

НАСЫЩЕНИЕ ЭПР И ЭКСИТОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

В $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$

А.В.Малявкин, А.А.Дремин

Показано, что в условиях сильного насыщения ЭПР можно существенно повысить спиновую температуру в магнитопримесной системе в полумангнитном полупроводнике, что приводит к уменьшению магнитооптических эффектов, связанных с гигантским спиновым расщеплением. Методом оптического детектирования измерено время спин-решеточной релаксации магнитопримесной системы.

В полупроводниках, сильно легированных магнитной примесью и называемых полумангнитными полупроводниками, наблюдаются магнитооптические эффекты, обусловленные гигантским спиновым расщеплением в магнитном поле (ГСР) ¹⁻³. ГСР возникает вследствие обменного взаимодействия электронов из зоны проводимости и валентной зоны с магнитными ионами, поляризованными по спину во внешнем магнитном поле. Его величина пропорциональна намагниченности магнитопримесной системы и при гелиевых температурах превышает зеемановское расщепление в десятки раз. Люминесценция $\text{Cd}_{0,99}\text{Mn}_{0,01}\text{Se}$ в магнитном поле изучалась в работе ³, и там наблюдался распад экситонно-примесного комплекса на нейтральном доноре в условиях ГСР. Если величина ГСР для электрона превышает энергию связи экситона с нейтральным донором, то состояние связанного экситона становится энергетически невыгодным относительно распада с переворотом спина электрона, потому что два электрона в комплексе образуют спиновый синглет. При насыщении ЭПР Mn^{++} происходит уменьшение намагниченности Mn^{++} , определяющей величину ГСР, и следовательно, смещение линий в спектре люминесценции. На этом основан метод оптического детектирования ЭПР в полумангнитных полупроводниках ⁴.

В эксперименте использовались образцы $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ с концентрацией $\text{Mn } x = 0,01$ размером около $1\text{мм} \cdot 1\text{мм} \cdot 30\text{мкм}$. Гексагональная ось c была направлена перпендикулярно плоскости образца вдоль постоянного магнитного поля, измерения люминесценции производились в геометрии Фарадея. Люминесценция возбуждалась линией аргонового лазера $\lambda = 5145 \text{ \AA}$ мощностью около 10 мВт. Образец помещался в центре цилиндрического медного резонатора с добротностью $Q \sim 2000$, в котором возбуждалась H_{011} -мода. Генератор СВЧ мощностью до 5 Вт позволял получать в резонаторе магнитное поле с амплитудой порядка 1 Э на частоте 35,1 ГГц. Для измерений кинетики релаксации намагниченности использовался режим 100% модуляции СВЧ мощности прямоугольными импульсами с частотой от 1 до 4 кГц, длительность фронтов была меньше 1 мкс. Анализ спектра люминесценции с помощью строб-интегратора, синхронизованного с прямоугольными импульсами, позволял наблюдать кинетику линий люминесценции после выключения СВЧ поля.

На рис. 1 показаны спектры люминесценции $\text{Cd}_{0,99}\text{Mn}_{0,01}\text{Se}$ без магнитного поля (пунктир) и в магнитном поле 12,5 кЭ при разных амплитудах резонансного СВЧ поля. Эффект ГСР приводит к сильному сдвигу линии экситона, связанного на нейтральном доноре ($D^0 X$), и появлению линии свободного экситона (X) вследствие распада экситонно-примесных комплексов. При используемых мощностях оптической накачки происходит некоторый перегрев образца. Зная величины обменных интегралов ⁵, из положения линии в магнитном поле можно определить намагниченность Mn^{++} и температуру решетки; она оказалась равной 3,5 К. Резонансное СВЧ поле повышает спиновую температуру Mn^{++} , что приводит к уменьшению намагниченности и величин ГСР, и смещает линию $D^0 X$ в сторону высоких энергий. Максимальное достигнутое значение спиновой температуры составляет около 80 К, дальнейшее повышение амплитуды СВЧ поля приводило к ударной ионизации связанных мелких состояний и сильному разогреву образца из-за поглощения СВЧ свободными носителями. До порога ионизации, судя по виду спектра люминесценции, разогрев образца СВЧ полем не превышает нескольких градусов.

Форма линии ЭПР Mn^{++} показана на рис. 2. Вообще говоря, спектр ЭПР Mn^{++} в полупроводниках A_2B_6 со структурой вюрцита состоит из 30 линий, расщепление между которыми обусловлено сверхтонким взаимодействием с ядром Mn^{55} и кристаллическим полем⁶. При концентрации $Mn\ x = 0,01$ сверхтонкая и тонкая структура спектра ЭПР не разрешается⁷, и мы наблюдаем одну бесструктурную линию шириной около 200 Э. В форму линии ЭПР дает вклад неоднородное уширение, тем не менее, магнитопримесная система при насыщении ЭПР в центре резонансной линии размагничивается практически полностью. Это свидетельствует о том, что кросс-релаксация в магнитопримесной системе происходит достаточно быстро, и ее можно описать одной спиновой температурой, а линию ЭПР рассматривать как однородную⁸.

При измерениях с временным разрешением в режиме модуляции после выключения СВЧ поля наблюдалась релаксация спектра к своему равновесному виду в магнитном поле. Максимум линии D^0X экспоненциально возвращался к своему равновесному положению с постоянной времени 60 мкс. Эта величина равна времени продольной релаксации намагниченности T_1 при температуре решетки 3,5 К. Спин-решеточная релаксация ионов группы железа обусловлена орбитально-решеточным взаимодействием, которое влияет на спин через спин-орбитальное взаимодействие⁹. Спин-решеточная релаксация ионов Mn^{++} в образцах с концентрацией $x \sim 10^{-5}$ происходит довольно медленно, ($\tau \sim 10^{-1}c$)^{10, 11}, так как в основном состоянии Mn^{++} имеет нулевой орбитальный момент, и спин-орбитальное взаимодействие проявляется за счет подмешивания кристаллическим полем состояний с ненулевым орбитальным моментом. Большая скорость спин-решеточной релаксации в образцах с концентрацией $Mn\ x \sim 0,01$ скорее всего, связана с локальными кристаллическими полями, которые вызывают более сильное смешивание.

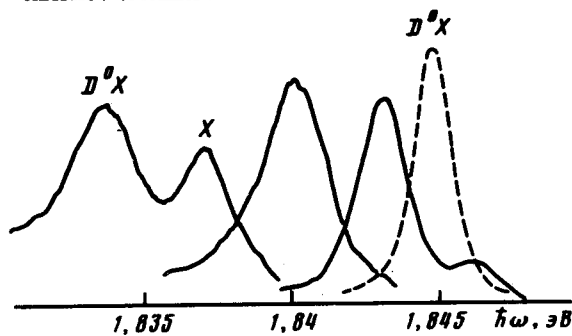


Рис. 1

Рис. 1. Спектры люминесценции $Cd_{0,99}Mn_{0,01}Se$ в магнитном поле 12,5 кЭ при различных степенях насыщения ЭПР. Пунктиром показан спектр люминесценции без магнитного поля

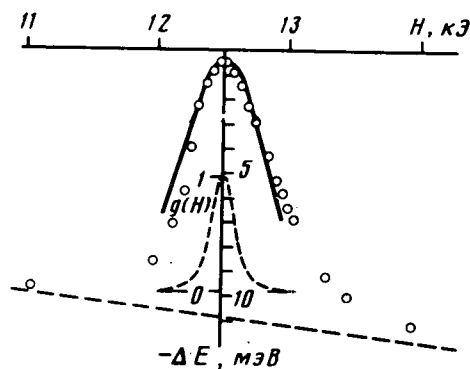


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость смещения максимума линии D^0X от магнитного поля при сильном насыщении ЭПР вблизи резонанса (экспериментальные точки \circ). Пунктирная прямая – зависимость смещения линии в отсутствие СВЧ-поля, сплошная кривая рассчитана по теории Бломбергера, Перселла, Паунда. Пунктирная кривая – форма ненасыщенной линии ЭПР $g(H)$

Для спиновой системы с временем кросс-релаксации короче, чем время продольной релаксации, применим термодинамический подход, в котором вводится зеемановский энергетический резервуар, соответствующий взаимодействию с внешним магнитным полем, и резервуар локальных полей, каждый из которых имеет свою температуру^{8, 12}. При наблюдении ЭПР в стационарном режиме влияние второго резервуара сказывается на форме линии. В отличие от теории Бломбергера, Перселла, Паунда (БПП)¹³, в которой при увеличении степени насыщения ЭПР линия бесконечно уширяется, в этом случае форма линии стремится к лоренцевой функции с шириной $H_L (T_1/T_1')^{1/2}$, где H_L – средняя величина локального поля, T_1' – время спин-решеточной релаксации для резервуара локальных полей. Поскольку смещение линии люминесценции D^0X в магнитном поле пропорционально намагниченности Mn^{++} , мы попытались описать зависимость величины смещения ΔE как функцию от H при мощной СВЧ накачке (рис. 2). Сплошная кривая на рис. 2 соответствует формуле $\Delta E = \Delta E_0 / (1 + Kg(H))$, кото-

рая следует из БПП, где ΔE_0 – смещение без СВЧ поля, K – фактор насыщения в центре резонанса, $g(H)$ – форма ненасыщенной линии ЭПР, нормированная по максимуму на единицу. Экспериментальные точки не указывают на сужение экспериментальной кривой по сравнению с вычисленной из теории БПП, это свидетельствует о том, что $T_1' \ll T_1$, т.е. резервуар локальных полей очень быстро отдает энергию в решетку и не оказывает существенного влияния на форму линии.

В заключение авторы выражают благодарность С.И.Губареву, Э.И.Рашба и В.Б.Тимофееву за полезные обсуждения результатов работы.

Литература

1. Комаров А.В., Рябенко С.М., Жеру И.И., Иванчук Р.Д. ЖЭТФ, 1977, 73, 608.
2. Galazka R.R. Proc. 14-th Int. Conf. Phys. of Semiconductors. Ed. V.L.H.Wilson, Edinbrough, 1978, p.138.
3. Губарев С.И., Шенель Б.Н. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 528.
4. Malyavkin A.V. Phys. Stat. Sol., 1983, 115, 353.
5. Agarwal R.L., Jasperson S.N., Stankiewicz I., Shapira Y., Foner S., Khazai B., Wold A. Phys. Rev., 1983, B28, 6907.
6. Lambe J., Kikuchi C. Phys. Rev., 1960, 119, 1256.
7. Oseroff S.B. Phys. Rev., 1982, B25, 6584.
8. Clough S. Scott C.A. J. Phys. C, 1968, 1, 919.
9. Blume M., Orbach R. Phys. Rev., 1962, 127, 1587.
10. Wagner G.R., Murphy J., Castle J.G.Jr. Phys. Rev., 1973, B8, 3103.
11. Братусь В.Я., Зарицкий И.М., Кончиц А.А., Пекар Г.С., Шанина Б.Д. ФТТ, 1976, 18, 2311.
12. Ацаркин В.А., Родак М.И. УФН, 1972, 107, 3.
13. Blombergen N., Pursell E.M., Pound R.V. Phys. Rev., 1948, 73, 679.