

## ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 538.22:539.28

### СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПОЛУМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА NiMnSb И CoMnSb

П. Н. Стеценко, В. В. Суриков, П. В. Чеповский, М. А. Мостафа (АРЕ)

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Методом ядерного спинового эха измерено распределение сверхтонких полей на ядрах  $^{55}\text{Mn}$  в сплавах нового класса магнитных материалов: NiMnSb и CoMnSb. Показано, что некоторые особенности спектров свидетельствуют о высокой поляризации электронов проводимости в сплавах Гейслера со структурой  $\text{C1}_b$ .

В работе [1] с помощью расчетов зонных структур сплавов Гейслера было показано, что изменение точечной симметрии узлов Mn от  $O_h$  в соединениях  $\text{X}_2\text{YZ}$  (Mn находится в Y-узлах) к  $T_d$  в  $\text{C1}_b$ -типе структур с общей формулой XYZ дает новый класс материалов — полуметаллические ферромагнетики. Одной из уникальных особенностей этих материалов, по предсказанию авторов [1], должна быть высокая поляризация электронов проводимости: на уровне Ферми ожидается 100%-я спиновая поляризация.

Среди экспериментальных методов одним из наиболее чувствительных к особенностям поляризации электронов проводимости вокруг атомов Mn является метод ядерного спинового эха. Но пока существенных особенностей в распределении сверхтонких полей на ядрах  $^{55}\text{Mn}$  в сплавах XYZ не обнаружено. Например, в работе [2] спектр ядерного спинового эха  $^{55}\text{Mn}$  в PtMnSb не имеет никаких принципиальных отличий от спектров Mn в соединениях типа  $\text{X}_2\text{YZ}$ . Но поиск, конечно, интересно продолжить. Поэтому в настоящей работе сообщается об измерениях в двух «классических» полуметаллах: NiMnSb и CoMnSb.

Образцы приготавливались следующим образом: порошки составляющих элементов тщательно перемешивались и затем спрессовывались. Спрессованные заготовки плавилась в индукционной печи в атмосфере аргона, запаивались в откачанные кварцевые ампулы, отжигались при  $800^\circ\text{C}$  в течение 5 сут и медленно охлаждались. Рентгенографический анализ показал, что образцы содержат требуемую кубическую фазу.

Сверхтонкие поля на ядрах  $^{55}\text{Mn}$  измерялись методом ядерного спинового эха при температуре 4,2 К. На рис. 1 показан спектр для NiMnSb. Основной пик находится на частоте 299,8 МГц. Относительно этой частоты пик резко асимметричен. В области частот выше частоты основного пика спектр довольно широкий, что указывает на наличие неразрешенных спутных линий. Ниже частоты основного пика ситуация отличается: интенсивность сигнала спинового эха быстро уменьшается более чем в сто раз.

Можно предположить, что столь четкая асимметрия является следствием полуметаллического характера зонной структуры NiMnSb: как показано в [1], в сплаве NiMnSb электроны зоны большего заполнения обладают свойствами обычной металлической зоны, а для зоны меньшего заполнения характерны полупроводниковые свойства. В идеально упорядоченной структуре одна из четырех подрешеток не заполнена. Поэтому при возможных отклонениях в распределении магнитных атомов Mn, особен-

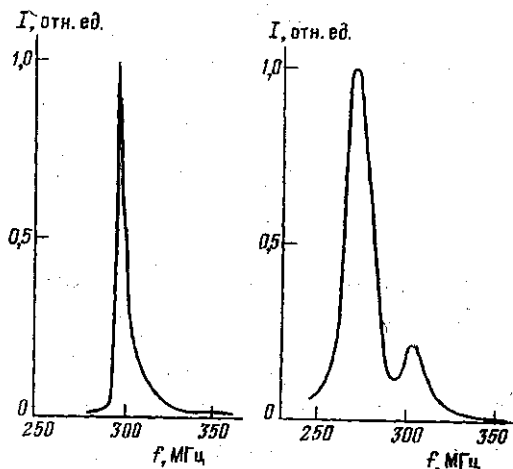


Рис. 1

Рис. 2

но при некотором избытке содержания марганца в сплаве, атомы марганца попадают в узлы Z, которые расположены ближе к узлам Y, чем узлы Y (ближайший к Mn сосед расположен в C1<sub>2</sub> в третьей координационной сфере), что и приводит к сдвигу резонансной частоты в большую сторону. Свой вклад в асимметрию спектра вносит и совпадение частот резонанса <sup>55</sup>Mn и <sup>121</sup>Sb [3].

Однако приведенный на рис. 2 спектр ядерного спинового эха сплава CoMnSb явно выраженной асимметрии не имеет. Но у него есть другая особенность: основной резонансный пик (диамного шире аналогичного пика в NiMnSb. Это может быть связано с существенным влиянием атомов Co на магнитные моменты атомов Mn. Действительно, если сравнить данные разных авторов (таблица), то легко увидеть, что присутствие кобальта, уменьшает магнитный момент атомов Mn. Поэтому вариация содержания кобальта, уменьшает магнитный момент атомов Mn. Поэтому вариация содержания кобальта в ближних координационных сферах приводит к вариации моментов Mn, что и дает значительное уширение линии, скрадывая ее асимметрию. Но все же некоторая интегральная асимметрия спектра спинового эха CoMnSb наблюдается. Можно предположить, что симметрия спектров ядерного спинового эха сплавов с C1<sub>2</sub>-структурой обладает повышенной чувствительностью к упорядоченности атомов и стехиометричности составов. Особенно этим должны отличаться сплавы, где единственными носителями магнитных моментов являются атомы Mn, тем более если их окружение состоит из элементов, слабо влияющих на локальный магнитный момент.

Параметры решетки, температуры Кюри и магнитные моменты соединений NiMnSb и CoMnSb

Сплав	$a_0, \text{Å}$	$T_c, \text{K}$	$\mu_{\text{ио.}} [\mu_B]$	Источник
NiMnSb	5,903	750	3,8	[4]
	5,923 (300 K)	730	3,85 (77 K)	[5]
	5,909 (80 K)			
	5,904	750	3,8	[6]
	5,925	730	4,08	[7]
	5,927	728	4,2	[8]
CoMnSb	5,888	490	4,0	[4]
	5,875 (300 K)	468	$\mu_{\text{Mn}} = 3,5$ $\mu_{\text{Co}} = 0,3$ (77 K)	[5]
	5,853 (80 K)			
	5,890	490	$\mu_{\text{Mn}} = 3,3$	[6]
	5,875	490	3,93	[7]
	5,875	478	4,2	[8]

В изучаемых сплавах у марганца в первой координационной сфере находят ся X-атомы, поэтому при замене не несущего магнитный момент никеля на кобальт с магнитным моментом около 0,3 $\mu_B$  можно было бы ожидать сдвига спектра в сторону больших частот. Но в действительности, как видно из рис. 1 и 2, спектр смещается в сторону низких частот почти на 30 МГц. Это является следствием конкуренции вкладов в сверхтонкое поле собственного магнитного момента марганца и магнитных моментов окружения. Решающий вклад вносит отмеченное выше уменьшение магнитного момента марганца.

В целом можно заключить, что изучение сверхтонких полей в сплавах NiMnSb и CoMnSb подтверждает существование в сплавах Гейслера со структурой C1<sub>2</sub> высокой поляризации электронов проводимости. Тот факт, что в отмеченной выше работе [2] не наблюдалось асимметрии спектра спинового эха на <sup>55</sup>Mn, может объясняться особенностями магнитного состояния ионов марганца в сплаве PtMnSb, а также высокой стехиометричностью состава. Но в [2] можно отметить другое свидетельство в пользу повышенной поляризации электронов проводимости в C1<sub>2</sub>-сплавах — «гигантские» сверхтонкие поля на ядрах платины.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] De Groot R. A., Mueller F. M., van Engen P. G., Büschow K. H. J. // Phys. Rev. Lett. 1983. 50. P. 2024. [2] Malik S. K., Damle S. D., Vijayaraghavan R. et al. // Solid State Comm. 1974. 15. P. 953. [3] Hihara T., Kawakami M., Kasaya M., Enokiya H. // J. Phys. Soc. Japan. 1969. 26. P. 1061. [4] Castelliz L. // Z. Metallkde. 1955. 46. P. 201. [5] Szytuła A., Dimitrije-

vić Z., Todorović J.//Phys. Stat. Sol. (a). 1972. 9. P. 97. [6] Таммаев С. Т., Валиев Х. Х., Иркаев С. М., Кузьмин Р. Н.//ФММ. 1974. 37. С. 285. [7] De Groot R. A., van der Kraan A. M., Buschow K. H. J.//J. Magn. and Magn. Mat. 1986. 61. P. 330. [8] Otto M. J., Feil H., van Woerden R. A. M. et al.//Ibid. 1987. 70. P. 33.

Поступила в редакцию  
29.07.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 5

УДК 621.315.592

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ $Pb_{1-x}Sn_xTe_{1-y}Se_y$

Е. Н. Королева, А. И. Лебедев, И. А. Случинская

(кафедра физики полупроводников)

В электрических исследованиях кристаллов  $Pb_{1-x}Sn_xTe_{1-y}Se_y$  с  $x \leq 0,2$  обнаружено появление фазового перехода при замещении теллура на селен. Оно объясняется кооперативным движением нецентральных атомов Sn в условиях, когда их туннельное движение подавлено в результате анионного замещения.

В настоящее время все большее внимание уделяется исследованию многокомпонентных твердых растворов полупроводников группы  $A^4B^6$ . Малоизученными свойствами этих кристаллов являются низкотемпературные фазовые переходы (ФП), существенно изменяющие их электронную структуру и физические свойства. В работах [1—3] нами были изучены особенности протекания сегнетоэлектрических ФП в четверных твердых растворах, содержащих атомы нецентральных примесей (Ge и S в PbTe, Ge в PbSe). Было показано, что введение четвертого компонента в большинство тройных твердых растворов с нецентральной примесью (НП) приводит к понижению температуры ФП  $T_{ср}$ , а в некоторых случаях совсем подавляет ФП. Такое поведение этих кристаллов объяснялось в [1, 2] влиянием замороженных случайных полей, возникающих из-за нарушения симметрии окружения НП атомами, входящими в состав твердого раствора. В настоящем сообщении мы покажем, что в твердом растворе  $Pb_{1-x}Sn_xTe_{1-y}Se_y$  наблюдается качественно иной тип поведения температуры ФП при изменении состава твердого раствора, хотя свойства образцов с невысоким содержанием олова очень напоминают свойства других четверных твердых растворов, содержащих атомы НП.

Приступая к изучению твердых растворов  $Pb_{1-x}Sn_xTe_{1-y}Se_y$  с невысокой концентрацией олова ( $x \leq 0,2$ ), мы полагали (исходя из отсутствия надежно установленных низкотемпературных ФП в тройных твердых растворах  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  и  $Pb_{1-x}Sn_xSe$  с  $x \leq 0,2$ ), что эта система может служить примером системы, в которой нет низкотемпературного ФП. Косвенные данные [4, 5], которые могли указывать на возможность появления ФП в этих кристаллах, относились к образцам с высоким содержанием олова ( $x \geq 0,5$ ). К нашему удивлению, уже первые эксперименты на образцах с  $x < 0,2$  обнаружили ряд особенностей, которые могли указывать на происходящие в образцах ФП. Эти результаты стимулировали постановку систематических исследований кристаллов  $Pb_{1-x}Sn_xTe_{1-y}Se_y$ .

Исследования электрических свойств кристаллов  $Pb_{1-x}Sn_xTe_{1-y}Se_y$  проводились на литых поликристаллических образцах, подвергнутых гомогенизирующему отжигу при 610—640°С в течение 60—160 ч. Возможность изучения ФП на поликристаллических образцах твердых растворов полупроводников группы  $A^4B^6$  была показана в работе [6]; контрольные опыты, выполненные на выращенных из пара монокристаллах  $Pb_{1-x}Sn_xTe_{1-y}Se_y$ , подтвердили это. В настоящей работе мы обобщим результаты, полученные на образцах, составленных по двум разрезам: 1) с постоянным значением  $y = 0,5$  и значением  $x$ , изменявшимся в пределах от 0 до 0,5, и 2) с постоянным значением  $x = 0,2$  и значением  $y$ , изменявшимся в пределах от 0 до 1.

Температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$  для образцов, составленных по двум разрезам, показаны на рисунке. Введение небольших количеств олова в образцы с фиксированным  $y$  (рисунок, а) приводит к появлению дополнительного низкотемпературного рассеяния, которое мы объясняем возникновением в кристаллах неупорядоченной дипольной структуры [2, 3]. При возрастании  $x$  интенсивность этого рассеяния сначала увеличивается, а затем, когда появляется пик ано-