOS estándar de 0.6 μm . Construye una grilla de píxeles para uso en tracking de partículas. Expone el sensor a rayos X provenientes de ^{55}Fe , y a piones de 15 GeV. Expresa la sensibilidad en términos de Volts por electrón generado por radiación. Esta figura llega a 15 μV por electrón, con un ruido RMS equivalente a 15 electrones. Una innovación es el uso de un layout que permite que casi toda la superficie del wafer sea sensible.

Matis[48] también construye un array de APS, en un proceso estándar de 0.25 μm . Analiza distintas formas de procesar la señal, sumando la salida de varios píxeles para colectar toda la carga generada por una partícula incidente. Irradia el sensor con rayos X provenientes de ^{55}Fe , y protones de 55 MeV.

Conti[49] emplea un sensor de imagen CMOS comercial para estudiar su respuesta a rayos X. En particular, analiza la distribución 2D generada por un fotón y otras estadísticas. Usa como fuente de radiación un equipo de radio-terapia, y simula el scattering producido por el paciente usando un bloque de acrílico como phantom.

9.3. Proceso de fabricación

Si bien la fabricación viene luego del diseño, todo el diseño está condicionado por las características del proceso de fabricación. En específico,

- qué tensiones soporta,
- qué dispositivos provee, y
- qué características eléctricas tienen esos dispositivos (tensiones umbral, capacidades parásitas, corrientes de pérdida, etc).

Fabricamos tanto el FG como el APS en el proceso XC06 de la foundry X-FAB [50]. El mismo tiene una escala (longitud característica) de 0.6 μm y está diseñado para tensiones de hasta 5 V. En su versión estándar, cuenta con 1 capa de polisilicio y 2 de metalización. Existen variantes del proceso que utilizan máscaras adicionales para, por ejemplo, abrir ventanas para formar regiones fotosensibles.

9.4. Reset

Cargamos el nodo flotante a través del drain de un MOSFET de canal P, con el source conectado a V_{DD} . Durante la irradiación llevamos su gate a V_{DD} , apagándolo. Para resetear llevamos su gate a tierra. Esto lo coloca en saturación, cargando la juntura a corriente constante y aumentando V_D linealmente hasta V_t . Entonces entra en triodo y va reduciendo la corriente, cargando asintóticamente hasta V_{DD} . Esto permite llevarlo a V_{dd} , mientras que una llave de tipo N sólo llegaría hasta $V_{dd} - V_{tn}$ antes de apagarse.

El transistor de reset es de área mínima, para que aporte la menor capacidad parásita posible al nodo flotante. Esto, como se verá más adelante, maximiza la sensibilidad del sensor.

9.5. Respuesta a partículas

Cada partícula incidente deposita una energía promedio que depende de su energía cinética inicial[51] (ver sección 9.6). Una fracción E de esta energía se usa en la creación de pares electrón-hueco, generando carga

$$Q = \frac{qE}{E_i}$$

con q la carga del electrón y E_i la energía de creación de pares, 3.62 eV en Si. Esta carga aparece con signo negativo en el cátodo, descargándolo. Su cambio de tensión

$$\Delta V = \frac{\Delta Q}{C}$$

depende de la capacidad total C del nodo. La misma tiene contribuciones de

- juntura de D1,
- juntura Drain-Body de M1,
- Gate de M2, y
- conductores cercanos al nodo.

Estas capacidades pueden estimarse a partir de las especificaciones del proceso de fabricación, que indican capacidad por unidad de área y por unidad de perímetro. Para eso usamos herramientas de EDA (electronic design automation) que realizan esta estimación automáticamente a partir de la geometría del diseño (ver sección 9.8).

9.6. Cálculos Monte-Carlo

El dosímetro APS detecta energía depositada en una región específica de un circuito integrado. A fines de simularlo, simplificamos la geometría del die

en tres regiones: una superficie de SiO_2 , un sustrato de Si y una zona sensible también de Si (figura 36).

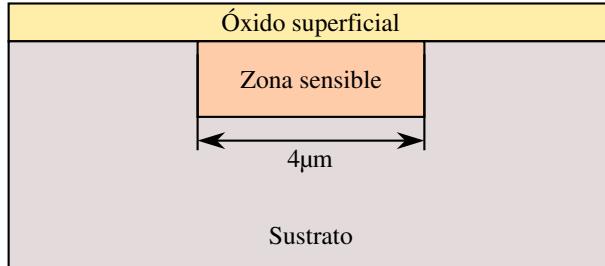


Figura 36: Corte de la geometría usada para simular el APS en Geant4 (no a escala).

Las dimensiones se extrajeron del diseño del APS y de las especificaciones del proceso de fabricación del chip.

Dado que el uso principal de Geant4 es en física de altas energías, su configuración por defecto no permite simular electrones secundarios por debajo de 250 eV. Para obtener precisión a escalas de distancia más chicas, empleamos una lista de procesos de interacción compilada para simulaciones en microelectrónica [52]. La misma simula con fidelidad electrones hasta 16.7 eV, cuyo rango en Si es del orden de 0.1 nm.

Los resultados se encuentran en la figura 37.

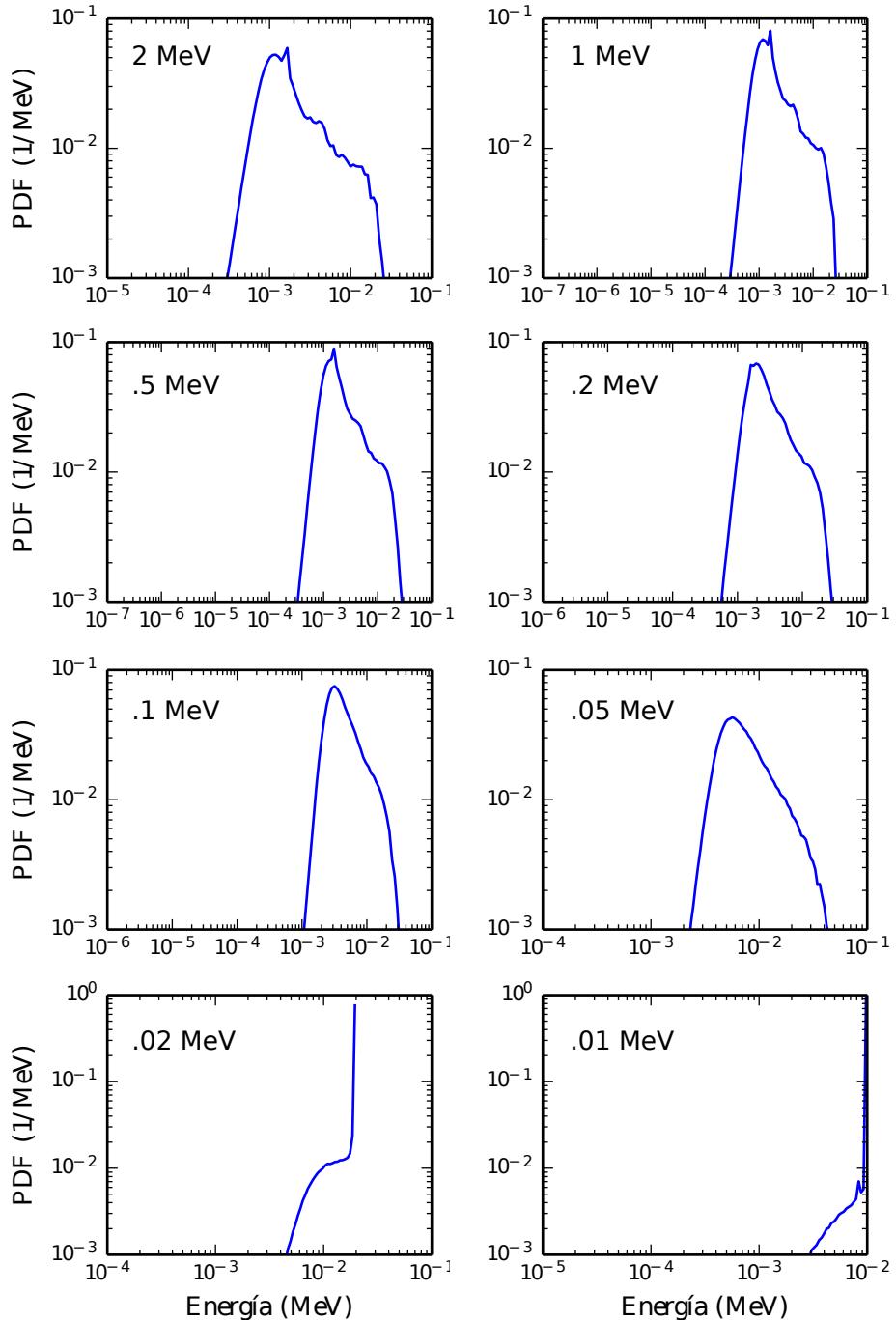


Figura 37: Distribución de probabilidad simulada en Geant4 para la energía depositada en el sensor (eje X). Cada gráfico corresponde a una dada energía cinética de la partícula incidente. La energía promedio depositada está en la figura 38.

Se ve que los electrones menos energéticos tienden a frenarse por completo en el detector, depositando toda su energía. Los más energéticos, en cambio, depositan una fracción variable de su energía total. La energía depositada promedio se encuentra en la figura 38.

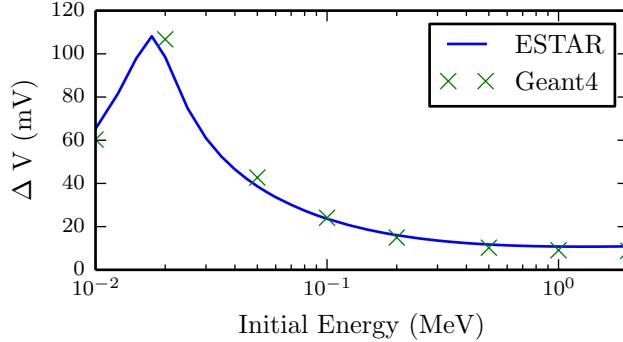


Figura 38: Respuesta promedio a un electrón incidente, en función de su energía inicial. Se ve que los electrones menos energéticos se frenan completamente en el detector. Las cruces son el resultado de simulación con Geant4, mientras que la línea es un cálculo manual con los datos tabulados por NIST en ESTAR[19].

Se ve que para el rango de energías de interés, cada partícula incidente produce un cambio de decenas de mV.

9.7. Fuentes de ruido

El APS se maneja con corrientes y variaciones de carga y tensión muy pequeñas. Por eso es crítico conocer los procesos que introducen ruido, y su magnitud. Este ruido se combina con la señal proveniente de la radiación y determina la resolución del dosímetro: la dosis mínima que es posible resolver por encima del ruido[53].

9.7.1. Corriente de fuga de juntura p-n

Al polarizar una juntura p-n en inversa, fluye una corriente de pérdida[13] con un valor de DC dado por

$$I = I_s (e^{\frac{qV}{\eta kT}} - 1)$$

con $V < 0$ la tensión aplicada y I_s y η parámetros de fabricación de la juntura. El valor instantáneo de I fluctúa debido a la naturaleza discreta de los portadores que atraviesan la barrera de energía de la juntura. Esta fluctuación se denomina ruido *shot*, una clase de ruido blanco: su densidad espectral de potencia,

$$i^2(f) = 2q|I|,$$

no varía con la frecuencia (hasta frecuencias muy altas).

9.7.2. Fluctuaciones durante reset

Durante el reset, se carga la juntura p-n hasta V_{dd} a través de M1. Cerca de la tensión final, M1 entra en modo triodo. En esta condición de operación, el canal actúa como una resistencia. Esto significa que produce ruido de Johnson[54]. Al cargar la capacidad de juntura C , este ruido produce una varianza en la tensión final dada por

$$\overline{v^2} = \frac{kT}{C}.$$

Evaluando esta fórmula con la capacitancia del APS se llega a una tensión de ruido RMS de 1.1 mV.

Esta incertidumbre en la tensión luego del reset puede eliminarse usando la técnica Correlated Double Sampling[55]: se mide tensión antes y después de la exposición a la radiación. Al tomar la diferencia se elimina el ruido de reset, presente en ambas por igual.

9.8. Diseño del circuito

La topología del circuito quedó determinada por la elección de construir un dosímetro APS con un par de seguidores para su medición. El paso siguiente en el diseño fue elegir los tamaños de los distintos componentes para optimizar el desempeño del sensor.

Para una carga dada, la tensión sobre un capacitor es inversamente proporcional a su capacidad. En el APS la carga es generada por la radiación, y la tensión es la señal cuya magnitud queremos maximizar. Para esto minimizamos las capacidades parásitas del cátodo de D1, usando transistores de área mínima para M1 y M2. Restringimos el largo de las conexiones del cátodo, y las mantuvimos alejadas de otros nodos. Aplicamos software de Mentor de extracción de capacidades parásitas al layout resultante, y obtuvimos una capacidad total en el cátodo de 3.4 fF.

El tamaño del primer MOS seguidor, M2, tiene que ser el tamaño mínimo para no cargar capacitivamente al nodo que acumula carga. Esto deja libre las dimensiones del segundo MOS seguidor, M3. Mientras más grande es, mayor es su capacidad de gate y por lo tanto más va a cargar a la etapa anterior. Por otro lado va a tener mayor capacidad de corriente para manejar la carga capacitiva del pad de salida.

Estimamos un tamaño inicial para M3 fijando un largo arbitrario y variando el ancho para minimizar una figura de mérito. La figura que elegimos representa el delay producido por los dos seguidores,

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 = g_{m2}C_{g3} + g_{m3}C_{\text{pad}} \quad (5)$$

con $g_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_G}$ la transconductancia de un MOS y C_g su capacidad de gate. Minimizando la ecuación 5 para una polarización pre-fijada, llegamos a un W inicial de 409 μm .

El paso siguiente es hacer un cálculo más preciso que incluya todos los detalles del funcionamiento del circuito. Para esto simulamos con SPICE el tiempo de respuesta a un electrón incidente en función del ancho de M3 (figura 39).

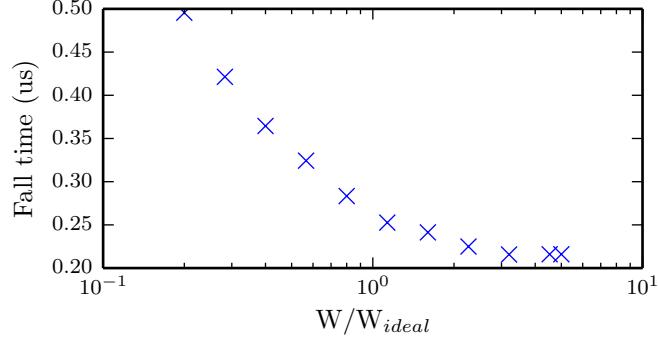


Figura 39: Tiempo de respuesta simulado del buffer en función del ancho del MOS del segundo seguidor. W_{ideal} es el W óptimo calculado a mano de forma simplificada.

Se ve que hay poca mejora en el tiempo de respuesta al aumentar W por encima de nuestro estimado inicial. Por eso, teniendo en cuenta las limitaciones de área, elegimos un ancho total de 400 μm repartido entre 8 canales (o sea 8 MOS en paralelo, cada uno de 50 μm).

Las dimensiones finales están en la tabla 1. Incluimos también una variante con un diodo más grande, de modo que su capacidad opague las otras capacidades parásitas.

Cuadro 1: Dimensiones del diseño optimizadas para sensibilidad y tiempo de respuesta

Dispositivo	W (um)	L (um)	Canales
D1	4	4	1
M1	0.8	0.6	1
M2	0.8	0.6	1
M3	50	3	8

Estas dimensiones se utilizaron tanto para la simulación del circuito en SPICE como para los cálculos Monte-Carlo. La combinación de estas dos herramientas nos da una sensibilidad esperada de 7.1 V Gy^{-1} . El diseño físico final está en la figura 40.

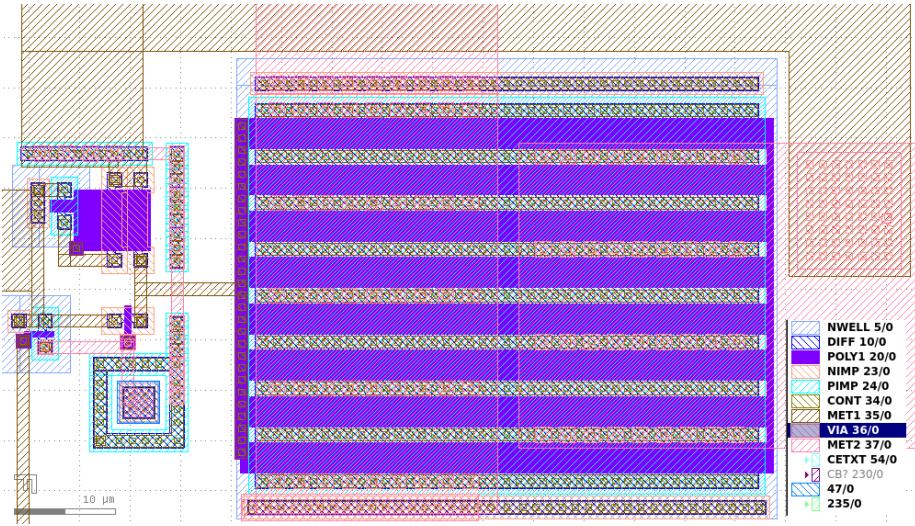


Figura 40: Layout del dosímetro APS. El transistor de la derecha es el de salida, del segundo seguidor. El resto se ve en más detalle en la figura 41.

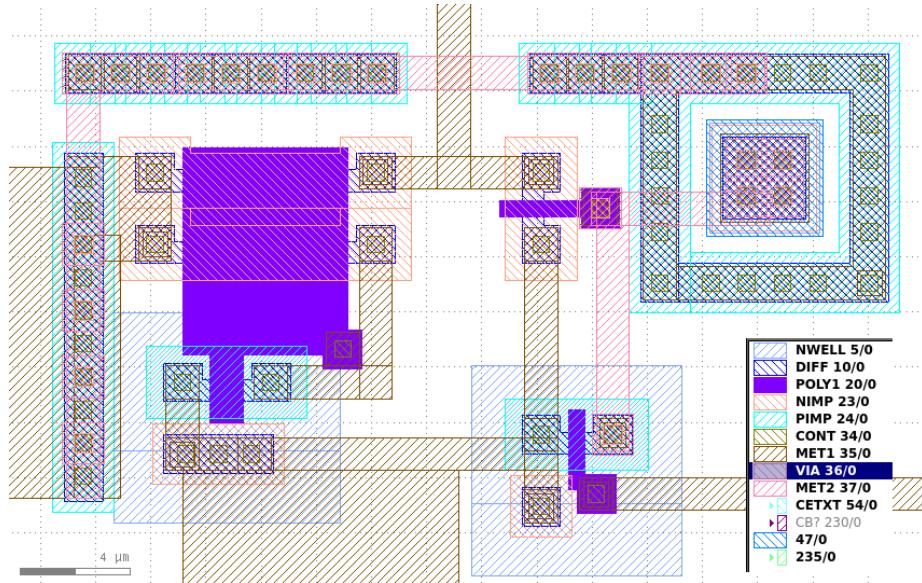


Figura 41: Vista en detalle del layout del APS, excluyendo el transistor de salida. A la derecha está el diodo, con el cátodo (nwell) en el centro y el ánodo (contactos a sustrato) rodeándolo. A su izquierda está el primer MOSFET seguidor y abajo el MOSFET de reset. Los transistores de la izquierda polarizan al primer seguidor. El transistor de reset está conectado a un pad (no visible) a través del circuito de protección de la figura 42.

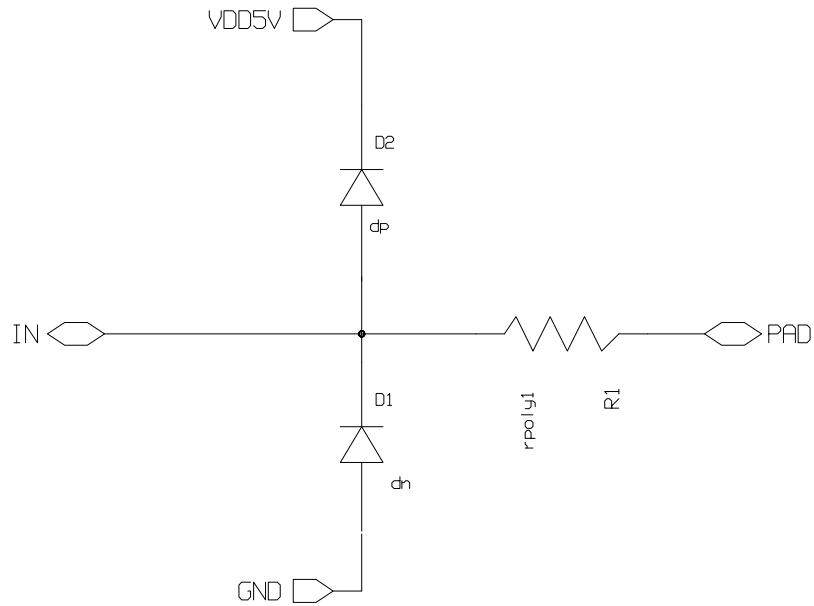


Figura 42: Circuito de protección para la entrada de reset. Los diodos sólo conducen si la tensión del pad excede 5 V o baja de 0 V. Cuando llega un pulso de alta tensión (por ejemplo debido a una descarga electrostática) los diodos limitan la tensión que llega al circuito. Esto evita que se polaricen en directa las junturas drain-body y source-body, previniendo una falla por latchup (sección 5.1.2). También evita la ruptura de los óxidos de compuerta de MOS.

9.9. Medición

Tomamos dos dies y los bondeamos a placas adaptadoras de TSSOP28, un tipo de empaquetado de circuitos integrados de montaje superficial (figuras 43, 44 y 45).

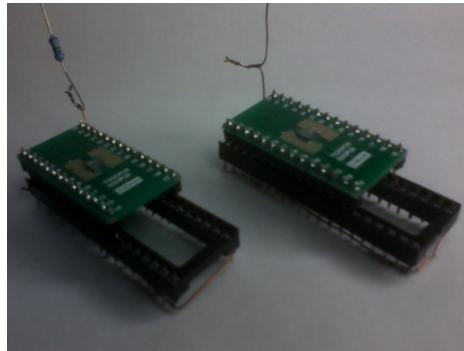


Figura 43: Dies bondeados a placa adaptadora SMD. Los zócalos tienen las patas cortocircuitadas para proteger al die de descargas electrostáticas durante el transporte y almacenamiento.

9.9.1. Descarga en oscuridad

Primero medimos la respuesta del sensor sin luz ni radiación (figuras 46 y 47).

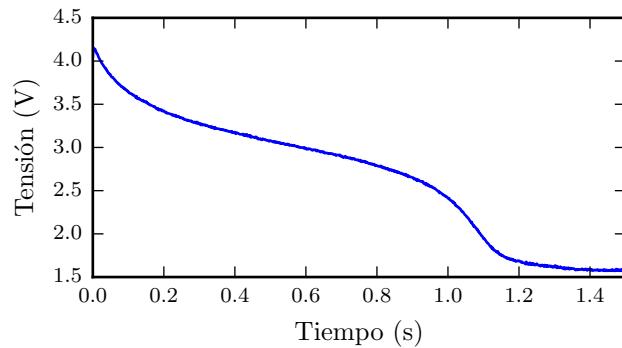


Figura 46: Curva de descarga en oscuridad del APS de $4 \times 4 \mu\text{m}$. Resulta de resetear el APS y medir su tensión de salida en oscuridad.

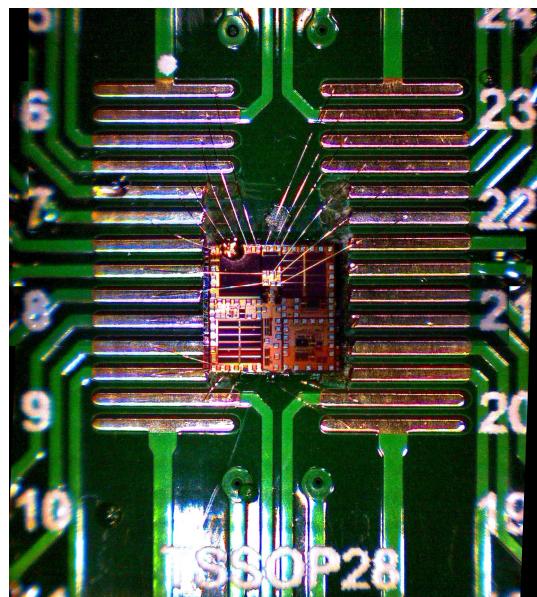


Figura 44: Detalle del die fabricado con los dosímetros APS y FG (arriba en la columna central) y otros circuitos.

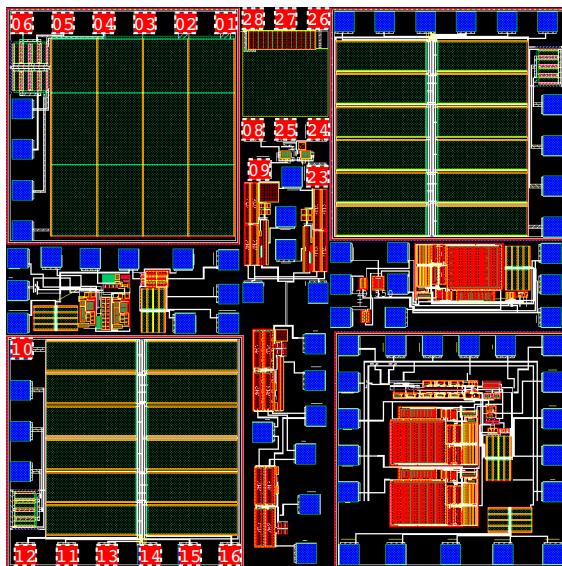


Figura 45: Layout del die entero con numeración de los pads bondeados

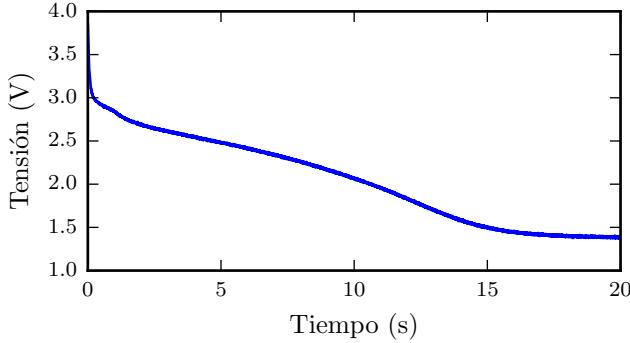


Figura 47: Curva de descarga en oscuridad del APS de $40 \times 40 \mu\text{m}$. Resulta de resetear el APS y medir su tensión de salida en oscuridad.

Esto nos muestra la descarga del diodo debido a la corriente de fuga en inversa.

Se ve en ambas figuras la misma curva con escalas distintas de tiempo y de tensión. Esta variación proviene tanto de las áreas distintas de los dos sensores como de las variaciones aleatorias entre los MOS seguidores (mismatch). Cada transistor del die tiene pequeñas variaciones debido a imperfecciones en la litografía y variaciones aleatorias de dopaje. Estas variaciones no son tan notables en dispositivos grandes debido a que se cancelan al promediarse sobre mucha área.

Ya que los seguidores usan varios transistores de área mínima, son particularmente sensibles a variaciones del proceso: el mismo error absoluto en las dimensiones del canal produce un mayor error relativo.

La curva de descarga es la solución a una ecuación diferencial no-lineal:

$$\frac{\partial Q}{\partial V} \frac{dV}{dt} = -I(V)$$

La forma de la curva proviene de la variación tanto de la corriente de fuga $I(V)$ como de la capacidad del diodo $\frac{\partial Q}{\partial V}(V)$. Ambas dependen de la tensión aplicada, debido a la variación del ancho de la zona desierta. Al caer la tensión en inversa, la zona desierta se vuelve más angosta. Esto reduce su voltímen y por lo tanto la tasa de generación térmica de pares electrón-hueco. Por otra parte, su capacidad es inversamente proporcional a este ancho. Ambos fenómenos reducen la tasa de descarga, como se ve al final de ambas curvas.

Por otro lado, hay factores de segundo orden que no contemplamos en el análisis. Por ejemplo, el transistor de reset apagado no es un circuito abierto perfecto, sino que tiene una corriente de pérdida muy pequeña. Esta corriente va a tender a cargar el cátodo de D1, enlenteciendo la descarga.

9.10. Iluminación con LED

Medimos las curvas de descarga iluminando los dies con un LED, variando su corriente para lograr distintas intensidades de iluminación (figuras 48 y 49).

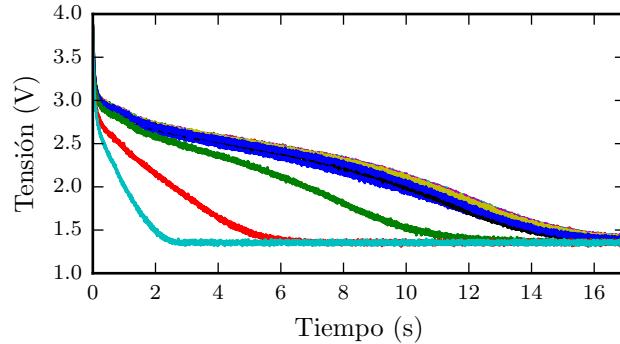


Figura 48: Curva de descarga iluminando con un LED el APS de $40 \times 40 \mu\text{m}$. La corriente del LED aumenta de 0.1 mA a la derecha hasta 10 mA a la izquierda, con 6 curvas por década.

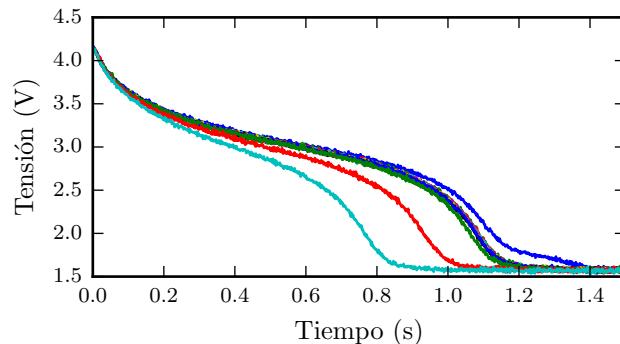


Figura 49: Curva de descarga iluminando con un LED el APS de $4 \times 4 \mu\text{m}$. La corriente del LED aumenta de 0.1 mA a la derecha hasta 10 mA a la izquierda, con 6 curvas por década.

Esto permite observar la compresión de la curva de descarga con el aumento de la radiación incidente.

9.10.1. Ruido medido

Establecimos que una medición con este dosímetro consiste en promediar 10 muestras de tensión. Esto nos permite definir de manera precisa el ruido como la desviación estándar de ese promedio. Calculamos esa desviación estándar en base a las curvas medidas (figuras 50 y 51).

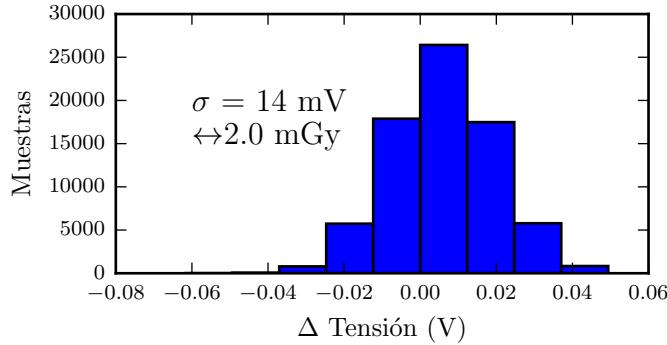


Figura 50: Ruido a la salida del APS de $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$, calculado tomando diferencias entre muestras y escalando para que represente el ruido en un promedio de 10 valores.

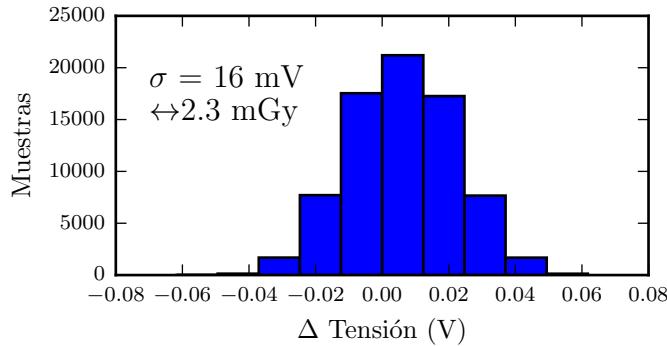


Figura 51: Ruido a la salida del APS de $40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$, calculado tomando diferencias entre muestras y escalando para que represente el ruido en un promedio de 10 valores.

Podemos convertir estos valores de ruido en dosis usando la sensibilidad calculada. Así llegamos a una resolución de 2.0 mGy y 2.3 mGy para el APS de $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$ y $40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$, respectivamente.

9.11. Conclusiones

Presentamos el concepto básico del dosímetro APS, con sus peculiaridades de uso y el tipo de mediciones que permite realizar. Cubrimos su teoría de funcionamiento, y de ahí explicamos el proceso de diseñar el circuito para su fabricación.

En los resultados verificamos que el sensor sigue el comportamiento básico que esperamos, tanto en ausencia de radiación como para distintas intensidades de luz visible. Asimismo, conseguimos una estimación inicial de la resolución del sensor en base al ruido medido a la salida. Así dimos los primeros pasos para implementar un dosímetro APS en un proceso de fabricación CMOS estándar.

10. Dosímetro Floating Gate

Los MOSFET con gate aislado o floating gate se usan comercialmente en memorias no volátiles (Flash y EEPROM). Se coloca cierta carga, cuyo valor representa uno o más bits de información, en el gate. Luego se recupera la información midiendo la carga del gate en base a las curvas IV del MOSFET.

El dosímetro FG se basa en un MOSFET con gate aislado. Su modo de uso es primero resetearlo, dándole una carga inicial. Desde el momento de reset, el dosímetro integra la dosis total que recibe sin necesidad de alimentación (mientras no excede una dosis máxima). Por lo tanto es idóneo para seguimientos largos, por ejemplo de un trabajador durante su turno.

Igual que como hicimos para el dosímetro APS, esta parte del trabajo comienza con la teoría del dosímetro. Luego cubre cómo realizamos el diseño y lo optimizamos. Por último, presenta las mediciones del sensor fabricado, incluyendo los resultados de su irradiación, y las conclusiones que siguen de ellas.

10.1. Principio de funcionamiento

El principio de funcionamiento del dosímetro FG es que la radiación que incide en el óxido de compuerta tiende a descargar al FG. Antes de irradiar, se coloca carga en el gate mediante una corriente de túnel (figura 52). Esta carga altera la tensión de gate, prendiendo un transistor lector.

La radiación incidente produce pares electrón-hueco en el óxido que rodea al floating gate, descargándolo (figura 53). Esto va apagando el lector, reduciendo su corriente de drain si se aplica tensión drain-source constante (figura 54) o aumentando su tensión drain-source si se aplica corriente de drain constante (figura 55). Calibrando estas cantidades contra la dosis recibida, el resultado es un dosímetro.

10.2. Trabajos previos

Thomsen[56] produce un FG MOSFET con un proceso estándar de 2 μm con dos capas de polisilicio a través del consorcio MOSIS[57]. Su innovación consiste en usar túnel Fowler-Nordheim entre las capas de polisilicio, en vez de

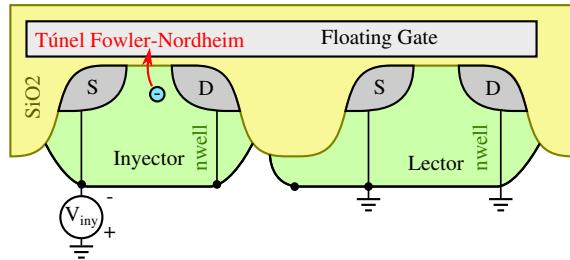


Figura 52: Inyección de carga en el FG a través de una corriente de túnel. La tensión en el inyector produce un campo eléctrico en su óxido de gate, que facilita una corriente de túnel Fowler-Nordheim. La carga que pasa al FG prende el transistor lector.

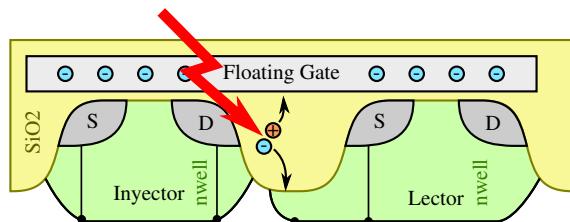


Figura 53: Descarga del FG debido a pares electrón-hueco creados por radiación. Los huecos son atraídos a la carga negativa del FG y se recombinan con la misma, descargándolo.

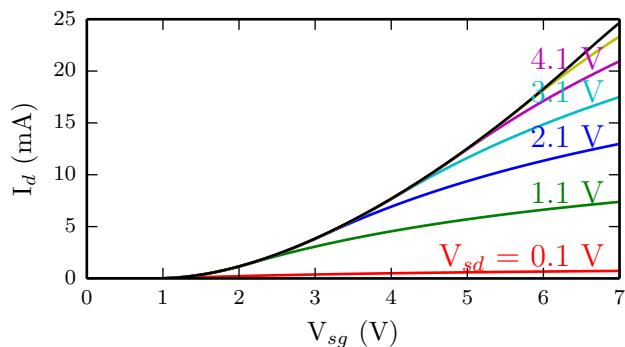


Figura 54: Variación de la corriente de drain del lector con la tensión de gate, para distintos valores de V_{sd} .

usar electrones calientes. Así logra buenas corrientes de inyección para ambas polaridades, aplicando tensiones de hasta 20 V.

Tarr[58] fabrica un FG en un proceso comercial CMOS de 1.5 µm con dos capas de polisilicio. Esto le permite aplicar la tensión de inyección (de hasta 40V) sin pasar por un MOS. Usa un MOS lector apareado con otro MOS idéntico para compensar la variación con temperatura. Como resultado obtiene una sensibilidad de 3 mV rad⁻¹.

Cesari[59] construye un dosímetro FG con un proceso de una sola capa de polisilicio. Lo usa para estudiar el efecto de cargas y descargas repetidas en el sensor. En ambos casos controla la carga del FG eléctricamente, aplicando tensiones de hasta 18 V.

10.3. Acoplamiento capacitivo

Ya que el FG está aislado, su tensión es función de la carga que almacena y de la capacidad entre este y otros nodos del circuito. Sumando la carga en cada capacidad se llega a la relación

$$Q_{FG} = (C_R + C_W)V_{FG} + C_I(V_{FG} - V_I) \quad (6)$$

con Q_{FG} la carga almacenada en el FG, C_R la capacidad de gate del lector, C_W la capacidad del FG sobre el well del lector y C_I la capacidad de gate del inyector.

10.4. Sensibilidad

Para predecir la sensibilidad del dosímetro, necesitamos un modelo simple de cómo la radiación descarga al floating gate.

En principio, la radiación genera pares electrón-hueco en todo el volumen de óxido donde incide. Esto sólo nos interesa cuando ocurre en el óxido que rodea al FG, porque entonces esos pares electrón-hueco pueden descargarlo. Por lo tanto, cada región de FG aporta una generación de carga proporcional a su área A y al espesor de óxido: t .

No podemos medir directamente la cantidad de carga en el floating gate. Sólo podemos saberla indirectamente, a partir de la tensión de gate. La relación entre carga y tensión es la capacitancia del FG. Para cada región de FG, su capacitancia es proporcional al área A e inversamente proporcional al espesor del óxido t que la separa de la otra placa del capacitor (lo que sea que tenga debajo).

Por lo tanto, la sensibilidad (definida como derivada de la tensión respecto de la dosis) es un cociente entre la carga generada por todo el óxido que rodea al FG y la capacitancia del FG a otros nodos.

$$S = \frac{dV}{dE} \propto \frac{\sum_i A_i t_i}{\sum_j A_j / t_j} \quad (7)$$

, con A_i y t_i las áreas y espesores de los óxidos que rodean al FG. Tanto los óxidos de campo como de gate consisten de SiO₂, de modo que la permitividad

sale como constante. Explorando esta ecuación, podemos optimizar el diseño del dosímetro para maximizar su sensibilidad.

10.5. Diseño

El desempeño del dosímetro depende de cocientes de capacidades entre FG y distintos nodos del circuito. Estos cocientes se reducen a relaciones entre las áreas del lector, inyector y FG. Debido a limitaciones del proceso de fabricación, las áreas tienen un valor mínimo y varían de a pasos discretos. Por otro lado, hay un área total máxima para el dosímetro. Para elegir las dimensiones óptimas, exploramos el espacio de soluciones mirando dos parámetros de calidad: sensibilidad a la radiación, y eficiencia de inyección.

La ecuación 7 dice que la sensibilidad se maximiza asignando mayor área al óxido más grueso, que es el óxido de campo entre FG y el well del lector.

Por otro lado, la ecuación 6 dice que la tensión de túnel $V_{FG} - V_I$ se maximiza, para un V_I dado, minimizando la relación C_I/C_{FG} . Dado que hay un área mínima para el inyector, es necesario aumentar las otras capacidades para reducir esa relación.

Exploramos el espacio de soluciones graficando las curvas de nivel de ambos parámetros en función de dos variables de diseño: la relación área lector / área inyector, y la relación área de well del lector / área inyector. Esto se ve en las figuras 56 y 57.

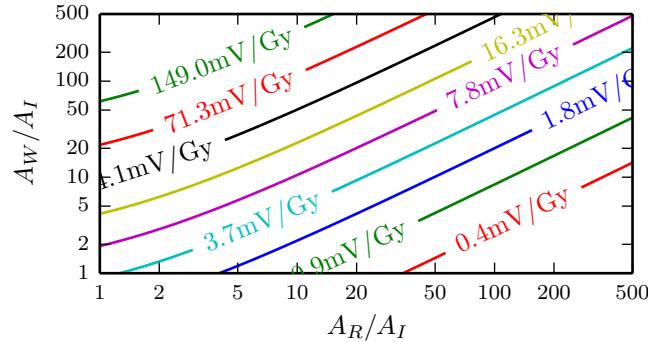


Figura 56: Sensibilidad del floating gate en función de la relación de áreas de inyector (A_I), lector (A_R) y well del lector (A_W).

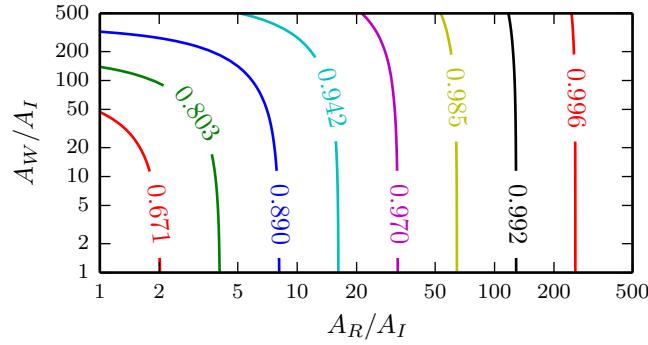


Figura 57: Fracción de la tensión de inyección que cae en el óxido del inyector, en función de la relación de áreas de inyector (A_I), lector (A_R) y well del lector (A_W).

Así llegamos a las dimensiones finales de cada región:

Región	Área (μm^2)
Inyector	4.32
Well	180000
Lector	35000

10.6. Diseño físico (layout)

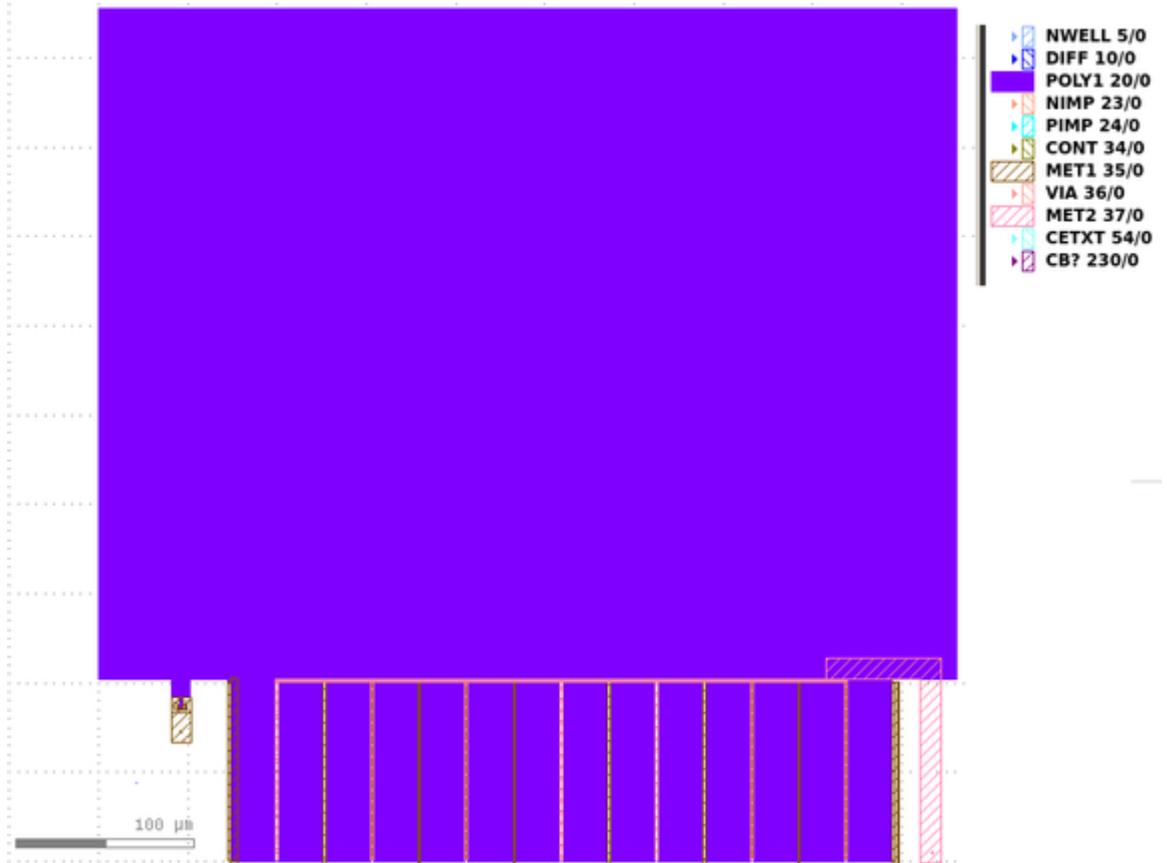


Figura 58: Layout del dosímetro completo, mostrando polisilicio y metalización. El rectángulo superior de polisilicio está sobre nwell con óxido de campo, y es la región principal de generación de carga por su óxido grueso. Abajo a la izquierda está el inyector, el MOS de área mínima a través del cual se carga al FG. Abajo a la derecha está el transistor lector, armado con múltiples canales (varios MOSFET en paralelo que comparten difusiones source/drain).

El layout (figura 58) se divide en 3 grandes regiones:

- Floating Gate sobre óxido de campo y nwell,
- MOS inyector, y
- MOSFET lector.

El inyector es un MOS de área mínima con su propio nwell (figura 59).

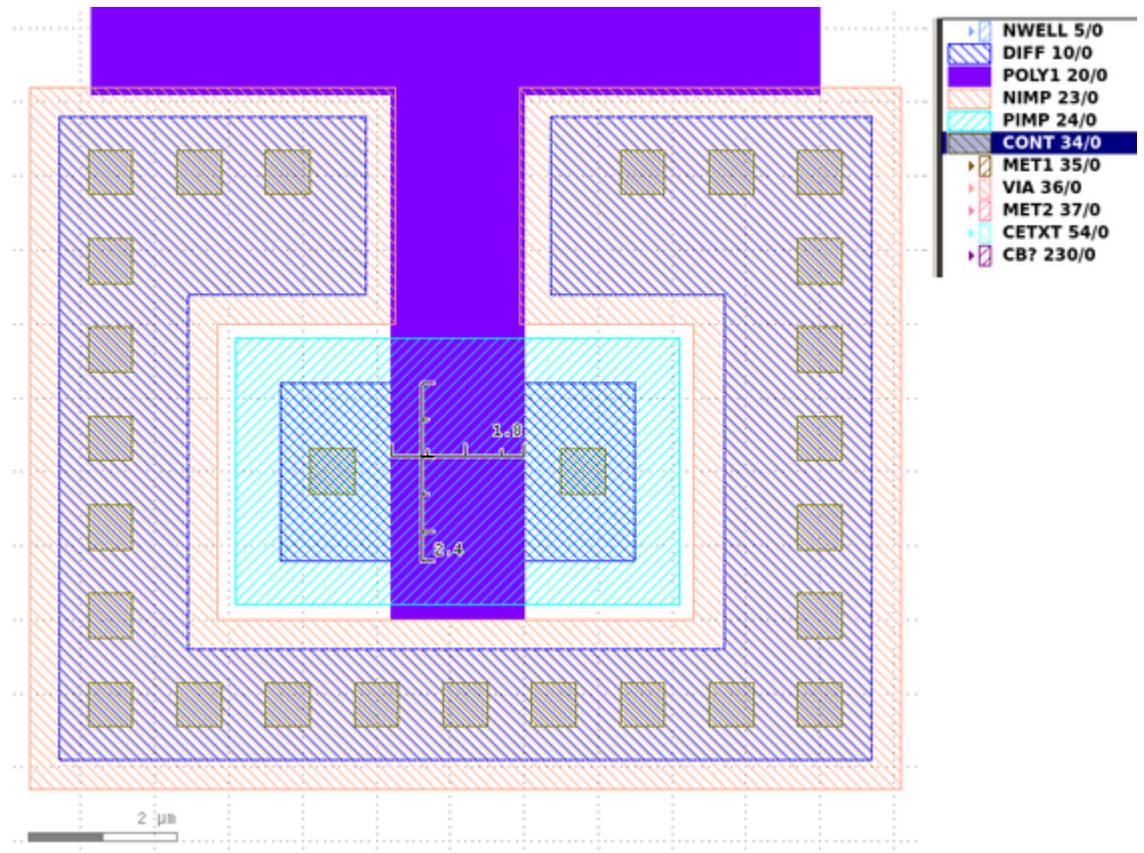


Figura 59: Layout del MOS inyector. Está rodeado por contactos a body (nwell). Estos contactos y los de drain/source están cortocircuitados por la metalización (no visible).

Esto permite conectar su drain, source y body a la terminal de inyección.

El lector es un MOSFET de $W = 100 \mu\text{m}$ por $L = 25 \mu\text{m}$ con 14 canales. Esto significa que usa 14 MOSFET en paralelo, que comparten difusiones source/drain. Esto se ve claramente en la metalización (figura 60), donde los source están conectados por debajo con M1 (la primera capa de metal) y los drain por arriba con M2 (la segunda capa de metal).

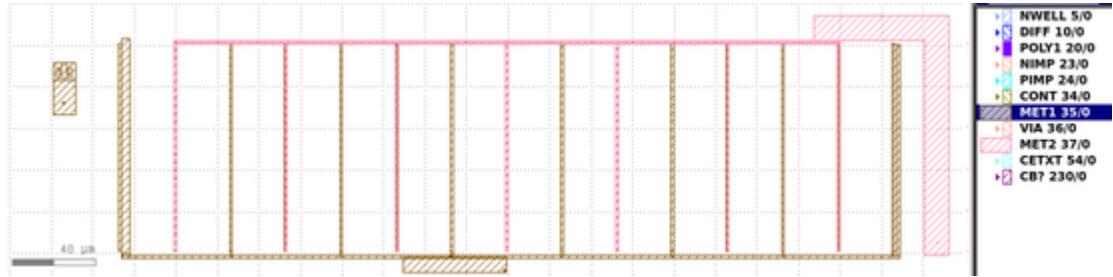


Figura 60: Metalización del FG. A la izquierda, hay M1 (la primera capa de metal) cortocircuitando source, drain y body del MOS inyector. A la derecha, hay M1 conectando por debajo los sources/body del MOSFET lector y M2 conectando por arriba los drains.

10.7. Medición de la carga

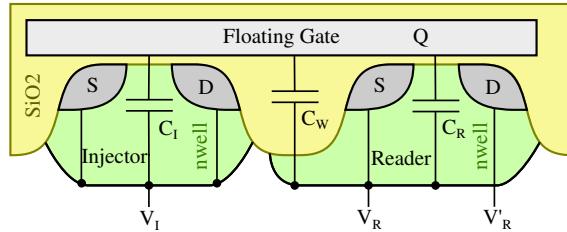


Figura 61: Modelo de acoplamiento capacitivo en un MOSFET con floating gate.

La tensión del floating gate controla el canal de un MOSFET que llamamos lector o reader. Para determinar esa tensión en función de la carga del FG, usamos el acoplamiento capacitivo [60] entre floating gate y otros nodos, llegando a la ecuación

$$V_{FG} = \frac{C_I V_I + (C_R + C_W) V_R + Q}{C_I + C_R + C_W}$$

con los términos ilustrados en la figura 61.

Durante la lectura se usa $V_I = V_R = 0$. En función de V_{FG} y V'_R , la corriente del lector es

$$I'_R = \begin{cases} I_{D0} \left(\frac{W}{L}\right)_L \exp\left(\frac{V_{FG}-V_T}{nkT/q}\right) & V_{FG} > -V_T \\ \beta_n \left(\frac{W}{L}\right)_L (V_{FG} + V_T + \frac{V'_R}{2}) V'_R & -V'_R - V_T < V_{FG} < -V_T \\ \frac{\beta_n}{2} \left(\frac{W}{L}\right)_L (V_{FG} + V_T)^2 & -V'_R - V_T > V_{FG}. \end{cases}$$

Estas ecuaciones nos indican que, polarizando el lector con una tensión V_{sd} pequeña (usamos 0.1 V), estamos en la situación del medio y la corriente de drain varía linealmente con V_{FG} .

10.8. Cargado del floating gate

10.8.1. Mecanismo de inyección

Dado que el floating gate está aislado, no es posible cargarlo o descargarlo con una fuente de tensión como las placas de un capacitor normal. La única forma de hacerle llegar carga es a través del aislante que lo rodea.

En condiciones normales, el aislante tiene muy pocos portadores. Esto impide la conducción normal como en un metal. Además, para espesores típicos de aislante, los electrones que están a uno y otro lado del mismo no pueden tunear a través de su barrera de potencial. En consecuencia, el aislante presenta una resistencia alta.

Al aplicarle suficiente tensión, el campo eléctrico en el aislante inclina la banda de conducción, reduciendo el ancho de la barrera de potencial (figura 62). Así aumenta la probabilidad de túnel, y en consecuencia la corriente. Esto se denomina corriente de túnel Fowler-Nordheim[61].

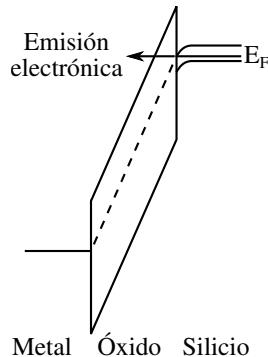


Figura 62: Diagrama de bandas de la emisión de electrones del canal al gate de un MOS. El campo eléctrico en el óxido de gate reduce el ancho de la barrera de potencial del óxido, facilitando el tuneleo. Reproducido de [61]

Esta corriente se ajusta a una expresión del tipo

$$J_{FN} = AF_{ox}^2 \exp(-B/F_{ox}).$$

con A y B constantes de ajuste y F_{ox} el campo eléctrico en el óxido.

Esto explica la corriente de gate que fluye en un MOS, al aplicar tensión suficiente entre body y gate. En nuestro caso, no podemos aplicar tensión directamente al gate porque está completamente aislado. Esto puede representarse como en la figura 63.

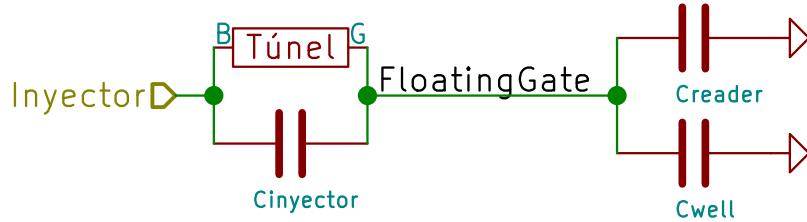


Figura 63: Esquemático del flujo de carga al floating gate a través del óxido del MOS inyector. Al aplicar tensión al inyector, parte de esta tensión cae sobre la capacidad de gate C_I del MOS inyector y parte sobre la capacidad de well C_W y del MOS lector C_R . Minimizando C_I , se maximiza la tensión a través del inyector y por lo tanto se logra la mayor corriente de túnel.

La tensión se aplica al body de un MOS inyector, cuyo gate es el FG. Dándole al MOS inyector la menor área posible, reducimos su capacidad de gate. Así la mayoría de la tensión de inyección cae a través de su óxido y produce una corriente de túnel que carga al FG.

Dado que el FG tiene que prender un PMOS, hay que darle una carga inicial negativa. Mirando la figura 63, una tensión negativa en el inyector produce carga negativa en el FG. Esta polarización pone al MOS inyector en acumulación, de modo que la tensión gate-body cae principalmente en el óxido de gate (y muy poco en el silicio).

El campo en el óxido F_{ox} está dado por

$$V_{FG} - V_I = F_{ox}t_{ox} + \psi_s + V_{FB},$$

con $V_{FB} = (\Phi_S - \Phi_M)/e$ y ψ_s la caída de tensión sobre el Si del inyector, que como ya dijimos es despreciable.

10.8.2. Experimental

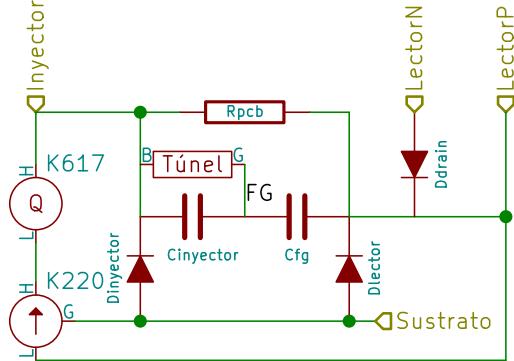


Figura 64: Setup experimental para inyectar corriente en el FG, con todos los caminos de pérdidas relevantes. La conexión del sustrato a la guarda de la fuente de corriente anula la tensión a través del diodo sustrato-bulk del inyector.

Cargamos el floating gate aplicando corriente constante entre el inyector y el well del lector. Durante la inyección, cualquier conductancia parásita entre esos nodos va a llevarse parte de la corriente, reduciendo la carga inyectada. Al mismo tiempo, parte de la carga proporcionada va a cargar las capacidades del sistema. Si aplicamos una corriente pequeña (para cambiar lentamente la carga del FG), el setup de inyección está la mayoría del tiempo cargando estas capacidades hasta que se alcanza la tensión necesaria para el tuneleo de inyector a FG.

Usamos la guarda de la fuente de corriente para eliminar algunos caminos de pérdida (figura 64). Conectándola al sustrato evitamos la corriente en inversa del diodo de bulk del inyector. Ya que el inyector está bondeado al pin siguiente al well del lector, no es posible interponer una guarda entre ellos para evitar pérdidas en el PCB.

10.8.3. Curvas de carga y descarga

La tensión del inyector (figuras 65 y 67) varía linealmente mientras se carga la capacidad de los cables a corriente constante. Cuando alcanza una diferencia de potencial suficiente respecto del FG, la corriente de túnel crece rápidamente y frena el crecimiento de la tensión. Las curvas IV (figuras 66 y 68) saturan a corrientes cada vez más grandes/chicas, confirmando la variación de tensión del FG entre cada tramo de inyección.

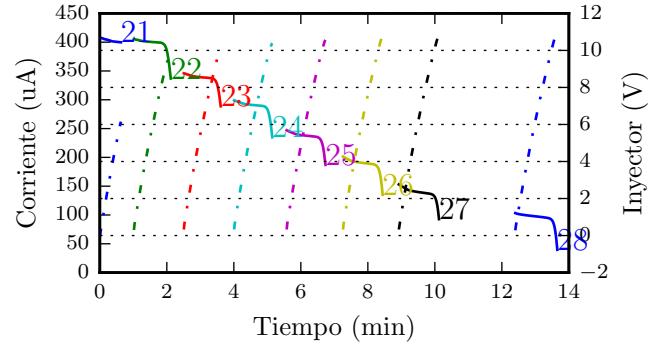


Figura 65: Descarga del FG midiendo tensión del inyector (línea punteada) y corriente de drain del lector (línea sólida) a $V_{sd}=100$ mV. Esta corriente de drain es una indicación directa de la cantidad de carga en el FG.

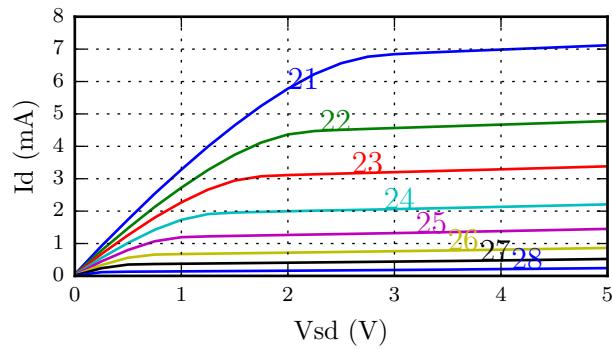


Figura 66: Curvas IV del lector medidas entre tramos de la descarga de la figura 65.

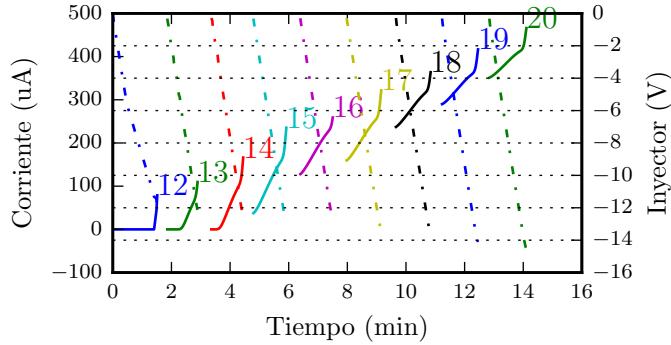


Figura 67: Carga del FG midiendo tensión del inyector (línea punteada) y corriente de drain (línea sólida) a $V_{sd}=100\text{ mV}$.

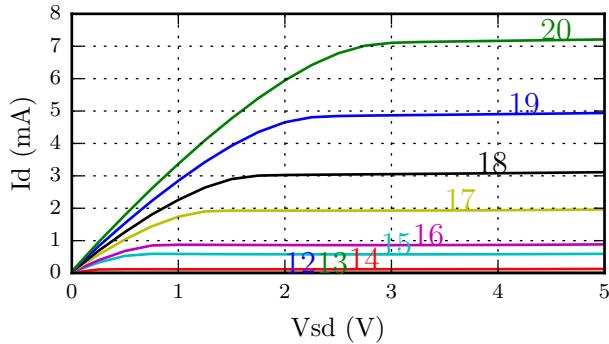


Figura 68: Curvas IV del lector medidas entre tramos de la carga.

10.9. Irradiación con ^{90}Sr

Expusimos el dosímetro, previamente cargado, a una fuente de ^{90}Sr . La figura 69 muestra que la corriente responde de manera casi lineal a la dosis. La variación de la sensibilidad se ve con más detalle en la figura 70.

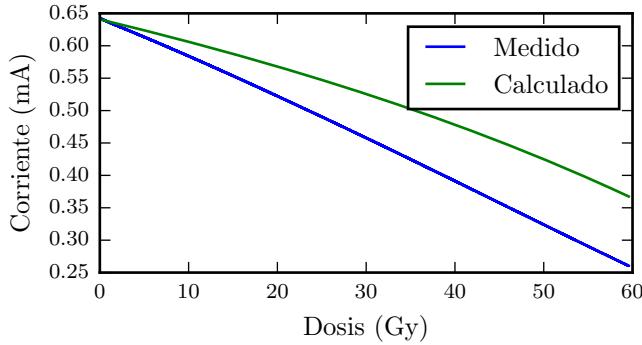


Figura 69: Corriente del lector del FG polarizado con $V_{sd}=100$ mV en función de la dosis recibida. La corriente calculada parte de la corriente inicial extraída de la medición.

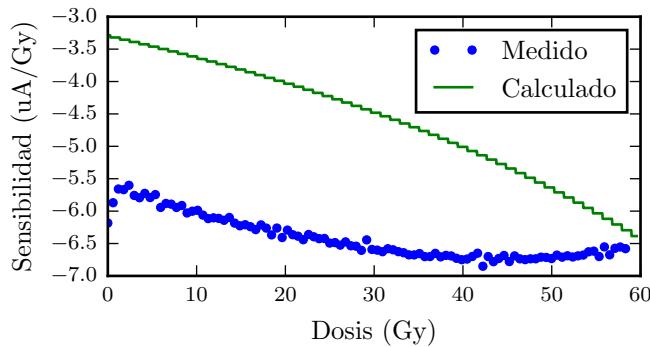


Figura 70: Sensibilidad del FG polarizado con $V_{sd}=100$ mV en función de la dosis recibida.

La sensibilidad cambia con la dosis debido a dos fenómenos opuestos.

- A medida que se descarga el floating gate, disminuye el campo eléctrico en el óxido y baja el yield de generación de pares electrón-hueco.
- Al reducirse la corriente, crece $\frac{dI_D}{dV_G}$ (figura 71) y esto aumenta la sensibilidad.

Se ve en las mediciones un crecimiento de la sensibilidad que se aplana al alcanzar 50 Gy.

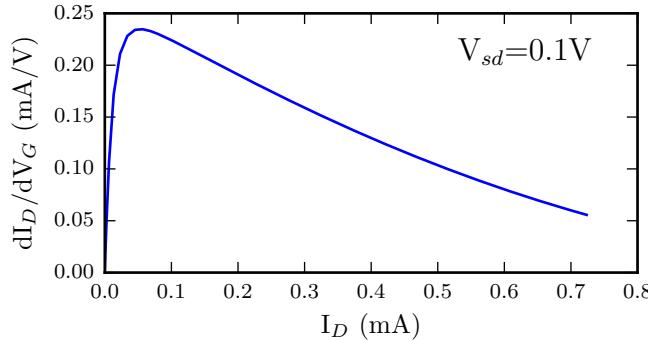


Figura 71: La pendiente de la curva $I_D(V_G)$ del lector aumenta a medida que I_D cae, incrementando la sensibilidad del FG. Esta curva fue simulada con modelos provistos por el foundry, debido a que la compuerta del dispositivo fabricado está inaccesible para mediciones.

10.10. Corriente de ruido

Establecemos que una medición con este dosímetro consiste en promediar 10 muestras de corriente. Así podemos definir el ruido como la desviación estándar de este promedio. Medimos la corriente del lector en ausencia de radiación y tomamos la diferencia entre muestras sucesivas para eliminar derivas (figura 72). Esto resulta en una desviación estándar $\sigma = 27 \text{ nA} \leftrightarrow 4 \text{ mGy}$.

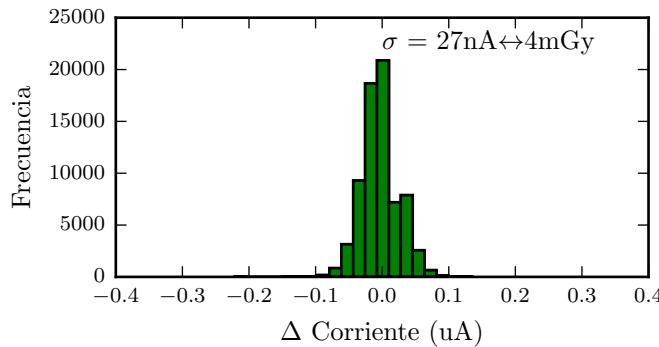


Figura 72: Diferencia entre mediciones sucesivas de corriente del lector, escaladas para representar el ruido en promedios de 10 muestras.

Parte IV

Discusión y conclusiones

11. Discusión

11.1. Uso de procesos CMOS estándar

La dificultad central en el diseño de dosímetros en procesos CMOS estándar se debe a que el proceso no está diseñado con este fin. La sensibilidad del dosímetro depende de manera sutil de la geometría y composición de las distintas estructuras del circuito. Para circuitos analógicos convencionales, alcanza con que el proceso controle y reporte al diseñador distintos parámetros de dispositivos: capacidades entre capas, corrientes de fuga, tensiones de umbral de MOS, etc. Si bien fue posible diseñar los dosímetros en base a estos parámetros, es deseable optimizar el diseño con información más detallada (posiblemente confidencial) acerca del proceso.

11.2. Biasing para simulaciones Monte-Carlo

La simulación Monte-Carlo del irradiador empleó un modelo con simetría esférica para obtener un estimado de dosis worst-case minimizando el tiempo de cálculo. El problema se debe a que nos interesa la fracción ínfima de partículas que escapan del irradiador, y la simulación pierde tiempo simulando aquellas que se detienen adentro. Una mejora posible para trabajos posteriores sería utilizar técnicas de biasing en la simulación. Esta es una técnica usada en cálculos de protección que permite explorar en más detalle un tipo de resultado reduciendo el tiempo que se dedica a otros resultados. Esto se logra sesgando la generación de números aleatorios y luego corrigiendo los resultados para compensar.

11.3. Estructuras de protección ESD

La cantidad de mediciones se vio limitada por la fragilidad de los circuitos, probablemente dañados por descargas electrostáticas (ESD). Si bien se incorporaron estructuras de protección a las entradas de reset de los dosímetros APS, los diseños futuros deberían explorar medidas adicionales. En particular, una forma de proteger el transistor inyector del dosímetro FG que permita aplicar las tensiones elevadas de inyección.

11.4. Layout para minimizar corrientes de fuga

El layout de los dosímetros no prestó particular atención a los distintos caminos de fuga presentes en el circuito fabricado, cuando ambos dosímetros son sensibles a fugas pequeñas ya sea antes o durante la irradiación. Iteraciones futuras deberían explorar el uso de guardas y posiblemente cambios en el circuito que permitan controlar las corrientes de fuga.

11.5. Curvas de descarga de APS

Las curvas de descarga medidas en los APS de área grande y chica tienen tiempos de descarga muy distintos. Tanto esto como la forma particular de las curvas no tienen explicación inmediata. Si bien la medición con LED confirma que responden a la luz incidente, es deseable explicar la forma detallada de estas curvas para entender el fenómeno y construir un dosímetro robusto.

11.6. Adición de un Control Gate al FG

Resulta interesante desarrollar una variante del dosímetro FG que use una capa de metalización como Control Gate. Esto daría mayor flexibilidad a la hora de cargar y medir el dosímetro, permitiendo por ejemplo medir el corrimiento de la tensión umbral en esta nueva terminal.

11.7. Variación anómala de la sensibilidad de FG

No se pudo ajustar la curva de sensibilidad del dosímetro FG de forma satisfactoria. Esto apunta a que el modelo usado para el ajuste no captura algunos procesos necesarios como creación de estados de interfaz o captura de carga en el óxido. Esta falla del modelo no impide una calibración del sensor a la curva empírica, pero sugiere cambiar el diseño para minimizar estos procesos y obtener un dosímetro menos sensible a variables poco controladas del proceso.

12. Conclusiones

En este trabajo explicamos la aplicación, el principio de funcionamiento, la forma de diseño y el resultado de las mediciones de dos dosímetros. Ambos diseños fueron elegidos porque representan una tendencia no sólo de la dosimetría sino de toda la microelectrónica: la integración de circuitos especializados en procesos CMOS.

Dimos un repaso de la física necesaria para entender el principio de funcionamiento de ambos dosímetros, centrándonos en la operación del transistor MOS. Para esto cubrimos sus regiones de operación y resumimos los principales efectos de la radiación.

Tanto en el diseño del irradiador como del dosímetro APS presentamos los cálculos Monte-Carlo con los que contrastamos las dosis calculadas analíticamente. En ambos casos detallamos la geometría simplificada que usamos para la simulación, ya sea para minimizar el tiempo de cálculo (caso del irradiador) o por falta de información acerca de las dimensiones (caso del APS).

Para cada circuito partimos de la topología elegida explicando los valores a elegir, y las medidas de desempeño que buscamos maximizar. Para eso mostramos los cálculos y simulaciones que guiaron el proceso de diseño.

Finalmente presentamos las mediciones realizadas sobre los dosímetros fabricados. Extrajimos un subconjunto de las medidas de desempeño anteriores

y las comparamos con los valores esperados en base a la simulación del diseño final.

En la discusión evaluamos en detalle los aspectos positivos y negativos de todo el trabajo y aquellos cambios, mejoras o profundizaciones que quedan abiertos para trabajos futuros.

Referencias

- [1] RL Clough. "High-energy radiation and polymers: A review of commercial processes and emerging applications". En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 185.1-4 (2001), págs. 8-33.
- [2] Harold Berger. "Neutron radiography". En: *ANL-6346 (i960) pp* (1960), págs. 12-37.
- [3] International Symposium on Measurement Assurance in Dosimetry e Internationale Atomenergie-Organisation, eds. *Measurement assurance in dosimetry: proceedings of an International Symposium on Measurement Assurance in Dosimetry ; organized by the International Atomic Energy Agency and held in Vienna, 24 - 27 May 1993*. Proceedings series. OCLC: 246833242. Vienna, 1994. ISBN: 978-92-0-100194-8.
- [4] A. Noel y col. "Detection of errors in individual patients in radiotherapy by systematic in vivo dosimetry". En: *Radiotherapy and Oncology* 34.2 (1 de feb. de 1995), págs. 144-151. ISSN: 0167-8140. DOI: 10.1016/0167-8140(94)01503-U. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016781409401503U> (visitado 21-09-2017).
- [5] Marion Essers y BenJ Mijnheer. "In vivo dosimetry during external photon beam radiotherapy". En: *International Journal of Radiation Oncology*Biology*Physics* 43.2 (15 de ene. de 1999), págs. 245-259. ISSN: 0360-3016. DOI: 10.1016/S0360-3016(98)00341-1. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360301698003411> (visitado 21-09-2017).
- [6] Qiuwen Wu, Jian Liang y Di Yan. "Application of dose compensation in image-guided radiotherapy of prostate cancer". En: *Physics in Medicine and Biology* 51.6 (2006), pág. 1405. ISSN: 0031-9155. DOI: 10.1088/0031-9155/51/6/003. URL: <http://stacks.iop.org/0031-9155/51/i=6/a=003> (visitado 12-01-2016).
- [7] A R Jones. "The Application of Some Direct Current Properties of Silicon Junction Detectors to \$\gamma\$-ray Dosimetry". En: *Physics in Medicine and Biology* 8.4 (1 de nov. de 1963), págs. 451-459. ISSN: 00319155. DOI: 10.1088/0031-9155/8/4/307. URL: <http://stacks.iop.org/0031-9155/8/i=4/a=307?key=crossref.8327321d3a13d2d2e00213217aa4c561> (visitado 22-09-2017).

- [8] Andrew Holmes-Siedle y Leonard Adams. “RADFET: A review of the use of metal-oxide-silicon devices as integrating dosimeters”. En: *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part C. Radiation Physics and Chemistry* 28.2 (1986), págs. 235-244. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/1359019786901347> (visitado 29-09-2014).
- [9] J. Lipovetzky y col. “Field Oxide n-channel MOS Dosimeters Fabricated in CMOS Processes”. En: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 60.6 (dic. de 2013), págs. 4683-4691. ISSN: 0018-9499. DOI: 10.1109/TNS.2013.2287256.
- [10] Yanjie Wang y col. “A temperature, supply voltage compensated floating-gate MOS dosimeter using VTH extractor”. En: *Fifth International Workshop on System-on-Chip for Real-Time Applications, 2005. Proceedings*. Jul. de 2005, págs. 176-179. DOI: 10.1109/IWSOC.2005.30.
- [11] E. Garcia-Moreno y col. “Floating gate CMOS dosimeter with frequency output”. En: *Nuclear Science, IEEE Transactions on* 59.2 (2012), págs. 373-378. URL: http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=6151199 (visitado 08-09-2014).
- [12] W. Dulinski y col. “CMOS monolithic active pixel sensors for minimum ionizing particle tracking using non-epitaxial silicon substrate”. En: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 51.4 (ago. de 2004), págs. 1613-1617. ISSN: 0018-9499. DOI: 10.1109/TNS.2004.832947.
- [13] S. M. Sze. *Physics of semiconductor devices*. 3rd ed. Hoboken, N.J: Wiley-Interscience, 2007. ISBN: 0471143235.
- [14] Gordon E. Moore. “Cramming more components onto integrated circuits”. En: *IEEE Solid-State Circuits Society Newsletter* 11.5 (sep. de 2006), págs. 33-35. ISSN: 1098-4232. DOI: 10.1109/N-SSC.2006.4785860.
- [15] Adel S. Sedra. *Microelectronic circuits*. Col. de Kenneth Carless Smith. 6th ed. The Oxford series in electrical and computer engineering. New York: Oxford University Press, 2010. 1397 págs. ISBN: 9780195323030.
- [16] Sah Chih-Tang. “Evolution of the MOS transistor-from conception to VLSI”. En: *Proceedings of the IEEE* 76.10 (oct. de 1988), págs. 1280-1326. ISSN: 0018-9219. DOI: 10.1109/5.16328.
- [17] Stephen A. Campbell. *The Science and Engineering of Microelectronic Fabrication*. Oxford University Press, 2001. 624 págs. ISBN: 978-0-19-513605-0.
- [18] Supriyo Datta. *Quantum phenomena*. Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1989. ISBN: 0-201-07956-9 978-0-201-07956-2.
- [19] M.J. Berger y col. *ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions (version 1.2.3)*. <http://physics.nist.gov/Star>. [Online; accessed 10-April-2015]. URL: <http://physics.nist.gov/Star> (visitado 10-03-2015).

- [20] John David Jackson. *Classical Electrodynamics*. en. Wiley, ago. de 1998. ISBN: 9780471309321.
- [21] H. A. Kramers. “XCIII. On the theory of X-ray absorption and of the continuous X-ray spectrum”. En: *Philosophical Magazine Series 6* 46.275 (1 de nov. de 1923), págs. 836-871. ISSN: 1941-5982. DOI: 10 . 1080 / 14786442308565244. URL: <http://dx.doi.org/10.1080/14786442308565244> (visitado 13-05-2015).
- [22] JH Hubbell y SM Seltzer. *NISTIR 5632: Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients*. 1996. URL: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/>. Washington.
- [23] James E. Martin. *Physics for Radiation Protection*. en. Wiley, mar. de 2013. ISBN: 9783527667062.
- [24] IAEA. *Radiation Protection and Safety of Radiation Sources: International Basic Safety Standards*. URL: http://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/p1531interim_web.pdf (visitado 23-04-2014).
- [25] International Commission on Radiological Protection. URL: <http://www.icrp.org/> (visitado 01-07-2015).
- [26] International Atomic Energy Agency (IAEA). *Official Web Site of the IAEA*. URL: <https://www.iaea.org/> (visitado 01-07-2015).
- [27] Monica J. Washington. “Practice of Peer Review in the International Nuclear Safety Regime, The”. En: *NYUL Rev.* 72 (1997), pág. 430. URL: http://heinonlinebackup.com/hol-cgi-bin/get_pdf.cgi?handle=hein.journals/nylr72§ion=26 (visitado 30-06-2015).
- [28] Ervin B. Podgoršak. *Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students*. en. International Atomic Energy Agency, ene. de 2005. ISBN: 9789201073044.
- [29] C J Martin. “Effective dose: how should it be applied to medical exposures?” En: *The British Journal of Radiology* 80.956 (ago. de 2007), págs. 639-647. ISSN: 0007-1285, 1748-880X. DOI: 10.1259/bjr/25922439. URL: <http://www.birpublications.org/doi/abs/10.1259/bjr/25922439> (visitado 12-01-2016).
- [30] Jack Valentin. *Low-dose extrapolation of radiation-related cancer risk*. Elsevier London, 2006. URL: <http://dspace.elib.ntt.edu/dspace/bitstream/123456789/8076/1/ICRP%20Publication%20No%2099-%20Low-dose%20extrapolation%20of%20radiation-related%20cancer%20risk.pdf> (visitado 30-09-2017).
- [31] Antony M. Hooker y col. “The linear no-threshold model does not hold for low-dose ionizing radiation”. En: *Radiation research* 162.4 (2004), págs. 447-452. URL: <http://www.rrjournal.org/doi/abs/10.1667/RR3228> (visitado 30-09-2017).
- [32] Krzysztof Iniewski, ed. *Radiation effects in semiconductors*. Devices, circuits, and systems. Boca Raton: CRC Press, 2011. ISBN: 9781439826942.

- [33] Jan Bogaert y Bart Dierickx. “Total dose effects on CMOS active pixel sensors”. En: *Electronic Imaging*. International Society for Optics y Photonics, 2000, págs. 157-167. URL: <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?articleid=920897> (visitado 10-04-2015).
- [34] Glenn F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. 4th ed. Hoboken, N.J: John Wiley, 2010. ISBN: 9780470131480.
- [35] Y. M. Liu y J. A. Coleman. “Electron Radiation Damage Effects in Silicon Surface-Barrier Detectors”. En: *Nuclear Science, IEEE Transactions on* 18.1 (1971), págs. 192-199. URL: http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=4325863 (visitado 25-06-2015).
- [36] B. L. Gregory y B. D. Shafer. “Latch-Up in CMOS Integrated Circuits”. En: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 20.6 (dic. de 1973), págs. 293-299. ISSN: 0018-9499. DOI: 10.1109/TNS.1973.4327410.
- [37] Timothy R. Oldham y F. B. McLean. “Total ionizing dose effects in MOS oxides and devices”. En: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 50.3 (2003), págs. 483-499. URL: http://radhome.gsfc.nasa.gov/radhome/papers/tns03_oldham_TID.pdf (visitado 07-04-2014).
- [38] Byron P. Roe. *Probability and statistics in experimental physics*. New York: Springer-Verlag, 1992. 208 págs. ISBN: 0387978496.
- [39] J. Allison y col. “Geant4 developments and applications”. En: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53.1 (feb. de 2006), págs. 270-278. ISSN: 0018-9499. DOI: 10.1109/TNS.2006.869826.
- [40] Radovan Chytracek y col. “Geometry description markup language for physics simulation and analysis applications”. En: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53.5 (2006), págs. 2892-2896. URL: <http://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/1710291/> (visitado 07-10-2017).
- [41] Keithley Instruments Inc. *Keithley Model 617 Programmable Electrometer Instruction Manual*. 1984.
- [42] Alan Rich. *Application Note 347 - Shielding and Guarding*. 1983. URL: http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/application-notes/41727248AN_347.pdf (visitado 01-09-2015).
- [43] KF Eckerman y AL Sjoreen. “Radiological Toolbox Ver. 2.0. 0”. En: *Oak Ridge National Laboratory* (2006).
- [44] K. Eckerman y A. Endo. “ICRP Publication 107. Nuclear decay data for dosimetric calculations.” En: *Annals of the ICRP* 38.3 (2007), págs. 7-96. URL: <http://europepmc.org/abstract/med/19285593> (visitado 19-05-2015).
- [45] Daniel Delacroix y col. “Radionuclide and radiation protection data handbook 2002”. En: *Radiation Protection Dosimetry* 98.1 (2002), págs. 1-168. URL: <http://rpd.oxfordjournals.org/content/98/1/1.short> (visitado 23-04-2014).
- [46] M. Dressel. *Geometrical importance sampling in Geant4: from design to verification*. Inf. téc. CERN-OPEN-2003-048, 2003.

- [47] R Turchetta y col. “A monolithic active pixel sensor for charged particle tracking and imaging using standard VLSI CMOS technology”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 458.3 (11 de feb. de 2001), págs. 677-689. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/S0168-9002(00)00893-7. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900200008937> (visitado 21-04-2015).
- [48] Howard S. Matis y col. “Charged particle detection using a CMOS active pixel sensor”. En: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 50.4 (2003), págs. 1020-1025.
- [49] E. Conti y col. “Use of a CMOS Image Sensor for an Active Personal Dosimeter in Interventional Radiology”. En: *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 62.5 (mayo de 2013), págs. 1065-1072. ISSN: 0018-9456. DOI: 10.1109/TIM.2012.2223331.
- [50] X-FAB. *0.6 Micron Modular Mixed Signal Technology with Embedded Non Volatile Memory and High Voltage Options*. Jul. de 2008. URL: http://www.xfab.com/index.php?eID=tx_nawsecuredl&u=0&g=0&t=1452715800&hash=b81f827a29b48682cd9f6bd0a99dbb82200b4e11&file=fileadmin/X-FAB/ResourceXplorer/Datasheets/XC06_Data_sheet.pdf (visitado 12-01-2016).
- [51] M. J. Berger y col. “Response of silicon detectors to monoenergetic electrons with energies between 0.15 and 5.0 MeV”. En: *Nuclear Instruments and Methods* 69.2 (mar. de 1969), págs. 181-193. ISSN: 0029-554X. DOI: 10.1016/0029-554X(69)90411-X. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X6990411X> (visitado 25-06-2015).
- [52] M. Raine, M. Gaillardin y P. Paillet. “Geant4 physics processes for silicon microdosimetry simulation: Improvements and extension of the energy-range validity up to 10 GeV/nucleon”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 325.0 (2014), págs. 97 -100. ISSN: 0168-583X. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2014.01.014>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X14001839>.
- [53] John R. Taylor. *Introduction To Error Analysis: The Study of Uncertainties in Physical Measurements*. Google-Books-ID: giFQcZub80oC. University Science Books, 14 de jul. de 1997. 356 págs. ISBN: 978-0-935702-75-0.
- [54] R. Jacob Baker. *CMOS Circuit Design, Layout, and Simulation, 3rd Edition*. English. 3 edition. Piscataway, NJ : Hoboken, NJ: Wiley-IEEE Press, sep. de 2010. ISBN: 9780470881323.
- [55] Marvin H. White y col. “Characterization of surface channel CCD image arrays at low light levels”. En: *Solid-State Circuits, IEEE Journal of* 9.1 (1974), págs. 1-12. URL: http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=1050448 (visitado 26-05-2015).

- [56] A. Thomsen y M.A. Brooke. “A floating-gate MOSFET with tunneling injector fabricated using a standard double-polysilicon CMOS process”. En: *IEEE Electron Device Letters* 12.3 (mar. de 1991), págs. 111-113. ISSN: 0741-3106. DOI: 10.1109/55.75728.
- [57] *What is MOSIS*. URL: <https://www.mosis.com/what-is-mosis> (visitado 29-08-2018).
- [58] N.G. Tarr y col. “A sensitive, temperature-compensated, zero-bias floating gate MOSFET dosimeter”. En: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 51.3 (jun. de 2004), págs. 1277-1282. ISSN: 0018-9499. DOI: 10.1109/TNS.2004.829372.
- [59] J. Cesari y col. “Floating Gate P-MOS Radiation Sensor Charging Cycles Characterization”. En: *2014 IEEE Radiation Effects Data Workshop (REDW)*. 2014 IEEE Radiation Effects Data Workshop (REDW). Jul. de 2014, págs. 1-4. DOI: 10.1109/REDW.2014.7004572.
- [60] Paolo Pavan, Luca Larcher y Andrea Marmiroli. *Floating gate devices operation and compact modeling*. English. Boston: Kluwer Academic, 2004. ISBN: 1402026137 9781402026133. URL: <http://public.eblib.com/choice/publicfullrecord.aspx?p=225991> (visitado 06-04-2015).
- [61] M. Lenzlinger y E. H. Snow. “Fowler-Nordheim Tunneling into Thermally Grown SiO₂”. En: *Journal of Applied Physics* 40.1 (1 de ene. de 1969), págs. 278-283. ISSN: 0021-8979, 1089-7550. DOI: 10.1063/1.1657043. URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/40/1/10.1063/1.1657043> (visitado 27-05-2015).

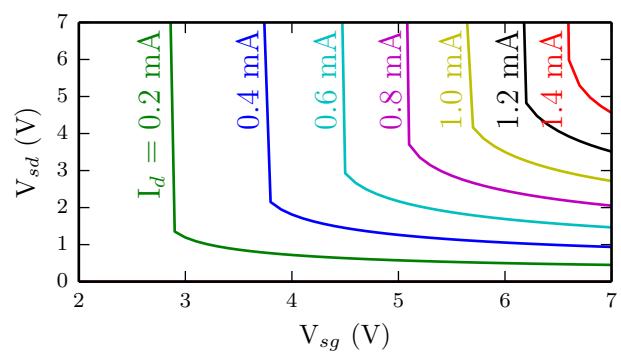


Figura 55: Variación de la tensión de drain del lector con la tensión de gate, para distintos valores de I_d .