

УДК 621.315.592

МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ ТИПА $A^{III}B^V$

А.П. ДЖОТЯН, Э.М. КАЗАРЯН, Ю.В. КАРАКАЩЯН, А.С. ЧИРКИНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 23 августа 1993г.)

Исследовано межзонное поглощение света в тонких полупроводниковых пленках типа $A^{III}B^V$ с непараболическим законом дисперсии носителей заряда. Показано, что при учете непараболичности закона дисперсии сдвиг края поглощения в сторону больших частот из-за наличия пленочных уровней нелинейно зависит от L^{-2} (L - толщина пленки), что подтверждается в ряде экспериментальных работ других авторов. Изучено также влияние непараболичности закона дисперсии носителей заряда на коэффициент поглощения света в тонких пленках в присутствии квантующего магнитного поля.

1. Введение

Известно, что в тонких полупроводниковых пленках с толщинами порядка длины де-Бройлевской волны носителей заряда при выполнении ряда условий могут наблюдаться квантовые размерные эффекты (КРЭ) [1], коренным образом меняющие физические, в том числе и оптические свойства образцов [2].

Для наблюдения КРЭ, в частности, осцилляций коэффициента межзонного поглощения света, требуются достаточно низкие температуры и высокие подвижности носителей заряда. Большое разнообразие полупроводниковых материалов позволяет выбрать пленку с необходимыми для наблюдения КРЭ параметрами. В частности, таковыми являются тонкие пленки полупроводниковых материалов $A^{III}B^V$ с узкой запрещенной зоной, для которых и были впервые проведены эксперименты по обнаружению КРЭ. Экспериментально был обнаружен сдвиг края поглощения света в коротковолновую область в тонких пленках $InSb$ при уменьшении толщины пленки [3-5]. Хотя закон дисперсии носителей заряда в таких материалах имеет ярко выраженную непараболичность [6], однако последняя в теоретических работах [7,8], посвященных исследованию межзонного поглощения света в тонких полупроводниковых пленках типа $A^{III}B^V$, не принималась во внимание.

В настоящей работе исследовано поглощение света в тонких полупроводниковых пленках типа $A^{III}B^V$ с непараболическим законом дисперсии носителей заряда. Найден также вид коэффициента поглощения света в таких пленках в присутствии квантующего магнитного поля.

2. Коэффициент межзонного поглощения света

Воспользуемся известным выражением для коэффициента поглощения света

$$\alpha(\omega) = \frac{n_0}{c} \sum_{s,s'} f_s (1 - f_{s'}) \frac{2\pi}{h} | \langle s | H_I | s' \rangle |^2 \delta(\epsilon_{s'} - \epsilon_s - \hbar\omega), \quad (1)$$

где ω , c - частота и скорость света, n_0 - показатель преломления среды, $f_s, f_{s'}$ - функции распределения для начального и конечного состояний, $\epsilon_s, \epsilon_{s'}$ - энергии этих состояний, s, s' - совокупность квантовых чисел, характеризующих начальное и конечное состояния электрона в тонкой пленке; гамильтониан взаимодействия света со средой имеет вид:

$$H_I = -\frac{ie\hbar}{m_0 c} (\vec{A} \cdot \vec{\nabla}), \quad (2)$$

где m_0 - масса свободного электрона.

Рассмотрим междоузельные переходы в тонкой полупроводниковой пленке с изотропным кейновским законом дисперсии для носителей заряда в двузонном приближении при $T=0$ ($f_v=1, f_c=0$) [9].

Будем предполагать, что в тонких пленках сохраняется двумерный изотропный кейновский закон дисперсии носителей заряда.

Тогда в приближении бесконечной потенциальной ямы для энергетического спектра носителей заряда соответственно получаем:

$$\epsilon_n^{c,v}(\chi) = \pm \left[\frac{\epsilon_g^2}{4} + \frac{n^2 \hbar^2 s^2 \pi^2}{L^2} + \hbar^2 s^2 \chi^2 \right]^{1/2} - \frac{\epsilon_g}{2}, \quad (3)$$

где верхний знак относится к электрону, а нижний - к дырке. (За начало отсчета берется дно зоны проводимости), $\epsilon_g = 2m_s s^2$ - ширина запрещенной зоны, m_s - эффективная масса электрона на дне зоны проводимости, s - параметр, пропорциональный матричному элементу взаимодействия зон, имеющий размерность скорости, χ - волновой вектор частицы, L - толщина пленки, $n=1,2,3,\dots$

Как и в [7], малость импульса фотона позволяет пренебречь продольной компонентой $q_{||}$ по сравнению с χ и считать $\chi = \chi'$. Пренебрежение величиной $q_{||}$ невозможно из-за неопределенности волнового вектора носителя заряда в направлении, перпендикулярном поверхности пленки.

Для коэффициента междоузельного поглощения с учетом (1)-(3) в случае разрешенных переходов получаем:

$$\alpha_p = \frac{\pi e^2}{cm_0^2 \omega n_0 \hbar^2 s^2 L} (\vec{e} \cdot \vec{p}_{cv}(0))^2 \cdot \sum_{n,n'} [F_n''(q_z L)]^2 \hbar \omega \theta(\hbar \omega - \Delta_n), \quad (4)$$

где

$$F_n''(q_z L) = \frac{4 i L \pi^2 q_z m m' \cdot ((-1)^{m+m'} \cdot e^{i L q_z} - 1)}{(\pi^2 (m+m')^2 - q_z^2 L^2)(\pi^2 (m-m')^2 - q_z^2 L^2)}, m = \frac{\pi}{L} n, m' = \frac{\pi}{L} n',$$

$$\vec{p}_{cv}(\chi) = -i\hbar \frac{1}{S_0} \int u_{c\chi}^*(\rho) \nabla u_{v\chi}(\rho) d\rho,$$

S_0 - площадь элементарной ячейки поверхности пленки, $\theta(\hbar\omega - \Delta_n)$ - единичная тета-функция.

Как следует из вида функции $F_n''(q_z L)$, при $q_z L \ll 1$ вклад переходов с $n \neq n'$ пренебрежимо мал.

В случае переходов с сохранением номера пленочной подзоны ($n = n'$) имеем:

$$\Delta_n = \left[\varepsilon_g^2 + \frac{4\pi^2 \hbar^2 s^2 n^2}{L^2} \right]^{1/2} \quad (5)$$

Для запрещенных переходов мы находим

$$\alpha_3 = \frac{\pi^2 e^2}{6 c m_0^2 \omega n_0 \hbar^4 s^4 L} \left(\vec{e} \cdot \vec{p}'_{cv}(0) \right)^2 \cdot \sum_{n,n'} [F_n''(q_z L)]^2 (\hbar^2 \omega^2 - \Delta_n^2) \times \hbar \omega \theta(\hbar \omega - \Delta_n). \quad (6)$$

Как следует из (5), при непараболическом законе дисперсии сдвиг края поглощения Δ_n в сторону больших частот из-за наличия пленочных уровней, в отличие от случая стандартного закона дисперсии [2,3], нелинейно зависит от L^{-2} .

Следует отметить, что в указанных выше экспериментальных работах [3-5] была сделана попытка на основе [2] оценить величину сдвига $\Delta_n(L^{-2})$ края поглощения в тонких пленках InSb. Обнаруженное расхождение объяснялось авторами как использованием модели бесконечно глубокой потенциальной ямы, так и отклонением закона дисперсии от квадратичного.

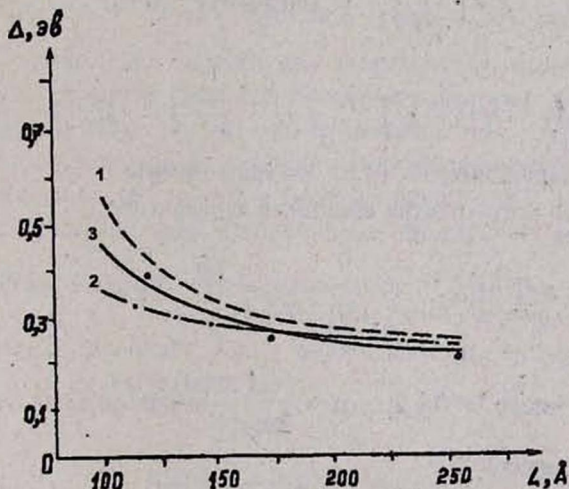


Рис. Зависимость $\Delta_n(L^{-2})$;

1-теоретическая для параболического закона дисперсии (пунктирная кривая);
2-оценочная для непараболического закона дисперсии [5] (штрих-пунктирная кривая);
3-теоретическая для непараболического закона дисперсии (сплошная кривая); данные эксперимента (точки) [5].

На рисунке приведена зависимость сдвига края межзонного поглощения в тонких пленках InSb от толщины. Кривая 1 соответствует стандартному закону дисперсии, 2 - оценочная кривая, полученная в [5] при учете непараболичности закона дисперсии. Как видно из рисунка, полученная нами теоретическая кривая $\Delta_1(L)$ дает лучшее совпадение с экспериментальными данными. Налицо тенденция более быстрого роста $\Delta_1(L)$ с уменьшением L по сравнению с оценочной кривой, что, по-видимому, связано с учетом размерного квантования дырочных состояний.

3. Коэффициент магнетопоглощения

Ярко проявление непараболичности следует ожидать при наличии постоянного магнитного поля. При этом в тонкой пленке квантующий характер поля приводит к полной дискретности энергетического спектра носителей заряда.

При выборе вектора-потенциала магнитного поля $\vec{A}$ в декартовой системе координат в виде $(0, Hx, 0)$ решение уравнения Шредингера имеет вид 1).

$$\psi(\vec{r}) = \left[\frac{\epsilon_g/2}{\epsilon + \epsilon_g/2} \right]^{1/2} \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot n}{L} z\right) e^{i\vec{k}_2 \vec{r}} \cdot \varphi_N(x-x_0) U_c(\rho), \quad (7)$$

где $k_2 = -\frac{x_0}{\lambda^2}$, $\lambda = \left(\frac{hc}{eH}\right)^{1/2}$ - магнитная длина, x_0 - координата центра осциллятора,

$$\varphi_N(x-x_0) = \left(2^n \cdot N \cdot \pi^{1/2} \lambda\right)^{-1/2} \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-x_0}{\lambda}\right)^2} \cdot H_N\left(\frac{x-x_0}{\lambda}\right)$$

осцилляторная функция, $H_N(x)$ - полином Эрмита.

Для энергетического спектра носителей заряда имеем

$$\epsilon_{n,N}^{cv} = \pm \left[\frac{\epsilon_g^2}{4} + \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2 s^2}{L^2} + \epsilon_g \mu H (2N+1) \right]^{1/2} - \frac{\epsilon_g}{2}, \quad (8)$$

где квантовое число $N=0,1,2,\dots$, $\mu = \frac{eH}{2m_c}$ - магнетон Бора для носителя заряда с эффективной массой m_c .

Как видно из (8), характерная особенность энергетического спектра состоит в неэквидистантности магнитных уровней. Как и в массиве, энергетический спектр вырожден по k_2 .

Коэффициент магнетопоглощения при разрешенных переходах принимает вид:

1. Решение волнового уравнения для релятивистского электрона рассмотрено, например, в [10].

$$\alpha_p = \frac{4\pi e^2}{cm_0 \omega n_0} \left(\vec{e} \cdot \vec{p}_{cv}(0) \right)^2 \mu H \frac{2m_r}{h} x_0^{\max} \times \quad (9)$$

$$\sum_{N, n, n'} [F_n''(q_z L)]^2 \frac{m_n^2 s^4}{\Delta_{n, N}^H \cdot \Delta_{n', N}^H} \delta(\Delta_{n, N}^H + \Delta_{n', N}^H - \hbar \omega) \cdot \delta_{k_y', k_y} \cdot \delta_{N', N}$$

При $n = n' = 1, N = 1$ величина $2\Delta_{n, N}^H$ играет роль эффективной запрещенной зоны ε_g^* , определяющей в тонкой пленке новый край поглощения

$$\varepsilon_g^* = \left[\varepsilon_g^2 + \frac{4\pi^2 \hbar^2 s^2}{L^2} + 8m_r s^2 \mu H \right]^{1/2} \quad (10)$$

со сдвигом в область больших частот из-за наличия магнитного поля.

Нелинейная зависимость края поглощения от величины магнитного поля H обусловлена именно непараболическостью закона дисперсии носителей заряда и может служить для экспериментального выявления сложного характера энергетических зон в полупроводнике. Подобная нелинейная зависимость ширины запрещенной зоны от величины внешнего магнитного поля экспериментально обнаружена в ряде работ (см., например, [11]).

Как видно из (9), спектр магнетопоглощения в тонкой пленке состоит из дискретных линий вследствие полного квантования энергетического спектра носителей заряда.

Для узкозонных полупроводниковых пленок, например, InSb, где $\varepsilon_g = 0.23 \text{ эВ}$ ($T=90 \text{ К}$), при толщинах $L \approx 500 \text{ \AA}$ энергия пленочных уровней оказывается порядка ε_g . Для тонких пленок в сравнительно слабых магнитных полях $H \leq 10^4 \text{ Э}$, когда еще справедливо примененное выше приближение эффективной массы, энергия уровней Ландау на порядок меньше энергии пленочных подзон. В этом случае спектр поглощения формируется из дискретных линий, соответствующих межзонным переходам с одного пленочного уровня в валентной зоне на другой в зоне проводимости; переходы между уровнями Ландау, "привязанными" к пленочным, определяют тонкую структуру спектра. Огибающая спектра пропорциональна $\frac{1}{\Delta_{n', N}^H \cdot \Delta_{n, N}^H} \approx \frac{1}{(\hbar \omega)^2}$, что обуславливает соответствующий спад интенсивности с ростом номеров пленочных уровней n и уровней Ландау N .

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.А. Тавгер, В.Я. Демиховский. УФН, **96**, 61 (1968).
2. В.В. Сандомирский. ЖЭТФ, **52**, 158 (1967).
3. О.Н. Филатов, И.А. Карпович. ФТТ, **10**, 2886 (1968).
4. О.Н. Филатов, И.А. Карпович. ФТТ, **11**, 805 (1969).
5. О.Н. Филатов, И.А. Карпович. ФТТ, **11**, 1637 (1969).
6. E.O. Kane. J.Phys.Chem.Solids, **1**, 249 (1957).
7. В.Г. Коган, В.З. Кресин. ФТТ, **11**, 3230 (1969).

8. Э.М. Казарян, Р.Л. Эвфиаджян. ФТП, 5, 2002 (1971).
9. И.М. Цидильковский. Электроны и дырки в полупроводниках. М., Наука, 1985.
10. А.А. Соколов, И.М. Тернов. Релятивистский электрон. М., Наука, 1983.
11. Т. Мосс, Г. Барелл, Б. Эллис. Полупроводниковая оптоэлектроника. М., Мир, 1976.

INTERBAND LIGHT ABSORPTION IN $A^{III}B^V$ - TYPE SIZE-QUANTIZED SEMICONDUCTOR FILMS

A.P. DJOTYAN, E.M. KAZARIAN, YU.V. KARAKASHIAN, A.S. CHIRKINIAN

Interband absorption of light in $A^{III}B^V$ - type thin semiconducting films with non-parabolic dispersion law of charge carriers, both in the absence of a magnetic field and in a quantizing magnetic field, is studied. The nonlinear dependence of the absorption edge on the magnitude of a magnetic field is conditioned just by the non-parabolicity of the charge carriers dispersion law and can serve for an experimental exposure of an intricate character of energy bands in semiconductor.

ԼՈՒՅՍԻ ՄԻՋՊՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ $A^{III}B^V$ - ՏԻՊԻ ԲԱՐԱԿ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ
ԿԻՍԱԿԱԴՈՐՈՂՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ

Ա.Պ. ԶՈԹՅԱՆ, Է.Մ. ԴԱԶԱՐՅԱՆ, ՅՈՒ.Վ. ԿԱՐԱԿԱՇԻԱՆ, Ա.Ս. ՉԻՐԿԻՆԻԱՆ

Լիցքակիրների ոչ պարաբոլային դիսպերսիայի դեպքում $A^{III}B^V$ -տիպի կիսահաղորդչային բարակ թաղանթներում ուսումնասիրված է լույսի միջգոտիական կլանումը ինչպես մագնիսական դաշտի բացակայության, այնպես և քվանտացնող մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում: Կլանման եզրի ոչ գծային կախումը մագնիսական դաշտի մեծությունից, որը պայմանավորված է լիցքակիրների ոչ պարաբոլային դիսպերսիայով, կարող է հնարավորություն ընձեռնել բացահայտելու կիսահաղորդիչներում էներգիական գոտիների բարդ կառուցվածքը: