Список литературы

[1] Белоногов В. К., Золотухин И. В., Иевлев В. М., Постников В. С. // ФХОМ. 1968. № 5. С. 163—165.

[2] Coey J. M. D., Givord D., Lienard A., Rebouillat J. P. // J. Phys. F: Metal. Phys. 1981. V. 11. N 11. P. 2707—2725.

Воронежский политехнический институт

Поступило в Редакцию
21 сентября 1989 г.

УДК 537.226.8 : 537.632.01

© Физика твердого тела, том 32, № 7, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 7, 1990

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ ЭКСИТОНОВ, ЛОКАЛИЗОВАННЫХ В МАГНИТНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

С. И. Иванов, Е. В. Синицын

Как было показано ранее [1], при определенных условиях в магнитных диэлектриках энергетически выгодными являются связанные состояния электронных возбуждений (экситонов) с окружающей их деформацией магнитной структуры кристалла. В [1] такие состояния считались неподвижными. Действительно, подобно поляронам [2] они могут перемещаться в кристалле как единое целое. Важной характеристикой такого движения экситонов является их эффективная масса M^*. Последняя существенно определяет особенности процессов переноса энергии электронных возбуждений в диэлектриках и прежде всего величину коэффициента диффузии экситонов [3].

Рассчитаем здесь эффективную массу экситона, локализованного в магнитном диэлектрике. Начнем с одномерного случая. Следуя [1], предположим, что магнитная неоднородность вблизи экситона создается отклонением намагниченности $\mathrm{S}(x)$ от оси Z в плоскости $\{yz\}$. Кроме того, будем считать скорость v поступательного движения экситона малой

$$v \ll \Omega\delta, \tag{1}$$

а сам экситон — стационарным возбуждением

$$\Omega^{-1} \ll \tau. \tag{2}$$

Здесь Ω — характерная частота колебаний намагниченности $\mathrm{S}(x, t)$; $\delta=[Ia^2/(\beta+h)]^{1/2}$ — размер неоднородности $\mathrm{S}(x, t)$; I, β — постоянные гейзенберговского обмена и магнитной анизотропии; h пропорционально магнитному полю H [1]; a — параметр решетки; τ — время жизни экситона.

Условия (1), (2) позволяют записать волновую функцию экситона $\varphi(x, t)$ в виде $\varphi(x, t)=\varphi(x—vt)$, а для $\mathrm{S}(x, t)$ использовать уравнение Ландау—Лифшица

$$\dot{\mathrm{S}} = -\gamma\,[\mathrm{S} \times \mathrm{H}_i], \tag{3}$$

где $H_i=Ia^2\mathrm{S}''_x+\beta S_z\mathrm{Z}+hS_0\mathrm{Z}$; γ — гиромагнитное отношение; $S_0=|\mathrm{S}(x, t)|$; $\mathrm{Z}=(0, 0, 1)$. Решение (3) будем искать в виде

$$\mathrm{S} = \{S_x,\ S_0 \sin(\delta\theta + \delta\psi),\ S_0 \cos(\delta\theta + \delta\psi)\},\quad \delta\psi \ll \delta\theta, \tag{4}$$

где

$$\delta\theta(x - vt) = \frac{I_1}{Ia^2} \int g(x - \xi)\, \varphi^2(\xi - vt)\, d\xi, \tag{5}$$

$$g(x - \xi) = \frac{\delta}{2}\, e^{-|x-\xi|\,\delta^{-1}}, \tag{6}$$

I_1 — постоянная взаимодействия экситона с магнитной подсистемой кристалла; $\delta\theta\ (x,\ v=0)$ — угол между $\mathbf{S}\ (x)$ и осью Z при $v=0$ [1].

В линейном по S_x, $\delta\psi$ приближении из (3) получим

$$\hat{L}S_x=(I\gamma a^2)^{-1}\,\delta\dot{\theta},\qquad \hat{L}\delta\psi=-(I\gamma a^2 S_0^2)^{-1}\,\dot{S}_x, \tag{7), (8}$$

где $\hat{L}=-d^2/dx^2+\delta^{-2}$.

Используя (7), (8), выделим в полной энергии кристалла $\mathscr{H}$ [1] вклад, соответствующий кинетической энергии автолокализованного экситона

$$E_k=\frac{1}{2\gamma a}\int\limits_{-\infty}^{\infty} S_x\,(x-vt)\,\delta\dot{\theta}\,(x-vt)\,dx. \tag{9}$$

Равенство $d/dt=-vd/dx$ вместе с решением (7)

$$S_x\,(x-vt)=\frac{1}{I\gamma a^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} g\,(x-\xi)\,\delta\dot{\theta}\,(\xi-v)\,d\xi \tag{10}$$

позволяет представить (9) в стандартном виде $E_k=M^*v^2/2$, где

$$M^*=\frac{1}{I\gamma^2a^3}\int\limits_{-\infty}^{\infty} g\,(x-\xi)\,\delta\theta_x'\,[\varphi\,(x)]\,\delta\theta_\xi'\,[\varphi\,(\xi)]\,dxd\xi \tag{11}$$

— эффективная масса экситона. Подставляя в (11) $\varphi\,(x)=\varphi_0\exp\,(-x/2R)$ (R — радиус экситона, φ_0 определяется из условия нормировки), получим

$$M^*=0.26\,\frac{L}{I}\,\frac{I_1^2}{I^2}\,\frac{\delta^3}{a^3}\,m^*, \tag{12}$$

соответствующую равновесному значению $R\simeq 4.6L^{1/3}I^{1/3}I_1^{-2/3}a$, где L — параметр обмена возбуждения между узлами решетки [3]; $m^*=\hbar^2/La^2$ — эффективная масса зонного экситона. Для соединений с редкоземельными ионами, например редкоземельных перовскитов, рассмотренных в [1], $M^*=260m^*$.

Отметим зависимость M^* от магнитного поля, следующую из (12): $M^*\,(h)=m^*\,[I/(\beta+h)]^{3/2}$. Это свойство эффективной массы является существенным при оценке влияния h на перенос энергии электронных возбуждений в магнитных диэлектриках.

Расчеты M^*, проведенные для трехмерного кристалла, показывают, что в этом случае M^* превосходит m^* примерно на порядок, а зависимость $M^*\,(h)$ имеет вид $M^*\,(h)\simeq m^*\,[I/(\beta+h)]^{1/2}$.

В заключение обоснуем использованные выше приближения. Как указано в [1], для локализации экситонов необходимо, чтобы $\tau_1>\tau_{st}$, где τ_1 — время перехода экситона с узла на узел, τ_{st} — время возникновения статической деформации магнитной структуры диэлектрика. Но так как $\tau>\tau_1$, а $\tau_{st}>\Omega^{-1}$, то в силу $\tau>\tau_1>\tau_{st}>\Omega^{-1}$ (2) оказывается выполненным. Кроме того, $\tau_1>\Omega^{-1}$, $\tau_1\sim a/v$, $a\ll\delta$ [1] и выполнено (1). Оценка $\delta\dot{\psi}$ дает $\delta\psi\sim(v/\Omega\delta)^2\delta\theta$ $(\Omega\sim\gamma\beta S_0)$, так что неравенство $\delta\psi\ll\delta\theta$ оправдано (1).

Список литературы

[1] Синицын Е. В., Иванов С. И., Бострем И. Г. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 7. С. 2089—2094.
[2] Давыдов А. С. Теория твердого тела. М., 1976. 639 с.
[3] Агранович В. М., Галанин М. Д. Перенос энергии электронных возбуждений в конденсированных средах. М., 1978. 383 с.

Свердловский горный институт им. В. В. Вахрушева

Поступило в Редакцию 24 апреля 1989 г.
В окончательной редакции 20 ноября 1989 г.