

MASA CICLOTRONICA DE CONDUCCION EN SUPERREDES GaAs/Al_xGa_{1-x}As BAJO CAMPO MAGNETICO PARALELO A LAS INTERCARAS

Á. Bruno-Alfonso, M. de Dios Leyva y L. Diago-Cisneros, Departamento de Física Teórica, Facultad de Física, Universidad de La Habana

RESUMEN

Se determina la masa ciclotrónica de los electrones de conducción de superredes periódicas GaAs/Al_xGa_{1-x}As sometidas a un campo magnético paralelo a las intercaras. Para lograr este objetivo, se parte del cálculo de las primeras subbandas de Landau. En dicho cálculo, se incluyen efectos de no-parabolicidad de la banda de conducción de los materiales constituyentes, y se toman en cuenta los saltos que sufre la masa efectiva en las intercaras. Además, se obtiene un valor de la masa de transporte a lo largo de la superred y se compara con datos experimentales previamente reportados.

ABSTRACT

We determine the cyclotron mass of conduction electrons in GaAs/Al_xGa_{1-x}As periodic superlattices under an in-plane magnetic field. To this purpose, we start from the calculation of the first Landau subbands; including effects of nonparabolicity of the conduction band in each host material and taking into account the position dependence of the effective mass. We also obtain a value of the transport mass along the superlattice growth direction and compare it with experimental data previously reported.

INTRODUCCION

Es conocido que el estudio de la Resonancia Ciclotrónica (RC) en cristales, ha brindado gran cantidad de información acerca del espectro energético de los portadores de carga. Es de esperar entonces, que dicha técnica sea igualmente útil en la caracterización del espectro electrónico en superredes periódicas, si se emplean campos magnéticos relativamente débiles.

Recientemente, Duffield y col. [1] reportaron mediciones de RC en superredes GaAs/Al_xGa_{1-x}As sometidas a la acción de un campo magnético con dos orientaciones: la dirección de crecimiento y la perpendicular a ella. Ellos determinaron el valor de la masa ciclotrónica para cada orientación, y en base a razonamientos sencillos obtuvieron un valor de la masa de transporte a lo largo de la superred.

En nuestro trabajo, nosotros enfrentamos el mismo problema desde un punto de vista teórico.

II. MASA CICLOTRONICA

En la Figura 1 se muestra un esquema del sistema bajo estudio, junto a un sistema de coordenadas situado convenientemente, de acuerdo con el cual $\vec{B} = B\vec{e}_z$. En este caso, el hamiltoniano efectivo de Ogg y McCombe lo escribimos así:

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2}{2} \vec{K} \frac{1}{m^*(y)} \vec{K} + \frac{1}{2} g\mu_B \sigma_z B + V(y) + a_1 K^4 + a_2 \lambda^4 + a_3 (\{K_x^2, K_y^2\} + \{K_y^2, K_z^2\} + \{K_z^2, K_x^2\}) + a_4 K^2 \sigma_z B + a_6 K_z^2 \sigma_z B$$

donde:

$$\vec{K} = \vec{k} + \frac{e}{\hbar} \vec{A}, \quad \vec{k} = -i\nabla, \quad \vec{A} = -By\vec{e}_x,$$

$$m^* = \begin{cases} m_A, \text{ en GaAs} \\ m_B, \text{ en Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} \end{cases}, \quad V = \begin{cases} 0, \text{ en GaAs} \\ V_0, \text{ en Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} \end{cases}$$

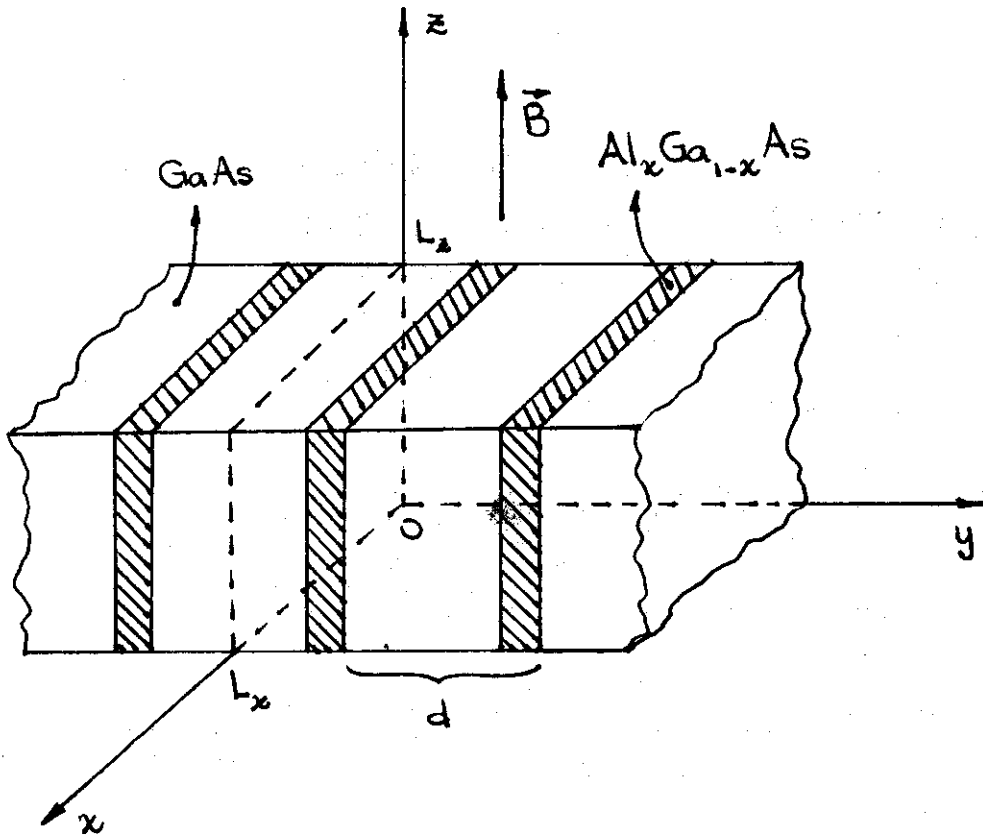


Figura 1. Esquema del sistema considerado.

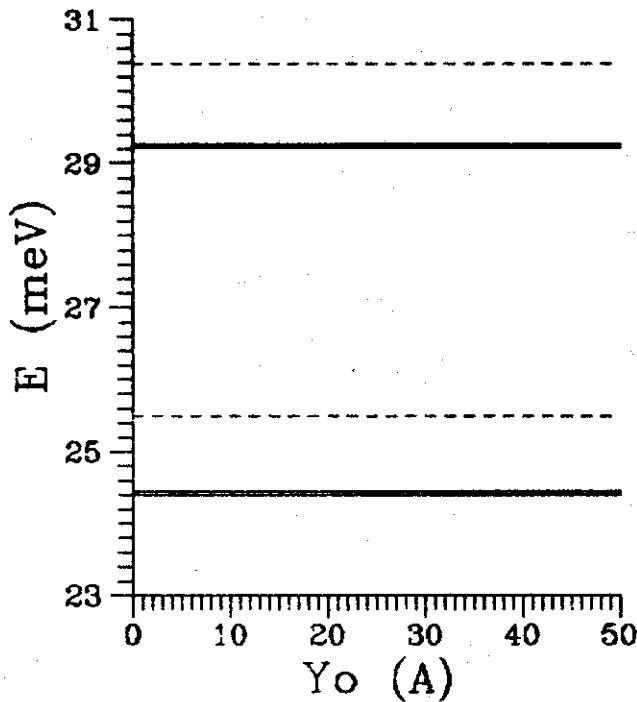


Figura 2. Energía vs centro de la órbita ciclotrónica ($y_0 = k_x \lambda^2$) para el primer par de subbandas magnéticas en la superred GaAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As con un campo de 3 T aplicado paralelamente a las intercaras. Las curvas discontinuas corresponden al modelo parabólico y las continuas, al modelo no-parabólico (estos cálculos se efectuaron para las diferentes orientaciones del spin y los resultados son casi coincidentes). A la izquierda (derecha) se muestran los resultados cuando no (sí) se tiene en cuenta el salto de la masa efectiva en las intercaras.

$\lambda = (eB/\hbar)^{1/2}$, a_1, a_2, a_3, a_4, a_6 , y g son constantes y $\{ , \}$ es el semi-anticomutador de dos operadores.

Los autoestados de \hat{H} se escogen con momentos k_x, k_z y proyección del spin en la dirección del campo, bien definidos y la parte espacial de la función de onda se escribe así:

$$\psi_{k_x, k_z}^{\pm}(x, y, z) = \frac{e^{i(k_x x + k_z z)}}{(L_x L_z)^{1/2}} \psi_{k_x, k_z}^{\pm}(y)$$

donde (+) y (-) indican las posibles proyecciones del spin. De esta manera se obtienen problemas unidimensionales de la forma:

$$\hat{H}_{k_x, k_z}^{\pm} \psi_{k_x, k_z}^{\pm}(y) = E^{\pm}(k_x, k_z) \psi_{k_x, k_z}^{\pm}(y)$$

donde:

$$\hat{H}_{k_x, k_z}^{\pm} = \frac{\hbar^2}{2} k_x^2 \frac{1}{m^*(y)} k_x^2 + \frac{\hbar^2}{2m^*(y)} [(k_x - \lambda y)^2 + k_z^2] + V(y) + a_1 k_y^4 + a_2 \lambda^4 + a_3 [(k_x - \lambda y)^4 + k_z^4] + (2a_1 + a_3) k_x^2 [(k_x - \lambda y)^2 + k_z^2] + \{ k_x^2, (k_x - \lambda y)^2 \} \pm B \frac{1}{2} g \mu_B + a_4 [(k_x - \lambda y)^2 + k_z^2 + k_y^2] + a_6 k_z^2$$

Se supone que cualesquiera sean k_x y k_z , el espectro de ψ^{\pm} es discreto no-degenerado y que consecuentemente se obtiene un conjunto de subbandas $E = E_n^{\pm}(k_x, k_z)$, $n=1, 2, \dots$. Es fácil demostrar entonces que para todo n se cumple.

- $E_n^{\pm}(k_x, k_z)$, tiene extremo local en $k_z = 0$ para cada k_x ,
- $E_n^{\pm}(k_x, k_z)$, es par y periódica en k_x , con período $\lambda^2 d$, para cada k_z .

Si el experimento de RC se realiza en la geometría de Voigt, la aproximación dipolar predice que en las transiciones inducidas por una radiación de onda larga, se conservan los números cuánticos k_x, k_z y la proyección del spin en la dirección Oz. De esa manera los valores de

las frecuencias de resonancia están determinados por las "distancias energéticas verticales" entre los estados inicial y final. En los cálculos, nos limitamos a las transiciones donde $k_z = 0$ y resolvemos separadamente en los siguientes casos:

- parabólico con m^* constante ($a_1 = a_2 = a_3 = a_4 = 0$ y $m_B = m_A$),
- no-parabólico con m^* constante ($a_1, a_2, a_3, a_4 \neq 0$ y $m_B = m_A$),
- parabólico con m^* variable ($a_1, a_2, a_3, a_4 = 0$ y $m_B \neq m_A$),
- no-parabólico con m^* variable ($a_1 = a_2 = a_3 = a_4 \neq 0$ y $m_B \neq m_A$).

Los casos a) y c) se resuelven utilizando el método propuesto por Xia y Fan [2], mientras que b) y d) se resuelven por el método variacional lineal, utilizando un conjunto de estados de los casos a) y c) respectivamente. Estos cálculos se efectúan para superredes con período de 10nm, siendo 8nm el espesor de las capas de GaAs y 2nm, el de las capas de $Al_x Ga_{1-x} As$. La concentración de Al toma los valores de 0.0 a 0.4 con paso 0.05. Los valores de las masas efectivas y el band-offset son escogidos de acuerdo con [3], utilizando la regla del 60%. Dichos datos, así como los valores de los coeficientes de no-parabolicidad y el factor g se muestran en la Tabla 1.

La inducción del campo magnético es 3 T, lo que asegura que el sistema se encuentra en el régimen de minibandas.

Según de Dios y col. [4], el papel fundamental en la absorción lo juegan las transiciones de la primera a la segunda subbanda, de manera que la masa ciclotrónica se puede calcular según la expresión:

$$m_c = \frac{\hbar e B}{E_2 - E_1}$$

La relación obtenida entre la masa ciclotrónica y la concentración de Al en cada caso se muestra en la Figura 3.

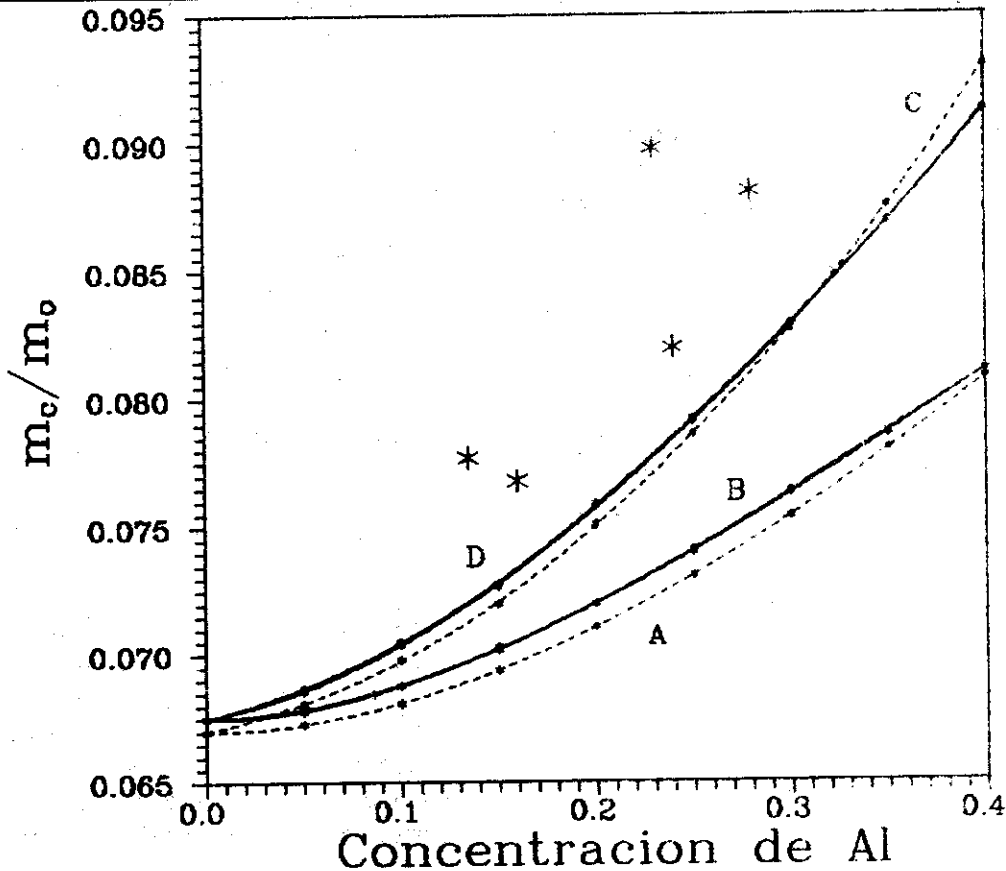


Figura 3. Masa ciclotrónica vs concentración de aluminio para un campo aplicado de 3 T. Las curvas discontinuas corresponden al modelo parabólico y las continuas, al modelo no-parabólico. Las dependencias A y B se obtienen cuando no se tiene en cuenta el salto de la masa efectiva en las intercaras, mientras que C y D, cuando sí se considera dicho salto. Los asteriscos señalan los valores reportados por Duffield y colaboradores.

III. MASAS DE TRANSPORTE

Una aproximación parabólica de la primera minibanda de conducción se escribe así:

$$E(\vec{k}) = E_0 + \frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{k_y^2}{m_{\perp}} + \frac{k_x^2 + k_z^2}{m_{\parallel}} \right]$$

de modo que m_{\perp} es una medida de la masa de transporte a lo largo de la superred, mientras m_{\parallel} lo es, para el transporte en las direcciones paralelas a las intercaras. Si se aplica un campo magnético suficientemente débil paralelo a las intercaras, la masa ciclotrónica (que se determinó en el punto II) será, de acuerdo con la teoría de masa efectiva:

$$(m_c)_{\parallel} = (m_{\perp} m_{\parallel})^{1/2}$$

Si la dirección del campo es perpendicular a las intercaras, se obtiene: $(m_c)_{\perp} = m_{\parallel}$.

$$\text{De modo que: } m_{\perp} = \frac{(m_c)_{\parallel}^2}{(m_c)_{\perp}}$$

La masa $(m_c)_{\perp}$ la determinamos realizando cálculos similares a los de Sabin y col. en Ref. [5]. En la Figura 4 se muestra la relación entre m_{\perp} y la concentración del Al junto a los resultados obtenidos por Duffield y col. En dicha figura se muestra además la relación obtenida a partir del cálculo de la primera minibanda considerando los saltos de la masa efectiva.

IV. ANALISIS DE LOS RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Se ha realizado un cálculo de la masa ciclotrónica de conducción en superredes periódicas $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ bajo campo magnético paralelo a las intercaras; para ello se han utilizado diferentes modelos que incluyen efectos de no-parabolicidad y masa efectiva

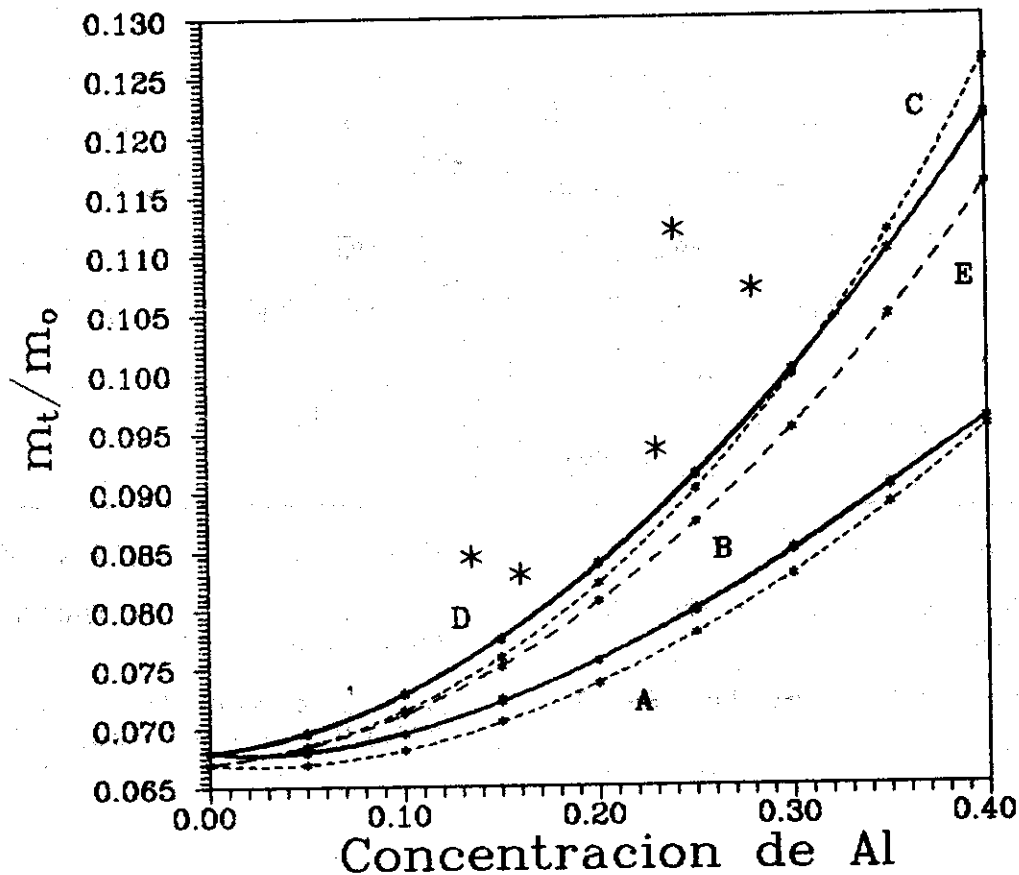


Figura 4. Masa de transporte en la dirección de crecimiento vs concentración de aluminio para un campo aplicado de 3 T. Las curvas se identifican según el pie de la Figura 3, excepto la dependencia E, que se obtiene a partir de la estructura de la primera minibanda de conducción en ausencia del campo magnético.

dependiente de la posición. Como se puede apreciar en la Figura 3, la masa ciclotrónica calculada sufre un incremento apreciable cuando aumenta la concentración de aluminio en las barreras, mostrando el mismo comportamiento que los valores de origen empírico. También se puede observar que los modelos que tienen en cuenta los saltos que sufre la masa efectiva en las intercaras conducen a resultados notablemente mejores que aquellos que se limitan a considerar que dicha magnitud es constante en toda la superred y le asignan el valor de esta en GaAs; además se muestra que los efectos de no-parabolicidad considerados tienden a elevar ligeramente el valor de la masa ciclotrónica cuando la concentración de aluminio en las barreras es pequeña ($x < 0.3$), como era de esperar.

Los resultados del cálculo de la masa de transporte en la dirección de crecimiento presentan la misma característica que los de la masa ciclotrónica. Comparando las curvas C y E

de la Figura 4 se puede concluir que este campo magnético ($B = 3$ T) no afecta notablemente la estructura de las minibandas permitiendo que se puedan calcular magnitudes tales como la masa ciclotrónica partiendo del conocimiento de dichas relaciones de dispersión; además se corrobora el hecho de que la resonancia ciclotrónica en este sistema está relacionada con el transporte en la dirección de crecimiento de la superred.

Debe señalarse que las divergencias existentes entre nuestros resultados y los de Duffield y col. deben tener su origen fundamentalmente en los valores tomados para los parámetros electrónicos de los materiales y para la regla del band-offset, y que es de esperar que al realizar los cálculos para campos ligeramente más intensos ($B < 8$ T) abarcando el rango de campos magnéticos utilizados en el experimento, se logre una mejor correspondencia teoría-experimento.

Tabla 1.

x	m_B/m_0	$V_0(\text{meV})$	a_1	a_2	a_3	a_4	g
0.0	0.067	0.0	-2107	- 2238	-2288	7.5	-0.44
0.1	0.075	74.8	-2040	- 2186	-2239	7.2	-0.38
0.2	0.084	149.6	-1973	- 2134	-2189	6.9	-0.32
0.3	0.092	224.5	-1918	- 2087	-2147	6.6	-0.26
0.4	0.100	299.3	-1881	- 2055	-2117	6.5	-0.20

a_1, a_2, a_3 (eV \AA^4); a_4 (meV $\text{\AA}^2 / \text{T}$).

REFERENCIAS

1. DUFFIELD, T. et al. (1986): Jr. Phys. Rev. Lett. 56, 2724.
2. XIA, J.B. and W.J. FAN (1989): Phys. Rev. B 40, 8508.
3. ADACHI, S. (1985): Jr. Appl. Phys. 58(3).
4. DIOS LEYVA, M. de y V. GALINDO (1993): Phys. Rev. B 48, 4516.
5. SABIN, J.; M. de DIOS-LEYVA y J.L. GONDAR (1986): Rev. Cubana de Física, IV(2).