

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. И. Бобрышева, С. С. Руссу, П. И. Хаджи,
С. А. Москаленко, Об одном способе создания
высокой плотности долгоживущих экситонов Γ_2^+
в кристалле Cu_2O , *Физика твердого тела*, 1983,
том 25, выпуск 5, 1562–1564

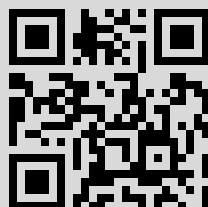
Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 81.180.74.152

26 октября 2021 г., 12:15:49



- [1] В. В. Васильев, Д. Г. Есаев, С. П. Синица. ЖТФ, 42, 725, 1982.
 [2] П. А. Пундур, Я. А. Валбис. Изв. АН ЛатвССР, сер. физ. и техн. наук, № 4, с. 27, 1979.
 [3] Н. Мотт, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах, т. I. М., Мир, 1982.
 [4] В. А. Гриценко. Оптические свойства нитрида кремния. В кн.: Нитрид кремния в электронике. Новосибирск, Наука, 1982.
 [5] С. М. Репинский, Т. П. Смирнова, Ф. Л. Эдельман. Структура и химический состав Si_3N_4 . В кн.: Нитрид кремния в электронике. Новосибирск, Наука, 1982.

Институт физики
 полупроводников СО АН СССР
 Новосибирск

Поступило в Редакцию
 30 декабря 1982 г.

Физика твердого тела, том 25, в. 5, 1983

Solid State Physics, vol. 25, № 5, 1983

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ СОЗДАНИЯ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ДОЛГОЖИВУЩИХ ЭКСИТОНОВ Γ_2^+ В КРИСТАЛЛЕ Cu_2O

А. И. Бобрышева, С. С. Руссу, П. И. Хаджи,
 С. А. Москаленко

Бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК) экситонов впервые изучалась теоретически в работах [1-4]. БЭК сопровождается появлением новой линии с характерными свойствами в спектре излучения кристаллов. До недавнего времени достаточно убедительных экспериментальных доказательств БЭК экситонов не существовало.

Наблюдение БЭК экситонов затруднено следующими обстоятельствами: 1) при оптическом возбуждении экситонов волновой вектор экситона равен волновому вектору света; переход экситонов в состояние с $\mathbf{k}=0$ происходит путем рассеяния на акустических фононах за время порядка времени жизни экситона; 2) в кристаллах, в которых образуется биэкситон, следует ожидать конденсацию биэкситонов.

Кристалл Cu_2O является благоприятным объектом для наблюдения БЭК экситонов. Экситон желтой серии с $n=1$ состоит из электрона в зоне проводимости Γ_6^+ и дырки в валентной зоне Γ_7^- . Обменное взаимодействие электрона и дырки расщепляет этот уровень на два уровня с симметрией Γ_5^+ (ортоэкситон) и Γ_2^+ (параэкситон). Уровень Γ_5^+ квадрупольно активен, а квадрупольно активные переходы в состояния Γ_2^+ возгораются только в магнитном поле. Дипольные переходы в эти состояния в свободном кристалле возможны только с участием фононов. Переход в состояние Γ_2^+ происходит только с участием фонона Γ_5^- . Вероятность перехода в состояние Γ_5^+ наибольшая при участии фонона Γ_3^- . Отношение эффективных масс электрона и дырки, а также их обменное взаимодействие таковы, что биэкситон в Cu_2O , по-видимому, не образуется [5].

В работе [6] экспериментально показано, что вплоть до температуры 30 К время жизни ортоэкситона $\tau_0 \approx 10^{-9}$ с в основном определяется конверсией ортоэкситона в параэкситон. В этой области температур при данном уровне возбуждения концентрация ортоэкситонов сильно изменяется. Эффективная температура ортоэкситонов выше температуры решетки. Параэкситоны термализованы и их время жизни $\tau_p = 13$ мс. При сравнительно небольших уровнях возбуждения $\sim 10^{18}$ фот/см³·с форма линии излучения параэкситонов приближенно описывается распределением Бозе,

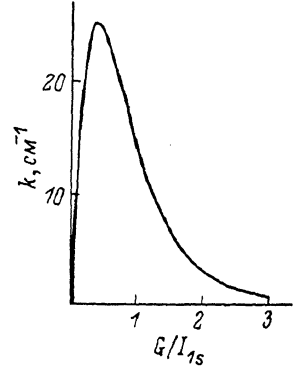
но плотность экситонов ниже необходимой для вырождения при данной температуре [6, 7]. При высоких уровнях возбуждения $\sim 10^{27}$ фот/см³·с асимптотическое приближение к вырождению наступает и в системе орто-экситонов [7]. Их эффективная температура $T_{\text{эфф}}=20$ К.

Мы предлагаем прямой способ создания долгоживущих параэкситонов Γ_2^+ , а именно, двухфотонное поглощение с рождением в одном акте пары экситонов Γ_2^+ . По симметрии такой процесс разрешен, так как неприводимое представление Γ_1^+ , по которому преобразуется волновая функция двух экситонов, содержится в прямом произведении $\Gamma_4^- \times \Gamma_4^- = \Gamma_1^+ + \Gamma_3^+ + \Gamma_4^+ + \Gamma_5^+$ (Γ_4^- — неприводимое представление, по которому преобразуется ∇).

Во втором порядке теории возмущений для коэффициента двухфотонного поглощения света с образованием двух свободных параэкситонов Γ_2^+ при одинаковых частотах и равных нулю волновых векторов поглощаемых фотонов получим

$$k = \frac{83\pi e^4 A^4 m_\phi n_\phi}{m_0^4 a_0^5 \epsilon^{3/2} c \hbar \omega^2 \Delta^2} \sqrt{x} \left(\frac{9}{4} + x \right)^{-10} \{ (0.2 + 4x + x^2) (\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2)^2 + x(1 + 0.4x) (e_{1x} e_{2x} e_{1y} e_{2y} + e_{1x} e_{2x} e_{1z} e_{2z} + e_{1y} e_{2y} e_{1z} e_{2z}) \}, \quad (1)$$

где $x = G/I_{1s}$, $G = 2\hbar(\omega - \omega_0)$, a_0 — радиус экситона; $\alpha = m_e/m_0$; A — константа, определяемая из экспериментально полученной силы осциллятора однофотонного «запрещенного» перехода [8]; ϵ — диэлектрическая проницаемость; c — скорость света в вакууме; n_ϕ — концентрация фотонов; $\Delta = \frac{5}{4} I_{1s} + \delta$. При получении (1) воспользовались тем, что в Cu_2O $\alpha \approx \beta$. Из (1) видно, что вблизи пороговой частоты (вблизи $k \approx 0$) угловая зависимость двухфотонного поглощения света $\sim (\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2)^2$, где \mathbf{e}_i — орт поляризации фотона.



Спектральная зависимость коэффициента двухфотонного двухэкситонного поглощения света.

Рассматривая частный случай $\mathbf{e}_1 \parallel \mathbf{e}_2$, из (1) получим

$$k = \frac{83\pi e^4 A^4 m_\phi n_\phi}{m_0^4 a_0^5 \epsilon^{3/2} c \hbar \omega^2 \Delta^2} \sqrt{x} (0.2 + 4x + x^2) \left(\frac{9}{4} + x \right)^{-10}. \quad (2)$$

Если для оценок взять параметры, близкие к кристаллу Cu_2O , при концентрации фотонов $n_\phi = 10^{15}$ см⁻³ для максимального значения коэффициента двухфотонного двухэкситонного поглощения света получаем $k^{\text{max}} = 25.6$ см⁻¹. Зависимость коэффициента поглощения от частоты падающего света представлена на рисунке. Из (2) и рисунка видно, что полоса поглощения характеризуется пороговой частотой, равной частоте экситонного перехода, и имеет асимметричную форму с пологим коротковолновым хвостом. Максимум полосы смещен в коротковолновую область от пороговой частоты на величину, равную $0.4 I_{1s} = 55.7$ мэВ, а полуширина составляет $\Gamma = I_{1s} = 139$ мэВ. С ростом x (увеличением частоты поглощаемого света) поглощение растет пропорционально $(\omega - \omega_0)^{1/2}$. Рост поглощения обусловлен увеличением плотности состояний в экситонной зоне, так как с увеличением частоты поглощаемого света их волновые векторы растут. Убывание же на коротковолновом хвосте, пропорциональное $(9/4 + x)^{-10}$, обусловлено характером поведения волновых функций относительного движения в импульсном пространстве.

С ростом уровня возбуждения коэффициент поглощения растет пропорционально плотности падающего пучка фотонов. Появление полосы

с указанными нами свойствами будет свидетельствовать об осуществлении процесса двухфотонного рождения двух параэкситонов Γ_2^+ . Имея ввиду, что при больших уровнях возбуждения величина коэффициента поглощения будет больше, можно надеяться на создание концентрации экситонов, достаточной для их бозе-эйнштейновской конденсации.

Л и т е р а т у р а

- [1] С. А. Москаленко. ФТТ, 4, 276, 1962.
- [2] J. M. Blatt, K. W. Böer, W. Brandt. Phys. Rev., 126, 1691, 1962.
- [3] R. C. Casella. J. Appl., 34, 1703, 1963.
- [4] Л. В. Келдыш, А. Н. Козлов. ЖЭТФ, 54, 978, 1968.
- [5] F. Bassani, M. Rovere. Sol. St. Commun., 19, 987, 1976.
- [6] A. Mysyrowicz, D. Hulin. Phys. Rev. Lett., 43, 1123, 1979.
- [7] A. Mysyrowicz, D. Hulin, C. Benoit à la Guillaume. J. Lumin., 24/25, 629, 1981.
- [8] Р. Нокс. Теория экситонов. М., Мир, 1966.

Институт прикладной
физики АН МССР
Кишинев

Поступило в Редакцию
27 сентября 1982 г.
В окончательной редакции
3 января 1983 г.

Физика твердого тела, том 25, в. 5, 1983
Solid State Physics, vol. 25, № 5, 1983

ШИРИНА ЭПР ЛИНИИ ИОНА Cr^{3+} В ИЗУМРУДЕ

Р. М. Мартиросян, М. О. Манвелян, Г. А. Мнацаканян

В [1] нами исследовалось неоднородное уширение ЭПР линии иона Cr^{3+} в изумруде. Несовершенства образцов — разориентация оси ($\Delta\theta$) и внутренние напряжения — были оценены сравнением ширины линии между дублетных переходов с внутридублетным, считая последний неуширенным.

В данной работе представлены результаты исследования на частоте 9.2 ГГц формы, концентрационной и угловой зависимостей ширины линии внутридублетного перехода $3 \leftrightarrow 4 \left(-\frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{1}{2} \right)$, а также неоднородного уширения этой линии. Использованы образцы с концентрацией Cr^{3+} $c = 0.033 \div 2\%$. Получено, что форма линии при $0.1 < c \leq 0.34\%$ ближе к лоренцовой, а вне этого интервала — к гауссовой. При $c < 0.7\%$ ширина линии не зависит от концентрации и составляет 1.8 ± 0.2 Гс, что в основном обусловлено спин-спиновыми взаимодействиями между Cr^{3+} и ядрами окружающих его диамагнитных атомов Al и Be, имеющих нечетный спин. Ядра, попадающие в сферу с $R = 15 \text{ \AA}$, дают вклад в ширину линии ~ 1.1 Гс.

Концентрационная зависимость ширины линии нелинейна: $\Delta H \sim c^{1.6}$, что объясняется неконтролируемыми примесями, а также ошибками при измерении концентрации Cr^{3+} в образцах.

В некоторых образцах наблюдалось неоднородное уширение линии (рис. 1, кривые 1, 2). Уширение, при котором $\Delta H(90^\circ) \gg \Delta H(0^\circ)$, мы приписываем наличию в этих образцах внутренних напряжений, и только при косых ориентациях, когда $\Delta H(0^\circ) \approx \Delta H(90^\circ)$, — блочности образца.

Действительно, наблюдаемая ширина обусловлена шириной линии идеального образца $2\Delta g$ и неоднородного уширения, вызванного разориентацией оси и внутренними напряжениями $\Delta H_n^{[2,3]}$. При статистической независимости и гауссовом распределении Δg , $\Delta\theta$ и ΔH_n ширина линии любого перехода равна

$$\Delta H = 2 \sqrt{(\Delta g)^2 + \left(\frac{dH}{d\theta} \right)^2 \Delta\theta^2 + \Delta H_n^2(\theta)}, \quad (1)$$