

Capítulo 4

Fotodetectores

Un receptor óptico convierte la señal óptica proveniente de la fibra óptica en la señal eléctrica y recupera los datos transmitidos. Su elemento de entrada es el fotodetector, que convierte la luz en corriente eléctrica por medio del efecto fotoeléctrico. Los receptores ópticos, en general, deben tener alta sensibilidad, respuesta rápida, bajos niveles de ruido, bajo costo y una alta confiabilidad. En el caso de sistemas de fibra óptica. El área fotosensible del fotodetector debe ser comparable con el núcleo de una fibra. Los requisitos antes mencionados son satisfechos de una mejor manera por detectores fabricados con base en materiales semiconductores.

4.1 Conceptos Básicos

El proceso fundamental detrás de la fotodetección es la absorción óptica. Para tales efectos, participan conceptos básicos tales como la responsividad de un detector, su eficiencia cuántica y ancho de banda, los cuales son parámetros comunes en todos los fotodetectores.

4.1.1 Responsividad de un detector

Si se considera la estructura de un material semiconductor como la mostrada en la figura 4.1 y si la energía hf de los fotones incidentes excede la energía de la banda prohibida del material, se generará un par electrón – hueco cada vez que un fotón sea absorbido por el semiconductor. Bajo la influencia de un campo eléctrico establecido en el material a causa de la aplicación de una diferencia de potencial en él, los electrones y huecos pueden ser barridos a través del semiconductor, resultando una corriente eléctrica denominada fotocorriente [1], I_f , la cual es directamente proporcional a la potencia óptica incidente P_{in} :

$$I_p = RP_{in}, \quad (4.1.1)$$

donde R es la responsividad del fotodetector, en unidades de A/W.

La responsividad puede expresarse en términos de la eficiencia cuántica, η , definida como el cociente de la tasa de generación de electrones y la tasa de incidencia de fotones y tiene unidades de No. de electrones/No. de fotones.

$$\eta = \frac{I_p/q}{P_{in}/hf} = \frac{hf}{q} R \quad (4.1.2)$$

Por lo tanto,

$$R = \frac{\eta q}{hf} = \frac{\eta \lambda}{1.24} \quad (4.1.3)$$

donde $\lambda = c/f$ está expresada en micrómetros. La responsividad de un fotodetector aumenta con λ porque existe un mayor número de fotones incidentes para la misma potencia óptica. Esta dependencia lineal no se cumple siempre, ya que al continuar el aumento en la longitud de onda, se llega a un valor para el cual la energía de los fotones es demasiado pequeña como para generar pares electrón – hueco. En los materiales semiconductores esto ocurre cuando $hf < E_g$, donde E_g es la energía de la banda prohibida. En este caso, η es nula.

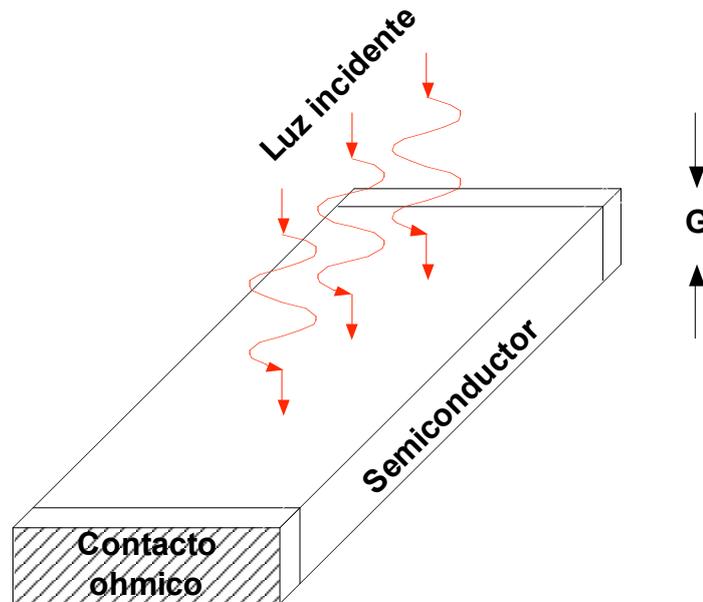


Figura 4.1 Estructura semiconductor utilizada como fotodetector [1].

La dependencia de η respecto a λ puede expresarse a través del coeficiente de absorción α . Si las caras del semiconductor de la figura 4.1 poseyeran un recubrimiento antirreflejante, la potencia transmitida a través de la tableta de grosor G sería:

$$P_{tr} = \exp(-\alpha G) P_{in} \quad (4.1.4)$$

La potencia absorbida es entonces:

$$P_{abs} = P_{in} - P_{tr} = [1 - \exp(-\alpha G)] P_{in} \quad (4.1.5)$$

Dado que cada fotón absorbido crea un par electrón – hueco, la eficiencia cuántica está entonces dada por:

$$\eta = \frac{P_{abs}}{P_{in}} = 1 - \exp(-\alpha G) \quad (4.1.6)$$

4.1.2 Tiempo de subida y ancho de banda

El ancho de banda de un fotodetector está determinado por la velocidad con la cual éste responde a las variaciones de la potencia óptica incidente. El tiempo de subida se define como el lapso que la corriente tarda para pasar del 10 al 90% de su valor final cuando la potencia óptica incidente cambia abruptamente en forma de escalón. Evidentemente, T_r dependerá del tiempo que le tome a los electrones y los huecos viajar a los contactos electrónicos. También depende del tiempo de respuesta del circuito eléctrico utilizado para procesar la fotocorriente.

El tiempo de subida, T_r de un circuito eléctrico lineal se define como el tiempo durante el cual la respuesta aumenta del 10 al 90% de su valor final de salida, cuando la entrada es una señal de tipo escalón. Cuando el voltaje de entrada de un circuito RC cambia instantáneamente de 0 a V_0 , el voltaje de salida es de la forma:

$$V_{out}(t) = V_0[1 - \exp(\frac{-t}{RC})] \quad (4.1.7)$$

donde R es la resistencia y C la capacitancia del circuito RC. El tiempo de subida está dado por:

$$T_r = \ln(9) \cdot RC \approx 2.2\tau_{RC} \quad (4.1.8)$$

donde $\tau_{RC} = RC$ es la constante de tiempo del circuito RC.

El tiempo de subida de un fotodetector puede ser expresado de una manera similar a la ecuación (4.1.8):

$$T_r = [\ln(9)] \cdot [\tau_{tr} + \tau_{RC}] \quad (4.1.9)$$

donde τ_{tr} es el tiempo de tránsito o tiempo de propagación y τ_{RC} es la constante de tiempo del circuito equivalente RC. El tiempo de tránsito se suma a τ_{RC} porque debe pasar por un cierto tiempo para que los portadores se acumulen después de haberse generado por medio de la absorción de fotones. El tiempo máximo de acumulación es igual al tiempo que le toma a un electrón atravesar la región de absorción. τ_{RC} puede reducirse al espesor G de la tableta. Sin embargo, como puede concluirse a partir de la ecuación (4.1.6), la eficiencia cuántica η comienza a disminuir significativamente para $\alpha G < 3$. Por lo tanto, existe un canje inevitable entre el ancho de banda y la responsividad (velocidad contra sensibilidad) de un fotodetector. Frecuentemente, la constante de tiempo τ_{RC} limita debido a los elementos parásitos. Los valores numéricos de τ_{tr} y τ_{RC} dependen del diseño del detector y pueden variar en un amplio rango.

El ancho de banda de un fotodetector se define de manera análoga a la de un circuito RC y está dada por:

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi(\tau_{tr} + \tau_{rc})} \quad (4.1.10)$$

Otro parámetro importante en un fotodetector es la corriente de oscuridad, I_d , la cual es generada en el fotodetector en ausencia de señal óptica alguna, y se origina debido a la luz extraviada o a pares electrón – hueco generados térmicamente. Para que un fotodetector pueda considerarse bueno, su corriente de oscuridad debe ser despreciable (menor a 10 nA) [1].

4.2 Fotodiodos

En principio, el tipo más sencillo de detector corresponde a la unión p - n de un semiconductor cuyo intervalo de energía entre las bandas de valencia y de conducción sea pequeño, lo que permitirá que un fotón que incida en la unión tenga suficiente energía para permitir la creación de un par electrón – hueco.

La detección de un haz de longitud de onda λ exige la utilización de un material en el detector cuyo salto energético sea menor que la energía hc/λ . Para longitudes de onda de la primera ventana, el material más adecuado es el silicio, con un salto energético de 1.1eV. En la segunda ventana (mayores longitudes de onda) se precisarán elementos de mayor salto energético, como el germanio (0.7 eV), que presenta el inconveniente de una alta corriente de oscuridad y alta sensibilidad a la temperatura para su empleo en la tercer ventana. Los compuestos de los periodos III y V, como In, Ga, As y P constituyen semiconductores óptimos para la tercer ventana.

La estructura del material de la figura 4.1 es útil para ilustrar conceptos básicos, pero un dispositivo tan simple no es utilizado de manera práctica. A continuación se verán las uniones $p - n$ polarizadas inversamente que se usan para crear receptores ópticos.

4.3 Fotodiodos $p - n$

Una unión $p - n$ inversamente polarizada consiste en una región conocida como región de agotamiento o región de empobrecimiento, que está desprovista de portadores de carga libres y dentro de la cual se establece un fuerte campo eléctrico que se opone al flujo de electrones del lado n al lado p (y al flujo de huecos del lado p al lado n). Cuando dicha unión $p - n$ es iluminada con luz en un lado, figura 4.2, se crean pares electrón – hueco por medio de la absorción óptica. Debido al fuerte campo eléctrico existente, los electrones y los huecos generados dentro de la región de agotamiento se

aceleran en direcciones opuestas y son arrastradas hacia los lados n y p, respectivamente [2]. El flujo resultante de corriente es proporcional a la potencia óptica incidente. De esta manera, una unión p – n polarizada inversamente actúa como un fotodetector y se le denomina fotodiodo p – n.

La figura 4.2(a) muestra la estructura de un fotodiodo p – n. Como puede observarse en la figura 4.2(b), la potencia óptica decrece exponencialmente al ser absorbida la luz incidente en la región de agotamiento. Los pares electrón – hueco generados en la región de agotamiento sufren el efecto del fuerte campo eléctrico existente en ella y son arrastrados (fenómeno llamado *drift*, en inglés) rápidamente hacia el lado p o el lado n, dependiendo de su carga eléctrica, figura 4.2(c). El flujo de corriente eléctrica resultante constituye la respuesta del fotodiodo a la potencia óptica incidente de acuerdo con la ecuación (4.1.1). La responsividad de un fotodiodo es bastante alta (del orden de 1 A/W) debido a la alta frecuencia cuántica.

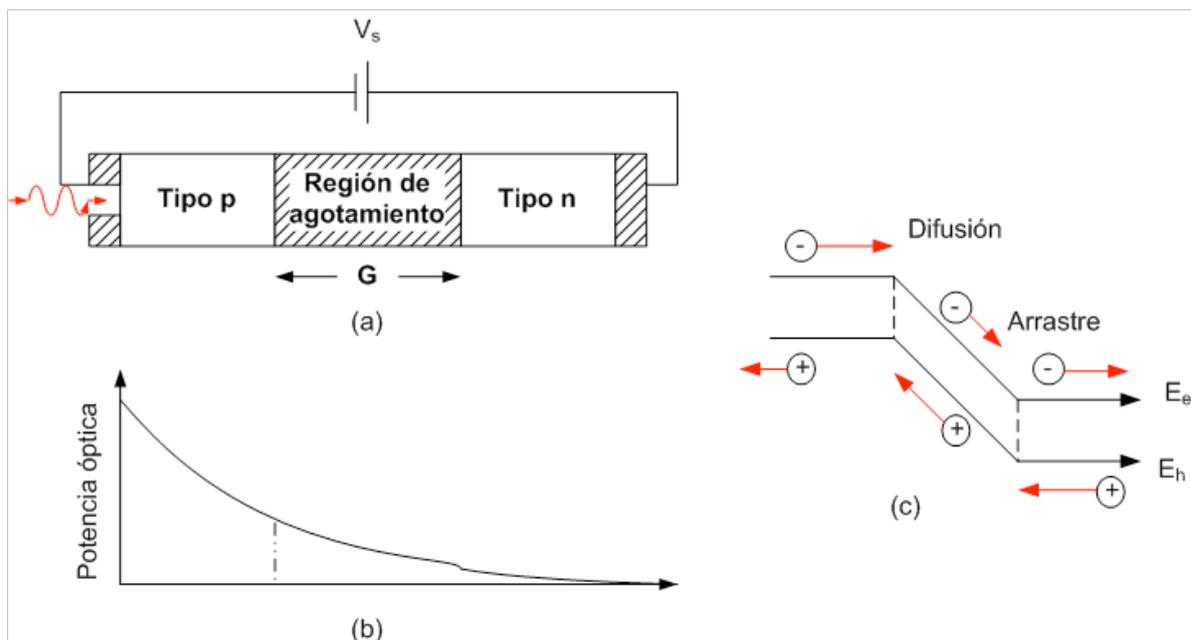


Figura 4.2 (a) Fotodiodo p – n inversamente polarizado. (b) Variación de la potencia óptica dentro del fotodiodo. (c) Diagrama de bandas de energía mostrando el movimiento de cargas por arrastre (drift) y difusión [1].

El ancho de banda de un fotodiodo p – n está generalmente limitado por el tiempo de tránsito τ_{tr} en la ecuación (4.1.10). Si G es la anchura de la región de agotamiento y v_d es la velocidad de desplazamiento, el tiempo de tránsito está dado por:

$$\tau_{tr} = \frac{G}{v_d} \quad (4.2.1)$$

Típicamente G es del orden de $10 \mu\text{m}$, v_d de 10^5 m/s y τ_{tr} de 100 ps . Tanto G como v_d pueden optimizarse para minimizar τ_{tr} . La anchura de la región de agotamiento depende de las concentraciones de átomos aceptores y donadores y puede controlarse a través de ellas. La velocidad v_d depende de la diferencia de potencial aplicada, pero alcanza un valor máximo (del orden de 10^5 m/s) denominado velocidad de saturación, que depende del material del que está hecho el fotodiodo. La constante de tiempo τ_{RC} puede ser escrita de la siguiente manera:

$$\tau_{RC} = (R_L + R_s)C_p \quad (4.2.2)$$

donde R_L es la resistencia de carga externa, R_s es la resistencia interna en serie y C_p es la capacitancia parásita. Típicamente $\tau_{RC} = 100$ ps, aunque puede alcanzar valores menores con un diseño adecuado. Los fotodiodos modernos son capaces de operar a tasas de transmisión de hasta 40 Gb/s [1].

El factor limitante del ancho de banda de un fotodiodo p – n es la presencia de una componente de difusión en la fotocorriente. El origen físico de dicha corriente está relacionado con la absorción de luz incidente fuera de la región de agotamiento. Los electrones generados en la región p tienen que difundirse hacia la frontera con la región de agotamiento antes de poder ser arrastrados hacia el lado n; de manera similar, los huecos generados en la región n deben difundirse hacia la frontera con la región de agotamiento. La difusión es un proceso lento: los portadores tardan 1 ns o más para difundirse a través de una distancia de alrededor de 1 μm [1]. La figura 4.3 muestra cómo la presencia de una componente de difusión en la fotocorriente puede distorsionar la respuesta temporal de un fotodiodo. El efecto de la difusión puede ser reducido disminuyendo el ancho de las regiones n y p e incrementando el ancho de la región de agotamiento de tal manera que la mayor parte de la potencia óptica sea absorbida dentro de ella, tal como se busca con los fotodiodos p-i-n.

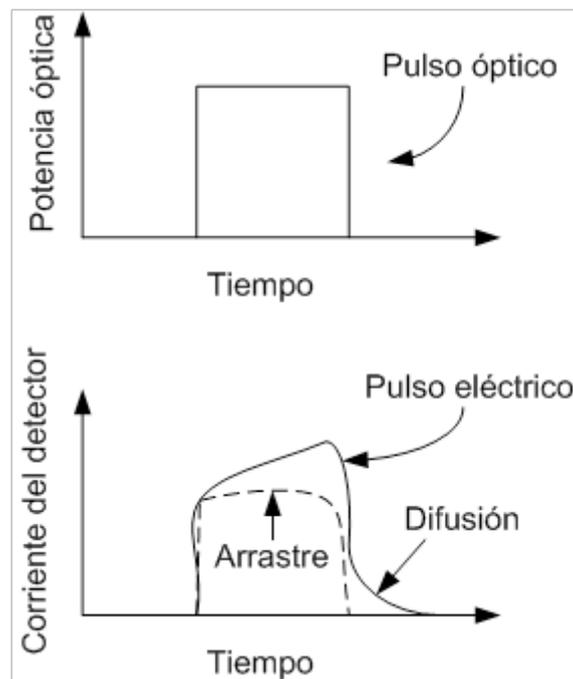


Figura 4.3 Respuesta de un diodo p – n a un pulso óptico rectangular cuando tanto la corriente de arrastre como la de difusión contribuyen a la corriente del detector [1].

4.4 Fotodiodos $p-i-n$

Para incrementar el ancho de la región de agotamiento puede insertarse un estrato de semiconductor puro (o ligeramente impurificado) entre las capas p y n . Como la capa intermedia está hecha con un material casi intrínseco, esta estructura se conoce como fotodiodo $p-i-n$. La figura 4.4 muestra tanto la estructura del dispositivo como la distribución de campo eléctrico dentro de él al encontrarse bajo polarización inversa. La capa intermedia, por ser intrínseca, presenta una mayor resistencia, y la mayor parte de la caída de voltaje ocurre a través de ella, existiendo por lo tanto un campo eléctrico intenso en dicha capa i . La región de agotamiento se extiende a lo largo de la región i , y su ancho G puede ser controlada cambiando el grosor de la capa intermedia. La diferencia principal respecto al fotodiodo $p-n$ es que la componente de arrastre (*drift*) de la fotocorriente domina sobre la componente de difusión debido a que la mayor parte de la potencia óptica es absorbida en la región i de un fotodiodo $p-i-n$.

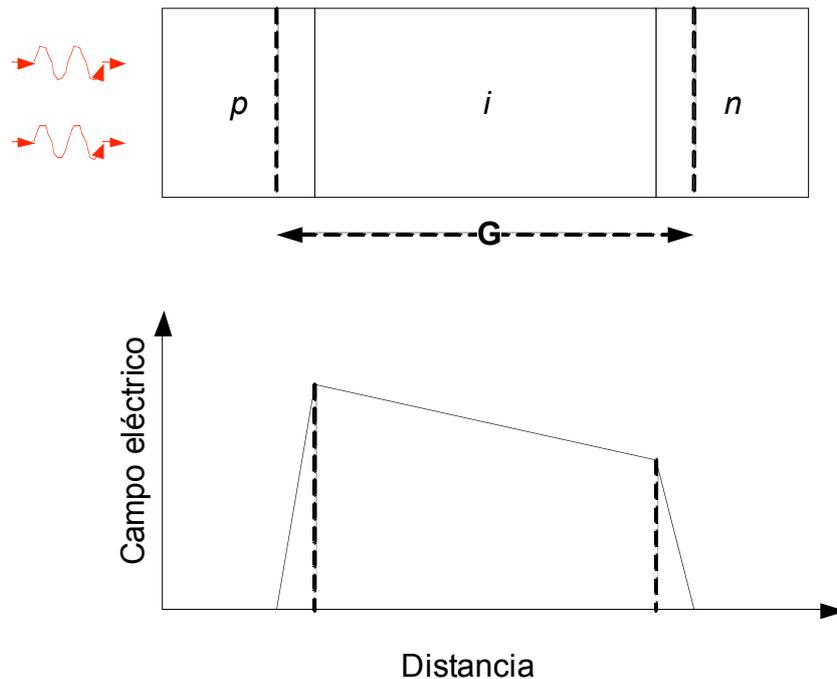


Figura 4.4 Fotodiodo $p-i-n$ y su distribución de campo eléctrico bajo polarización inversa [1].

El valor óptimo de G depende del canje entre la velocidad y la sensibilidad. La responsividad puede incrementarse al aumentar G , de tal manera que η se aproxime a 100%. Sin embargo, la respuesta temporal también crece, pues a los portadores les toma más tiempo ser arrastrados por la región de agotamiento. Para semiconductores de banda prohibida indirecta como el Si y el Ge, G debe ser entre 20 y 50 μm para garantizar una buena eficiencia cuántica. El ancho de banda de esos fotodiodos está entonces limitado por un tiempo de tránsito relativamente grande (mayor a 200 ps). En cambio, G puede ser entre 3 y 5 μm para fotodiodos hechos con semiconductores de banda directa como el InGaAs. El tiempo de tránsito para estos fotodiodos es del orden de 10 ps, el cual corresponde a un ancho de banda del orden de 10 GHz si se utiliza la ecuación (4.1.10) y se considera que τ_{tr} es mucho mayor que τ_{RC} .

El desempeño de los fotodiodos p-i-n pueden ser mejorados si se utilizan diseños de heteroestructuras dobles. De manera similar al caso de los láseres semiconductores, la región i está rodeada por capas de revestimiento de tipo p y n de un material semiconductor diferente cuya banda prohibida se escoge de tal manera que la luz sea absorbida solamente en la capa intermedia i. Un fotodiodo usado comúnmente en comunicaciones ópticas utiliza InGaAs para la capa media e InP para las capas p y n circundantes [1]. Debido a que la banda prohibida del InP es de 1.35 eV, este material es transparente para ondas luminosas cuyas longitudes de onda exceden 0.92 μm . En contraste, la banda prohibida del material semiconductor con constante de red acoplada InGaAs es de alrededor de 0.75 eV, teniendo entonces una longitud de onda de corte de 1.65 μm . La capa media de InGaAs presenta una fuerte absorción de luz en el rango de 1.3 a 1.6 μm . La componente de difusión de la fotocorriente es completamente eliminada ya que los fotones son absorbidos exclusivamente dentro de la región de agotamiento. La cara frontal está generalmente recubierta de un dieléctrico adecuado para minimizar las reflexiones. La eficiencia cuántica η puede hacerse casi de 100% mediante el uso de una capa de InGaAs de entre 4 y 5 μm de espesor. Estos dispositivos son usados ampliamente de manera práctica en sistemas ópticos de comunicaciones. La tabla 4.1 enlista las características de operación de los tres fotodiodos p-i-n comunes.

Parámetro	Símbolo	unidad	Material del fotodiodo p-i-n		
			Si	Ge	InGaAs
Longitud de onda	λ	μm	0.4 - 1.1	0.8 - 1.8	1 - 1.7
Responsividad	R	A/W	0.4 - 0.6	0.5 - 0.7	0.6 - 0.9
Eficiencia cuántica	η	%	75 - 90	50 - 55	50 - 70
Corriente de oscuridad	I_d	nA	1 - 10	50 - 500	1 - 20
Tiempo de subida	T_r	ns	0.5 - 1	0.1 - 0.5	0.02 - 0.5
Ancho de banda	Δf	GHz	0.1 - 0.6	0.5 - 3	1 - 10
Diferencia de potencial de polarización	V_b	V	50 - 100	6 - 10	5 - 6

Tabla 4.1. Características de fotodiodos p-i-n comunes.

4.5 Fotodiodos de avalancha

Todos los detectores requieren una cierta corriente mínima para operar correctamente, lo cual implica una potencia óptica incidente mínima necesaria $P_{in} = I_p/R$. Los detectores con alta responsividad R son preferibles, ya que necesitarán una menor potencia óptica para trabajar. La responsividad de un fotodiodo p-i-n está limitada por la ecuación (4.1.3) y presenta su máximo valor $R = q/hf$ cuando $\eta = 1$. Los fotodiodos de avalancha (avalanche photodiodes, APD) pueden tener valores mucho mayores de R, ya que están diseñados para proveer una ganancia interna de corriente de una manera similar a los tubos de fotomultiplicadores y son utilizados cuando el nivel de potencia del que se dispone para el receptor es limitado.

El fenómeno físico detrás de la ganancia interna de corriente es conocido como la ionización por impacto [1]. Bajo ciertas condiciones, un electrón que es acelerado puede adquirir suficiente energía como para generar un nuevo par hueco – electrón. El electrón acelerado da una parte de su energía cinética a otro electrón en la banda de valencia que se eleva a la banda de conducción, dejando un hueco en la de valencia. El resultado de la ionización por impacto es que un electrón primario, generado por la absorción de un fotón, da origen a muchos electrones y huecos secundarios, contribuyendo todos a la corriente del fotodiodo. Un hueco primario puede también generar pares electrón – hueco secundarios que contribuyan a la fotocorriente. La tasa de generación está gobernada por dos parámetros, α_e y α_h , llamados coeficientes de ionización por impacto de los electrones y de los huecos, respectivamente. Sus valores numéricos dependen del material semiconductor y del campo eléctrico que acelera a sus electrones y a los huecos.

Los APD difieren estructuralmente de los fotodiodos p-i-n en el hecho de que poseen una capa adicional en la cual los pares hueco – electrón se generan a través del fenómeno de ionización por impacto. La figura 4.5(a) muestra la estructura de un APD y la variación de la amplitud del campo eléctrico en diversas capas. Bajo polarización inversa existe un fuerte campo eléctrico en la capa tipo p insertada entre las capas tipo i y tipo n⁺. Esta capa es conocida como la capa o región de multiplicación, ya que en ella se generan los pares secundarios a través de la ionización por impacto. La capa i sigue comportándose como la región de agotamiento, donde es absorbida la mayoría de los fotones incidentes y son generados los pares electrón – hueco primarios. Los electrones en la región i atraviesan la región de ganancia y generan pares electrón – hueco secundarios responsables de la ganancia de corriente.

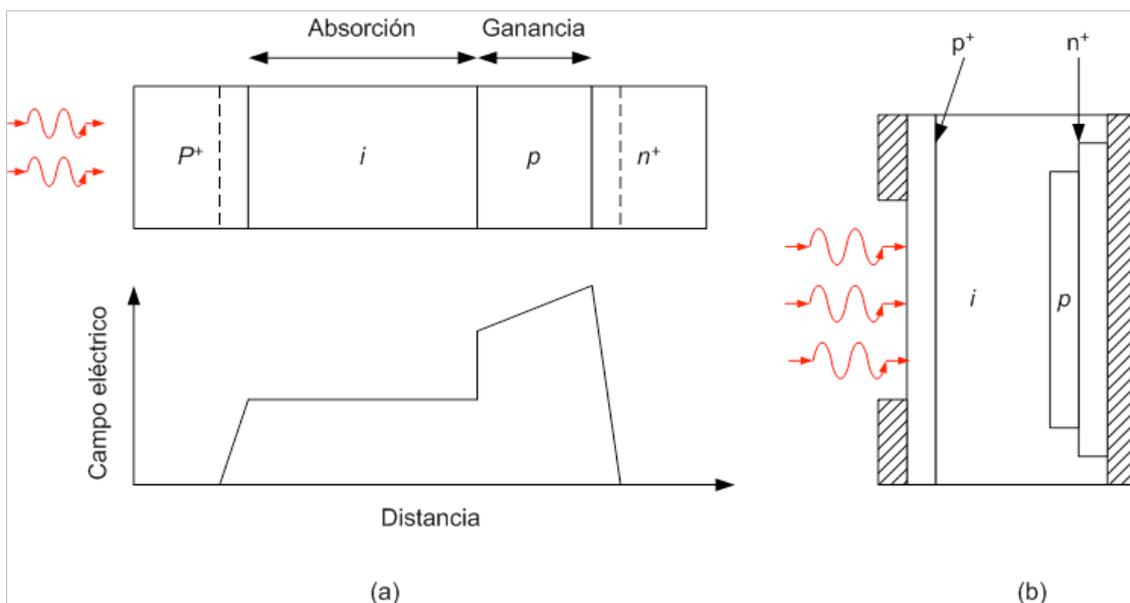


Figura 4.5 (a) APD y distribución de campo eléctrico en diversas capas bajo polarización inversa. (b) Diagrama del diseño de un fotodiodo de avalancha de penetración de silicio [1].

La ganancia de corriente de un APD puede calcularse utilizando un sistema de dos ecuaciones diferenciales que describen el flujo de corriente en la región de multiplicación [1]:

$$\frac{di_e}{dx} = \alpha_e i_e + \alpha_h i_h \quad (4.5.1)$$

$$-\frac{di_h}{dx} = \alpha_e i_e + \alpha_h i_h \quad (4.5.2)$$

donde i_e es la corriente de electrones e i_h es la corriente de huecos. El signo negativo de la ecuación (4.5.2) se debe a la dirección opuesta de la corriente de huecos. La corriente total,

$$I = i_e(x) + i_h(x) \quad (4.5.3)$$

se mantiene constante en todos los puntos dentro de la región de multiplicación.

Si se reemplaza i_h en la ecuación (4.5.1) por $I - i_e$, se obtiene:

$$\frac{di_e}{dx} = (\alpha_e + \alpha_h)i_e + \alpha_h I \quad (4.5.4)$$

En general, α_e y α_h dependen de x si el campo eléctrico no es uniforme a lo largo de la región de ganancia. Si se asume un campo eléctrico uniforme el análisis se simplifica, ya que ambos coeficientes se consideran constantes. Asimismo, se asume que α_e es mayor que α_h . El proceso de avalancha es iniciado por los electrones que entran en la región de ganancia de espesor d en $x = 0$. Asumiendo la condición de que $i_h(d) = 0$ (solo los electrones atraviesan la frontera para entrar en la región n), la condición de frontera para la ecuación (4.5.4) es $i_e(d) = I$. Resolviendo esta ecuación, se tiene que el factor de multiplicación, definido como $M = i_e(d)/i_e(0)$ está dado por:

$$M = \frac{1 - k_A}{\exp[-(1 - k_A)\alpha_e d] - k_A}; \quad k_A = \frac{\alpha_h}{\alpha_e} \quad (4.5.5)$$

La ganancia de un APD es muy sensible a la relación de los coeficientes de ionización por impacto. Cuando $\alpha_h = 0$, de tal manera que solo los electrones participan en el proceso de avalancha, $M = \exp(\alpha_e d)$, teniéndose que la ganancia crece exponencialmente con d . Por otro lado, cuando $\alpha_h = \alpha_e$, de tal manera que $k_A = 1$, $M = (1 - \alpha_e d)^{-1}$. En este caso, la ganancia del APD se vuelve infinita para $\alpha_e d = 1$, condición conocida como ruptura de la avalancha. Pese a que cuando $\alpha_h \approx \alpha_e$ pueden obtenerse mayores ganancias con regiones de ganancia mas pequeñas, el mejor desempeño en la práctica lo tienen los APD en los cuales uno de los factores es mucho mayor que el otro, de tal manera que el proceso de avalancha sea dominado por uno de los dos tipos de portadores de carga.

Gracias a la ganancia de corriente, la responsividad de un APD es mejorada por el factor de multiplicación M y está dada por:

$$R_{APD} = MR = M \frac{\eta q}{hf} \quad (4.5.6)$$

Es necesario mencionar que el fenómeno de avalancha en los APD es intrínsecamente ruidoso y da por resultado un factor de ganancia que fluctúa alrededor de un valor promedio. La cantidad M en la ecuación (4.5.6) se refiere a la ganancia promedio de un APD.

El ancho de banda intrínseco de un APD depende del factor de multiplicación M , ya que el tiempo de tránsito τ_{tr} para un APD ya corresponde al dado por la ecuación (4.2.1), pues crece considerablemente porque la generación y recolección de pares electrón – hueco secundarios toma tiempo adicional. La ganancia de los APD disminuye a altas frecuencias debido al incremento en el tiempo de tránsito y limita el ancho de banda. El decremento en $M(\omega)$ puede escribirse de la siguiente manera:

$$M(\omega) = \frac{M_0}{\sqrt{1 + (\omega\tau_e M_0)^2}} \quad (4.5.7)$$

donde $M_0 = M(0)$ es la ganancia de baja frecuencia y τ_e es el tiempo de tránsito efectivo, que depende de la relación de los coeficientes de ionización, $k_A = \alpha_e/\alpha_h$. Para el caso en que $\alpha_e > \alpha_h$, se tiene que [1]:

$$\tau_e = c_A k_A \tau_{tr} \quad (4.5.8)$$

donde c_A es una constante ($c_A \cong 1$). Asumiendo que τ_{RC} es mucho mayor que τ_e , el ancho de banda de un APD está dado aproximadamente por [1]:

$$\Delta f_{APD} = \frac{1}{2\pi \tau_e M_0} \quad (4.5.9)$$

Esta relación muestra el canje inevitable entre la ganancia M_0 del APD y el ancho de banda Δf (velocidad contra sensibilidad). En ella se evidencia la ventaja de utilizar materiales semiconductores para los cuales k_A es mucho menor a 1.

La tabla 4.2 compara las características de operación de APD de Si, Ge e InGaAs. Dado que k_A es mucho menor a 1 para el silicio, los APD fabricados con este material pueden ser diseñados para un alto desempeño y son útiles para sistemas ópticos que operan cerca de $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ a tasas de transmisión alrededor de 100 Mb/s.

Parámetro	Símbolo	unidad	Material del fotodiodo p-i-n		
			Si	Ge	InGaAs
Longitud de onda	λ	μm	0.4 - 1.1	0.8 - 1.8	1 - 1.7
Responsividad	R	A/W	80 - 130	3 - 30	5 - 20
Ganancia del APD	M	-	100 - 500	50 - 200	10 - 40
Factor k	k_A	-	0.02 - 0.05	0.7 - 1	0.5 - 0.7
Corriente de oscuridad	I_d	nA	0.1 - 1	50 - 500	1 - 5
Tiempo de subida	T_r	ns	0.1 - 2	0.5 - 0.8	0.1 - 0.5
Ancho de banda	Δf	GHz	0.2 - 1	0.4 - 0.7	1 - 10
Diferencia de potencial de polarización	V_b	V	200 - 250	20 - 40	20 - 30

Tabla 4.2. Características de los fotodiodos de avalancha comunes

Un diseño particularmente útil, mostrado en la figura 4.5(b), es llamado fotodiodo de avalancha de penetración (reach-through APD) porque la región de agotamiento alcanza la capa de contacto a través de las regiones de absorción y multiplicación. Puede proporcionar una ganancia alta ($M \approx 100$) con ruido bajo y un ancho de banda relativamente grande [1]. Para sistemas ópticos que operan en el rango de $\lambda \in (1.3, 1.6)$ μm es necesario utilizar APD de Ge o de InGaAs. La mejora en sensibilidad para estos APD está limitada a un factor menor a 10, pues para reducir el ruido es necesario utilizar una ganancia relativamente baja ($M \approx 10$).

El desempeño de los APD de InGaAs puede mejorarse mediante ciertas modificaciones al diseño básico de un APD mostrado en la figura 4.5(b). La razón principal de un desempeño relativamente pobre en los APD de InGaAs es debido a la similitud entre los valores numéricos de los coeficientes de ionización por impacto. Debido a ello, el ancho de banda es reducido considerablemente y el ruido es relativamente alto. Además, debido a la banda prohibida relativamente estrecha, el InGaAs sufre ruptura por tunelización al ser sometido a campos eléctricos de alrededor de 1×10^5 V/cm, un valor que está por debajo del umbral para la multiplicación de la avalancha. Este problema puede resolverse en APD de heteroestructura utilizando una capa de InP para la región de ganancia ya que es posible que existan en InP campos eléctricos altos (mayores de 5×10^5 V/cm) sin que se presente una ruptura por tunelización. Como la región de absorción (capa tipo i de InGaAs) y la de multiplicación (capa tipo n de InP) están separadas en este dispositivo, esta estructura es conocida como SAM, del acrónimo en inglés *Separate Absorption Multiplication Regions*. La figura 4.6 muestra una estructura de APD SAM tipo meseta.

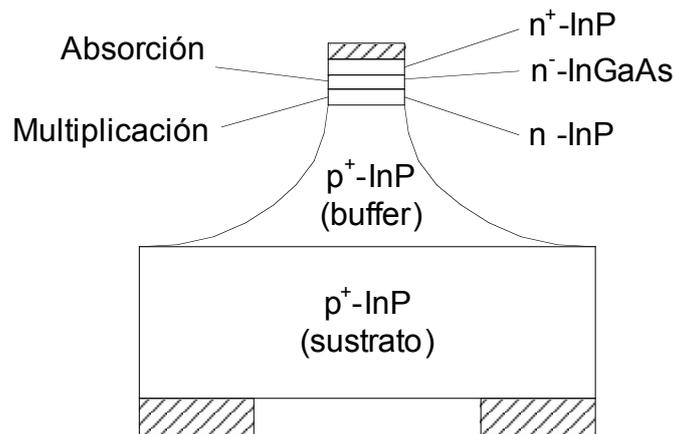


Figura 4.6 Diseño de un APD SAM con regiones separadas de absorción y multiplicación [1].

4.6 Diseño e implementación de circuitos eléctricos con fotodetectores

4.6.1 Habilitación de un generador de señales a través de luz.

Objetivos:

1. Lograr establecer dispositivos ópticos fotodetectores, tales como un fotodiodo y un fototransistor, como habilitador para la generación de pulsos de un oscilador NE555.
2. Entender la utilidad de construir circuitos a partir de elementos ópticos y elementos electrónicos.

Preludio:

Este circuito integrado temporizador de 8 pines probablemente sea uno de los circuitos integrados mas versátiles de todos los tiempos, y se puede utilizar muchísimos proyectos. La estabilidad en frecuencia es de 0,005% por °C.

El LM555 se alimenta con tensiones que van desde los 4.5 a los 18 V, aunque existen versiones no muy fáciles de conseguir que se alimentan con solo 2 V. Si la tensión de alimentación se fija en 5.0 V, sus señales de salida son compatibles con la lógica de familia TTL.

Si bien no es indispensable conocer su diagrama interno del LM555 para armar algún circuito de forma ocasional, el saber que hay en su interior es muy útil a la hora de crear diseños.

Como se puede ver en la figura 4.7, consta básicamente de dos amplificadores operacionales que están conectados como un comparador de tensión, cuyas entradas se corresponden a los pines 5 (CONTROL), 6 (“THRESHOLD” o “umbral” en español y 2 (“TRIGGER” o “disparo”).

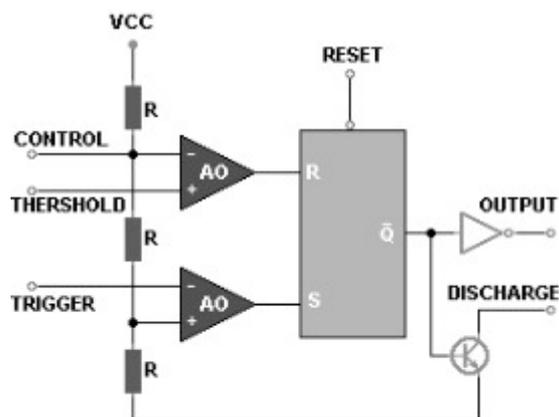


Figura 4.7. Diagrama interno del NE555.

Las salidas de estos operacionales se encuentran conectadas internamente a las entradas R y S de un bistable RS, del que se utiliza su salida negada Q a través de un transistor y de una compuerta NOT (ver nota sobre compuertas lógicas).

La salida a través de la compuerta esta conectada al pin 3 “OUTPUT” (salida) y puede manejar corrientes máximas de 200mA, mas que suficientes para la gran mayoría de las aplicaciones. La salida del colector del transistor que tiene su base conectada al biestable se utiliza para descargar el condensador de temporización.

También se puede observar en las entradas de los operacionales una red de tres resistencias iguales, utilizadas para fijar los niveles de referencia en la entrada inversora del primer operacional, y en la no inversora del segundo operacional, a 2/3 y 1/3 respectivamente del voltaje de alimentación.

Cuando la tensión en la terminal umbral (THRESHOLD) supera los 2/3 de la tensión de alimentación, su salida pasa a nivel lógico "1", que se aplica a la entrada R del biestable, con lo cual su salida negada, la utilizada en este caso, pasa a nivel "1", saturando el transistor y comenzando la descarga del condensador, al mismo tiempo, la salida del 555 pasa a nivel "0". La impedancia de la entrada THRESHOLD es de al menos 10 megohms. La entrada CONTROL se puede ajustar para fijar el nivel de umbral (THRESHOLD), aunque habitualmente no se la utiliza y se la deja conectada a 0V, pudiendo hacerlo a través de un capacitor de 0.01 μ F si el “ruido” eléctrico es un problema, aunque generalmente no es necesario.

Analizando el otro amplificador operacional, podemos ver que si la tensión aplicada a la entrada inversora (el terminal de disparo o TRIGGER), desciende por debajo de 1/3 de la tensión de alimentación, la salida de este operacional pasa a nivel alto, que se aplica al terminal de entrada S del biestable RS, con lo que su salida se pone a nivel bajo, el transistor de descarga deja de conducir y la salida del 555 pasa a nivel lógico alto. La impedancia del terminal TRIGGER es mayor a 2 megohms.

Por ultimo, el terminal de RESET del biestable es accesible desde el exterior del LM555 a través del pin 4, que se activa poniéndolo a 0 voltios y se puede utilizar para poner a nivel bajo la salida del 555 en cualquier momento, sin importar el valor de sus entradas. Cuando no se utiliza el RESET, este pin se debe conectar a +V.

Los pines 1 y 8 son los que permiten alimentar al chip, correspondiendo el ultimo a +V. En el caso del NE556, el diagrama se encuentra duplicado, y cada terminal tiene en su nombre el postfijo “A” o “B” según corresponda a uno u otro de los dos NE555 que se albergan en su interior.

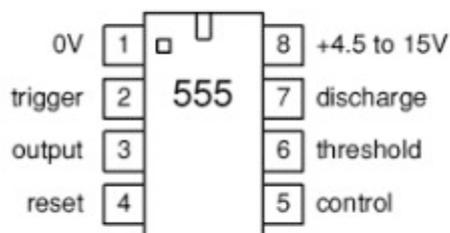


Figura 4.8. Organización de los pines del NE555.

Uno de los usos más frecuentes del LM555 es como oscilador astable. En esta configuración, el circuito produce en su pin de salida OUTPUT una onda cuadrada, con

una amplitud igual al voltaje de alimentación. La duración de los periodos alto y bajo de la señal de salida pueden ser diferentes. El nombre de “astable” proviene de la característica de esta configuración, en la que la salida no permanece fija en ninguno de los dos estados lógicos, si no que fluctúa entre ambos en un tiempo que llamaremos T. El periodo de tiempo T de la señal de salida es igual a la suma de los tiempos en estado alto, T_m ; y bajo, T_s . En general, en lugar de utilizar el tiempo T como parámetro, utilizaremos la frecuencia F de la señal de salida, igual a $1/T$

En la figura 4.9 se puede ver el esquema de conexión del LM555 para ser utilizado como oscilador astable. Solamente tres componentes adicionales bastan para determinar el periodo T de la señal de salida, y la relación de tiempos T_m y T_s . Un cuarto componente, el capacitor de $0.01 \mu\text{F}$ solamente se utiliza para evitar el ruido en el terminal de control.

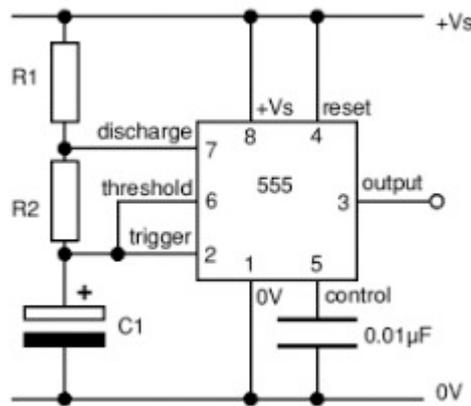


Figura 4.9. Configuración para un oscilador astable.

Los valores de R_1 , R_2 y C_1 son los responsables de determinar el timing de la señal, de acuerdo con las siguientes formulas:

$$T = 0.7(R_1 + 2R_2)C_1$$

$$F = \frac{1.4}{(R_1 + 2R_2)C_1}$$

Donde el periodo T se expresa en segundos, la frecuencia F en Hertz, los valores de R_1 y R_2 en ohms y la capacidad de C_1 en Farads.

La relación marca-espacio (T_m y T_s), también conocida como “duty cycle”, y que es muy utilizada a la hora de controlar la velocidad de motores de corriente continua, el brillo de una lámpara, etc. se calculan mediante las tres formulas siguientes:

$$T = T_m + T_s$$

$$T_m = 0.7(R_1 + R_2)C_1$$

$$T_s = 0.7R_2C_1$$

Como se deduce de ellas, en los casos que T_m y T_s necesiten ser iguales (duty cycle del 50%) R_2 deberá ser mucho mayor que R_1 .

Al momento de diseñar un oscilador astable utilizando LM555 se debe elegir primero el valor de C_1 , que es el que determinara el rango de frecuencias a utilizar, luego el valor de R_2 , considerando que

$$R_2 = \frac{0.7}{FC_1}$$

Y por ultimo R_1 , generalmente de un 10% del valor de R_2 , salvo que necesitemos tiempos T_m y T_s muy diferentes entre si.

Como ejemplo de la relación entre R_1 , R_2 y C_1 en el efecto de la frecuencia de la señal resultante se presenta la siguiente tabla:

C1 [μF]	R2=10 kΩ R1 = 1 kΩ	R2=100 kΩ R1=10 kΩ	R2 = 1 MΩ R1=100 kΩ
0.001	68 kHz	6.8 kHz	680 Hz
0.01	6.8 kHz	680 Hz	68 Hz
0.1	680 Hz	68 Hz	6.8 Hz
1	68 Hz	6.8 Hz	0.68 Hz
10	6.8 Hz	0.68 Hz	0.068 Hz

Tabla 4.3. Configuración del oscilador astable.

Material:

- 1 compuerta LM555
- 2 resistencias (valor a elegir para la configuración del oscilador)
- 1 capacitor (valor a elegir para la configuración del oscilador)

Procedimiento

Actividad 1. Construcción del oscilador sin elementos ópticos

1. Construir un generador de señal cuadrada a partir de la figura 4.9.

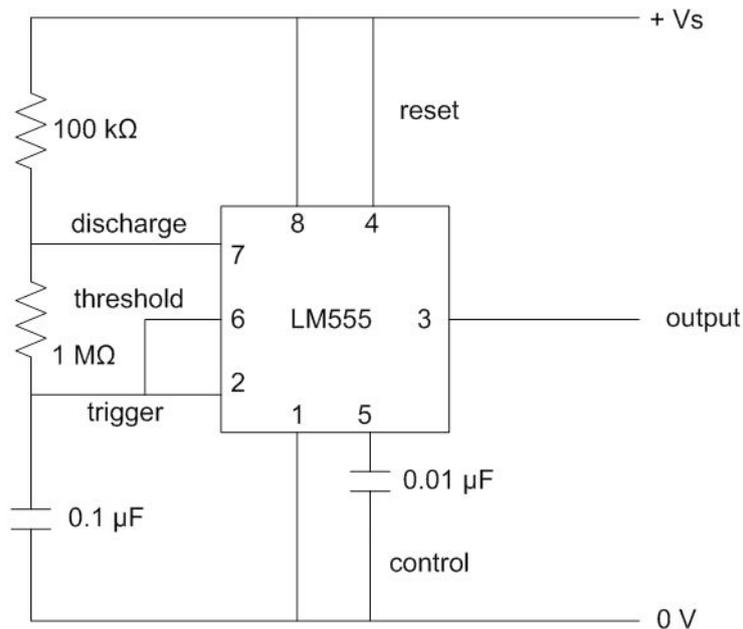


Figura 4.10. Oscilador.

2. Obtener los parámetros de la señal. Asentar los datos en la tabla 4.4.

Señal	Amplitud	Periodo

Tabla 4.4. Parámetros de la señal.

Actividad 2. Habilidad por medio de un Fotodiodo.

1. Cambiar la resistencia de la pata 7 (discharge) por un fotodiodo.
2. Proporcionar las condiciones de luz propuestas en la tabla 4.5, y anotar las observaciones pertinentes.

Condición	Amplitud	Características de la señal
Obscuridad		
Luz		
Luz con interfaz opaca		
Radiación IR		

Tabla 4.5. Circuito habilitado por un fotodiodo.

3. Realizar conclusiones sobre lo sucedido en esta actividad.

Actividad 3. Habilidad por medio de un Fototransistor.

1. Cambiar la resistencia de la pata 7 (discharge) por un fototransistor.
2. Proporcionar las condiciones de luz propuestas en la tabla 4.6, y anotar las observaciones pertinentes.

Condición	Amplitud	Características de la señal
Obscuridad		
Luz		
Luz con interfaz opaca		
Radiación IR		

Tabla 4.6. Circuito habilitado por un fototransistor.

3. Realizar las observaciones pertinentes sobre lo sucedido en esta actividad.

Desarrollo

Actividad 1. Construcción del oscilador sin elementos ópticos.

Para la construcción del oscilador astable que presentara a su salida una señal cuadrada, se eligieron los siguientes valores:

$$C_1 = 0.1 \mu\text{F}$$

$$R_1 = 100 \text{ k}\Omega$$

$$R_2 = 1 \text{ M}\Omega$$

Con referencia a la tabla 4.3, la frecuencia a la que trabaja el oscilador bajo esas condiciones es 6.8 Hz.

Se aplica un voltaje de alimentación de 2.236 V.

Las características observadas en la señal se describen a continuación:

Señal	Amplitud	Periodo
Cuadrada	2.236 V	120.52 ms

Tabla 4.7. Parámetros de la señal.

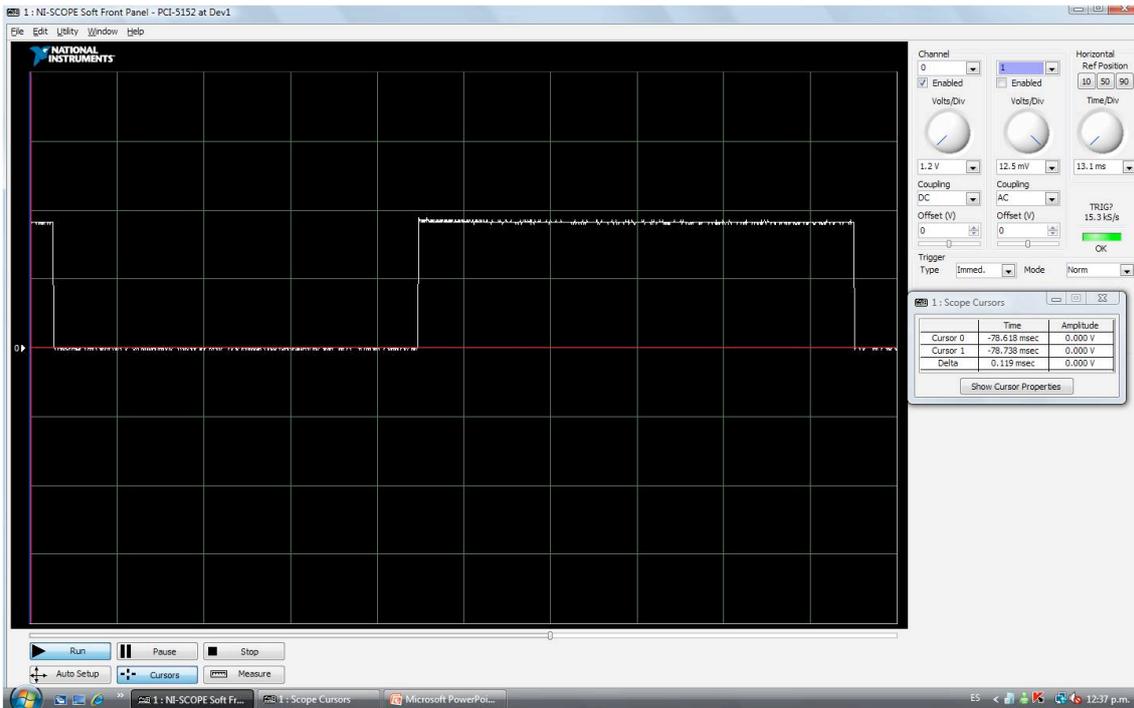


Figura 4.11. Señal cuadrada sin elementos ópticos.

Actividad 2. Habilitación por medio de un Fotodiodo.

Se cambió R_1 por un fotodiodo, con lo cual, la generación de pulsos depende de la luz incidente en dicho elemento óptico. Los resultados de dicha experiencia se muestran a continuación:

Condición	Amplitud	Características de la señal
Obscuridad	2. 236 V	Señal constante
Luz	2. 236 V	Señal cuadrada
Luz con interfaz opaca	2. 236 V	Señal cuadrada
Radiación IR	2. 236 V	Señal cuadrada

Tabla 4.8. Circuito habilitado por un fotodiodo.

Dichos resultados se visualizan en el osciloscopio de la siguiente manera:

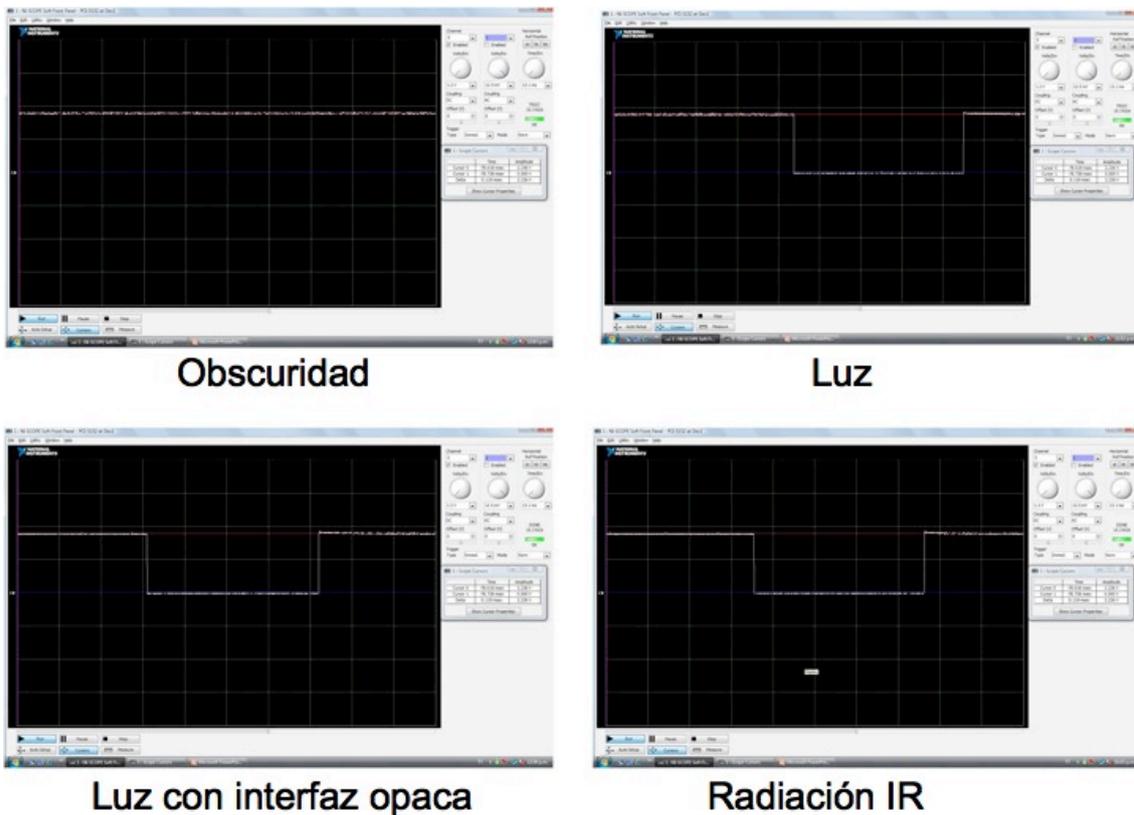


Figura 4.12. Habilitación a través de un Fotodiodo.

Lo que se puede observar al cambiar R_1 por el fotodiodo es que evidentemente los valores de frecuencia se ven afectados, si bien no en gran manera, si es considerable. De los efectos existentes en dicha situación, se encuentra que el pulso bajo se vuelve más largo.

En cuanto a la habilitación por medio de un fotodiodo, se hace evidente que la ausencia de luz impide el flujo de corriente hacia el oscilador, y por consiguiente, lo único que se genera es una señal constante con amplitud igual al voltaje de alimentación del LM555. Y, por el contrario, cuando se proporcionan fuentes de luz al fotodiodo, se habilita la señal cuadrada, dado el flujo de corriente.

En cuanto a las diferentes fuentes de luz, se observó que varía ligeramente el ciclo de trabajo.

Actividad 3. Habilitación por medio de un Fototransistor.

Se cambió R_1 por un fototransistor, con lo cual, la generación de pulsos depende de la luz incidente en dicho elemento óptico. Los resultados de dicha experiencia se muestran a continuación:

Condición	Amplitud	Características de la señal
Obscuridad	2. 236 V	Señal constante
Luz	2. 236 V	Señal cuadrada, C.T. = 50%
Luz con interfaz opaca	2. 236 V	Señal cuadrada, C.T. = 50%
Radiación IR	2. 236 V	Señal cuadrada, C.T. = 50%

Tabla 4.9. Circuito habilitado por un fototransistor.

Los resultados se observaron en el osciloscopio como se muestra a continuación:

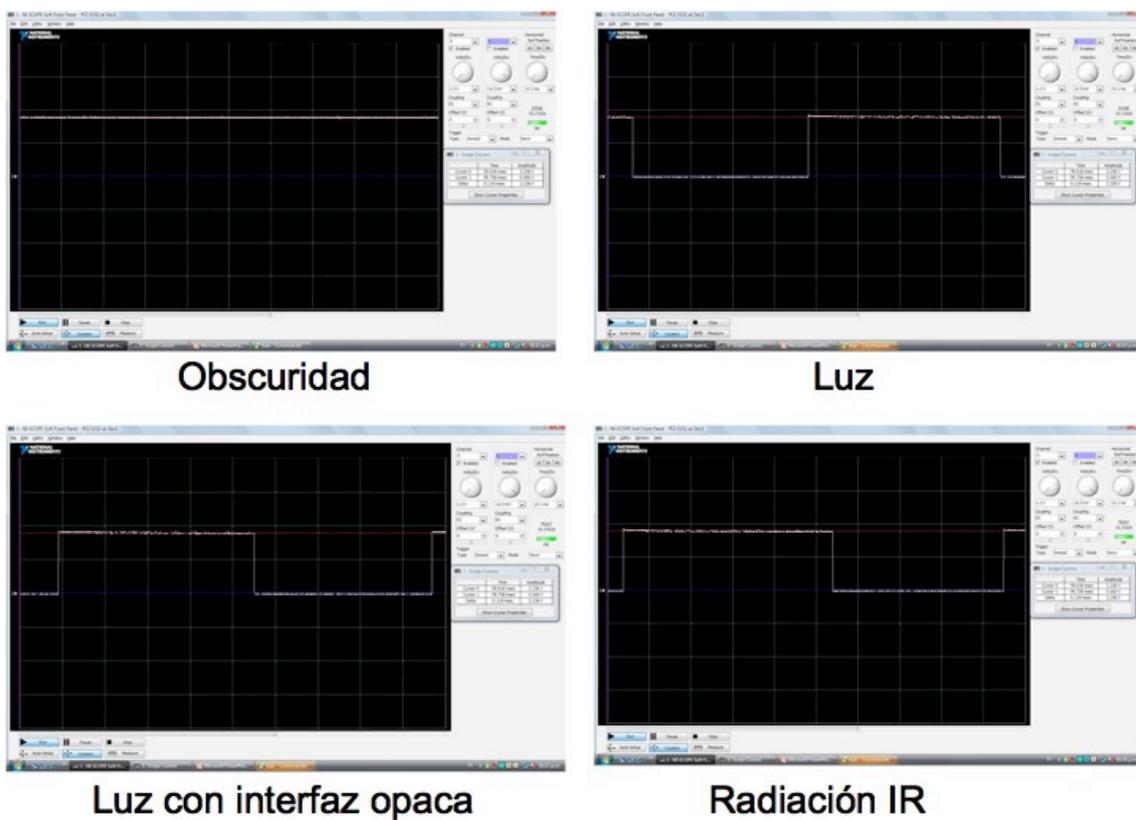


Figura 4.13. Habilitación por medio de un fototransistor.

En esta experiencia se observó que en condiciones de obscuridad, al igual que en el caso de la habilitación por fotodiodo, se obtiene una señal constante cuya amplitud corresponde al valor del voltaje de alimentación.

Al exponer al fototransistor a diversas fuentes de radiación de luz, se habilitó el oscilador, con lo cual se obtuvo la generación de pulsos con un ciclo de trabajo próximo al 50%.

Se observa que como un elemento óptico detector, el fotorresistor empleado como habilitador del oscilador, es más eficaz debido a que es más sensible a los cambios de

luz y a que su desempeño no afectó en gran manera los parámetros originales de la señal.

4.6.2 Detector de luz y oscuridad

Objetivos:

1. Comprender el principio de detección de luz y oscuridad.
2. Comprender el comportamiento de los circuitos detectores de luz y oscuridad.

Material:

- 1 Transistor 2N2222
- Fuente de alimentación de 4.5 V
- 1 Resistencia de 1.8 k Ω
- 1 Resistencia de 220 k Ω
- 1 Resistencia de 120 Ω
- 1 Fotorresistencia
- 1 Led

Procedimiento

Actividad 1. Detector de oscuridad.

1. Armar el circuito de la figura 4.14.

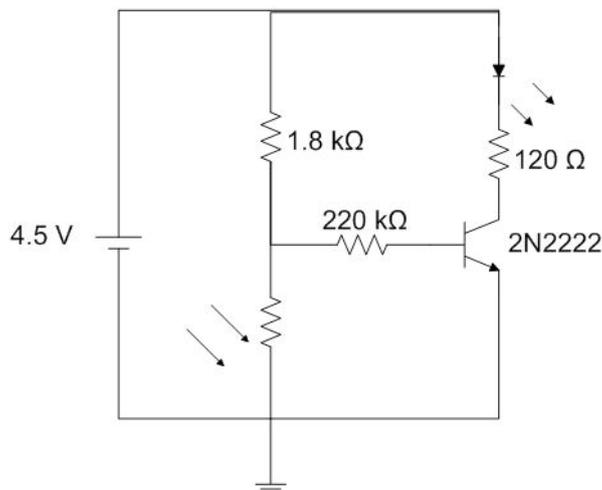


Figura 4.14. Detector de oscuridad

2. Exponer el circuito a condiciones de luz y oscuridad y asentar sus observaciones en la tabla 4.10.

Condición	V _{LED} [V]	Situación
Con luz		
Sin luz		

Tabla 4.10. Detector de oscuridad.

- Realizar las conclusiones correspondientes a lo observado en el detector de oscuridad.

Actividad 2. Detector de luz.

- Armar el circuito de la figura 4.15.

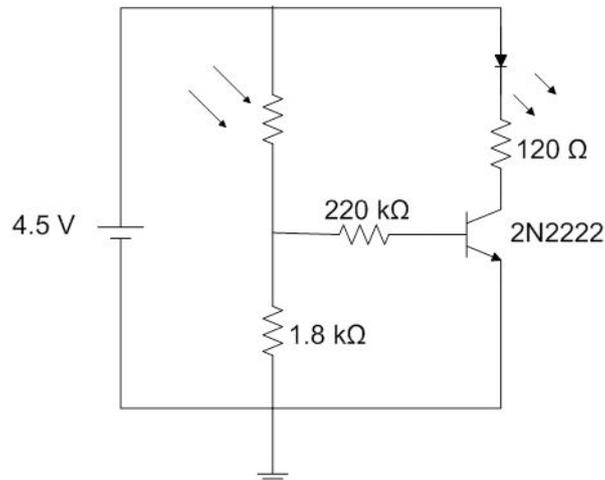


Figura 4.15. Detector de luz.

- Exponer el circuito a condiciones de luz y oscuridad y asentar sus observaciones en la tabla 4.11.

Condición	V_{LED} [V]	Situación
Con luz		
Sin luz		

Tabla 4.11. Detector de luz.

- Realizar las conclusiones correspondientes a lo observado en el detector de luz.

Desarrollo

Se aplica un voltaje de alimentación de 4.5 V como se muestra a continuación:

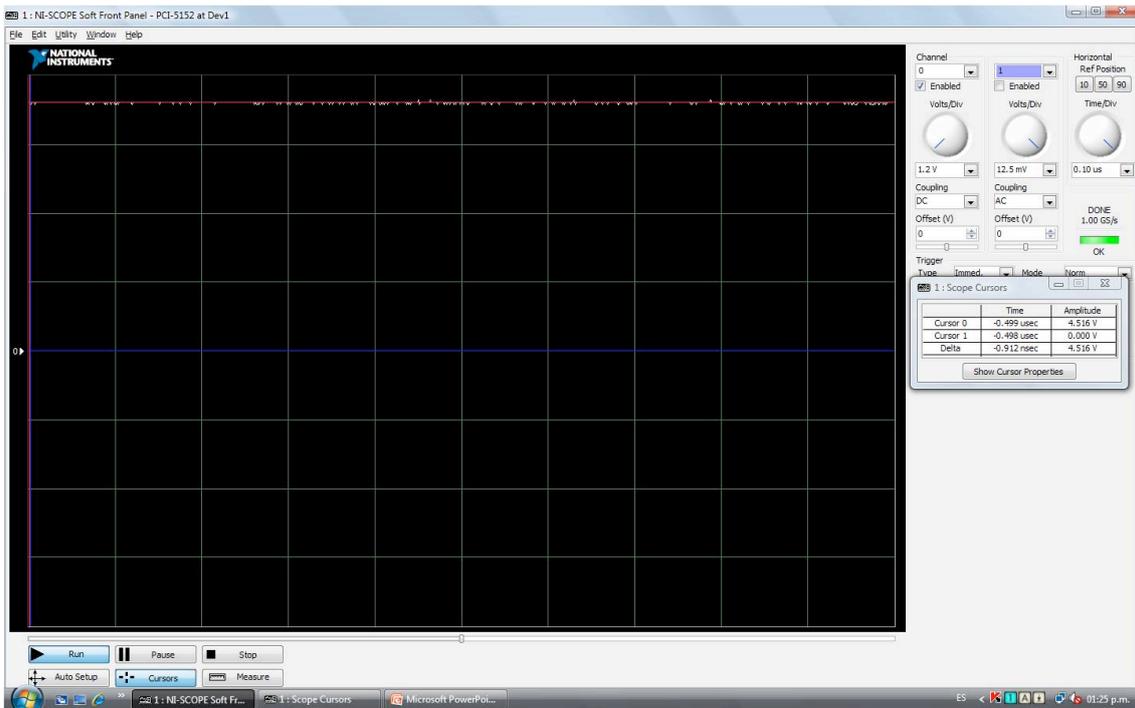


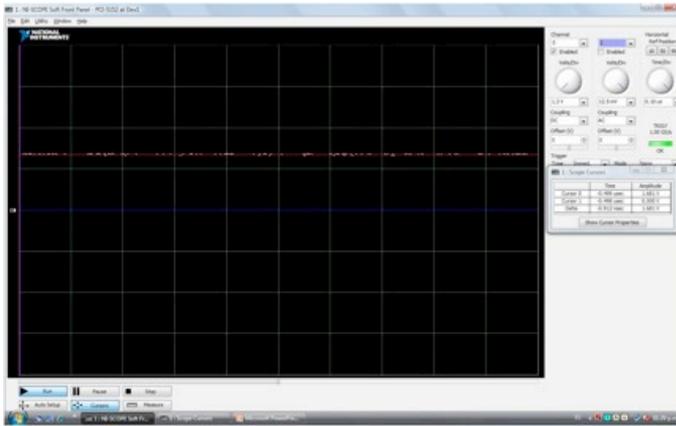
Figura 4.16. Voltaje de alimentación.

Actividad 1. Detector de oscuridad.

Al armar el dispositivo de la figura 4.14 se obtuvieron los siguientes resultados:

Condición	V _{LED} [V]	Situación
Con luz	1.681	Apagado
Sin luz	1.923	Encendido

Tabla 4.12. Detector de oscuridad.



Con luz

Sin luz

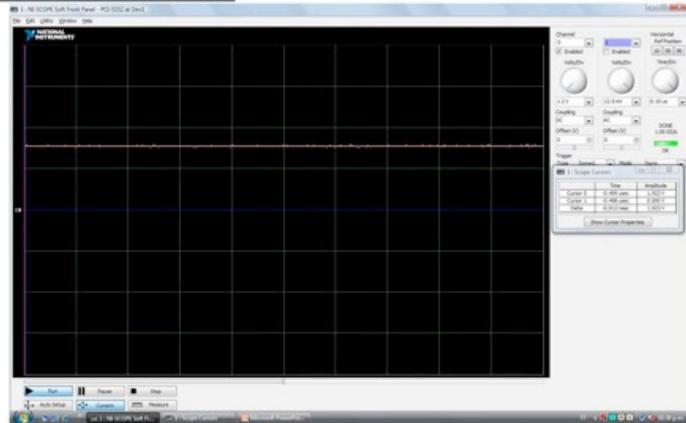


Figura 4.17. Detector de oscuridad.

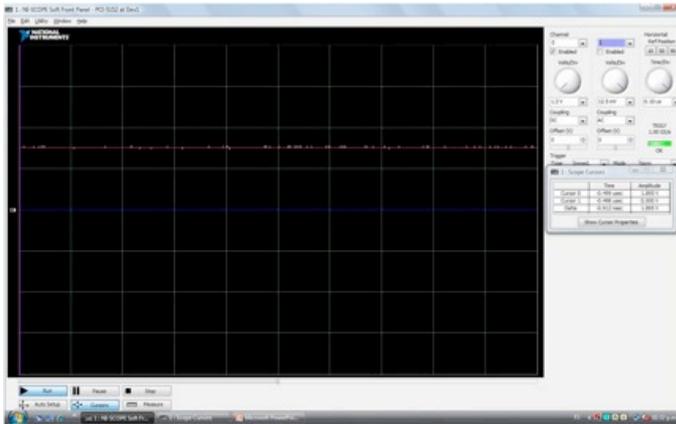
De lo observado es importante hacer notar que mientras el circuito permanecía en obscuridad, la corriente que circulaba a través de la fotorresistencia era despreciable debido al alto valor de resistencia en dicho elemento, lo cual aumenta considerablemente la corriente de base del transistor. Por lo tanto, la alimentación del led es lo suficientemente grande como para encenderlo.

Actividad 2. Detector de luz.

Al armar el detector de luz se observó lo siguiente:

Condición	V_{LED} [V]	Situación
Con luz	1.895	Encendido
Sin luz	1.766	Apagado

Tabla 4.13. Detector de luz.



Con luz

Sin luz

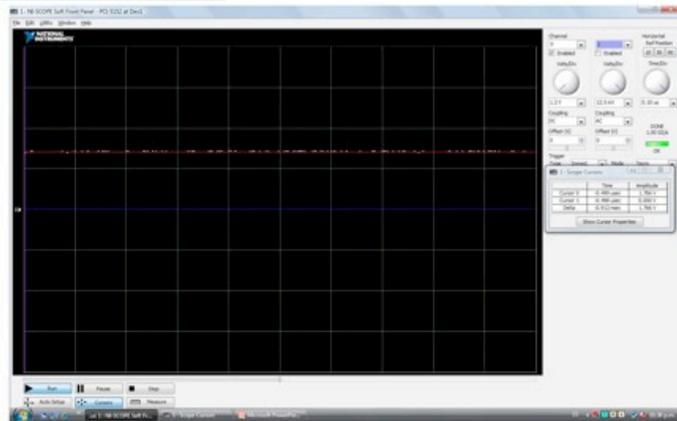


Figura 4.18. Detector de luz

En cuanto al circuito detector de luz, debido a la posición de la fotorresistencia en el dispositivo, la exposición a la luz provocando en ella una disminución en la resistencia y con ello mayor corriente de base en el transistor, promueve que el led se encienda ante dicha condición.

En general, es importante observar que, como sucedió en estos casos, el comportamiento de ambos detectores estuvo regido solamente por la posición de la fotorresistencia.

Bibliografia

[1] Agrawal G. P. *Fiber – Optic Communication Systems*, 3ed, Wiley – Interscience, EUA, 2002

[2] Kato K., Hata S., Kwano K., et al. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28, p. 2128, 1992