

РЕЗОНАНСНОЕ МЕЖЗОННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ПОЛУМАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Гашимзаде Ф. М., Надирзаде Р. С., Исмаилов Т. Г.,
Белецкий В. И., Павлов С. Т.

Исследовано резонансное межзонное электронное комбинационное рассеяние света в полумагнитном полупроводнике CdMnTe. Предварительно найдены спектр и волновые функции электронов и дырок в рамках модели Кейна с учетом непараболичности, возникающей из-за обменного взаимодействия между спинами ионов Mn со спинами свободных носителей. Расчет сечения рассеяния и формы линии произведен на основе общей теории вторичного излучения в сочетании с диаграммной техникой.

Введение. В последнее время большой интерес исследователей вызывает новый класс веществ — полумагнитные полупроводники (ПМП) ($Cd_{1-x}Mn_xTe$, $Hg_{1-x}Mn_xTe$). Огромные значения g -факторов в этих материалах дают возможность наблюдать электронное комбинационное рассеяние света (ЭКРС), и в частности «спин—флип»-рассеяние, в некваंटующем магнитном поле [1-4]. Этот эффект лежит в основе создания перестраиваемого с помощью магнитного поля «спин—флип»-лазера [5-7]. Кроме этого, ЭКРС является мощным методом определения параметров ПМП. Обменное взаимодействие спинов свободных электронов и дырок со спинами парамагнитных ионов Mn^{++} вызывает большие спиновые расщепления валентных зон даже при сравнительно слабых полях, когда несущественно квантование Ландау. Благодаря этому ЭКРС оказывается возможным даже в широкозонных материалах, таких как $p-Cd_{1-x}Mn_xTe$.

В настоящей работе рассмотрено резонансное ЭКРС в широкозонном ПМП $p-Cd_{1-x}Mn_xTe$ в некваंटующем магнитном поле. Предварительно найден спектр электронов и дырок в рамках модели Кейна. Из-за обменного взаимодействия все зоны становятся анизотропными. Расчет формы линии резонансного ЭКРС проведен на основе общей теории вторичного излучения и графической техники, развитых в работах [8, 9]. Для случая, когда векторы поляризации падающего и рассеянного света перпендикулярны магнитному полю, основной вклад в сечение дает переход из подзоны легких дырок в верхнюю подзону тяжелых дырок, в которой расположен уровень Ферми. Получены аналитические выражения для дифференциальных эффективных сечений (ДЭС) в зависимости от разности частот падающего и рассеянного света.

С п е к т р и в о л н о в ы е ф у н к ц и и э л е к т р о н о в и д ы р о к в $p-Cd_{1-x}Mn_xTe$

Энергетический спектр и волновые функции найдены кр-методом в рамках модели Кейна. Магнитное поле предполагается некваंटующим и его влияние на спектр электронов и дырок учитывается только через вклад обменного взаимодействия спинов свободных носителей со спинами парамагнитных ионов Mn^{++} во внешнем поле [10]

$$H_{вз} = \sum_R J(r-R) \hat{S}_R \hat{\sigma}, \quad (1)$$

где J — константа обменного взаимодействия, \hat{S} — оператор спина, локализованного в узлах иона Mn^{++} , $S=5/2$, $\hat{\sigma}$ — оператор спина зонных носителей. Решение уравнения Шредингера

$$H\Psi = \lambda\Psi \quad (2)$$

ищем в виде

$$\Psi = \sum_l C_l U_l(r) e^{ikr}. \quad (3)$$

Здесь U_l — блоховские амплитуды:

$$\begin{aligned} 1) U_1 &= iS \downarrow, \quad E_1 = E_2 = E_g, \\ 2) U_2 &= iS \uparrow, \quad E_3 = E_4 = E_5 = E_6 = 0, \\ 3) U_3 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (x - iy) \downarrow, \\ 4) U_4 &= \sqrt{\frac{2}{3}} z \downarrow + \sqrt{\frac{1}{6}} (x - iy) \uparrow, \\ 5) U_5 &= \sqrt{\frac{2}{3}} z \uparrow + \sqrt{\frac{1}{6}} (x + iy) \downarrow, \\ 6) U_6 &= \sqrt{\frac{1}{2}} (x + iy) \uparrow. \end{aligned} \quad (4)$$

Предполагается, что спин-орбитально расщепленная зона тяжелых дырок достаточно сильно удалена от рассматриваемых зон ($\Delta \gg E_g$). Подстановка (1), (4) и (3) в (2) приводит к следующей системе уравнений:

$$\begin{aligned} (E_g - \lambda - 3Ar) C_1 + Pk_- C_3 + \sqrt{\frac{2}{3}} Pk_z C_4 - \sqrt{\frac{1}{3}} Pk_+ C_5 &= 0, \\ Pk_+ C_1 - (\lambda + 3A) C_3 &= 0, \\ \sqrt{\frac{2}{3}} Pk_z C_1 + \sqrt{\frac{1}{3}} Pk_+ C_2 - (\lambda + A) C_5 &= 0, \\ -\sqrt{\frac{1}{3}} Pk_- C_1 + \sqrt{\frac{2}{3}} Pk_z C_2 - (\lambda - A) C_5 &= 0, \\ (E_g - \lambda + 3Ar) C_2 + \sqrt{\frac{1}{3}} Pk_- C_4 + \sqrt{\frac{2}{3}} Pk_z C_5 + Pk_+ C_6 &= 0, \\ Pk_- C_2 - (\lambda - 3A) C_6 &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь

$$P = -\frac{i\hbar}{m} \langle S | P_x | x \rangle, \quad (6)$$

$$k_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (k_x \pm ik_y), \quad (7)$$

$$A = \frac{\beta}{6} N_s \langle S_z \rangle, \quad (8)$$

$$r = \alpha/\beta, \quad (9)$$

$$\alpha = \langle S | J(r) | S \rangle, \quad (10)$$

$$\beta = \langle X | J(r) | X \rangle, \quad (11)$$

P — параметр Кейна, N_s — концентрация ионов Mn^{++} , $\langle S_z \rangle$ — среднее значение спина ионов Mn^{++} в направлении приложенного магнитного поля, \hat{P} — оператор импульса. Для широкозонных полупроводников с учетом непараболичности, которая обусловлена обменным взаимодействием, для энергии зон получаем следующие выражения:

$$\lambda_1 = E_g - 3Ar + \frac{2P^2 k_x^2}{3E_g} + \frac{2P^2 k_y^2}{3E_g},$$

$$\begin{aligned} \lambda_2 &= E_g + 3Ar + \frac{2P^2k_{\perp}^2}{3E_g} + \frac{2P^2k_z^2}{3E_g}, \\ \lambda_3 &= -3A - \frac{P^2k_{\perp}^2}{2E_g} - \frac{P^4k_{\perp}^2k_z^2}{6E_g^2A} - \frac{P^4k_{\parallel}^4}{48E_g^2A}, \\ \lambda_4 &= -A - \frac{P^2k_{\perp}^2}{6E_g} - \frac{2P^2k_z^2}{3E_g} + \frac{P^4k_{\perp}^2k_z^2}{6E_g^2A} - \frac{P^4k_{\parallel}^4}{48E_g^2A}, \\ \lambda_5 &= A - \frac{P^2k_{\perp}^2}{6E_g} - \frac{2P^2k_z^2}{3E_g} - \frac{P^4k_{\perp}^2k_z^2}{6E_g^2A} + \frac{P^4k_{\parallel}^4}{48E_g^2A}, \\ \lambda_6 &= 3A - \frac{P^2k_{\perp}^2}{2E_g} + \frac{P^2k_{\perp}^2k_z^2}{6E_g^2A} + \frac{P^4k_{\parallel}^4}{48E_g^2A}. \end{aligned} \quad (12)$$

На рис. 1 показано расположение этих зон для случая, когда $A < 0$ и $Ag > 0$. Стрелки указывают направление спина. Здесь зоны 1, 2 — электронные, 4, 5 — легких дырок, а 3, 6 — тяжелых дырок, которые в рамках модели Кейна без учета обменного взаимодействия (1) являются бездисперсионными. Направление магнитного поля выбрано вдоль оси Z. Соответствующие волновые функции имеют вид

$$\Psi_1 = U_1 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}},$$

$$\Psi_2 = U_2 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}},$$

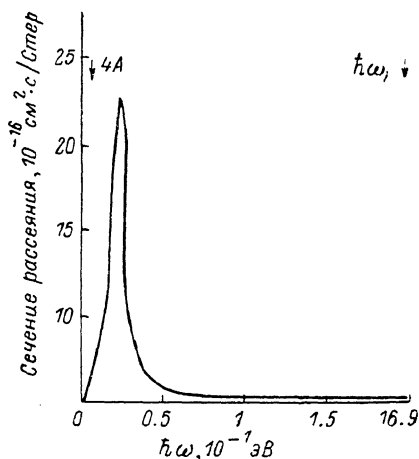
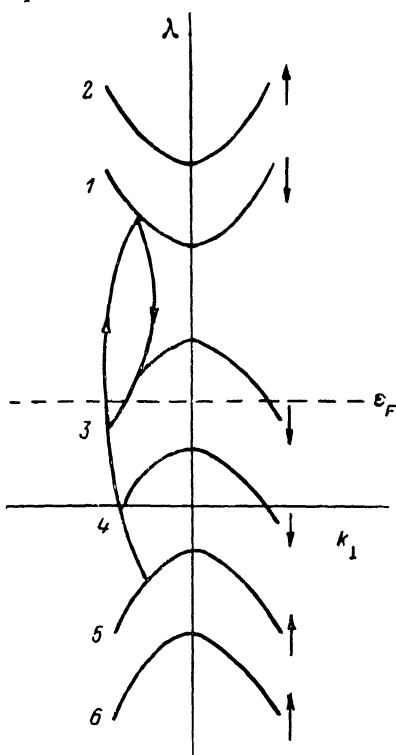


Рис. 1. Зонная структура $p\text{-Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ и возможный процесс ЭКРС.

Рис. 2. Зависимость сечения ЭКРС от энергии сдвига $\hbar\omega$.

$$\begin{aligned} \Psi_3 &= a_3 \left[U_3 + \frac{\sqrt{\frac{2}{3}} P^2 k_z k_+}{2E_g A} U_4 - \frac{\sqrt{\frac{1}{3}} P^2 k_z^2}{4E_g A} U_5 \right] e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}, \\ \Psi_4 &= a_4 \left[U_4 - \frac{\sqrt{\frac{2}{3}} P^2 k_z k_+}{2E_g A} U_3 + \frac{\sqrt{\frac{1}{3}} P^2 k_z^2}{4E_g A} U_5 \right] e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}, \\ \Psi_5 &= a_5 \left[U_5 + \frac{\sqrt{\frac{1}{3}} P^2 k_z^2}{4E_g A} U_3 + \frac{\sqrt{\frac{2}{3}} P^2 k_z k_-}{2E_g A} U_6 \right] e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\Psi_0 = a_3 \left[U_6 - \frac{\sqrt{\frac{2}{3}} P^2 k_x k_z}{2E_g A} U_5 - \frac{\sqrt{\frac{1}{3}} P^2 k_z^2}{4E_g A} U_4 \right] e^{ikr},$$

где a_3, a_4, a_5, a_6 — нормировочные множители.

Расчет ДЭС и формы линии резонансного ЭКРС

Рассмотрим процесс, который изображен на рис. 1. Поглотив квант падающего света $\hbar\omega_i$, электрон из зоны 5 переходит (реально или виртуально) в зону 1 проводимости, а затем, испустив квант вторичного излучения $\hbar\omega_s$, в зону 3 тяжелой дырки, где, по предположению, находится уровень Ферми. Чтобы рассеяние было резонансным, необходимо выполнять условие

$$\hbar\omega_i > E_g - 3Ar + A. \quad (14)$$

Здесь $E_g - 3Ar + A$ — ширина энергетической щели между первой зоной проводимости и нижней зоной легких дырок при $k=0$. Сечение рассеяния определяется формулой (6) из [9], которая расшифровывается с помощью диаграммы, изображенной на рис. 2, а, из той же статьи. В расчетах использовались функции Грина

$$G_j(k, \omega) = [\omega - \lambda_j(k)/\hbar + i\gamma_j/2]^{-1}, \quad (15)$$

где j — номер зоны, γ_j — обратное время жизни электрона в j -й зоне. Предполагается, что γ не зависит от волнового вектора. Без учета кулоновского взаимодействия электрона и дырки вычисление приводит к следующему выражению для ДЭС:

$$\frac{d^2S}{d\omega d\omega} = \frac{\sqrt{3} r_0^2 \omega_s n(\omega_s) m^2 E_g^{3/2} P V_0}{24\pi^2 \hbar^3 \omega_i n(\omega_i) \gamma_1 \sin \alpha} \left\{ 2 \cos \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\pi}{2} - \arctg \frac{|k_{z1} - q^2|}{2qk_{z0} \sin \frac{\alpha}{2}} \right) - \right. \\ \left. - \sin \frac{\alpha}{2} \ln \left| \frac{k_{z0}^2 + 2qk_{z0} \cos \frac{\alpha}{2} + q^2}{k_{z0}^2 - 2qk_{z0} \cos \frac{\alpha}{2} + q^2} \right| \right\} \frac{1}{[a^4 + (\hbar\gamma)^2]^{3/4}}, \quad (16)$$

где $a^2 = \hbar\omega_i - E_g + 3Ar + A + \frac{5}{2}(\hbar\omega - 4A)$, V_0 — объем кристалла,

$$\gamma = \frac{1}{2} [\gamma_1 + \gamma_6 + \frac{5}{2}(\gamma_3 + \gamma_5)], \quad \cos \alpha = 1/\sqrt{1 + (\hbar\gamma/a^2)^2}, \\ q = \sqrt{E_g} \sqrt[4]{a^2 + (\hbar\gamma)^2} / \sqrt{3} P, \quad k_{z0} = \sqrt{3} E_g (\hbar\omega - 4A) / \sqrt{2} P, \\ \omega = \omega_i - \omega_s, \quad (17)$$

$r_0 = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона; e, m — заряд и масса свободного электрона; E_g — ширина запрещенной зоны при отсутствии внешнего магнитного поля. Из (16) следует, что $\omega = 4A/\hbar$ является пороговой частотой, а на частоте ω_p , равной

$$\omega_p = 4A/\hbar + \frac{1}{2} [\omega_i - (E_g + A - 3Ar)/\hbar], \quad (18)$$

имеется резонанс. Форма этой линии нелоренцевская, что связано с анизотропией спектра. При этом сечение пропорционально величине $\ln(a^2/\hbar\gamma)$. Вклад от других диаграмм в общее сечение является малой величиной по параметру γ/ω_i , а вклад, связанный с переходами из других зон (4 и 5), мал по параметру $k_0 T/|A|$, где $k_0 T$ порядка кинетической энергии дырки, k_0 — постоянная Больцмана. На рис. 2 показан график зависимости ДЭС от сдвига частоты ω для параметров $x=0.05$, $T=5$ К, $E_g=1.64$ эВ, $\langle S_z \rangle = 1$, $r = -0.25$, $A = -7$ мэВ, $\gamma = 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $P = 8 \cdot 10^{-8}$ эВ·см [11, 12], $\hbar\omega_i = 1.69$ эВ, $k_0 T/|A| = 0.06$, $H = 10^5$ Э, $V_0 = 1 \text{ см}^3$.

Экспериментальное исследование порога, резонанса и формы ЭКРС дает возможность определить параметры ПМП. При этом резонансное сечение имеет порядок 10^{-15} см²·с/Стер. Для сравнения укажем, что в обычных полупроводниках сечение ЭКРС имеет порядок 10^{-20} см²·с/Стер [2].

Список литературы

- [1] Wolff P. A. // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. N 6. P. 225—228.
- [2] Yafet Y. // Phys. Rev. B. 1966. V. 152. N 2. P. 858—863.
- [3] Patel C. K. N., Shaw E. D. // Phys. Rev. B. 1971. V. 3. N 4. P. 1279—1295.
- [4] Jha S. S. // Nuovo Cimento. 1969. V. 63B. N 1. P. 331—354.
- [5] Satler J. P., Weber B. A. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 25. N 9. P. 491—493.
- [6] Irslinger C. I., Grisar R., Wachering H., Hafele H. G., Smith S. D. // Phys. St. Sol. 1971. V. 48. N 2. P. 797—801.
- [7] Kruse P. W. // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 28. N 2. P. 90—92.
- [8] Ивченко Е. Л., Ланг И. Г., Павлов С. Т. // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 9. С. 1751—1759.
- [9] Белицкий В. И., Гольцев А. В. // ФТТ. 1982. Т. 24. В. 9. С. 2579—2581.
- [10] Jaszynski M., Kossut J., Galazka R. R. // Phys. St. Sol. B. 1978. V. 88. N 1. P. 73—85.
- [11] Brandt N. B., Moschalcov V. V. // Adv. Phys. 1984. V. 33. N 3. P. 193—256.
- [12] Зверев М. П., Кружаев В. В. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 10. С. 2943—2950.

Институт физики АН АзССР
Баку

Получена 20.04.1989
Принята к печати 1.12.1989