

УДК 537.86  
ББК 22.379.24  
Г 61

### Головнев Юрий Филиппович

Доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры общей и теоретической физики Тульского государственного педагогического университета им. Л.Н. Толстого, Тула, тел. (4872) 657829, e-mail: physics@tspu.tula.ru

### Нургулеев Дамир Абдулганович

Кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры общей и теоретической физики Тульского государственного педагогического университета им. Л.Н. Толстого, Тула, тел. (4872) 657829, e-mail: physics@tspu.tula.ru

### Власова Яна Валерьевна

Аспирант кафедры общей и теоретической физики Тульского государственного педагогического университета им. Л.Н. Толстого, Тула, тел. (4872) 657829, e-mail: antares1992@inbox.ru

## Фононные поляритоны в EuO

(Рецензирована)

**Аннотация.** Исследуется фонон-фотонное взаимодействие в ферромагнитном полупроводнике EuO. Проведен подробный анализ особенностей поглощения в ферромагнитном и неферромагнитном EuO. В результате получена дисперсионная кривая для осцилляторов, распределенных в кристалле EuO.

**Ключевые слова:** фонон, ферромагнитный полупроводник, поляритон.

### Golovnev Yuriy Filippovich

Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Professor of General and Theoretical Physics Department, Tula State Pedagogical University named after Lev Tolstoy, Tula, ph. (4872) 657829, e-mail: physics@tspu.tula.ru

### Nurguleev Damir Abdulganovich

Candidate of Physics and Mathematics, Associate Professor, Associate Professor of General and Theoretical Physics Department, Tula State Pedagogical University named after Lev Tolstoy, Tula, ph. (4872) 657829, e-mail: physics@tspu.tula.ru

### Vlasova Yana Valeryevna

Post-graduate student of General and Theoretical Physics Department, Tula State Pedagogical University named after Lev Tolstoy, Tula, ph. (4872) 657829, e-mail: antares1992@inbox.ru

## Phonon polaritons in EuO semiconductor

**Abstract.** The work examines a phonon-photon interaction in the ferromagnetic EuO semiconductor. We analyzed the absorption features in the ferromagnetic and nonferromagnetic EuO semiconductor in detail. As a result, a dispersion curve was obtained for the oscillators distributed in EuO crystal.

**Keywords:** phonon, ferromagnetic semiconductor, polariton.

Если есть поглощающая среда, то она характеризуется набором гармонических осцилляторов, а электрическая индукция равна [1]:

$$\vec{D} = \left[ 1 + \frac{\omega^2 p}{\omega_0^2 + i\omega_\gamma - \omega^2} \right] \cdot \vec{E}, \quad (1)$$

где  $\omega_p^2 = 4\pi n_0 e^2 / m$ ;  $n_0$  – плотность осцилляторов;  $m$  – их масса;  $e$  – заряд;  $\gamma$  – коэффициент затухания;  $\omega_0$  – собственная частота;  $\vec{E}$  – напряженность электрического поля. При этом  $T < T_C$ ,  $T_C$  – температура Кюри [2].

В этом случае запишем эффект «запаздывания»:

$$\left[ 1 + \frac{\omega^2 p}{\omega_0^2 - \omega^2} \right] (\vec{k} \cdot \vec{E}) = 0, \quad (2)$$

где  $(\vec{k} \cdot \vec{E}) = 0$ . Векторы  $\vec{k}$ ,  $\vec{E}$  и  $\vec{U}$  (вектор смещения осциллятора) параллельны друг другу. Тогда имеем дело с продольной волной, частота которой равна [3]:

$$\omega_L^2 = \omega_0^2 \left( 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \right). \quad (3)$$

Когда  $(\vec{k}\vec{E}) = 0$ , это соответствует поперечным волнам, когда  $\vec{E}$  и  $\vec{U}$  перпендикулярны  $\vec{k}$ , в этом случае (без затухания), в соответствии с теорией оптических колебаний (для кристалла EuO):

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (4)$$

В совокупности регулярно расположенных осцилляторов с частотой  $\omega_0$  распространяется два типа колебаний – продольные и поперечные [4]. В продольном на осциллятор действует  $\vec{E}$ , которое обусловлено другими осцилляторами и параллельно волне. Коэффициент упругой силы осциллятора растет, а частота продольной волны станет больше  $\omega_0$ . При отсутствии внешнего электромагнитного поля такого электрического поля нет в поперечной волне и изменения частоты осциллятора нет. Для частот  $\omega_L$  и  $\omega_0$ , которые соответствуют продольной и поперечной волнам, построены на рисунке 1 горизонтальные прямые – прямая с коэффициентом  $C$  для поперечных волн. Ни фотоны, ни поперечные волны не являются колебаниями системы в длинноволновой области. Возникают ветви  $T_1$  и  $T_2$  смешанных состояний, частоты которых определяются как корни соотношения (4) [3].

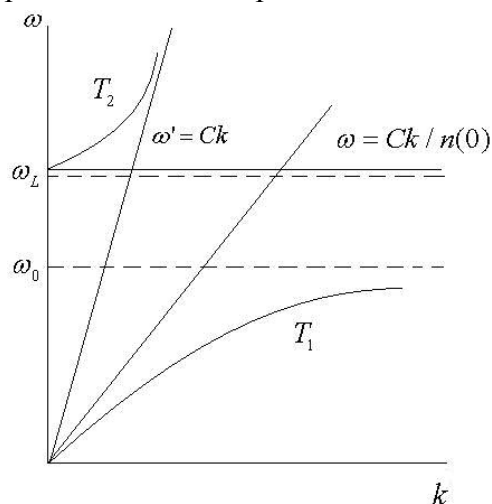


Рис. 1. Возможные состояния. Ветви  $T_1$  и  $T_2$  смешанных состояний.

$\omega_L$  – продольные и  $\omega_0$  – поперечные волны (частоты);  $C$  – коэффициент поперечных волн

Осцилляторы распределены по кристаллу оксида европия равномерно. Под действием электромагнитного поля осцилляторы смещаются на  $\vec{U}$  и соответствующее уравнение их движения будет иметь вид:

$$\vec{U}_t'' + \omega_0^2 \vec{U} = \frac{q}{m} \vec{E}, \quad (5)$$

где  $U_t''$  – вторая производная по  $t$ ;  $\omega_0^2$  – колебательная частота;  $q, m$  – заряд и масса осциллятора. Решением уравнения (5) будет [5]:

$$\vec{U} = \vec{U}_0 \exp[i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)] \quad \text{или} \quad \vec{U}_0 = \frac{q}{m} \vec{E}_0 / (\omega_0^2 - \omega^2). \quad (6)$$

Так как в оксиде европия нет избыточных зарядов, то можно записать уравнение Гаусса [5]:

$$\text{div} \vec{D} = 0 \quad \text{или} \quad \varepsilon(\vec{k} \cdot \vec{E}_0) = 0. \quad (7)$$

Последнее выражение выполняется при  $\varepsilon = 0$  или при условии:

$$(\vec{k} \cdot \vec{E}_0) = 0. \quad (8)$$

Когда  $(\vec{k} \cdot \vec{E}_0) = 0$ , то возникнет поперечное поле и

$$\vec{U} = \vec{D} = 0. \quad (9)$$

Отклик осцилляторов описывается диэлектрической функцией  $\varepsilon$ , которая расходится, когда  $\omega$  приближается к  $\omega_T$ . Когда электрическое поле будет продольным, то есть  $\vec{k} \cdot \vec{E}_0 \neq 0$ ,  $\vec{k} \uparrow \vec{E}_0$ ,  $\varepsilon = 0$ . Это происходит при частотах  $\omega_L$ , что определяется условием  $\varepsilon(\omega_L) = 0$ . Когда осцилляторы колеблются на частоте  $\omega_L$ , то для электрического поля не нужны внешние заряды. Продольным поле  $\vec{E}_L$  будет из-за поляризации, создаваемой колебаниями. Продольная частота  $\omega_L$  всегда больше поперечной частоты  $\omega_T$ .

Волновой вектор  $\vec{k}$  стремится к нулю и невозможно отличить продольное колебание от поперечного. Это ограничение будет отсутствовать, если учесть эффект запаздывания. При описании взаимодействия между электромагнитными волнами и зарядами осцилляторов используем уравнения Максвелла. Так к уравнению (7) добавим три уравнения:

$$\text{div} \vec{B} = 0, \quad (10)$$

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (11)$$

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (12)$$

На рисунке 2 показаны две ветви дисперсионной кривой. При  $\vec{k} \rightarrow 0$  одно решение стремится к  $\omega^2 = c^2 k^2 / \varepsilon_0$  (нижняя ветвь), верхняя ветвь стремится к постоянной величине  $\omega_L$ . В пределе  $\vec{k} \rightarrow 0$  частота поперечных колебаний будет вырожденной с частотой продольных осцилляций из-за кубической симметрии. При  $\vec{k} \rightarrow 0$  дисперсия верхней ветви выражается как  $\omega^2 = c^2 k^2 / \varepsilon_0^2$ , а нижняя ветвь стремится к  $\omega_T$ . Продольные волны не взаимодействуют с поперечными электромагнитными волнами. Так как нет дисперсии – прямая горизонтальная линия – она проходит через  $\omega_L$  [5].

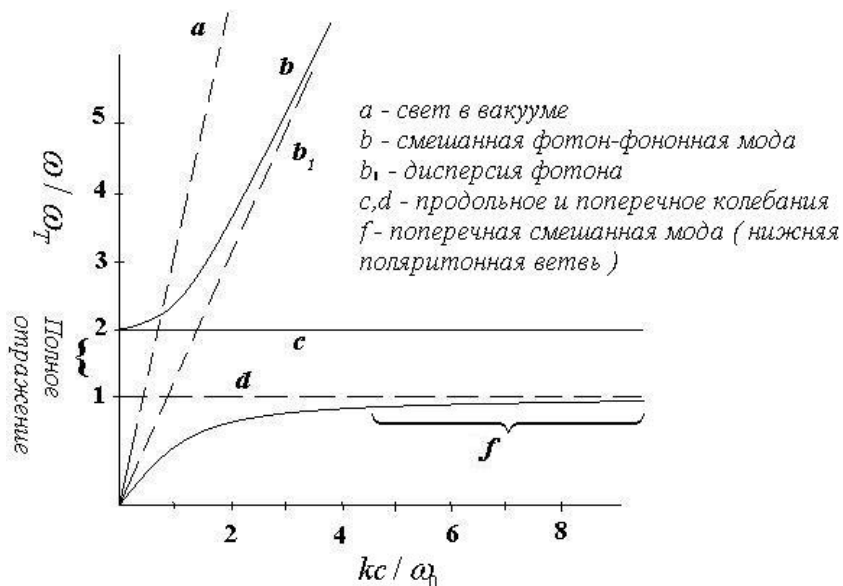


Рис. 2. Дисперсионные кривые в кристалле EuO

Результаты получены для осцилляторов, распределенных в кристалле европия, которые содержат два атома в ячейке  $\text{Eu}^{+2}$  и  $\text{O}^{-2}$ . Смещение осцилляторов – это смещение двух ионов в ячейке:

$$U \rightarrow \frac{\mu}{M}(U_+ - U_-), \quad (13)$$

где  $U_+$  и  $U_-$  – смещение  $\text{Eu}^{+2}$  и  $\text{O}^{-2}$ ,  $\mu$  – приведенная масса. Частоты продольных и поперечных колебаний – это частоты  $T0$  и  $L0$  фононов. Результирующая поперечная волна является фононным поляритоном, у которой дисперсионную кривую описывают как связанные колебания. При отсутствии  $T0$  фононов дисперсия на рисунке 2 дана прямой  $\omega = ck / \varepsilon_\infty^{1/2}$ . Когда  $T0$  фонон не взаимодействует с излучением, он имеет горизонтальную прямую, которая проходит через  $\omega_T$ . Электромагнитные волны возбуждают  $T0$  фононы, а колеблющиеся заряды излучают электромагнитные волны. Две волны различного типа не разделяются. Такое смешивание частот двух мод: одна – увеличивается, другая – уменьшается. Две моды «отталкивают» друг друга – антипересечение уровней. При  $\omega \ll \omega_T$   $T0$  фонон вносит вклад в диэлектрическую функцию. Дисперсия поляритонов для малых  $\omega$  определяется как  $(ck / \omega) = \varepsilon_0^{1/2}$ .

#### Примечания:

1. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
2. Королева Л.И. Магнитные полупроводники. М.: Физ. фак. МГУ, 2003. 312 с.
3. Нокс Р. Теория экситонов. М.: Мир, 1966. 219 с.
4. Головнев Ю.Ф., Нургулеев Д.А., Власова Я.В. Условия образования поляритонов в  $\text{EuO}$  // Вестник Адыгейского государственного университета. Сер. Естественно-математические и технические науки. 2017. Вып. 4 (211). С. 64–66. URL: <http://vestnik.adygnet.ru>
5. Питер Ю., Кардона М. Основы физики полупроводников. М.: Физматлит, 2002. 560 с.

#### References:

1. Vonsovsky S.V. Magnetism. M.: Nauka, 1971. 1032 pp.
2. Koroleva L.I. Magnetic semiconductors. M.: Faculty of Physics of MSU, 2003. 312 pp.
3. Nox R. Theory of Excitons. M.: Mir, 1966. 219 pp.
4. Golovnev Yu.F., Nurguleev D.A., Vlasova Ya.V. Conditions for the formation of polaritons in the semiconductor  $\text{EuO}$  // The Bulletin of the Adyghe State University. Ser. Natural-Mathematical and Technical Sciences. 2017. Iss. 4 (211). P. 64–66. URL: <http://vestnik.adygnet.ru>
5. Peter Yu., Cardona M. Fundamentals of Semiconductors. M.: Fizmatlit, 2002. 560 pp.