

OPTIMIZACION DE MODULADORES OPTICOS DE TIPO GaAs/AlGaAs

G. Gonzalez de la Cruz y J.G. Mendoza Alvarez

Departamento de Fisica, Centro de Investigacion
y de Estudios Avanzados del IPN. Apartado Postal
14-740 Mexico D.F.

En este trabajo se analiza el guiamiento de la radiación electromagnética en moduladores de fase del tipo GaAs/AlGaAs. La principal característica de estos dispositivos es el corrimiento de fase de la radiación durante su recorrido en el interior de la guía de ondas, provocado por el cambio en el índice de refracción ocasionado por el campo eléctrico de la unión p-n y el movimiento de la región de agotamiento. El comportamiento de esos moduladores puede entenderse, en terminos del efecto electro-óptico lineal el de electrorrefracción, el de llenado de bandas y la geometría del dispositivo.

INTRODUCCION

Los Moduladores ópticos son dispositivos que afectan propiedades medibles de la radiación electromagnética en respuesta a señales eléctricas. Por ejemplo, cambiando el índice de refracción o el coeficiente de absorción en una región del material electro-óptico mediante un voltaje externo, es posible modular la fase o la amplitud de la radiación que se propaga en la guía de ondas. De gran importancia tecnológica son los moduladores de fase en el campo de las comunicaciones y circuitos integrados optoelectrónicos; la eficiencia de tal dispositivo radica esencialmente en obtener el máximo corrimiento de fase de la radiación electromagnética durante su recorrido en la guía de ondas. Para estos propósitos, es deseable diseñar un modulador que sea pequeño y eficiente; esto es, un dispositivo del cual se obtenga el máximo corrimiento de fase por unidad de longitud y por voltaje aplicado (eficiencia de modulación normalizada):

$$\Delta\psi_N = \Delta\psi/V_a L = \frac{2\pi\Delta n_{eff}}{V_a L} \quad (1)$$

donde Δn_{eff} es el cambio efectivo en el índice de refracción del material electro-óptico debido al campo aplicado. Un análisis teórico para optimizar moduladores de fase del tipo P-I-N fue realizado por Marshall y Katz¹, en

términos de los efectos electro-óptico y de portadores; también Adams et al² reportaron el máximo de traslape de los campos ópticos y eléctricos en dispositivos semiconductores de guiamiento de la radiación electromagnética². Recientemente³, Mendoza-Alvarez et al desarrollaron un análisis teórico del corrimiento de fase en moduladores del tipo N-n-p-P considerando los cuatro efectos responsables del cambio en el índice de refracción: efecto electro-óptico, efecto lineal Franz-Keldish, efecto de Plasma y efecto de llenado de banda; obteniendo una eficiencia de modulación máxima de $96^\circ/V \cdot mm$ para una longitud de onda de $1.06\mu m$. En la figura 1 se muestran las estructuras de multicapas de GaAs necesarias para obtener un modulador de fase de guía de ondas. En la fig. 1a. se presenta un modulador de 3 capas tipo N/n/p; y la fig. 1b corresponde a un modulador de 4 capas tipo N-n-p-P en el cual la unión p-n se sitúa en el centro de la guía de ondas. La radiación electromagnética es guiada a través de la región activa formada por la unión p-n de GaAs (fig. 1b) con un ancho típico de $0.25\mu m$, la fase de la radiación es modulada por el voltaje externo aplicado V_a , también la densidad de impurezas afecta considerablemente el corrimiento de fase de la radiación, como se verá mas adelante. En este trabajo únicamente consideraremos el efecto electro-óptico lineal y su influencia en el cambio del índice de refracción.

TEORIA

Es bien conocido que cuando un semiconductor tipo-n se pone en contacto con un semiconductor tipo-p para formar la unión p-n, la concentración de electrones en el lado n es mucho mayor que la concentración de electrones en el lado p. Al instante de la formación existe un gradiente de concentración de densidad de carga en la unión entre las dos regiones. La misma situación existe respecto a la concentración de hoyos en la unión. Debido a los gradientes de concentración de carga, se establece una corriente de difusión en ambos lados dejando una región de agotamiento de carga en la interface de la unión, creándose un campo eléctrico. De la solución de la ecuación de Poisson se encuentra que el campo eléctrico en la interface está dado por la siguiente relación:

$$\text{Lado n} \quad E_n(x) = \frac{2(V_{Dn} - V_1)}{X_n^2} (x + X_n) \\ -X_n < x < 0 \quad (2)$$

$$\text{Lado p} \quad E_p(x) = -\frac{2(V_{Dp} - V_2)}{X_p^2} (X_p + x) \\ 0 < x < X_p \quad (3)$$

donde $\phi_0 = V_{Dn} + V_{Dp}$ es el potencial de contacto de la unión y $V_a = V_1 + V_2$ es el potencial externo aplicado, y:

$$X_n = \left[\frac{2\epsilon_1\epsilon_2 N_a (\phi_0 - V_a)}{q N_d (\epsilon_1 N_d + \epsilon_2 N_a)} \right]^{1/2} \quad (4)$$

$$X_p = \left[\frac{2\epsilon_1\epsilon_2 N_d (\phi_0 - V_a)}{q N_a (\epsilon_1 N_d + \epsilon_2 N_a)} \right]^{1/2} \quad (5)$$

donde $X = X_n + X_p$ representa el ancho de la región de agotamiento, ϵ_1 y ϵ_2 son las constantes dieléctricas, y N_a , N_d es la concentración de impurezas en el lado p y n respectivamente. De las expresiones anteriores se deduce que:

cuando un voltaje negativo (reverse bias voltage) es aplicado en el modulador de fase aparecen dos efectos físicos en la región de agotamiento de la unión p-n: 1) un aumento en el campo eléctrico dentro de esta región; y 2) un aumento en el ancho de la región de agotamiento como consecuencia del intercambio de portadores en la unión (ver figura 2). Ambos efectos combinados son responsables del corrimiento de fase de la radiación electromagnética que se propaga en la región activa del modulador. El cambio de fase del modo óptico que se propaga en la guía de ondas es el resultado del cambio en el índice de refracción en la región de agotamiento producido por el voltaje aplicado.

Existen muchos materiales cuyas propiedades ópticas dependen de la dirección de propagación así como también de la polarización de la radiación electromagnética. Esos materiales anisotrópicos incluyen cristales tales como la calcita, cuarzo, cristales líquidos, etc.; ellos exhiben fenómenos ópticos peculiares tales como efectos electro-ópticos y acusto-ópticos, efectos de polarización, etc. Para un material anisotrópico, la relación entre el vector desplazamiento eléctrico y el campo eléctrico esta dada por

$$D_n = \epsilon_{nm} E_{nm} \quad (6)$$

donde ϵ_{nm} es el tensor dieléctrico. Suponiendo que el medio es homogéneo, no absorbente e isotrópico magnéticamente, la densidad de energía almacenada en el campo eléctrico en un material anisotrópico está dada por:

$$U = \frac{1}{2} E \cdot D = \frac{1}{2} E_n \epsilon_{nm}^* D_m \quad (7)$$

En un sistema de ejes principales el tensor dieléctrico es diagonal i.e. $\epsilon_{nm} = \epsilon_{nn} \delta_{nm}$. y la Ec. (7) se puede re-escribir en la siguiente forma

$$\frac{D_x^2}{\epsilon_x} + \frac{D_y^2}{\epsilon_y} + \frac{D_z^2}{\epsilon_z} = 2U \quad (8)$$

Si sustituimos $r = D / \sqrt{2U}$ y definimos el índice de refracción por $N_i^2 = \epsilon_i (i=x,y,z)$, la última ecuación puede ser escrita como

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1. \quad (9)$$

Esta es una ecuación de un elipsoide de revolución con ejes paralelos a las direcciones x, y, z cuyas longitudes respectivas son $2n_x, 2n_y, 2n_z$. El elipsoide es conocido como índice elipsoidal. De acuerdo con la teoría cuántica de sólidos, la aplicación de un campo eléctrico redistribuye la densidad de carga del sólido y distorsiona la red. El resultado neto es cambiar el índice de refracción del material; esto es conocido como el efecto electro-óptico. Si definimos $\eta_{ij}(E) = 1/n_{ij}(E)$, los coeficientes electro-ópticos son definidos tradicionalmente como:

$$\begin{aligned} \eta_{ij}(E) - \eta_{ij}(0) &= \Delta\eta_{ij} \\ &= r_{ijk} E_k + S_{ijkl} E_k E_l + \dots \end{aligned} \quad (10)$$

Aquí r_{ijk} es el coeficiente electro-óptico lineal y S_{ijkl} es el coeficiente electro-óptico cuadrático. En este trabajo únicamente consideramos el efecto electro-óptico lineal. Usando la conversión de índices⁴ repetidos para r_{ijk} , la ecuación de índice elipsoidal

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{n_x^2} + r_{1k} E_k\right) x^2 + \left(\frac{1}{n_y^2} + r_{2k} E_k\right) y^2 \\ + \left(\frac{1}{n_z^2} + r_{3k} E_k\right) z^2 \\ + 2y z r_{4k} E_k + 2z x r_{5k} E_k + 2x y r_{6k} E_k = 1 \end{aligned} \quad (11)$$

Los coeficientes electro-ópticos lineales dependen de la simetría del cristal, por ejemplo, para un cristal con simetría cúbica como el semiconductor GaAs el único elemento diferente de cero es el r_{41} , por lo tanto Ec.(11) se reduce a la siguiente forma:

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n^2} + 2r_{41} (y z E_x + z x E_y + y E_z) = 1 \quad (12)$$

En la presencia de un campo eléctrico en

la dirección z (i.e. $E = E_z \hat{z}$), la Ec. (12) puede escribirse en la siguiente forma

$$\frac{x^2}{n^2} + \frac{y^2}{n^2} + \frac{z^2}{n^2} + 2r_{41} x y E = 1 \quad (13)$$

esto es, el campo eléctrico acopla ondas polarizadas en la dirección x y en la dirección y . Transformando el sistema coordenado por una rotación de 45° , la ecuación (13) en el nuevo sistema es

$$\begin{aligned} x'^2 \left(\frac{1}{n^2} + r_{41} E\right) \\ + y'^2 \left(\frac{1}{n^2} - r_{41} E\right) + \frac{z'^2}{n^2} = 1 \end{aligned} \quad (14)$$

considerando que $1/n^2 \gg r_{41} E$, de la ecuación (14) vemos que el cambio en el índice de refracción en las direcciones x' y y' tiene los siguientes valores:

$$\begin{aligned} n'_x &= n - 1/2 n^3 r_{41} E \\ n'_y &= n + 1/2 n^3 r_{41} E \\ n'_z &= n \end{aligned} \quad (15)$$

Para calcular el cambio efectivo en el índice de refracción es necesario conocer el modo óptico que se propaga en la región activa o guía de ondas. El campo eléctrico asociado con dicho modo

satisface la ecuación de onda:

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + \left[n^2 (\omega/c)^2 + \beta^2 \right] E_y = 0 \quad (16)$$

donde β es la constante de propagación de la radiación en la dirección z . Las soluciones para el modelo de tres capas con diferente índice de refracción, como se muestra en la figura 2, son de la siguiente forma:

$$U(x) = \begin{cases} A \exp(h_2 x) & -\infty < x < -d/2 \\ B \cosh_1 x & -d/2 < x < d/2 \\ A \exp(h_2 x) & d/2 < x < \infty \end{cases} \quad (17)$$

donde d es el ancho de la región activa y

$$\begin{aligned} h_1 &= \left[n_1^2 (\omega/c)^2 - \beta^2 \right]^{1/2} \\ h_2 &= \left[\beta^2 - n_2^2 (\omega/c)^2 \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (18)$$

Aquí n_1 y n_2 son los índices de refracción del GaAs y AlGaAs respectivamente. Usando las condiciones estándar a la frontera en $x=d/2$ encontramos la siguiente relación entre h_1 y h_2 :

$$h_2 = h_1 \tan(h_1 d/2) \quad (19)$$

El producto entre el modo óptico y los cambios espaciales en el índice de refracción en la región de agotamiento serán considerados para definir una variación efectiva en el índice de refracción en términos de un promedio Δn sobre la intensidad del modo $U^2(x)$, donde x varía en todo el ancho de la región de agotamiento. Esto es un análisis perturbativo válido para $\Delta n \ll n_1$ o n_2 , los índices de refracción no perturbados de AlGaAs y GaAs, respectivamente. Debido a que aún para voltaje externo cero existe un campo eléctrico en la región de agotamiento libre de portadores, el cambio efectivo en el índice de refracción es diferente para $V_a \neq 0$, esto es:

$$\Delta n_{eff} = \frac{\int_{-x_n(V_a)}^{x_p(V_a)} \Delta n(V_a, x) U^2(x) dx - \int_{-x_n(0)}^{x_p(0)} \Delta n(0, x) U^2(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} U^2(x) dx} \quad (20)$$

donde $\Delta n(V_a, x) = 1/2 n^3 r_{41} E(V_a, x)$.

En la figura 3 se muestra la dependencia del cambio efectivo en el índice de refracción con el espesor de la capa activa (unión p-n) para diferentes valores de la impurificación de dicha región en el rango: 10^{16} - 5×10^{17} cm^{-3} aquí hemos supuesto una unión p-n simétrica, o sea que la impurificación en las capas p y n tiene el mismo valor numérico. Para esta figura se ha supuesto además que se está aplicando un voltaje externo inverso de -1V. Como se aprecia en la figura, las curvas de $\Delta \eta_{eff}$ vs. d para diferentes valores de $N_d = N_a = N$ se han desplazado a lo largo de un eje a 45° para presentar un gráfico tridimensional. En esta figura se observa que $\Delta \eta_{eff}$ tiene un rápido

crecimiento para valores del espesor de la región activa de hasta $0.20 \mu\text{m}$, alcanza un máximo y decrece lentamente para valores de $d > 0.2 \mu\text{m}$. Para un valor fijo de la impurificación de la región activa, vemos que hay 2 procesos que compiten en el comportamiento de $\Delta \eta_{eff}$ cuando cambia el espesor d : por un lado, al aumentar el espesor de la región activa, aumenta el factor de confinamiento de la radiación dentro de la misma, o sea que una porción mayor del modo es guiado y siente los efectos del campo eléctrico, lo que da como resultado un incremento en la variación efectiva del índice de refracción debido al efecto electro-óptico lineal; sin embargo, cuando la región activa es lo suficientemente ancha y continúa aumentándose su espesor, superará al ancho de la región de agotamiento en la unión p-n de tal suerte que si el espesor d aumenta aún más, irá disminuyendo la porción del ancho del modo guiado que se encuentra dentro de la región de agotamiento y que "siente" el cambio $\Delta \eta_{eff}$ producido por el efecto electro-óptico lineal. El resultado final es que para valores grandes de d , el valor $\Delta \eta_{eff}$ disminuye gradualmente con el aumento de d . De la fig. 3 observamos también que el valor de d

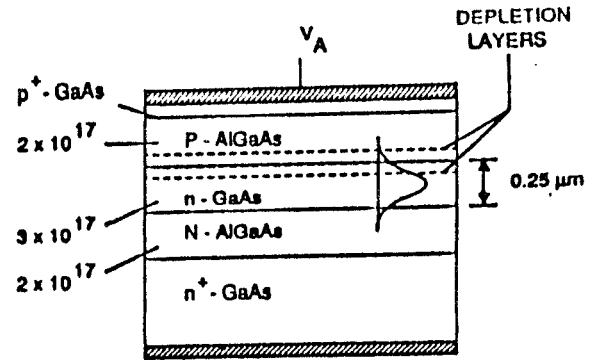
(d_{max}) para el que se obtiene al máximo en $\Delta \eta_{eff}$, disminuye ligeramente al incrementar la impurificación N en la región activa; esto se debe a que cuanto mayor es la impurificación, menor es el ancho inicial de la región de agotamiento, y en consecuencia con un espesor menor de la región activa se logra la optimización entre modo óptico y ancho de la región de agotamiento. Los valores de d_{max} para diferentes N 's se muestran en la tabla I

TABLA I N (cm^{-3})	$\psi = -1V$	$\psi = -4V$
	d_{max} (μm)	d_{max} (μm)
1.10^{16}	.2846	.2642
5.10^{16}	.3051	.2744
1.10^{17}	.3153	.2846
3.10^{17}	.2438	.2438
5.10^{17}	.2438	.2438

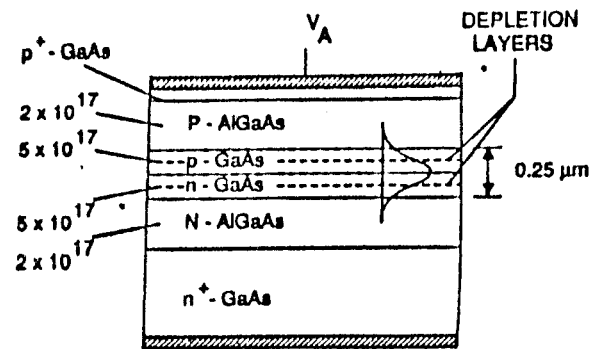
En la figura 4 se muestra el comportamiento $\Delta\eta_{eff}$ vs. d cuando el voltaje inverso aplicado al dispositivo es de -4 volts. Las diferentes curvas corresponden a diferentes valores de la impurificación en la region activa. El comportamiento de $\Delta\eta_{eff}$ es practicamente idéntico al observado en la figura 3, con la diferencia de que para un mismo valor de N , el valor d_{max} en donde $\Delta\eta_{eff}$ alcanza su valor máximo, aumenta. Lo anterior se explica llevando en cuenta que como el voltaje inverso aplicado es mayor, aumenta en consecuencia el ancho de la region de agotamiento; entonces, sera necesario un espesor mayor de la region activa para optimizar el traslape entre modo óptico y ancho de la region de agotamiento. En la tabla I se aprecian los cambios en el valor de d_{max} debidos al aumento al aumento en el voltaje aplicado al modulador de fase. En conclusión, en este trabajo hemos presentado resultados sobre la optimización del ancho de la región activa, para obtener los máximos corrimientos de fase en moduladores de fase de guia de ondas de tipo N-n-p-P basados en el sistema GaAs/AlGaAs. Dependiendo de la impurificación que se desee en la region activa del dispositivo, y del voltaje externo de operación, los espesores óptimos para la región activa (n-GaAs/p-GaAs) se sitúan en el rango de 0.20 - 0.32 μm . La elección de cuánto impurificar la región activa debera tomar en cuenta el efecto de los portadores libres sobre el indice de refracción de GaAs, y como esto contribuye a cambiar también la fase en los citados moduladores.

REFERENCIAS

1. William K. Marshall and Joseph Katz. Appl. Optics 24, 1996(1985).
2. M.J. Adams, S. Ritchie, and M.J. Robertson. Appl. Phys. Lett. 48, 820 (1986).
3. J.G. Mendoza-Alvarez, L.A. Coldren, A. Alping, R.H. Yan, T. Hausken, K. Lee, and K. Pedrotti. J. Lightwave Tech. 6, 793 (1988).
4. "Optical Waves in Crystals", Amnon Yariv and Pochi Yeh (Wiley N.Y. (1984).
5. J. G. Mendoza-Alvarez, F. D. Nunes, N. B. Patel, J. Appl. Phys. 51, 4365 (1980)
6. J. G. Mendoza-Alvarez, R. H. Yan, L.A. Coldren, J. Appl. Phys. 61, 435 (1987)



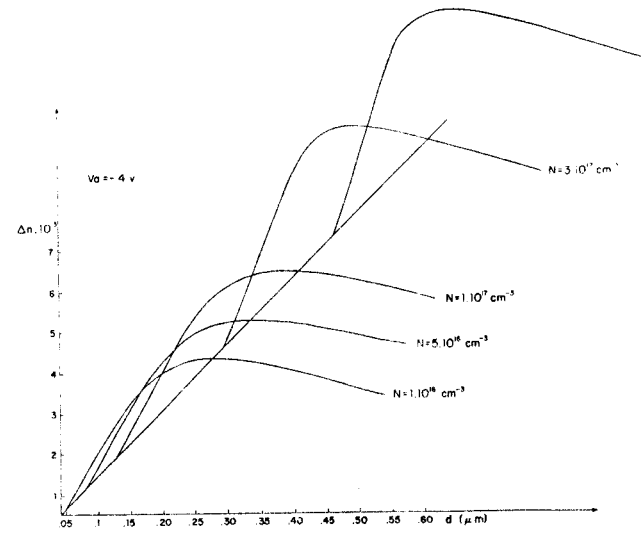
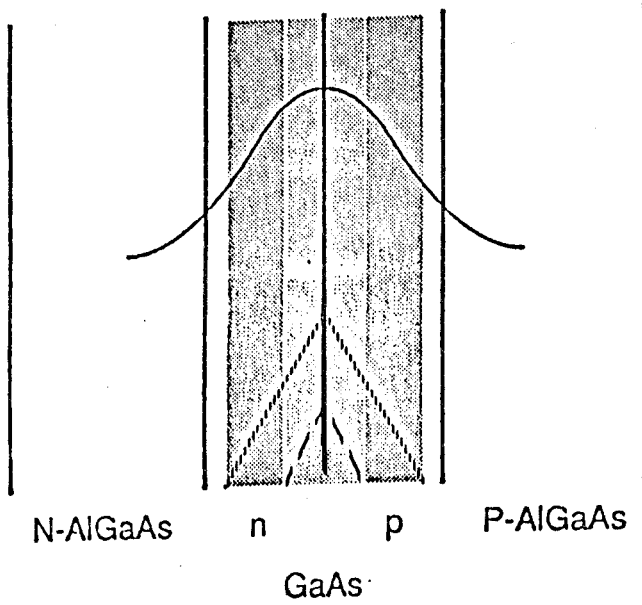
(a)



(b)

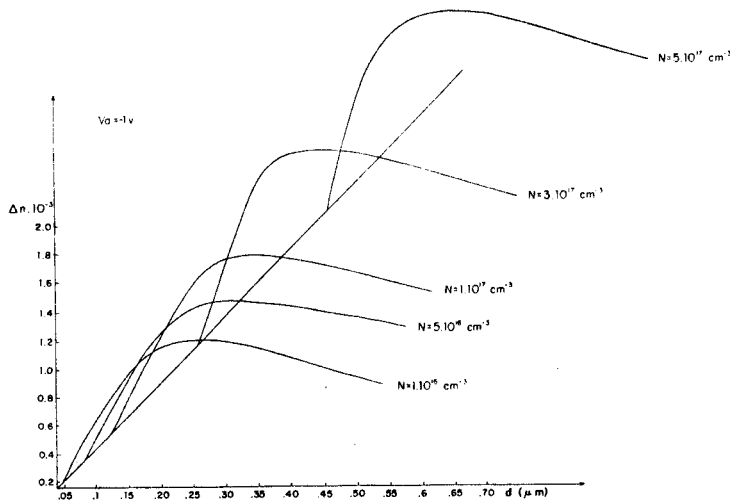
1.- (a) Concentraciones típicas de impurificación para una estructura tipo P-p-n-N, la región activa corresponde a n-GaAs. (b) Modulador de fase del tip P-p-n-N, nótese que la interacción entre el modo óptico y el campo eléctrico es más fuerte.

JUNCTION AT THE CENTER



4.- Lo mismo que la Fig. 3 para un voltaje externo de 4 volts.

2.- Guiamiento del modo óptico a través de la región activa, las líneas discontinuas muestran el campo eléctrico que se genera en la unión p-n para diferentes voltajes externos.



3.- Cambio efectivo en el índice de refracción para diferentes concentraciones de impurezas como función del ancho de la región activa. el voltaje externo es de 1 volt.