

Estado de GAP nulo en superredes bajo la influencia del campo magnético

J. Sabín del Valle, Instituto Superior Pedagógico "Enrique José Varona",
J. L. Gondar, Melquiades de Dios L, Rolando Pérez A, Universidad de La
Habana, Ciudad Habana

RESUMEN

Se analizan las condiciones de gap energético nulo para una superred con variación periódica rectangular de la masa efectiva y de la energía potencial bajo campo magnético. El análisis numérico muestra la posibilidad de inducción y destrucción de los estados de gap nulo debido al campo magnético.

ABSTRACT

The zero energy conditions are analyzed for a superlattice with periodic rectangular variation of the effective mass and the potential energy under magnetic field. The numerical analysis shows the possibility of induction and destruction of the zero energy gap states because of the magnetic field.

El objetivo del presente trabajo es hacer un análisis de las condiciones de gap nulo en superredes bajo la acción de un campo magnético constante y uniforme. Hasta donde nos es conocido, las condiciones de gap nulo en superredes se han estudiado sólo en ausencia de campo magnético [1,2]. Utilizaremos la aproximación de masa efectiva y un modelo de banda parabólico para los materiales que conforman la superred. Dichos materiales tendrán, respectivamente, anchos a y b , masas efectivas m_1 y m_2 , y la energía potencial la supondremos nula en el primer material e igual a $V > 0$ en el segundo. Al campo lo supondremos aplicado a lo largo del eje z de la superred. Bajo estas condiciones, el módulo al cuadrado de la componente transversal del cuasi-impulso puede ser cuantificado utilizando la regla

$k_x^2 = \frac{2eH}{\hbar C} (n_L + \frac{1}{2})$, donde e es el valor absoluto de la carga del electrón, H el valor del campo magnético y n_L el número cuántico de Landau.

Si siguiendo razonamientos idénticos a los de [1] se obtiene la siguiente relación de dispersión

$$\cos kd = \cos ak_1 \cos bk_2 - \frac{1}{2} \left[M' \frac{k_1}{k_2} + M \frac{k_2}{k_1} \right] \sin ak_1 \sin bk_2 \quad (1)$$

donde k es el vector de onda a lo largo del eje de la superred;

$$M = M'^{-1} = \frac{m_1}{m_2} ; d = a + b ; k_1 = \sqrt{\frac{2m_1}{\hbar^2} E - \frac{2eH}{\hbar C} (n_L + \frac{1}{2})} ;$$

$$k_2 = \sqrt{\frac{2m_2}{\hbar^2} (E - V) - \frac{2eH}{\hbar C} (n_L + \frac{1}{2})} \quad \text{y } E \text{ es la energía. Además, las primeras y}$$

segundas condiciones de gap nulo son, respectivamente,

$$ak_1 = n\pi \quad \text{y} \quad bk_2 = m\pi ; \quad (2)$$

$$k_1 = \frac{m_1}{m_2} k_2, \quad \text{y} \quad ak_1 + bk_2 = N\pi, \quad (3)$$

siendo n , m y N números enteros mayores que cero, tales que: (a) en el centro de la zona de Brillouin n y m son ambos pares o impares y N es par; (b) en la frontera n y m son de paridad opuesta y N es impar.

De (1) se observa que para cada n_L se obtiene un conjunto de sub-bandas. Si $m_1 = m_2$ estos conjuntos de sub-bandas no se diferencian entre sí, excepto en que están desplazados uno respecto al otro por la acción del campo magnético. En este caso H no induce ni destruye estados de gap nulo. Consideremos entonces $m_1 \neq m_2$. Eliminando E entre las condiciones (2) y (3) respectivamente, se obtiene

$$V = \frac{e\hbar H}{C} (n_L + \frac{1}{2}) \left(\frac{1}{m_1} - \frac{1}{m_2} \right) + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2} \left(\frac{n^2}{m_1 a^2} - \frac{m^2}{m_2 b^2} \right) \quad (4)$$

$$\text{y } V = \left(1 - \frac{m_2}{m_1} \right) \left[\frac{N^2 \pi^2 \hbar^2}{2m_1 \left(a + \frac{m_2}{m_1} b \right)^2} \right] + \frac{e\hbar H}{C} (n_L + \frac{1}{2}) \left(\frac{1}{m_1} - \frac{1}{m_2} \right) \quad (5)$$

Estas relaciones dan los valores críticos de a , b , V y H . Además permiten concluir que el campo magnético puede inducir o destruir estados de gap nulo. Aquí no consideramos la posibilidad de ocurrencia de estados de gap nulo que resultan del contacto entre bandas con diferentes valores de n_L . De (4) y (5) se observa que los valores críticos de H son menores a medida que n_L aumenta.

Si entre las relaciones (2) y (3) se elimina el campo magnético sigue que para una superred dada, los valores de la energía para los cuales

ocurren los estados de gap nulo son fijos, pero sus ocurrencias para las sub-bandas correspondientes a un n_L dado dependen de H .

En las figuras 1, 2 y 3 se dan los resultados del cálculo numérico realizados en la superred GaAs - $Al_x Ga_{1-x} As$ para $a = 23 \text{ \AA}$, $b = 80 \text{ \AA}$, $x = 1$ y $n_L = 0, 1, 2$. Se tomó $V = V_0 = 1.025 \text{ eV}$ [3], $\frac{m_1}{m_0} = 0.067$ y $\frac{m_2}{m_0} = 0.15$, donde m_0 es la masa del electrón libre [4]. En las figuras se muestra como evolucionan los bordes de las sub-bandas más bajas a medida que $h = \frac{H}{H_0}$ aumenta ($H_0 = 6.24 \times 10^5$ gauss). Los valores de a y b fueron escogidos de forma tal que para $h = 0$ se tuviera un estado de gap nulo entre la segunda y tercera sub-bandas. Las tres figuras ilustran la inducción y destrucción de estados de gap nulo por acción del campo magnético. Según sean debidos a las primeras o segundas condiciones los estados de gap nulo se señalan por los números ordenados $n m n_L$ y $N n_L$. De las gráficas se observa que los bordes de las sub-bandas aumentan de forma prácticamente lineal con h , exceptuando aquellas regiones próximas a los valores críticos del mismo.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] Milanovic, V.; D. Tjapkin
Phys. Stat. Sol. (b) 110, 687 (1982).
- [2] Shi-Tron, Jan Smit
Am. J. Phys. 48, 193 (1980).
- [3] Dingle, R. et al
Phys. Rev. Letters 34, 1327 (1975).
- [4] Joyce, W. B.
Appl. Phys. Letters 32, 680 (1978).

Recibido: 16/10/84.

FIG. 1.

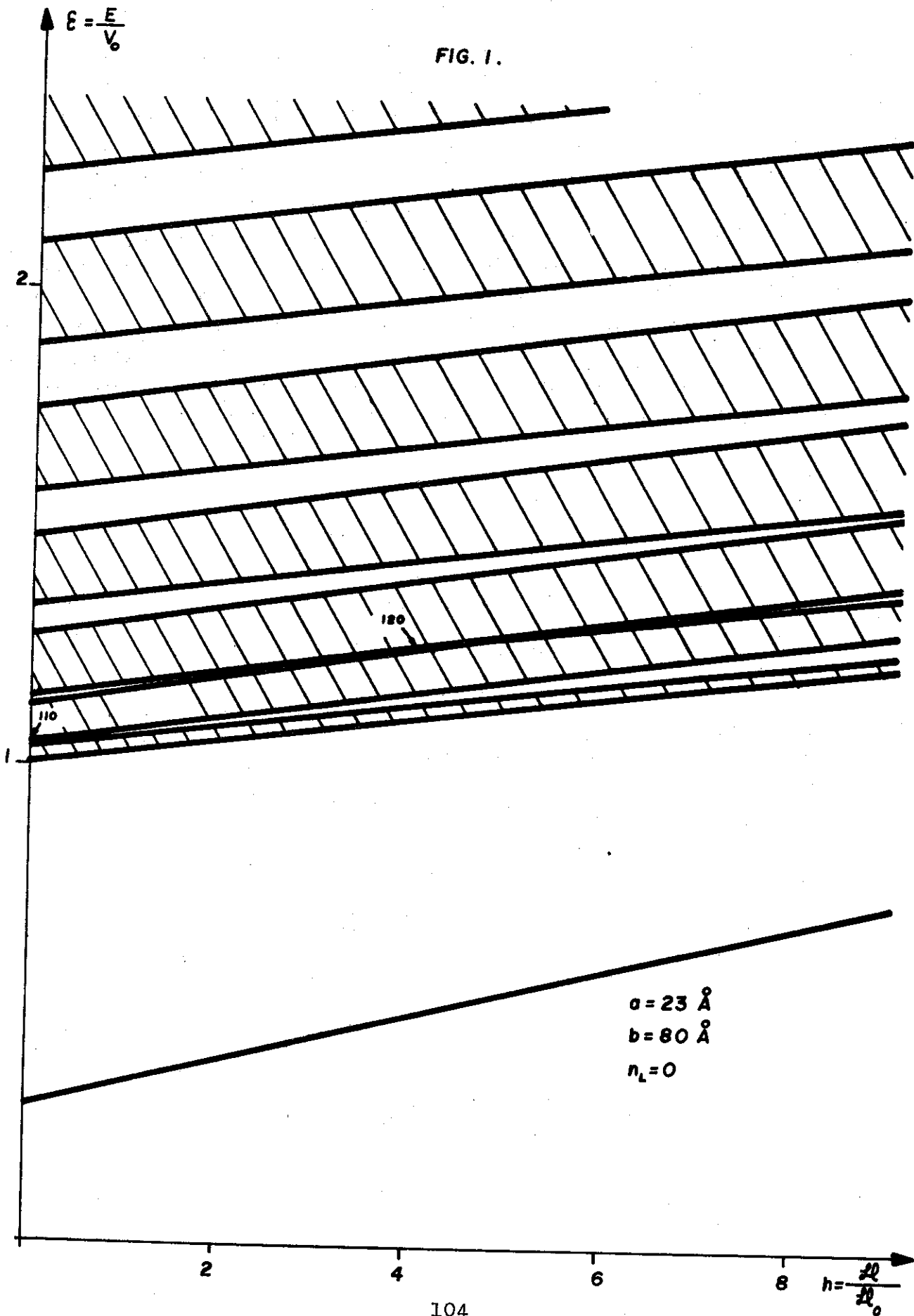


Fig. 2

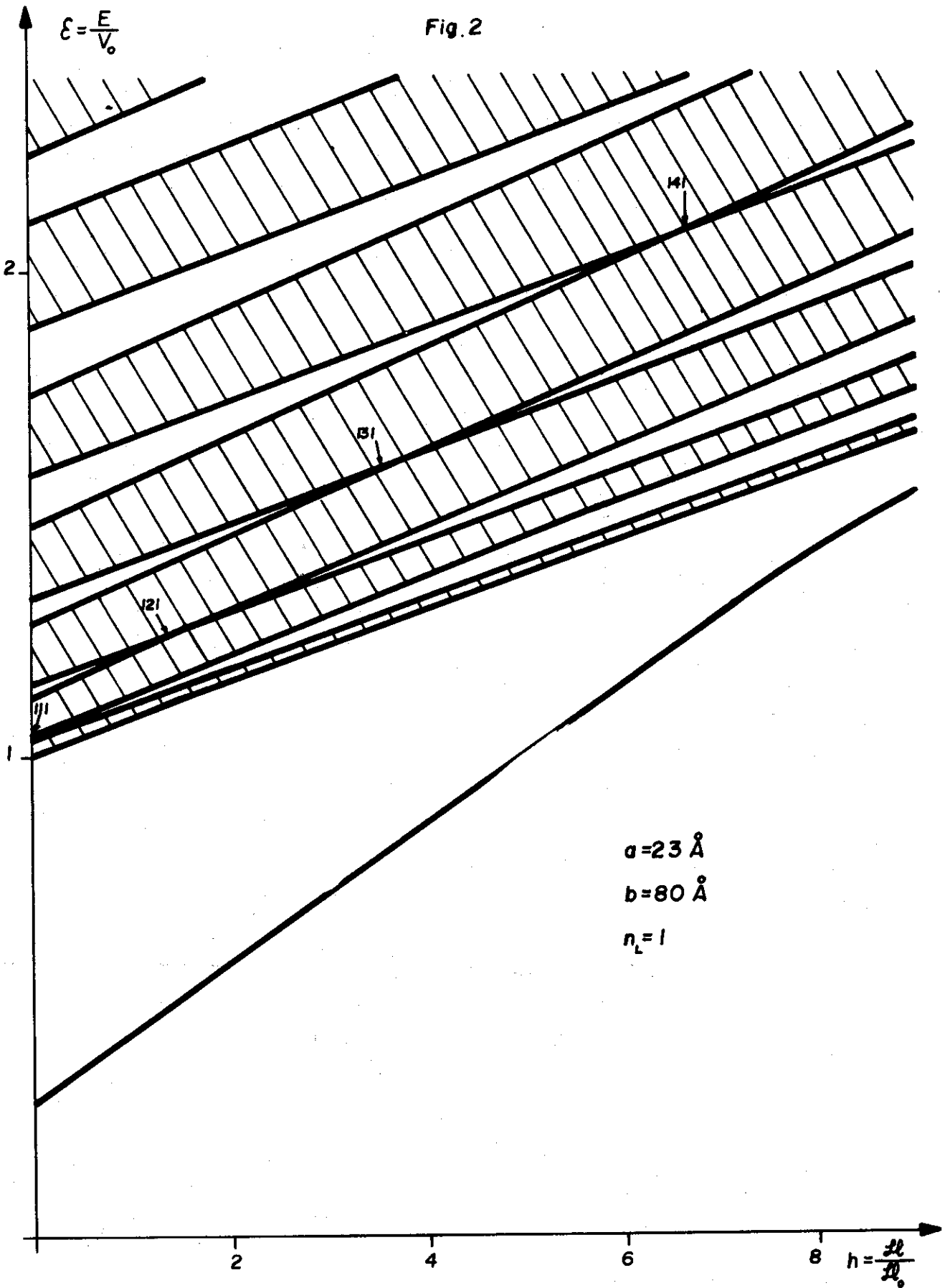


FIG. 3

