

чение  $\Delta$  для линий этого перехода гораздо выше, чем у соответствующих линий «горячей» полосы. Этот факт объясняется, по-видимому, тем, что колебательный обмен внутри антисимметричной моды молекул  $\text{CO}_2$  происходит значительно более интенсивно, чем колебательный обмен с участием смешанных состояний. Вследствие этого генерация на линиях «горячей» полосы независима, а из полос секвенции преимущество имеет первая полоса, на линиях которой величина  $\Delta$  значительно больше. Из рисунка (а) видно, что интенсивность генерации линий перехода  $01^{11}-11^{10}$  на порядок меньше интенсивности линий основного перехода.

При повышении  $T$  до 500 К величины  $\Delta$  для ряда линий перехода  $00^{01}-10^{00}$  согласно расчетам выравниваются и можно ожидать одновременной генерации на нескольких колебательно-вращательных линиях этого перехода. Экспериментально наблюдалась генерация на линиях  $P16_{\Gamma}$ ,  $P18_{\Gamma}$  и  $P20_{\Gamma}$  (см. рисунок, б). В то же время интенсивность генерации линий  $P19_{\Gamma}$  и  $P20_{\Gamma}$  уменьшилась в два раза, а линия  $P21_{\Gamma}$  не наблюдалась. Дальнейшее повышение температуры ведет к выравниванию значений  $\Delta$  для ряда линий как первой, так и второй полос секвенции и, следовательно, возможна генерация одновременно на нескольких линиях обоих переходов, что и наблюдалось в эксперименте. Из рисунка (в, г) видно, что генерация на линиях «горячего» перехода отсутствует. Это объясняется тем, что при  $T > 500$  К значения  $\Delta$  для линий этого перехода становятся отрицательными, т. е. потери превышают усиление. Из линий второй полосы секвенции наблюдаются  $P13_{\Pi}$  и  $P17_{\Pi}$ . Сравнение рисунков в и г показывает, что при повышении температуры газа в кювете интенсивность генерации падает и одновременно «перекачивается» из линий  $P20_{\Gamma}$  в линии  $P16_{\Gamma}$  и  $P18_{\Gamma}$  из-за увеличения потерь на линиях с большими значениями вращательного числа  $J$ . С ростом температуры величина  $\Delta$  падает значительно быстрее для линий первой полосы секвенции, вследствие чего заметен рост интенсивности линий второй полосы.

Следует заметить, что специальные эксперименты по оптимизации параметров установки не проводились, а поэтому максимальная мощность излучения лазера не превышала 100 кВт. Оптимизация параметров установки позволит значительно повысить интенсивность излучения, содержащего одновременно несколько колебательно-вращательных линий различных переходов ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Трушин С. А., Чураков В. В. Письма в ЖТФ, 1978, 4, № 11, с. 663.  
 [2] Nath A. K., Chatterjee U. K. IEEE of Quant. Electron., 1980, 16, N 11, p. 1263. [3] Бертель И. М. и др. Квант. электроника, 1981, 8, № 2, с. 356.

Поступила в редакцию  
13.12.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 4

УДК 539.293 : 538

#### ВЛИЯНИЕ ЗАМЕЩЕНИЯ ИОНОВ $\text{Mn}$ ИОНАМИ $\text{Fe}$ НА ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ — ПОЛУПРОВОДНИК В МАНГАНИТАХ

Е. П. Свирина, Л. П. Шляхина, М. М. Лукина, В. Нтахомвукийе (Бурунди)  
 (кафедра общей физики для естественных факультетов)

Известно, что манганиты  $\text{La}_{1-x}\text{Me}_x\text{MnO}_3$ , где  $\text{Me} = \text{Pb}, \text{Sr}, \text{Ca}, \text{Cd}$  и другие ионы двухвалентных металлов, имеют структуру перовскита и обладают различными магнитными и электрическими свойствами в за-

зависимости от их состава, искажений решетки и температуры. В этих материалах установлена взаимосвязь электрических и магнитных свойств. Например, в районе точки Кюри при повышении температуры в некоторых манганитах обнаружены переходы металл — полупроводник, большие значения  $\Delta\rho/\rho$  и  $\Delta\rho/\Delta T$ .

В работах [1—4] показано, что при замещении трехвалентных ионов  $\text{La}^{3+}$  двухвалентными ионами  $\text{Me}^{2+}$  увеличивается число ионов  $\text{Mn}^{4+}$ , растут удельная спонтанная намагниченность  $\sigma_s$  и температура Кюри  $T_C$ , уменьшается электросопротивление  $\rho$ .

Отмеченные и другие особенности манганитов позволяют отнести эти материалы к интересным объектам для исследования их кинетических эффектов с целью изучения влияния магнитного порядка на структуру энергетических зон и механизм рассеяния носителей тока.

В нашей работе ставилась задача выяснить влияние частичного замещения ионов  $\text{Mn}$  ионами  $\text{Fe}$  на магнитные и электрические свойства монокристаллов:  $\text{La}_{0,6}\text{Pb}_{0,4}\text{Fe}_y\text{Mn}_{1-y}\text{O}_3$ , где  $y=0; 0,10; 0,15; 0,22$ . Такие исследования необходимы для понимания физической природы перехода металл — полупроводник в манганитах. Измерены коэффициент термоЭДС  $\alpha$ , удельная спонтанная намагниченность  $\sigma_s$ , электросопротивление  $\rho$ , магнитосопротивление  $\Delta\rho/\rho$  при температурах от 80 до 800 К и магнитных полях до 14 кЭ. Методы нанесения контактов, выращивания кристаллов и измерения исследованных физических параметров описаны нами в статье [5].

На рис. 1 приведены кривые  $\rho(T)$  для исследованных монокристаллов. Видно, что с увеличением концентрации ионов  $\text{Fe}$  электросопротивление  $\rho$  растет, максимум кривой  $\rho(T)$  смещается в область более низких температур и исчезает при значении  $y=0,22$ . При этом удельная спонтанная намагниченность и температура Кюри понижаются (см. таблицу). В парамагнитной области для каждого из образцов  $\ln\rho$  линейно зависит от  $1/T$  и энергия активации процесса электропроводности  $\Delta E_p$  возрастает с увеличением  $y$  (см. рис. 2 и таблицу).

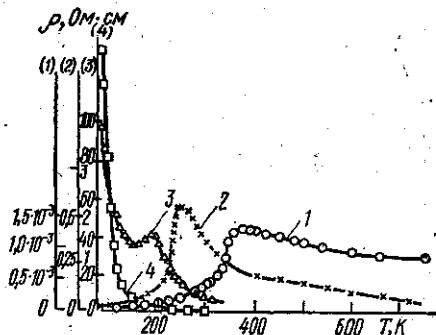


Рис. 1. Зависимость электросопротивления  $\rho$  от температуры для образцов 1, 2, 3, 4 (см. таблицу)

№ образца	$y$	$T_C$ , К	$\sigma_s$ , Гс·см <sup>3</sup> ·г <sup>-1</sup> (при 100 К)	$\Delta E_p$ , эВ (при $T > T_C$ )	$\Delta E_p$ , эВ (при $T < T_C$ )
1	0	335	80	0,004	
2	0,10	235	55	0,07	
3	0,15	185	50	0,08	0,02
4	0,22	175	40	0,10	0,05

На рис. 3 представлена зависимость коэффициента термоЭДС  $\alpha$  для исследованных образцов. Отметим, что в парамагнитной области отрицательная составляющая коэффициента  $\alpha$  возрастает с увеличением температуры. При этом  $\alpha$  линейно зависит от  $1/T$ . Известно, что в парамагнитной области рассеяние на магнитных неоднородностях слабо зависит от температуры и поэтому можно считать, что температурные зависимости  $\rho$  и  $\alpha$  в исследованных образцах обусловлены в

основном изменением концентрации носителей тока, а не их подвижности.

Учитывая тот факт, что с увеличением температуры электросопротивление  $\rho$  падает, а отрицательная составляющая коэффициента термоЭДС  $\alpha$  растет, можно сделать вывод о том, что за температурную зависимость  $\rho$  и  $\alpha$  в парамагнитной области ответственно возрастание  $n$  — концентрации электронов проводимости. Отсюда следует, что в парамагнитной области экспериментальные значения  $\Delta E_0$  определяют величину энергии активации электронов проводимости в исследованных манганитах.

В ферромагнитной области  $\rho$  и  $\alpha$  сложным образом зависят от температуры, особенно в районе точки Кюри, что обусловлено существенным изменением рассеяния на магнитных неоднородностях. В об-

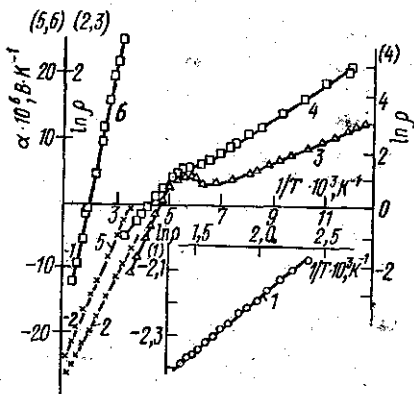


Рис. 2. Зависимость  $\ln \rho$  от  $1/T$  для образцов 1, 2, 3, 4 (соответственно кривые 1—4) и зависимость коэффициента термоЭДС  $\alpha$  от  $1/T$  для образцов 2 (5) и 4 (6)

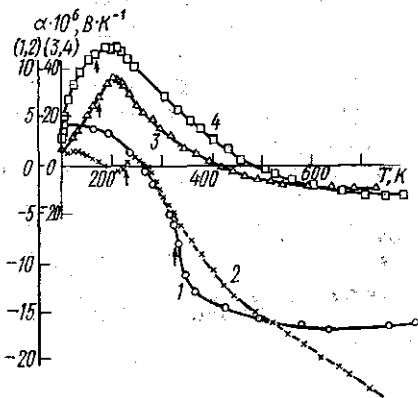


Рис. 3. Зависимость коэффициента термоЭДС  $\alpha$  от температуры для образцов 1, 2, 3, 4. Стрелки у кривых указывают температуру Кюри

разцах 1 и 2, обладающих металлической проводимостью ( $n = \text{const}$ ), при температуре Кюри  $T_c$  имеет максимум не только  $\Delta\rho/\rho$ , но и  $\Delta\rho/\Delta T$ .

Если же в ферромагнитной области электропроводность имеет полупроводниковый характер (образцы 3 и 4), то степень влияния магнитного вида рассеяния на температурную зависимость  $\rho$  и  $\alpha$  определяется скоростью изменения концентрации носителей тока, т. е. шириной запрещенной зоны (см. рис. 1 и 2, кривые 3 и 4).

Кроме того, нами установлено, что при некоторой концентрации ионов Fe в исследованных манганитах при температурах ниже точки Кюри металлический тип проводимости меняется на полупроводниковый и при последующем увеличении содержания железа энергия активации  $\Delta E_0$  возрастает. Показано также, что значение  $\Delta E_0$  существенно зависит от магнитного порядка: с понижением температуры при переходе через точку Кюри величина  $\Delta E_0$  уменьшается (образцы 3 и 4) или становится равной нулю (образцы 1 и 2).

Отсюда мы делаем заключение, что причина перехода металл—полупроводник в манганитах связана с влиянием обменной энергии на ширину запрещенной зоны. Из анализа экспериментальных данных следует, что величина обменной энергии близка к значению 0,05 эВ (см. таблицу).

Уменьшение спонтанной намагниченности и температуры Кюри с ростом содержания ионов Fe в манганитах можно понять на основе имеющихся литературных данных [6,3]. Известно, что в смешанных манганитах со структурой перовскита преобладает положительное косвенное обменное взаимодействие  $Mn^{3+}-Mn^{4+}$ , которое ответственно за ферромагнитные свойства этих материалов. Замещение ионов  $Mn^{3+}$  ионами  $Fe^{3+}$  уменьшает число пар  $Mn^{3+}-Mn^{4+}$  и увеличивает относительный вклад отрицательного косвенного обменного взаимодействия в манганитах, что способствует снижению  $\sigma_s$  и  $T_c$ .

На основании анализа экспериментальных данных можно сделать вывод, что переход металл—полупроводник в манганитах в районе температуры Кюри обусловлен влиянием обменного взаимодействия на структуру энергетической зоны. Замещение ионов Mn ионами Fe приводит к увеличению ширины запрещенной зоны, и поэтому при некоторой концентрации ионов Fe имеет место изменение типа проводимости (с металлической на полупроводниковую) при температурах  $T < T_c$ .

Мы благодарим профессора К. П. Белова за интерес к работе и участие в обсуждении результатов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Lotgering F. K. Phillips Res. Rep., 1970, 25, N 1, p. 8. [2] Oretzki M. J. Can. J. Phys., 1970, 48, p. 346. [3] Searle C. W., Wang S. T. Can. J. Phys., 1970, 48, p. 2023. [4] Белов К. П. и др. ФТТ, 1978, 20, с. 3492. [5] Свирина Е. П., Шляхина Л. П., Лукина М. М. ФТТ, 1982, 24, с. 3428. [6] Leung L. K., Evans B. G. Can. J. Phys., 1969, 47, p. 2697.

Поступила в редакцию  
17.12.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 4

УДК 539.172.5

### ОСОБЕННОСТИ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ $\gamma$ -КВАНТОВ ПРИ ДЕВОЗБУЖДЕНИИ ЯДЕР В ПРОЦЕССАХ ДИФРАКЦИОННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ

В. Л. Коротких, Н. И. Старков

(НИИЯФ)

Возбуждение дискретных уровней ядер в процессах дифракционного рождения частиц позволяет решить проблему выделения канала реакции с определенным конечным состоянием ядра и исследовать механизм возбуждения ядра. Первой экспериментальной работой в этом направлении является работа Асколи и др. [1], в которой было измерено дифференциальное сечение по переданному ядру импульсу в реакции  $^{12}C(\pi, 3n) ^{12}C^*(2^+; 4,44 \text{ МэВ})$  при импульсе пионов 6 ГэВ/с. В работе Балашова и др. [2] были заложены основы теории возбуждения ядер в дифракционном рождении и впервые показана роль двухступенчатого механизма возбуждения ядра в процессах рождения.

Настоящая работа является продолжением теоретического исследования, начатого в работе [2], и посвящена изучению углового распределения  $\gamma$ -квантов от девозбуждения ядра. Знание особенностей углового распределения  $\gamma$ -квантов необходимо для получения нормировки измеряемого сечения процесса. Правильная интерпретация этих особенностей позволяет разделить и выявить влияние кинематических и динамических факторов, определяющих процесс возбуждения ядра в дифракционном рождении частиц.