

из изломом на кривой импульсного перемагничивания, характеризующей зависимость обратного времени перемагничивания от напряженности перемагничивающего поля.

С п и с о к] л и т е р а т у р ы

- [1] McNeal B. E., Pulliam G. R., Fernandez de Castro J. J., Warren P. M. // IEEE Trans. Magn. 1983. V. 19. N 5. P. 1766—1768.
- [2] Дудоров В. Н., Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 5. С. 1549—1552.
- [3] Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 5. С. 1559—1562.
- [4] Дудоров В. Н., Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 5. С. 849—851.
- [5] Рандошкин В. В. // Препринт № 23. М., Ин-т общей физики АН СССР, 1989. 21 с.
- [6] Йоргов Д. И., Колотов О. С., Погожев В. А. // Вестник МГУ. Сер. 3, физ., астроном. 1988. Т. 29. № 3. С. 94—97.
- [7] Йоргов Д. И., Колотов О. С., Погожев В. А. // Тез. докл. XVIII Всес. конф. по физике магнитных явлений. Калинин, 1988. С. 969—970.
- [8] Йоргов Д. И., Колотов О. С., Погожев В. А. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 3. С. 120—123.
- [9] Звездин А. К., Котов В. А. Магнитооптика тонких пленок. М., 1988. 190 с.
- [10] Мартынов А. Ф., Николаев Л. В., Рандошкин В. В., Телеснин Р. В., Червоненкис А. Я. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. № 13. С. 786—789.
- [11] Телеснин Р. В., Мартынов А. Ф., Рандошкин В. В., Социн А. И. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 3. С. 930—932.
- [12] Колотов О. С., Погожев В. А., Телеснин Р. В. // ПТЭ. 1986. № 1. С. 182—185.
- [13] Khodenkov H. E. // Phys. St. Sol. (a). 1979. V. 53. N 2. P. 103—105.
- [14] Малоземов А., Слоззуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М., 1979. 382 с.
- [15] Kleparskii V. G., Pinter J., Zimmer G. J. // IEEE Trans. Magn. 1981. V. 17. N 6. P. 2775—2777.
- [16] Иванов Л. П., Логгинов А. С. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 3. С. 1006—1022.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
18 мая 1989 г.

УДК 535.537. :587 311 322

Физика твердого тела, том 32, № 2, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 2, 1990

ПРИРОДА ДУБЛЕТА В ИЗЛУЧЕНИИ СВОБОДНЫХ БИЭКСИТОНОВ В AgBr

М. С. Бродин, А. О. Гуца, А. И. Петропавловский, В. В. Тищенко

Известно, что в непрямозонном полупроводнике AgBr весьма эффективен процесс междолинного рассеяния экситонов с участием $TA(X)$ и $LA(X)$ фононов. Этот процесс сопровождается энергетическую релаксацию «горячих» экситонов [1], неупругое экситон-экситонное соударение [2], излучательную рекомбинацию связанных на примеси биэкситонов [3]. В настоящей работе показано, что в сильно возбужденных кристаллах AgBr междолинный переброс экситонов приводит к новому каналу излучательного распада свободных биэкситонов.

Исследовались спектры фотолюминесценции (ФЛ) монокристаллов AgBr, выращенных из расплава в парах Br. Измерения проводились на автоматизированной установке на базе спектрометра ДФС-12. Для возбуждения ФЛ применялись непрерывный He—Cd ($\lambda=441.6$ нм) и импульсный N₂ ($\lambda=337.1$ нм) лазеры.

Типичные спектры экситонной ФЛ AgBr, характерные при интенсивности возбуждения < 50 кВт·см⁻², представлены на рис. 1, 1', 2. Природа полос ФЛ, формирующих этот спектр, обсуждалась в работах [2-4]. Нас будет интересовать полоса EM, связанная с излучением свободных биэкситонов. Увеличение уровня возбуждения приводит к появлению на длинноволновом крыле этой полосы новой полосы EM', максимум которой (465.2 нм) отстоит от максимума полосы EM (464.6 нм) на величину ~ 3.7 мэВ. По температурным свойствам и зависимости своей интенсивности от ин-

тенсивности возбуждения полоса EM' очень близка к полосе EM . Исходя из этого, мы предположили, что полоса EM' , как и EM , связана с излучательной аннигиляцией свободных биэкситонов.

Для подтверждения нашего предположения было проведено сравнение экспериментального дублета EM и EM' с теоретически рассчитанной формой контура полосы излучения свободных биэкситонов с допущением, что рекомбинация идет по двум разным каналам. Следуя [7], форму теоретической кривой в этом случае можно записать в виде

$$I(h\nu) = \sum_i \iint d\mathbf{q}d\mathbf{Q} \exp\left\{-\frac{E_0(\mathbf{Q})}{kT}\right\} |M_i|^2 \delta\{E_0(\mathbf{Q}) - E_s(\mathbf{q}) - E_s^0 - h\omega_i - h\nu\}, \quad (1)$$

где интегрирование проводится по всевозможным состояниям биэкситонов и экситонов, описываемых соответственно волновыми векторами \mathbf{Q} и \mathbf{q} ;

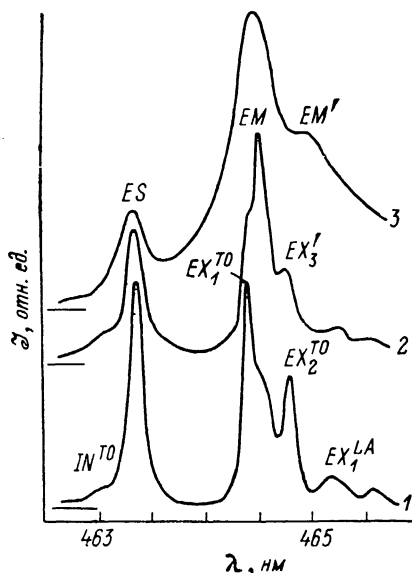


Рис. 1. Спектры экситонной ФЛ монокристаллов $AgBr$ при разных интенсивностях возбуждения.

1 — 10, 2 — 50 $kVt \cdot cm^{-2}$, 3 — 10 $MVt \cdot cm^{-2}$. Температура термоста 7.5 К. Кривые произвольно сдвинуты вдоль оси y .

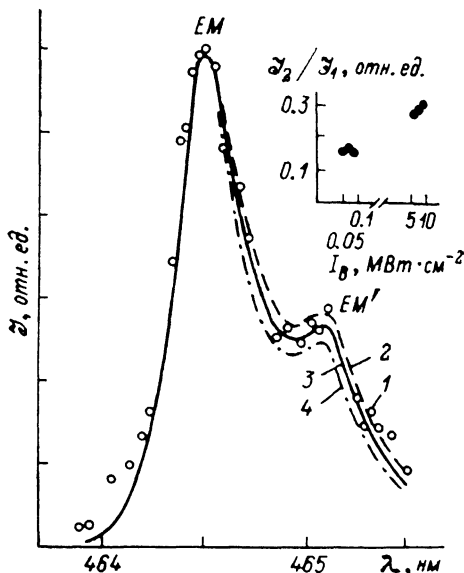


Рис. 2. Аппроксимация экспериментально наблюдаемого контура (I) полосы излучения свободных биэкситонов в $AgBr$.

Кривые 2—4 рассчитаны на ЭВМ с привлечением формул (1) и (2) со следующими значениями параметров: $T=9.5$ К, $h\omega_1=8.3$ мэВ, $h\omega_2=12.2$ мэВ, $M_{02}^2/M_{01}^2=0.3$, $a_0=4$ (2), 3.8 (3) и 3.6 нм (4). В расчете варьировались T , a_0 , $h\omega_1$, $h\omega_2$ и M_{02}^2/M_{01}^2 , при этом значение T влияло на коротковолновую часть, a_0 — на длинноволновую часть, $h\omega_1$ и $h\omega_2$ — на энергетическое положение рассчитываемого контура.

$E_0(\mathbf{Q})=h^2(\mathbf{Q}-2\mathbf{q}_L)^2/4m_s^*$ и $E_s(\mathbf{q})=h^2(\mathbf{q}-\mathbf{q}_L)^2/2m_s^*$ — кинетические энергии биэкситонов и экситонов (m_s^* — эффективная масса экситона); E_s^0 — величина экситонного терма; $i=1, 2$ — номер канала, по которому происходит излучение кванта $h\nu$; $h\omega_i$ — энергия фотона (или комбинации фотонов), испускаемого в процессе аннигиляции биэкситона. В расчете для матричного элемента дипольного момента соответствующего перехода использовалось модельное выражение [7]

$$M_i = M_{0i} [C(\frac{1}{2}\mathbf{Q} - \mathbf{q}) + C(\mathbf{q} - \frac{1}{2}\mathbf{Q})], \quad M_{0i} = \text{const}, \quad (2)$$

где $C(\mathbf{q}')=C_0/(\mathbf{q}'^2+a_0^{-2})$; a_0 — среднее расстояние между двумя дырками в биэкситоне; $C_0=\text{const}$.

Как видно из рис. 2, выражение (1) неплохо описывает наблюдаемый дублет EM и EM' при следующих значениях подгоночных параметров: $T=9.5$ К, $a_0=3.8$ нм, $h\omega_1=8.3$ мэВ, $h\omega_2=12.2$ мэВ, $M_{02}^2/M_{01}^2=0.3$.

Интерпретация канала распада биэкситонов, вызывающего появление полосы EM , не вызывает сложности. Энергия $\hbar\omega_1=8.3$ мэВ соответствует энергии разрешенного $TO(L)$ фонона [1], а это означает, что биэкситон аннигилирует через виртуальное состояние непрямого экситона с испусканием сохраняющего волновой вектор $TO(L)$ фонона. При этом, конечно же, другой экситон, входящий в состав биэкситона, переходит в реальную экситонную долину в L точке зоны Бриллюэна. С полосой EM' ситуация не так однозначна. Дело в том, что энергия $\hbar\omega_2=12.2$ мэВ очень близка к энергии разрешенного правилами отбора $LA(L)$ фонона ($\hbar\omega_{LA}=\approx 11.9$ мэВ [1]) и к линейной комбинации $TA(X)$ и $TO(L)$ фононов ($\hbar\omega_{TA}=\approx 3.9$ мэВ [1]). Тем не менее известно, что отношение матричных элементов для рассеяния экситонов на $TO(L)$ и $LA(L)$ фононах равно $|M_{TO}^2/M_{LA}^2|=\approx 0.16$ [8]. В нашем случае $|M_{02}^2/M_{01}^2|=\approx 0.3$. Это, по-видимому, означает, что EM' компонент биэкситонного дублета появляется в результате суммарного действия двух энергетически почти эквивалентных каналов. В одном из них распад биэкситона идет через виртуальное состояние непрямого экситона с испусканием $LA(L)$ фонона, а в другом происходит переброс экситона на $TA(X)$ фононе в трансляционно неэквивалентную L точку зоны Бриллюэна с последующим испусканием $TO(L)$ фонона. Причем вероятность переброса возрастает по мере увеличения чисел заполнения экситонных долин, т. е. по мере роста уровня возбуждения кристалла, что объясняет экспериментальную зависимость на вставке к рис. 2.

В заключение укажем, что обсуждаемый дублет в $AgVg$ нельзя связать с синглет-триплетным расщеплением биэкситонного уровня за счет кулоновского отталкивания дырок из различных долин [9]. В самом деле, для экситона в $AgVg$ величина обменного взаимодействия ~ 0.3 мэВ [10], что на порядок меньше энергетического интервала между компонентами наблюдаемого дублета. Для биэкситона это расщепление должно быть еще меньше в силу большего его радиуса по сравнению с экситоном. Кроме того, из термодинамических соображений следует ожидать большей заселенности энергетически более стабильного состояния, что не соответствует соотношению интенсивностей наблюдаемых компонент дублета.

Список литературы]

- [1] Windscheif J., von der Osten W. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1980. V. 13. N 12. P. 6299—6311.
- [2] Бродия М. С., Гуца А. О., Тищенко В. В. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 7. С. 2064—2068.
- [3] Kleinfeld Th., von der Osten W. // Phys. St. Sol. (b). 1984. V. 125. N 1. P. 293—303.
- [4] Sliwczuk U., Nakamura K., von der Osten W. // Sol. St. Comm. 1983. V. 45. N 12. P. 1013—1016.
- [5] Kanzaki H., Sakuragi Sh. // J. Phys. Soc. Jap. 1969. V. 27. N 1. P. 109—125.
- [6] Hulin D., Mysyrowicz A., Combescot M. e. a. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. N 18. P. 1169—1172.
- [7] Cho K. // Optics Comm. 1973. V. 8. N 4. P. 412—416.
- [8] Sliwczuk U., Stolz H., von der Osten W. // Phys. St. Sol. (b). 1984. V. 122. N 1. P. 203—209.
- [9] Quattropani A., Forney J. J., Bassani F. // Phys. St. Sol. (b). 1975. V. 70. N 2. P. 497—504.
- [10] Kyrila S., Kobayashi K. // J. Phys. Soc. Jap. 1978. V. 44. N 5. P. 1583—1587.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
30 мая 1989 г.