Доклады Академии наук СССР
1955. Том 100, № 1

ФИЗИКА

А. Г. САМОЙЛОВИЧ и Л. Л. КОРЕНБЛИТ

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭКСИТОНА

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 12 VII 1954)

Е. Ф. Гросс с сотр. (1) обнаружили оптический спектр экситонов в Cu_2O и определили ряд параметров, характеризующих экситон. В настоящей работе отмечается, что исследование магнитооптических свойств экситонов (эффектов Зеемана и Пашен-Бака) могут дать дальнейшие сведения как об экситонах, так и о свойствах электронов и дырок в полупроводниках. Имеются два представления об экситоне. Согласно одному представлению (Мотт) под экситоном понимаются электрон и дырка, связанные в одно целое (квазипозитроний). Согласно представлениям Я. И. Френкеля, автора понятия экситона, последний также понимается как электрон, связанный с дыркой. Но здесь под дыркой понимается отсутствие электрона в нормальном состоянии того же атома, на котором находится возбужденный электрон. Магнитооптические свойства должны быть различными в обоих случаях. Здесь будут исследованы магнитооптические свойства экситона Мотта.

Лагранжева функция экситона в магнитном поле может быть написана в виде:

$$L = \frac{1}{2} m_1 \dot{\mathbf{r}}_1^2 + \frac{1}{2} m_2 \dot{\mathbf{r}}_2^2 + \frac{e}{2c} \{([\vec{\mathcal{H}} \mathbf{r}_1] \dot{\mathbf{r}}_1) - ([\vec{\mathcal{H}} \mathbf{r}_2] \dot{\mathbf{r}}_2)\} + U, \qquad (1)$$

где $U = -\frac{e^2}{\varkappa |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} + \Delta E$; $\varkappa$ — диэлектрическая постоянная среды, ΔE — ширина запретной зоны.

Если ввести относительные координаты и координаты центра тяжести

$$\vec{\rho} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \quad \mathbf{R} = {}^1/_2 (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2), \qquad (2)$$

то после обычных преобразований можно написать гамильтониан системы в следующем виде:

$$H = \frac{\mathbf{P}^2}{2M} + \frac{\vec{\pi}^2}{2\mu} + \frac{e^2}{8c^2}\left[\frac{1}{M} + \frac{1}{\mu}\left(\frac{\Delta m}{M}\right)^2\right][\vec{\mathcal{H}} \vec{\rho}]^2 + \\ + \frac{e^2}{8\mu c^2}[\vec{\mathcal{H}}\mathbf{R}]^2 - \frac{e}{4\mu c^2}\frac{\Delta m}{M}([\vec{\mathcal{H}}\mathbf{R}][\vec{\mathcal{H}} \vec{\rho}]) - \\ - \frac{e}{2c}\left(\vec{\mathcal{H}}, \frac{1}{M}[\vec{\rho}\,\mathbf{P}] + \frac{1}{\mu}[\mathbf{R}\vec{\pi}] - \frac{1}{\mu}[\vec{\rho}\vec{\pi}]\frac{\Delta m}{M}\right) + U, \qquad (3)$$

где $\mathbf{P} = \partial L / \partial \dot{\mathbf{R}}$; $\vec{\pi} = \partial L / \partial \dot{\vec{\rho}}$; $M = m_1 + m_2$; $\mu = m_1 m_2 / M$; $\Delta m = m_1 - m_2$. После надлежащего градиентного преобразования гамильтониан примет вид

$$H = \frac{\mathbf{P}^2}{2M} + \frac{e}{Mc}(\vec{\mathcal{H}}\,\mathbf{P}]\vec{\rho}) + \frac{\vec{\pi}^2}{2\mu} + \frac{e^2}{2\mu c^2}\left[\frac{\mu}{M} + \left(\frac{\Delta m}{2M}\right)^2\right][\vec{\mathcal{H}} \vec{\rho}]^2 + \\ + \frac{e}{2\mu c}\frac{\Delta m}{M}(\vec{\mathcal{H}}\,[\vec{\pi}\vec{\rho}]) + U. \qquad (4)$$

Отсюда следует, что $\mathbf{P}$ является интегралом движения. К этому гамильтониану необходимо еще прибавить члены, учитывающие магнитную энергию спинов.

Обозначая $\mathbf{S} = \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2$, $\vec{\sigma} = \mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2$, получаем

$$H = \frac{\mathbf{P}^2}{2M} + \frac{e}{Mc}([\vec{\mathcal{H}}\,\mathbf{P}]\vec{\rho}) + \frac{\vec{\pi}^2}{2\mu} + \frac{e^2}{2\mu c^2}\left[\frac{\mu}{M} + \left(\frac{\Delta m}{2M}\right)^2\right][\vec{\mathcal{H}}\,\vec{\rho}]^2 + \\ + \frac{e}{2\mu c}\frac{\Delta m}{M}(\vec{\mathcal{H}}[\vec{\pi}\,\vec{\rho}]) + \frac{e\hbar}{4\mu c}(\vec{\mathcal{H}},\ \frac{\Delta m}{M}\mathbf{S} - \vec{\sigma}) + U. \qquad (5)$$

При вычислении магнитооптических свойств в первом приближении можно усреднить (5) по $\mathbf{P}$. Тогда исчезнет член $(e/Mc)([\vec{\mathcal{H}}\,\mathbf{P}]\vec{\rho})$. При более точном расчете этот член даст некоторое дополнительное, зависящее от температуры, расширение спектральных линий. Опуская еще член, квадратичный в $\vec{\mathcal{H}}$, и постоянный член $(1/2M)\,\mathbf{P}^2$, получим:

$$\overline{H} = \frac{\vec{\pi}^2}{2\mu} + U + \frac{e}{2\mu c}\frac{\Delta m}{M}(\vec{\mathcal{H}}[\vec{\pi}\,\vec{\rho}]) + \frac{e\hbar}{4\mu c}(\vec{\mathcal{H}},\ \frac{\Delta m}{M}\mathbf{S} - \vec{\sigma}). \qquad (6)$$

Первые два члена дают обычный оптический спектр экситона, вторые два характеризуют расщепление термов в магнитном поле.

Следует рассмотреть два случая:

1. Слабые поля, при которых магнитное расщепление меньше расщепления, обусловленного обменным взаимодействием между электроном и дыркой. В этом случае член $(-e\hbar/4\mu c)\vec{\sigma}$ приводит к расщеплению, зависящему от $\vec{\mathcal{H}}$ квадратично ([2]), которым, следовательно, можно пренебречь. Члены $\frac{e}{2\mu c}\frac{\Delta m}{M}(\vec{\mathcal{H}}[\vec{\pi}\,\vec{\rho}]) + \frac{e\hbar}{4\mu c}\frac{\Delta m}{M}(\vec{\mathcal{H}}\mathbf{S})$ приводят к аномальному эффекту Зеемана, но с несколько иным, чем обычно, фактором Ланде, который нетрудно вычислить.

Существенно отметить, что величина расщепления будет пропорциональна $\Delta m/M$. Таким образом, по величине расщепления спектральных линий в слабых магнитных полях можно определить разность эффективных масс электрона и дырки. Так как исследование оптического спектра экситона без магнитного поля позволяет определить приведенную массу экситона, исследование магнитооптических явлений открывает возможность определения эффективных масс электрона и дырки в отдельности.

2. Сильные поля, когда имеет место эффект Пашен-Бака. В этом случае расщепление спектральных линий

$$\Delta\nu = \frac{\Delta m}{M}\frac{e\mathcal{H}}{2\mu c}\Delta m_l, \quad \Delta m = 0, \pm 1. \qquad (7)$$

Таким образом, здесь также расщепление пропорционально $\Delta m/M$.

Магнитооптические свойства экситонов Френкеля должны быть совершенно иными. В этом случае будет аналогия с расщеплением спектральных линий атомов. Таким образом, магнитооптические исследования экситонов могут также выяснить природу последних.

Черновицкий
государственный университет

Поступило
1 VII 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Е. Ф. Гросс, Н. А. Каррыев, ДАН, **84**, №№ 2, 3 (1952); Е. Ф. Гросс, Б. П. Захарчения, ДАН, **90**, № 5 (1953); Е. Ф. Гросс, Б. П. Захарчения, Н. М. Рейнов, ДАН, **92**, № 2 (1953). [2] В. Берестецкий, ЖЭТФ, **19**, 1130 (1949).