

ОСОБЕННОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ПОЛЯРОНОВ В ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

С.М.СЕЙД-РЗАЕВА

*Институт физики НАН Азербайджана
AZ 1143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 33*

Развита теория оптического полярона слабой связи с анизотропным спектром при наличии магнитного поля в узкощелевых полумагнитных полупроводниках. В случае некантованного магнитного поля обнаружен пороговый механизм для нерезонансных поляронов.

В рамках стандартной теории возмущений получено выражение для энергии связи полярона. На основе количественных вычислений установлено, что при слабых магнитных полях дно поляронной зоны в полумагнитных полупроводниках находится выше по сравнению со стандартной теорией возмущений из-за учета обменного взаимодействия. С ростом магнитного поля наблюдается заметный подъем дна поляронной зоны.

В литературе довольно широко представлено исследование поляронного эффекта в различных кристаллических полупроводниках. Как известно, поляронный эффект необходимо учитывать при рассмотрении всех электронных процессов в полярных полупроводниках, в особенности, при изучении явлений переноса и магнето-оптических эффектов, циклотронного и магнето-фононного резонанса.

Существует ряд теоретических работ, в которых при наличии внешнего магнитного поля, исследовался поляронный эффект, т.е. взаимодействие электрона с оптическими фононами в слабо полярных полупроводниках.

В работах [1-3] полярон рассматривался в слабо-полярных узкощелевых полупроводниках типа InSb и GaAs при наличии внешнего магнитного поля. Также теоретически исследован двухмерный полярон во внешнем магнитном поле в [4]. Аналогичная задача решена при отсутствии магнитного поля в квазидвумерных электронных системах [5,6]. В отличие от предыдущих работ в [7,8] развита теория оптического полярона в бесщелевых полумагнитных полупроводниках (ПМП) $Hg_{1-x}Mn_xTe$ при наличии внешнего магнитного поля.

В настоящей работе задача об оптическом поляроне решена в узкощелевых ПМП. Узкощелевые ПМП вызывают особый интерес в связи с их широким применением в оптоэлектронике. Всестороннее исследование физических свойств ПМП еще больше позволит раскрыть возможности их практического применения в современной оптоэлектронике.

Важным свойством электрон-ЛО (продольного оптического фонона) взаимодействия является то, что для случая слабой связи в одноэлектронном энергетическом спектре оно вызывает понижение энергии электрона («энергия связи полярона») на дне зоны и повышает эффективную массу полярона по сравнению с его зонными значениями.

Основной задачей данной работы является теоретическое исследование влияния обменного взаимодействия, обусловленного присутствием магнитных примесей на энергию основного состояния оптического полярона в узкощелевых ПМП при наличии магнитного поля.

Для решения задачи об оптическом поляроне при наличии внешнего магнитного поля в ПМП будем использовать энергетический спектр электронов, приведенный в [9], который получен $\vec{k} \vec{p}$ -методом в рамках модели Кэйна. При этом влияние некантованного магнитного поля на спектр электронов проводимости учитывается через обменное взаимодействие между спинами электронов проводимости и парамагнитных ионов.

В параболическом приближении энергия электронов нижележащей зоны проводимости со спином \downarrow имеет следующий вид

$$\lambda = \varepsilon_g - 3A + \frac{\hbar^2}{2M_{\perp}} (\kappa_{\perp}^2 + \gamma \kappa_z^2). \quad (1)$$

В (1) $\gamma = \frac{M_{\perp}}{M_z}$ является параметром анизотропии, ε_g - шириной запрещенной зоны при отсутствии магнитного поля. Поперечная M_{\perp} и продольная M_z эффективные массы электронов определяются выражениями

$$\frac{1}{M_{\perp}} = \frac{\varepsilon_g}{4m_e} \left[\frac{3}{\varepsilon_g - 3A + 3B} + \frac{1}{\varepsilon_g - 3A - B} \right], \quad (2)$$

$$\frac{1}{M_z} = \frac{1}{m_e} \frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_g - 3A + B},$$

$m_e = \frac{3\hbar^2 \varepsilon_g}{P^2}$ - эффективная масса электронов при отсутствии магнитного поля, P -

параметр Кэйна, $A = \frac{a}{b}B$, $B = \frac{1}{6}N_0bx\langle S_z \rangle$, N_0x - концентрация магнитных ионов.

Обменные параметры a и b : $a = \langle S|J|S \rangle$, $b = \langle x|J|x \rangle$ характеризуют вклад обменного взаимодействия в энергию зонных электронов. Среднее значение спина магнитного иона $\langle S_z \rangle$ вдоль направления приложенного магнитного поля H определяется через функцию Бриллюэна $B_S(Y)$, где $Y = \frac{\bar{g}\mu_B SH}{\kappa_0 T}$ и $\bar{g} = 2$, $S = 5/2$ [10].

Благодаря обменному взаимодействию спектр электронов проводимости является анизотропным. Эффективные зонные массы M_{\perp} и M_z зависят от величины обменного взаимодействия. Ниже, на Рис.1, представлена зависимость параметра анизотропии γ от H . Видно, что степень анизотропии спектра электронов с увеличением H увеличивается.

Основная цель этой работы заключается в получении качественных особенностей поведения полярона в магнитном поле. В связи с этим в данной работе при вычислении собственной энергии полярона, ограничиваясь слабыми магнитными полями, рассматриваются так называемые нерезонансные поляроны [2]. Такое приближение оправдывает себя для слабых магнитных полей при выполнении условия $\omega_c \ll \omega_{LO}$; где $\omega_c = \frac{eH}{m_e c}$ - циклотронная частота, ω_{LO} - предельная частота оптического фонов.

Указанное допущение означает, что при низких температурах учитываются виртуальные переходы электрона, взаимодействующего с фонами в пределах нижней подзоны проводимости, и пренебрегаются межподзонами переходами [5,6]. При таком подходе к решению рассматриваемой задачи в некваंटующемся магнитном поле должно выполняться условие

$$\hbar\omega_c < \kappa_0 T < 6A, \quad (3)$$

где $6A$ - расстояние между нижними зонами проводимости со спинами \downarrow и \uparrow . Значение H , удовлетворяющее условию (3), зависит от конкретных значений параметров ε_g , P , T и обменных параметров для выбранного образца. Оценки, проведенные для наиболее исследованного узкощелевого ПМП $Hg_{1-x}Mn_xSe$ с $x=0.066$ при значениях $P=5.09 \cdot 10^{-8}$ эВ·см [13], $N_0 a = -0.32$ эВ, $N_0 b = 0.92$ эВ, $\varepsilon_g = 24$ мэВ

[14] дают следующие результаты. Условие (3) при $T=1\text{K}$ удовлетворяется для $H \approx 10,5 \div 39\text{Э}$ и при $T=2\text{K}$ – для значений H в области $42 \div 78\text{Э}$. Обнаруженный пороговый механизм для оптического полярона в ПМП имеет место в интервале магнитных полей, где подзоны, расщепленные по спину у зоны проводимости, не перекрываются с температурой. Такое перекрытие для рассматриваемого образца происходит выше 3.5K .

Для решения задачи о поляроне слабой связи с анизотропным спектром вида (1) предполагается, что электроны находятся у дна нижней зоны проводимости со спином \downarrow , а число оптических фононов в системе экспоненциально мало, т.е. рассматриваются низкие температуры. Расчет проводится в рамках стандартной теории возмущений [11]. При этом поляронная поправка к энергии во втором порядке теории возмущения имеет вид:

$$\Delta E = \frac{4\pi\alpha(\hbar\omega_L)^2}{V} \sum_{\vec{q}} \frac{1}{q^2 [E(\vec{k}) - E(\vec{k} - \vec{q}) - \hbar\omega_L]}, \quad (4)$$

где $\alpha = \frac{1}{2} \frac{e^2 u}{\hbar\omega_L}$ ($\chi_\infty^{-1} - \chi_0^{-1}$), $u = \left(\frac{2M_\perp\omega_L}{\hbar} \right)^{1/2}$, χ_0 и χ_∞ статическая и высокочастотная

диэлектрические проницаемости, $\hbar\vec{k}$ - импульс электрона, \vec{q} - волновой вектор фонона. В соответствии с [12], переходя в (4) от суммирования к интегрированию в полярных координатах, подинтегральное выражение было разложено в ряд по степеням k_\perp/u и k_z/u , сохраняя при этом члены второго порядка. После выполнения интегрирования по соответствующим переменным получены следующие выражения для сдвига дна поляронной зоны

$$\Delta E(0) = -\alpha\hbar\omega_L J(\gamma), \quad (5)$$

где $J(\gamma) = \frac{1}{\sqrt{1-\gamma}} \arccos \sqrt{\gamma}$, при $0 \leq \gamma \leq 1$. (6)

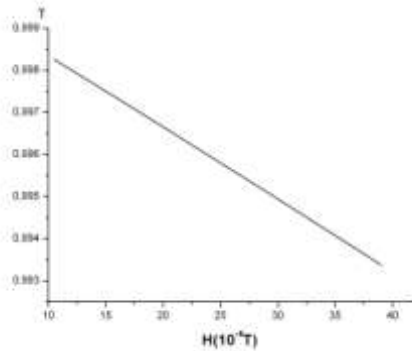


Рис.1.

Зависимость параметра анизотропии

$$\gamma = \frac{M_\perp}{M_z}$$

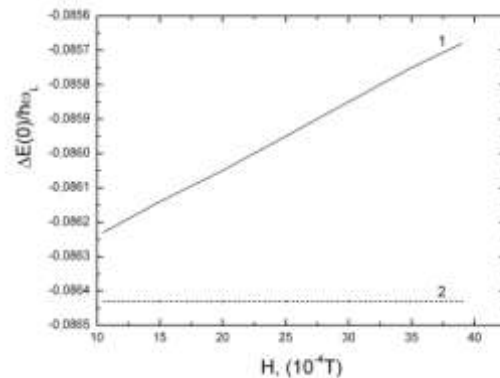


Рис.2.

Зависимость $\Delta E(0)/\hbar\omega_L$ от магнитного поля прямая 1 представляет результаты расчета для полярона в ПМП, прямая 2- для полярона стандартного случая при отсутствии магнитного поля.

Полученные выражения (5) и (6) совпадают с результатами работы [12], однако в нашем случае α и $J(\gamma)$ зависят от магнитного поля. Численный расчет по формулам (5) и (6) проведен для $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ с $x=0.066$, который вплоть до $x=0.37$ имеет структуру цинковой обманки. При вычислениях использованы следующие значения параметров: $\chi_0 = 28.5$, $\chi_\infty = 13$, $\hbar\omega_L = 16.8\text{мэВ}$, $m_0 = 9.1 \cdot 10^{-31}$ кг [15] и $T=1\text{K}$.

Результат расчета зависимости $\Delta E(0)/\hbar\omega_L$ от магнитного поля приведен ниже на Рис.2, где прямая 1 представляет энергию связи полярона с учетом обменного взаимодействия, прямая 2 - энергию связи полярона для стандартного случая при отсутствии магнитного поля

Как видно из Рис.2, в слабых магнитных полях дно поляронной зоны находится выше по сравнению со стандартным случаем. Такое отличие связано, в основном, влиянием обменного взаимодействия на зависимость значения M_{\perp} от H . С ростом H благодаря обменному взаимодействию также наблюдается заметный подъем дна поляронной расщепленной подзоны проводимости, т.е. магнитное поле как бы частично подавляет поляронный эффект в ПМП. При предельном переходе $H \rightarrow 0$ различие в значениях величины $\Delta E(0)/\hbar\omega_L$ для кривых 1 и 2 исчезает.

В заключение выражаю свою благодарность проф. Ф.М.Гашимзаде за полезные советы и обсуждение работы.

1. P.Pfeffer, W.Zawadzki, *Phys.Rev.B*, **37** (1988) 2695.
2. P.Pfeffer, *Phys.Rev.B*, **57** (1998) 12156.
3. P.Pfeffer, W.Zawadzki, *Phys.Solid State Commun.*, **57** (1986) 847.
4. S.Das Sarma, *Phys.Rev.Lett.*, **52** (1984) 859.
5. S.Das Sarma, *Phys.Rev.B*, **27** (1983) 2590.
6. N.M.Guseinov, K.A.Rustamov, S.M.Seid-Rzayeva, *Mod.Phys.Lett.B*, **5** (1991) 139.
7. P.Pfeffer, W.Zawadzki, *Phys.Rev.Lett.*, **61** (1988) 762.
8. P.Pfeffer, *Semicond.Sci.Technol.*, **5** (1990) 295.
9. F.M.Gashimzade, S.T.Pavlov, R.S.Nadirzade, T.G.Ismailov, Belitski, *Phys.Stat.Sol.b*, **155** (1989) K161.
10. И.И.Ляпилин, И.М.Цидильковский, *УФН*, **146** (1985) 35.
11. Ч.Киттель, *Квантовая теория твердых тел*, Изд. М., Наука, (1967) 491; Сборник под ред. Ю.А.Фирсова, *Полярны*, Наука, (1975) 423.
12. У.С.Пашабекова, *Долады АН Азерб.ССР*, **XLIII** №5 (1987) 26.
13. S.Takeyama, R.R.Galazka, *Phys.Stat.Sol.b*, **96** (1979) 413.
14. N.B.Brandt, V.V.Moshchalkov, *Advances in Physics*, **33** (1984) 193.
15. I.Zutic, J.Fabian, S.Das Sarma, *Spintronics, Rev.Mod.Phys.*, **76** №2 (2004) 323.

YARIMMAQNİT YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ OPTİK POLYARONLARIN XÜSUSİYYƏTLƏRİ

S.M.SEYİD-RZAYEVA

Anizotrop energy spektrinə malik ensiz gadağan zonalı yarımagnit yarımkeçiricilərdə (YMY) zəif əlqəli optik polyaron məsələsinə xarici maqnit sahəsində baxılmışdır. Qeyri rezonans polyaronlar üçün kvantlayıcı olmayan maqnit sahəsində astana mexanizminin mövcudluğu müəyyən edilmişdir.

Standart polyaron nəzəriyyəsi çərçivəsində anizotrop energy spektrinə malik YMY polyaronun əlqə enerjisinin ifadəsi alınmışdır. Aparılan ədədi qiymətləndirmələr əsasında müəyyən edilmişdir ki, mübadilə qarşılıqlı təsirinin nəzərə alınması nəticəsində zəif maqnit sahələrində YMY polyaronun əlqə enerjisi standart halla müqayisədə azalır. Maqnit sahəsinin artması ilə polyaronun əlqə enerjisinin nəzərə çarpacaq dərəcədə azalması müşahidə olunur.

ESPECIAL PROPERTIES OF OPTICAL POLARONS IN SEMIMAGNETIC SEMICONDUCTORS

S.M.SEYID-RZAYEVA

The theory of optical polaron in weakly polar narrow-gap semimagnetic-semiconductors with anisotropic energy spectrum in the presence of a magnetic field has been developed. The existence threshold mechanism for nonresonant polarons in non quantizing magnetic field has been established.

Expression for polaron binding energy within framework of standard theory has been derived. The exchange interaction decreases the polaron binding energy as to standard case in weak magnetic field has been established from an analysis of calculating results. With increasing of the magnetic field the polaron binding energy have been decreased visible.

Редактор: Ф.Гашимзаде