

ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ЭКСИТОНА И ЭФФЕКТ ИНВЕРСИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СПЕКТРЕ ЖЕЛТОЙ ЭКСИТОННОЙ СЕРИИ КРИСТАЛЛА

В.Ф.Гросс, В.Т.Азехин

Эффект инверсии магнитного поля в спектре экситона был впервые обнаружен [1] у кристалла CdS. Явление это состоит в смещении зеемановских компонент и изменении их интенсивности при изменении направления магнитного поля, действующего на кристалл. Этот эффект не наблюдается в спектре свободного атома, оставаясь явлением, возможным в твердом теле для экситона, двигающегося в кристалле: 1) при учете конечности волнового вектора электромагнитной волны (пространственная дисперсия) и 2) при отсутствии центра инверсии у кристалла.

Экситоны, возбуждаемые световой волной, имеют направленную скорость: $v = \hbar k / M$, где k — волновой вектор экситона, равный волновому вектору возбуждающей световой волны; M — эффективная масса экситона.

В магнитном поле H в системе координат, движущейся вместе с экситоном, возникает электрическое поле¹⁾:

$$\mathcal{E} = \hbar / c M [k, H] \dots \quad (1)$$

¹⁾ В 1955 г. А.Г.Самойлович и Л.Л.Коренблит [2] рассматривали воздействие такого поля на экситон, учитывая его в формулах (4) и (5) их работы.

При исследованиях Б.П.Захарченко, П.П.Лавинским и автором магнитооптических осцилляций в Cu_2O [3] также рассматривался вопрос об электрическом поле, связанном с движением центра тяжести экситона в магнитном поле. Этот магнитный эффект в работе [3] полагался слабым и не принимался во внимание ([3], стр. 2179).

В кристаллах, у которых отсутствует центр инверсии, состояния экситона должны обладать дипольным моментом d , направленным вдоль оси C одноосного кристалла, каким является CdS . Вследствие этого возникает добавка к энергии экситонного перехода $\hbar\omega_3$ в магнитном поле, равная:

$$-(d, \mathcal{E}) = -\frac{\hbar}{cM}(d, [k, H]) \dots \dots \dots (2)$$

Выражение (2) меняет знак при инверсии направления магнитного поля H и, таким образом, приводит к изменению энергии уровня экситона.

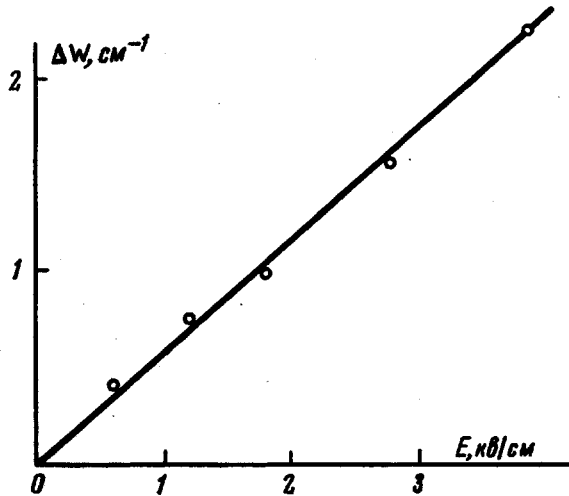


Рис. 1. Зависимость инверсионного сдвига линии $n = 3$ желтой серии экситона от величины электрического поля E при $H = 30 \text{ кэ}$ ($H \parallel C_2$; $E \parallel C_4$; $K \parallel C_2'$)

Энергетический сдвиг ΔW линии поглощения экситона при инверсии магнитного поля, являющийся следствием движения экситона в кристалле, определяется выражением:

$$\Delta W = 2 \frac{\hbar}{cM}(d [k, H]) \dots \dots \dots (3)$$

В кристаллах, обладающих центром инверсии, где $d = 0$, например, в Si_2O , эффект инверсии не должен наблюдаться и не наблюдался [4]. В таких кристаллах может, однако, иметь место эффект инверсии магнитного поля в спектре экситона, если у экситонов в этих кристаллах возбудить индуцированный дипольный момент дополнительным внешним электрическим полем, приложив его к кристаллу, помещенному в магнитном поле H .

Диаметры экситонов в Cu_2O в зависимости от степени возбуждения (значений квантовых чисел от $n = 2$ до $n = 10$) имеют размеры от 100 до 2500 \AA , т.е. в сотни раз превышают диаметры изолированных атомов. Поляризуемость α экситона должна быть по величине на несколько порядков больше чем у свободных атомов¹⁾. Поэтому индуцированный дипольный момент экситона в электрическом поле E : $p = \alpha E$ может иметь значительную величину.

Инверсионный сдвиг ΔW линии поглощения в спектре экситона будет тогда определяться, как и в (3), выражением:

$$\Delta W = 2 \frac{\hbar}{cM} (p[k, H]) - 2 \frac{\hbar}{cM} \alpha (E[k, H]) \dots \quad (3')$$

Для наблюдения этого эффекта в наших опытах монокристалл Cu_2O при $4,2^\circ \text{K}$ помещался во взаимно перпендикулярные магнитное H и электрическое E поля, лежащие в плоскости, перпендикулярной направлению пучка света, проходящего через кристалл. Мы исследовали эффект инверсии магнитного поля на членах желтой серии экситона с квантовыми числами $n = 3$; $n = 4$ и $n = 5$ при магнитных полях H до 30 кэ и электрических полях E до 3 кв/см .

При электрическом поле $E = 0$ эффект инверсии магнитного поля на спектр желтой серии экситона Cu_2O нами не наблюдался, так как у Cu_2O $d = 0$. При приложении к кристаллу Cu_2O дополнительного к магнитному полю H постоянного электрического поля $E \perp H$ и при изменении направления магнитного поля H на противоположное, мы обнаружили изменение энергетического положения линии в экситонном спектре Cu_2O — эффект инверсии магнитного поля.

При $H = \text{const}$ и изменении знака электрического поля E на обратный $-E$ ($|E| = \text{const}$) эффект инверсии также имеет место, как и следует ожидать. При $E \parallel H$ эффект инверсии магнитного поля в спектре экситона Cu_2O , как и нужно ожидать, не наблюдается.

Эффекты инверсии наблюдались нами при $E \parallel C_2, H \parallel C_4$ и при $E \parallel C_4, H \parallel C_2$ в обеих поляризациях $\vec{\xi} \parallel E$ и $\vec{\xi} \perp E$ (при направлении наблюдения \perp плоскости, содержащей E и H ($E \perp H$)).

На рис. 1 и 2 показаны зависимости инверсионного сдвига ΔW для линии $n = 3$ желтой серии экситона Cu_2O при различных значениях электрического поля E при постоянном значении магнитного поля H

¹⁾ Это заключение об очень большой поляризуемости α экситона подтверждается его огромным диамагнетизмом [5].

(рис. 1) и при различных значениях магнитного поля H при постоянном значении электрического поля E (рис. 2). Рис. 1 показывает, что эффект инверсии пропорционален электрическому полю E и, таким образом, индуцированному полем E дипольному моменту p экситона.

Рис. 2 показывает, что инверсионный сдвиг, как и следует из теории, зависит от магнитного поля H , увеличиваясь пропорционально H^1 .

Далее мы обнаружили, что инверсионный сдвиг ΔW зависит от состояния возбуждения экситона (от квантового числа n линии экситона). Инверсионный сдвиг ΔW растет с квантовым числом n при переходе от линии $n = 3$ к линии $n = 4$ и далее к линии $n = 5$, как следовало ожидать, пропорционально кубу радиуса экситона, т.е. n^6 (рис. 3).

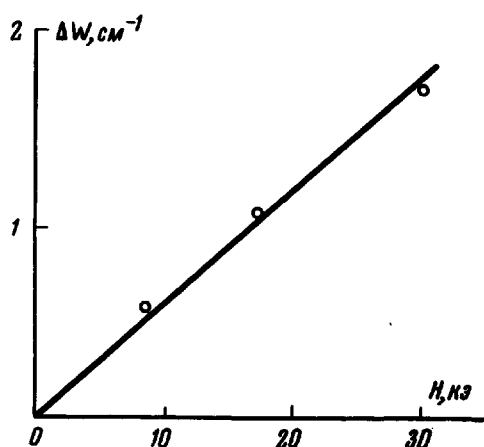


Рис. 2. Зависимость инверсионного сдвига линии $n=3$ желтой серии экситона от величины магнитного поля H при $E = 3 \text{ кэ/см}$ ($H \parallel C_2$; $E \parallel C_4$; $K \parallel C'_2$)

Инверсионный сдвиг, наблюдаемый нами в Cu_2O , позволяет определить из опыта поляризуемость α экситона для различных состояний возбуждения экситона $n = 3, 4$ и 5 по формуле (3¹):

$$\alpha_{n=3} = 6 \cdot 10^{-17} \text{ см}^3; \quad \alpha_{n=4} = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^3;$$

$$\alpha_{n=5} = 7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^3.$$

Наиболее надежны данные поляризуемости для состояния экситона с $n = 3$. Полученная величина находится в хорошем согласии со значе-

¹) В наших опытах (рис. 1 – 3) мы учитывали, что экситонные линии могут претерпевать штарковский сдвиг, обусловленный фотохолл-эффектом, величина которого может меняться при изменении знака H . Чтобы исключить возможное влияние фотохолл-эффекта на величину инверсионного сдвига, были приняты специальные меры, которые будут описаны в более подробном сообщении.

ниями для поляризуемости экситона, вычисленными из эффекта Штарка [6] для состояния $n = 3$: $a = 2,5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^3$ и с вычисленной по известному значению поляризуемости для атома водорода [7], исходя из известного радиуса экситона для состояния с $n = 3$: $a = 10^{-17} \text{ см}^3$.

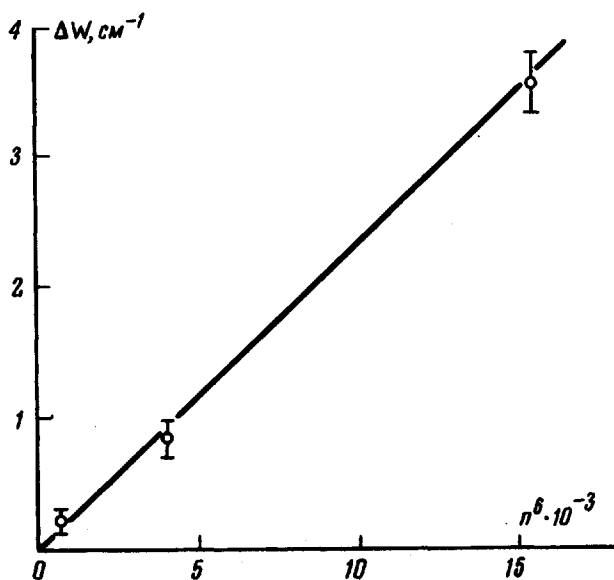


Рис. 3. Зависимость величины инверсионного сдвига от квантового числа состояния экситона ($n = 3, 4, 5$) при $E = 0,5 \text{ кВ/см}$; $H = 10 \text{ кэ}$. ($H \parallel C_2$; $E \parallel C_4$; $K \parallel C_2'$)

В этом сообщении мы не описываем ряд побочных явлений, наблюдавшихся нами, таких, как длинноволновое смещение линий экситона при одновременном действии магнитного и электрического полей, возгорание и изменчивое поведение слабых побочных линий в области желтой серии экситона, зависимость ионизации экситона от направления магнитного поля и другие явления. Этим явлениям будет посвящено более подробное сообщение.

Ленинградский
государственный университет
им. А.А.Жданова

Поступило в редакцию
26 августа 1968 г.

Литература

- [1] Е.Ф.Гросс, Б.П.Захарченя, О.В.Константинов. ФТТ, 3, 305, 1961.
- [2] А.Г.Самойлович, Л.Л.Коренблит. ДАН СССР, 100, 43, 1955.
- [3] Е.Ф.Гросс, Б.П.Захарченя, П.П.Павинский. ЖТФ, 27, 477, 1957;
E. F. Gross. J. Phys. Chem. Solids, 8, 172, 1959.
- [4] Е.Ф.Гросс. УФН, 76, 457, 1962.

- [5] Е.Ф.Гросс, Б.П.Захарченя. ДАН СССР, 111, 564, 1956;
E. F. Gross, B. P. Zakhartchenia. J. Phys. et Radium, No 1, 68,
1957.
- [6] Е.Ф.Гросс, Б.П.Захарченя, Л.М.Канская.ФТТ, 3, 972, 1961.
- [7] Г.Бете, А.Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и с двумя электронами.