

## PLASMONES EN ESTRUCTURAS PERIODICAS TIPO P-N

G. González de la Cruz y V. M. González Robles

Departamento de Física  
 Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del I.P.N.  
 Apartado Postal 14-740  
 07000 Mexico D. F.

**RESUMEN:** Se estudia la relación de dispersión de plasmones en las interfases de uniones p-n periódicas por medio de un modelo hidrodinámico que considera los efectos de retardación. Usando un modelo de Shockley para las uniones p-n, el problema resulta análogo al de una sucesión de capas de electrones y de huecos, separados por una región de agotamiento. La relación de dispersión se obtiene usando las condiciones de continuidad y de Bloch para los campos eléctricos y magnéticos. Se obtienen varias soluciones numéricas para valores típicos del silicio y se muestran las gráficas. Se presentan, como una introducción al formalismo del modelo, dos ejemplos: 1o. Plasmones en una interfase vacío-metal y 2o. Plasmones en una interfase tipo p-n.

## I. INTRODUCCION

En los últimos años las excitaciones colectivas en superredes semiconductoras han recibido una considerable atención tanto del punto de vista teórico como experimental.<sup>1-6</sup> En estas notas se estudia teóricamente el espectro de bandas asociado a la relación de dispersión para excitaciones de modos localizados en las interfases de un arreglo periódico tipo p-n. Ignorando a los portadores minoritarios, una unión p-n puede ser modelada por un plasma electrónico (región n) y un plasma de huecos (región p) separados por una región de agotamiento, en la cual, como es bien sabido, se forma un campo eléctrico interno que saca rápidamente a cualquier portador que caiga en dicha zona. Con el sistema así definido se usa el modelo hidrodinámico,<sup>7,8</sup> para calcular la relación de dispersión de este sistema electrónico inhomogéneo capaz de mantener auto-oscilaciones alrededor del estado base.

## II. LAS ECUACIONES BASICAS

En la aproximación del plasma frío, que corresponde en términos hidrodinámicos a desprestigiar la presión del gas de electrones, resulta que el tensor dieléctrico posee una forma local dependiente de la frecuencia, pero independiente del vector de onda. Por supuesto esta aproximación deja de ser válida cerca de la región de resonancia,<sup>9</sup> lo cual corresponde a la porción de la curva de dispersión en la que  $kc \gg \omega_p$  ( $\omega_p$  es la frecuencia de plasma correspondiente al medio).

Incluir en el tensor dieléctrico no-local los efectos del vector de onda, es un problema

complicado, pero una descripción hidrodinámica del sistema, da resultados cuantitativos que han tenido éxito en trabajos previos.<sup>10</sup> En esta descripción la no-localidad se introduce por medio de un gradiente de presión. Adoptando este punto de vista, resulta que en un estado dinámico, las ecuaciones linealizadas que gobiernan al sistema en el modelo hidrodinámico son:

$$\partial V_{\pm} / \partial t = \mp eE / m_{\pm} - \beta_{\pm}^2 \nabla n_{\pm} / N_{\pm} \quad (1)$$

$$\nabla \cdot E = \mp en_{\pm} / \epsilon \quad (2)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (3)$$

$$\nabla \times E = - \partial B / \partial t \quad (4)$$

$$\nabla \times B = (1/c^2) \partial E / \partial t + \mu en_{\pm} V_{\pm} \quad (5)$$

donde E, B, n y V son las fluctuaciones a 1er. orden en el campo eléctrico, la inducción magnética, la densidad de portadores y la velocidad respectivamente. Los subíndices -, + así como los signos superior e inferior corresponden a los electrones y a los huecos respectivamente. La ecuación (1) es la ecuación hidrodinámica, con  $\beta_{\pm}^2$  dada en la aproximación de un gas debilmente degenerado por:

$$\beta_{\pm}^2 = k_B T / m_{\pm} \quad (6)$$

$\epsilon, \mu$  y c denotan la permitividad, la permeabilidad y la velocidad de la luz en el medio. Con la ecuación de continuidad que en forma linealizada es:

$$\partial n / \partial t + N \cdot \nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (7)$$

se completa el número requerido de ecuaciones.

En todos los casos aquí tratados se asume que las interfases están situadas en el plano X-Y o paralelamente al mismo y que todos los modos superficiales buscados son de la forma  $f(z) \exp(i(kx - \omega t))$  (No se pierde generalidad al suprimir la dependencia en y).

Del sistema de ecuaciones (1-7) es posible mostrar después de algunas manipulaciones, que para el plasma se obtiene:

$$\left( \beta^2 \frac{d^2}{dz^2} + \omega^2 - \omega_p^2 - \beta^2 k^2 \right) \times \\ (kE_x - i dE_z/dz) = 0 \quad (8)$$

$$\left( c^2 \frac{d^2}{dz^2} + \omega^2 - \omega_p^2 - c^2 k^2 \right) \times \\ (kE_z + i dE_x/dz) = 0 \quad (9)$$

Estas relaciones son válidas tanto para electrones como para huecos, y en ellas se ha adoptado la notación  $E_i \equiv E_i(z)$ .

En el vacío los campos satisfacen la ecuación:

$$\left( d^2/dz^2 + \omega^2/c^2 - k^2 \right) E_i = 0 \quad (10)$$

Con estas expresiones es fácil encontrar las soluciones generales en cada uno de los casos aquí tratados.

### III. INTERFASE VACIO - METAL

El sistema se muestra en la Fig. 1. La interfase coincide con el plano X-Y y la densidad electrónica está dada por:

$$n(z) = \begin{cases} 0 & x < 0 \\ n & x > 0 \end{cases} \quad (11)$$

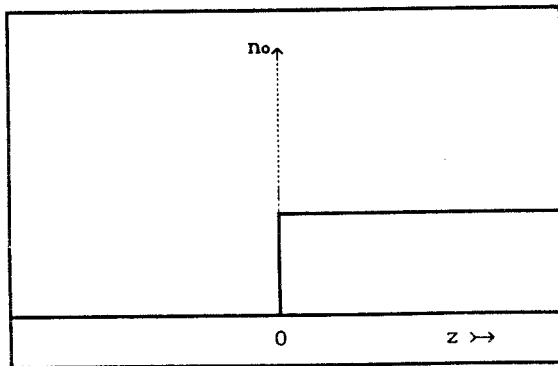


Fig. 1. Densidad electrónica en la interfase vacío-metal.

De (8), (9) y (10) es inmediato que la solución general para el metal ( $z > 0$ ) es:

$$E_x = -kC \exp(-\gamma z) / (\gamma^2 - k^2) + \\ i\alpha D \exp(-\gamma z) / (\alpha^2 - k^2) \quad (12)$$

$$E_z = -i\gamma C \exp(-\gamma z) / (\gamma^2 - k^2) - \\ kD \exp(-\alpha z) / (\alpha^2 - k^2) \quad (13)$$

$$B_y = -D \exp(-\alpha z) / \omega^2 \quad (14)$$

donde

$$\gamma^2 \equiv (\beta^2 k^2 + \omega_p^2 - \omega^2) / \beta^2 \quad (15)$$

$$\alpha^2 \equiv (c^2 k^2 + \omega_p^2 - \omega^2) / c^2 \quad (16)$$

Nótese que en el límite electrostático<sup>11</sup> (matemáticamente corresponde al límite  $c \rightarrow \infty$ ,  $\alpha \rightarrow k$ ).

Los campos en el vacío son:

$$E_x = F \exp(\delta z) \quad (17)$$

$$E_z = -ikF \exp(\delta z) / \delta \quad (18)$$

$$B_y = (i\omega/c^2 \delta) F \exp(\delta z) \quad (19)$$

donde  $\delta^2 \equiv (k^2 c^2 - \omega^2) / c^2$ , de forma que en el límite electrostático  $\delta \rightarrow k$ .

De las condiciones de continuidad para los campos  $E_x$ ,  $E_z$  y  $B_y$  surge la relación de dispersión que está dada por la condición:

$$\begin{vmatrix} k & i\alpha & 1 \\ i\gamma & -k & -ik/\delta \\ 0 & -c^2 \delta (\alpha^2 - k^2) & i\omega^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (20)$$

Definiendo  $\Omega \equiv \omega/\omega_p$  se obtiene:

$$\Omega^2 (\alpha + \delta) - k^2 / \gamma - \delta = 0 \quad (21)$$

expresión que en el límite electrostático se transforma en:

$$2\gamma\Omega^2 = (\gamma + k) \quad (22)$$

ésta es la conocida relación de dispersión para un plasmón superficial.<sup>12</sup>

### IV. PLASMONES EN LA INTERFASE DE UNA UNIÓN N-P.

Como se muestra en la Fig. 2. la interfase de la unión n-p es paralela al plano X-Y. La región n se extiende de  $-\infty$  a 0 y la región p de

0 a  $+\infty$  a lo largo del eje Z. Se asume un modelo de Shockley de una unión n-p abrupta.

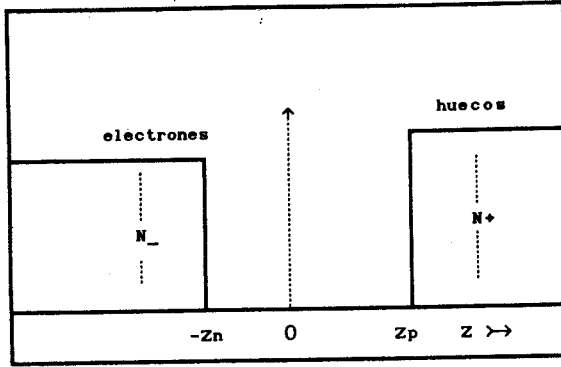


Fig. 2. Modelo de Shockley para una unión abrupta n-p.

En equilibrio las densidades de los electrones y de los huecos se asumen iguales a  $N_-$  y  $N_+$ , las concentraciones de donores y aceptores respectivamente ya que además se ha asumido que todos los donores de la región n y todos los donores de la región p están completamente ionizados. Igual que en el modelo de Shockley también se asume que cualquier portador que cae en la región de agotamiento es rápidamente expulsado por el campo eléctrico interno. Al considerar fluctuaciones de baja frecuencia sobre el estado de equilibrio, que son las que nos interesan, resultan despreciables las fluctuaciones de los portadores minoritarios<sup>7</sup> y solo es necesario considerar las fluctuaciones en el número de electrones del lado n y en el número de huecos del lado p.

Las soluciones generales para  $E_x$ ,  $E_z$  y  $B_y$  se muestran en la tabla I.

De la tabla I se ve que se tienen seis constantes arbitrarias  $C_\pm$ ,  $D_\pm$ ,  $F$  y  $G$ . La continuidad de  $E_x$ ,  $E_y$  y  $B_y$  en los límites de la región de agotamiento  $z = -Z_n$  y  $z = Z_p$  proporciona las seis condiciones requeridas. La relación de dispersión está dada por la condición:

$$\text{Det } M = 0 \quad (24)$$

donde la matriz  $M$  de  $6 \times 6$  puede verse como:

$$M = \begin{pmatrix} S-(3 \times 3) & H(3 \times 3) \\ H(3 \times 3) & S_+(3 \times 3) \end{pmatrix} \quad (25)$$

$$S_\pm = \begin{pmatrix} k & i\alpha_\pm & 1 \\ i\gamma_\pm & -k & -ik/\delta \\ 0 & -c^2(\alpha_\pm^2 - k^2)\delta & i\omega^2 \end{pmatrix} \quad (26)$$

$$H = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\exp(-\delta W) \\ 0 & 0 & -ik \exp(-\delta W)/\delta \\ 0 & 0 & i\omega^2 \exp(-\delta W) \end{pmatrix} \quad (27)$$

donde  $W = Z_n + Z_p$  es el ancho de la zona de agotamiento.

La relación de dispersión es complicada pero en el límite electrostático se cumple:

$$\alpha_\pm \rightarrow k \quad (28a)$$

$$\delta \rightarrow k \quad (28b)$$

Conservando sólo términos lineales en  $kW$  y asumiendo que:<sup>14</sup>

TABLA I.

	$z < Z_n$	$-Z_n < z < Z_p$	$z > Z_p$
$E_x$	$\frac{-kC_- \exp(\gamma_- z)}{\gamma_-^2 - k^2} + \frac{i\alpha_- D_- \exp(\gamma_- z)}{\alpha_-^2 - k^2}$	$F \exp(\delta z) + G \exp(-\delta z)$	$\frac{-kC_+ \exp(-\gamma_+ z)}{\gamma_+^2 - k^2} + \frac{i\alpha_+ D_+ \exp(-\alpha_+ z)}{\alpha_+^2 - k^2}$
$E_z$	$\frac{i\gamma_- C_- \exp(\gamma_- z)}{\gamma_-^2 - k^2} - \frac{kD_- \exp(\gamma_- z)}{\alpha_-^2 - k^2}$	$\frac{-ik}{\delta} (F \exp(\delta z) - G \exp(-\delta z))$	$\frac{-i\gamma_+ C_+ \exp(-\gamma_+ z)}{\gamma_+^2 - k^2} + \frac{kD_+ \exp(-\alpha_+ z)}{\alpha_+^2 - k^2}$
$B_y$	$-\frac{D_- \exp(\alpha_- z)}{\omega}$	$\frac{i\omega}{c^2 \delta} (F \exp(\delta z) - G \exp(-\delta z))$	$\frac{D_+ \exp(-\alpha_+ z)}{\omega}$

$$\gamma_\pm^2 \equiv k^2 + (\omega_\pm^2 - \omega^2) / \beta_\pm^2 \quad (23a)$$

$$\alpha_\pm^2 \equiv k^2 + (\omega_\pm^2 - \omega^2) / c^2 \quad (23b)$$

$$\delta^2 \equiv k^2 - \omega^2 / c^2 \quad (23c)$$

$$\gamma_{\pm} W \gg 1 \quad (29a)$$

$$kW \ll 1 \quad (29b)$$

la relación de dispersión (24) se transforma en:

$$\omega^4 - \omega^2 \omega_p^2 + (kW/2)\omega_+^2 \omega_-^2 = 0 \quad (30)$$

donde:

$$\omega_p^2 \equiv (\omega_-^2 + \omega_+^2) / 2 \quad (31)$$

Las condiciones (29) corresponden a una región de agotamiento con un ancho  $W$  mucho mayor que la longitud de apantallamiento del semiconductor. Esto ocurre en casi todos los casos.

La ecuación (30) tiene dos soluciones. La solución de alta frecuencia es:

$$\omega^2 = \omega_p^2 \quad (32)$$

Mientras que el modo de baja frecuencia o modo acústico, está dado por:

$$\omega^2 = (\omega_-^2 \omega_+^2 / 2\omega_p^2) kW \quad (33)$$

El modo de alta frecuencia (32) es claramente no localizado ya que  $\omega_p^2$  es mayor que  $\omega_-^2$  o  $\omega_+^2$  y por esto  $\gamma$  o  $\gamma_{\pm}$  se hace imaginario con la consiguiente propagación de las oscilaciones en el grueso del material. La gráfica del modo (33) se muestra en la Fig. 3.

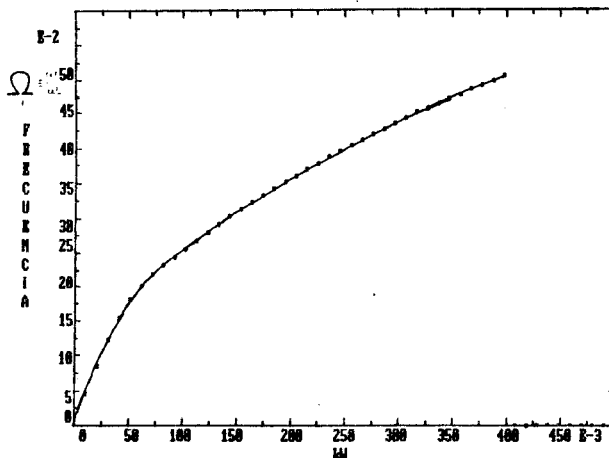


Fig. 3. Relación de dispersión para plasmones en la interfase de una unión p-n.

La presencia de este modo acústico o de baja frecuencia no es sorprendente, ya que existe una gran evidencia teórica sobre su existencia en sistemas de dos componentes.<sup>16,17</sup> Un modo acústico puede pensarse como una vibración de

los portadores pesados, con una fuerza de restitución apantallada por los portadores ligeros.

## V. PLASMONES EN LAS INTERFASES DE UNIONES N-PERODICAS.

Como se muestra en la Fig. 4 las interfases de las uniones n-p son paralelas al plano X-Y y Z es el eje de la super-red. Igual que en el caso anterior se asume un modelo de Shockley de unión abrupta para cada unión n-p.

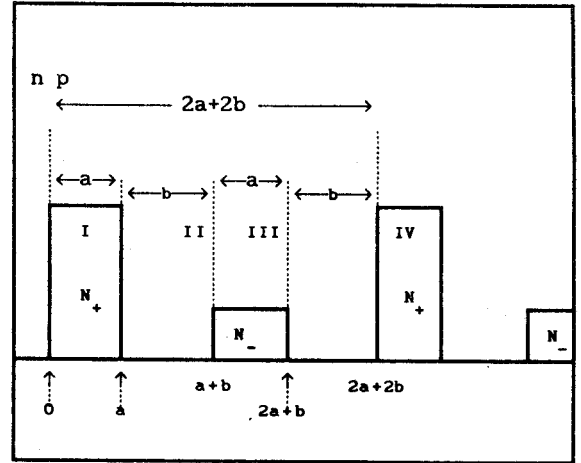


Fig. 4. Super-red tipo p-n con un modelo de Shockley para cada unión n-p.

Las soluciones para cada una de las regiones, se muestran en la tabla II. En éstas, se asume que el ancho de cada región de electrones, es igual a la de cada región de huecos.

La continuidad de  $E_x$ ,  $E_z$  y  $B_y$  en  $z = a$ ,  $a+b$  y  $2a+b$ , así como la condición de Bloch:

$$f_i^{(iv)}(2a+2b) = \exp i q(2a+2b) f_i(0) \quad (34)$$

donde  $f_i$  representa a cualquiera de los campos  $E_x$ ,  $E_z$  o  $B_y$ , proporcionan las condiciones necesarias para calcular las doce constantes arbitrarias que aparecen en las soluciones. La relación de dispersión está dada por la condición:

$$\text{Det } M = 0 \quad (35)$$

donde  $M$  es la matriz de  $12 \times 12$ , que después de algunas manipulaciones, en las cuales se asumen las condiciones (29), puede verse como:

$$M = \begin{pmatrix} R_+(6 \times 6) & J_-(6 \times 6) \\ J_+(6 \times 6) & R_-(6 \times 6) \end{pmatrix} \quad (36)$$

donde  $R_{\pm}$  y  $J_{\pm}$  se muestran en la tabla III.

TABLE II  
EL CAMPO E<sub>x</sub>

I $a \leq z \leq a$	$\frac{kC_1 \exp(-\gamma_+ z)}{\gamma_+^2 - k^2} + \frac{i\alpha_+ D_1 \exp(-\alpha_+ z)}{\alpha_+^2 - k^2} - \frac{kC_2 \exp(\gamma_+ z)}{\gamma_+^2 - k^2} - \frac{i\alpha_+ D_2 \exp(\alpha_+ z)}{\alpha_+^2 - k^2}$
II $a \leq z \leq a+b$	$F_1 \exp(\delta z) + F_2 \exp(-\delta z)$
III $a+b \leq z \leq 2a+b$	$\frac{kC_1' \exp(-\gamma_- z)}{\gamma_-^2 - k^2} + \frac{i\alpha_- D_1' \exp(-\alpha_- z)}{\alpha_-^2 - k^2} - \frac{kC_2' \exp(\gamma_- z)}{\gamma_-^2 - k^2} - \frac{i\alpha_- D_2' \exp(\alpha_- z)}{\alpha_-^2 - k^2}$
IV $2a+b \leq z \leq 2a+2b$	$F_3 \exp(\delta z) + F_4 \exp(-\delta z)$

EL CAMPO E<sub>z</sub>

I $a \leq z \leq a$	$\frac{i\gamma_+ C_1 \exp(-\gamma_+ z)}{\gamma_+^2 - k^2} + \frac{kD_1 \exp(-\alpha_+ z)}{\alpha_+^2 - k^2} - \frac{i\gamma_+ C_2 \exp(\gamma_+ z)}{\gamma_+^2 - k^2} - \frac{kD_2 \exp(\alpha_+ z)}{\alpha_+^2 - k^2}$
II $a \leq z \leq a+b$	$(-1k/\delta) F_1 \exp(\delta z) + (1k/\delta) F_2 \exp(-\delta z)$
III $a+b \leq z \leq 2a+b$	$\frac{i\gamma_- C_1' \exp(-\gamma_- z)}{\gamma_-^2 - k^2} + \frac{kD_1' \exp(-\alpha_- z)}{\alpha_-^2 - k^2} - \frac{i\gamma_- C_2' \exp(\gamma_- z)}{\gamma_-^2 - k^2} - \frac{kD_2' \exp(\alpha_- z)}{\alpha_-^2 - k^2}$
IV $2a+b \leq z \leq 2a+2b$	$(-1k/\delta) F_3 \exp(\delta z) + (1k/\delta) F_4 \exp(-\delta z)$

EL CAMPO B<sub>y</sub>

I $a \leq z \leq a$	$(D_1/w) \exp(-\alpha_+ z) - (D_2/w) \exp(\alpha_+ z)$
II $a \leq z \leq a+b$	$-\frac{i\omega F_1 \exp(\delta z)}{c^2 \delta} - \frac{i\omega F_2 \exp(-\delta z)}{c^2 \delta}$
III $a+b \leq z \leq 2a+b$	$(-D_1'/w) \exp(-\alpha_- z) - (D_2'/w) \exp(\alpha_- z)$
IV $2a+b \leq z \leq 2a+2b$	$\frac{i\omega F_3 \exp(\delta z)}{c^2 \delta} - \frac{i\omega F_4 \exp(-\delta z)}{c^2 \delta}$
$\alpha_+^2 \equiv k^2 + (\omega_+^2 - \omega^2)/c^2 \qquad \alpha_-^2 \equiv k^2 + (\omega_-^2 - \omega^2)/c^2$ $\gamma_+^2 \equiv k^2 + (\omega_+^2 - \omega^2)/c^2 \qquad \gamma_-^2 \equiv k^2 + (\omega_-^2 - \omega^2)/\beta^2$ $\delta^2 \equiv k^2 - \omega^2/c^2$	

TABLA III						
$R_+$	$\begin{pmatrix} ka \cosh(\gamma a) & 0 & -ka \sinh(\gamma a) & -1 & ka - \omega^2 kb/p & k^2 ab - \omega^2/p \\ -\gamma \sinh(\gamma a) & 0 & \gamma a \cosh(\gamma a) & 0 & \omega^2 k^2 + b/p & \omega^2 + k/p \\ 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \omega^2 \gamma & -\omega^2 + k & 0 & 0 \\ 0 & ka & 0 & 1 & \omega^2 kb/p & \omega^2/p \\ 0 & 0 & 0 & p & 0 & 0 \end{pmatrix}$					
<p>donde <math>p = \omega_+^2 - \omega_-^2</math>. Para <math>R_-</math> se sustituye <math>\gamma_+</math> por <math>\gamma_-</math> y <math>\omega_+</math> por <math>\omega_-</math></p>						
$J_+$	$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \omega^2 \end{pmatrix}$	$J_-$	$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\exp(-iqd) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \omega^2 \exp(-iqd) \end{pmatrix}$			

Soluciones numéricas de (35) para valores típicos del Silicio dados en la tabla IV se muestran en la Fig. 5. En la solución correspondiente a la gráfica superior se ha tomado el ancho a de la región de electrones igual a tres veces b el ancho de la región de agotamiento, mientras que en la gráfica inferior a = 6b.

TABLA IV	
Concentración de electrones en equilibrio, $N_-$	$10^{14} \text{ cm}^{-3}$
Concentración de huecos en equilibrio, $N_+$	$10^{14} \text{ cm}^{-3}$
Masa efectiva de los electrones, $m_-$	0.35 m
Masa efectiva de los huecos, $m_+$	0.56 m
Constante dielectrica $\epsilon$	11.8
Velocidad de la luz en el Silicio	$0.873 \times 10^{10} \text{ cm/s}$
Frecuencia de plasma de los electrones, $\omega_-$	$2.77 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$
Frecuencia de plasma de los huecos, $\omega_+$	$2.19 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$
Ancho de la region de agotamiento $a, b$	$2.5 \times 10^{-14} \text{ cm}$

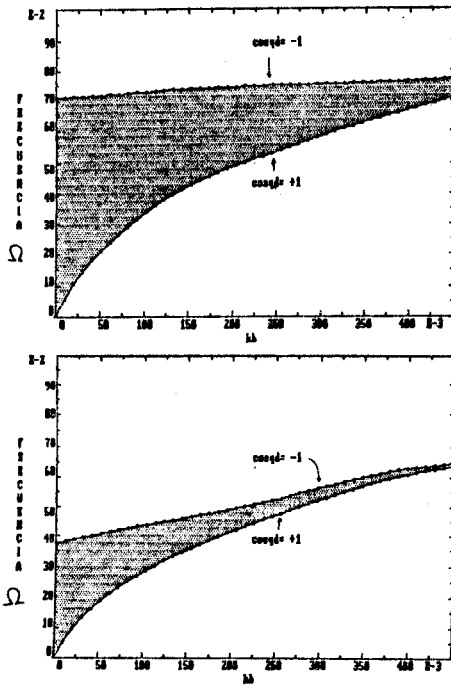


Fig. 5. Relaciones de dispersion para una super-red de Silicio tipo p-n.

Observese que conforme crece la distancia a entre dos uniones consecutivas, las bandas se hacen más delgadas y tienden a parecerse más a

la relación de dispersión (32) que se muestra en la Fig. 3. Esto era de esperarse ya que cuando el ancho de las zonas de electrones y de huecos tienden al infinito se tendrían uniones n-p aisladas.

## VI. CONCLUSION

En las secciones III y IV se muestran dos ejemplos como una introducción al formalismo del modelo empleado. En el primero se encuentra una conocida relación de dispersión para plasmones superficiales de baja frecuencia en una interfase vacío-metal, y en el segundo, la relación correspondiente a plasmones, también de baja frecuencia, en la interfase de una unión p-n en la que se empleó un modelo de Shockley para la misma. En la sección V se extiende el formalismo para tratar el caso de uniones n-p periódicas y se obtienen resultados numéricos para el Silicio. Se muestran gráficas.

La comprensión de las uniones n-p es de gran importancia en la tecnología de los semiconductores.

---

REFERENCIAS

1. A.L. Fetter, Ann. Phys. (N.Y) 81, 367 (1963).
2. S. Das Sarma and J.J. Quinn, Phys. Rev. B 25, 7603 (1982).
3. A.D. Boardman, B. V. Paranjape and Y. O. Nakamura Phys. Status Solidi B 75, 347 (1976).
4. A. Eguiluz, S.C. Ying and J.J. Quinn, Phys. Rev. B 11, 2118 (1975) 5. J.W. Wu, Pawel Hawrylak and J.J. Quinn, Phys.Rev.Let. 55 8 (1975).
6. A.C. Tseles and J.J.Quinn, Phys. Rev. B 29 6 (1984).
7. A. Eguiluz, J.J. Quinn, Phys. Rev. B 14 1347 (1976).
8. S.C. Ying, Il Nuovo Cimento Vol. 23 b N. 1.
9. W.P. Allis, S.J.Buchsbaum, and A. Bers, Waves in Anisotropic Plasmas, M.I.T. Press, Cambridge 1963.
10. A.D. Boardman, B.V.Paranjape and R. Teshima, Surface Sci. 49, 275 (1975).
11. R.H. Ritchie, Surface Sci. 34, 1 (1973).
12. J. Crowell and R.H. Ritchie, J. Opt. Soc. Amer. 60, 794 (1970).
13. A. Pimpale, B.V. Paranjape J. Appl. Phys. 60(1), 1 July 1986.
14. A.D. Boardman et al Phys. Stat. Sol. (b) 75, 347 (1976).
15. E.A. Stern and R.A. Ferrell, Phys. Rev. 120. 130(1960).
16. J. Appel and A. W. Overhauser, Phys. Rev. B 26 2 (1982).
17. J.Ruvalds. Advances in Phys., 1981, Vol. 30, No. 5, 677-695.