

кристалл представляет собой периодическую сверхрешетку, в которой слои отличаются заменой одного из ионов близким ему по химическим свойствам. Толщины всех слоев вновь полагаем одинаковыми. Нормально к решетке распространяется звуковая волна, у которой длина волны совпадает с периодом решетки. В соседних слоях разного типа из-за флексоэффекта будет наблюдаться различная по абсолютной величине поляризация. Различие в фазах для этих слоев тогда уже не приведет к исчезновению поляризации в среднем по образцу. Т. е. для разных типов звуковых волн мы можем наблюдать как продольную, так и поперечную поляризацию из-за статического и динамического флексоэффектов [5].

Мы не будем приводить достаточно общей формулы, а сразу же ограничимся не слишком эффективным, но очень интересным вариантом. Часто поперечная звуковая волна распространяется через двухатомный ионный кристалл, не обладающий пьезосвойствами. Пусть сверхрешетка образована заменой одного из ионов на его изотоп. Не видно каких-либо сложностей принципиального характера для создания такой сверхрешетки при наличии хотя бы двух устойчивых к распаду изотопов. Различием скоростей звука в слоях можно пренебречь с точностью до  $\Delta M / (M_1 + M_2)$ , где  $M_1$ ,  $M_2$  — массы аниона и катиона;  $\Delta M$  — разность масс изотопов. Статический флексоэлектрический эффект в соседних слоях приведет к поляризации одинаковой величины, но противоположного знака, поскольку замена иона на изотоп ничего не меняет в условиях равновесия в кристалле, т. е. в среднем поляризация отсутствует. Величина же динамического флексоэффекта в разных слоях из-за различия масс изотопов будет различной. Следовательно, мы имеем прекрасную возможность наблюдать в чистом виде динамический флексоэлектрический эффект. Простой расчет в приближении жестких ионов для напряженности электрического поля, наведенного вдоль направления смещения в звуковой волне, дает

$$E = \frac{\epsilon - 1}{\pi\epsilon} \omega^2 \frac{\Delta M}{2Q} A \sin(\alpha\beta + \beta). \quad (2)$$

Здесь  $Q$  — заряд иона. Оценка показывает, что на образце толщиной 1 см при частоте звука 10 МГц и амплитуде относительной деформации  $10^{-4}$  можно наблюдать напряжение около 1 мВ.

Заметим, что динамический флексоэффект по своей природе тесно связан с инерционностью, поскольку зависит от массы ионов [5].

#### Список литературы

- [1] Цидильковский И. М. // УФН. 1975. Т. 115. № 2. С. 321—331.
- [2] Компан М. Е. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. № 6. С. 275—278.
- [3] Компан М. Е., Стельмах Н. М. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 7. С. 418—421.
- [4] Döhler G. H. // Physica Scripta. 1981. V. 24. N 2. P. 430—439.
- [5] Таганцев А. К. // УФН. 1987. Т. 152. № 3. С. 423—448.

Акустический институт им. академика Н. Н. Андреева  
Москва

Поступило в Редакцию  
29 мая 1989 г.

## СЖИМАЕМОСТИ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $(\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{Si}$

Л. Ф. Луцкая

Настоящая работа является продолжением исследований [1, 2]. Методика приготовления образцов, их аттестация и установка, на которой проведены измерения, были теми же, что и в [1]. Изотропные упругие модули рассчитаны по известным соотношениям [3]

$$k = E/3(1 - 2\mu), \quad \alpha = 1/k,$$

где  $E$ ,  $k$ ,  $\alpha$  — модули Юнга, всестороннего сжатия, объемной сжимаемости;  $\mu$  — коэффициент Пуассона.

Как видно из результатов исследований (рис. 1, 2), на политермах сжимаемости в препаратах с  $x=0.33, 0.45, 0.6$  и  $0.67$  наблюдаются по две аномалии, соответствующие двум фазовым превращениям. Низкотемпературные аномалии вблизи  $T_n$ , обусловленные перестройкой магнитной

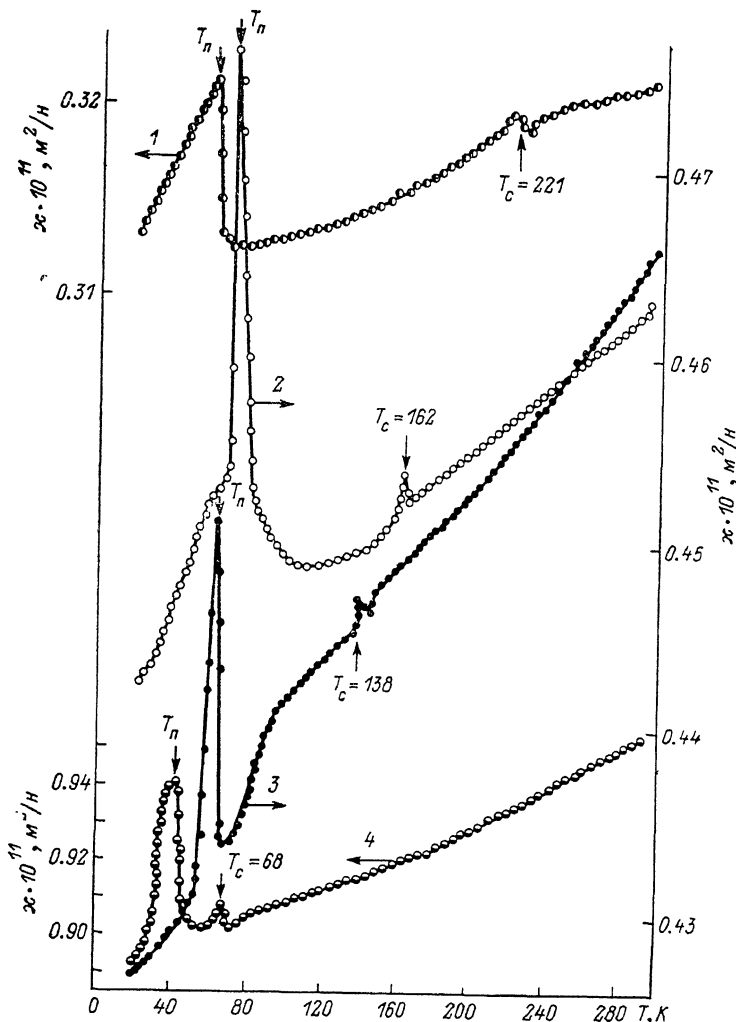


Рис. 1. Зависимости сжимаемости твердых растворов  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x)_2\text{Si}$  от температуры.  $x$ : 1 — 0.33, 2 — 0.45, 3 — 0.6, 4 — 0.67.

структуры сплавов [4, 5], имеют резко выраженный характер, в то время как высокотемпературные аномалии вблизи точки Кюри  $T_c$  (обусловленные магнитным разупорядочением) сравнительно невелики. На политерме сжимаемости для  $\text{Fe}_3\text{Si}$  виден небольшой минимум вблизи 40 К. На температурных зависимостях  $\alpha(T)$  в образцах с  $x=0.2, 0.5, 0.834$  и 1 имеется по одной аномалии при температурах 25, 155, 24 и 22 К соответственно.

Рассмотрим несколько подробнее температурно-концентрационные зависимости сжимаемостей в различных сплавах. Модули объемной адиабатической сжимаемости для различных составов меняются с повышением температуры неодинаково. Оценочные расчеты относительных изменений («скачков») сжимаемостей  $\Delta\alpha/\alpha$  вблизи температуры  $T_n$  для препаратов с  $x=0.33, 0.45, 0.60, 0.67$  равны соответственно 2, 7, 4, 5.7%. Известно [6, 7],

что наиболее существенные изменения сжимаемости сплавов наблюдаются при переходе из антиферромагнитного состояния в парамагнитное, в то время как при разрушении ферромагнитного порядка аномалии подобных свойств менее существенны. В связи с этим подобное изменение сжимаемости при  $T \simeq T_N$  указывает на антиферромагнитное разупорядочение, что согласуется с результатами исследования [8], в котором на

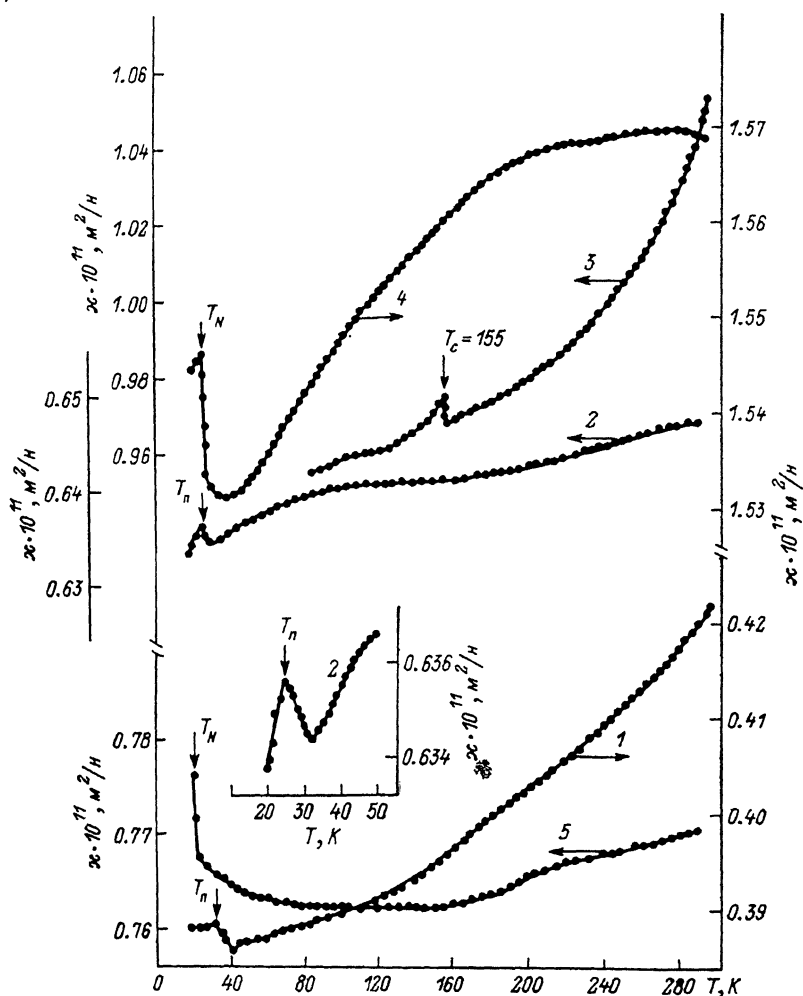


Рис. 2. Политермы сжимаемости твердых растворов  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{Si}$ .  
 $x$ : 1 — 0, 2 — 0.2, 3 — 0.5, 4 — 0.834, 5 — 1.

нейтронограммах сплавов с  $0.25 \leq x \leq 0.6$ , снятых при 4.2 К, наблюдались сверхструктурные линии, обусловленные ромбоэдрическим антиферромагнитным упорядочением магнитных моментов.

Аномальное поведение сжимаемости для низшего силицида железа в температурном интервале от 20 до 40 К может указывать на изменение энергии обменного взаимодействия, которое ответственно за магнитный порядок спинов.

Для образца с  $x = 0.2$  при  $T_N = 25 \text{ K}$  расчеты дают небольшое изменение сжимаемости ( $\Delta\chi/\chi \simeq 0.5\%$ ), которое, возможно, обусловлено взаимодействиями ферромагнитного типа. Высказанное предположение согласуется с результатами работы [9], авторы которой показали, что в области малой концентрации марганца ( $x < 0.25$ ) в твердых растворах  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{Si}$  при низких температурах доминируют ферромагнитные взаимодействия.

Согласно [4], твердый раствор  $(\text{Fe}_{0.166}\text{Mn}_{0.834})_3\text{Si}$  антиферромагнитен при температурах ниже температуры Нееля  $T_N$ . Изменение его сжимаемости вблизи  $T_N \approx 24$  К составляет  $\Delta\chi/\chi \approx 1\%$ , что указывает на сильную зависимость обменного взаимодействия от межатомного расстояния [10].

Для  $\text{Mn}_3\text{Si}$  аномальное поведение сжимаемости при  $T_N \approx 22$  К подтверждает критическую температуру фазового перехода, связанного с антиферромагнитным разупорядочением [4, 5].

Для сплавов с  $x=0.33, 0.45, 0.5, 0.6, 0.67$  вблизи точки Кюри  $T_c$  наблюдаются небольшие относительные изменения сжимаемости, соответственно равные 0.4, 0.55, 0.8, 0.36, 0.77%. Их величина характерна для ферромагнитного разупорядочения. Следует также отметить, что «скачок» на политерме сжимаемости образца с  $x=0.67$  при  $T_c \approx 68$  К согласуется с небольшой аномалией, наблюдаемой на политерме теплоемкости при 65 К [5]. Это позволяет считать, что в твердом растворе  $(\text{Fe}_{0.33}\text{Mn}_{0.67})_3\text{Si}$  в интервале температур  $T_N < T < T_c$  еще существует ферромагнитная структура, разрушающаяся при  $T = T_c$ .

В целом результаты настоящих исследований низших силицидов железа, марганца и твердых растворов  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{Si}$  с  $x=0.2, 0.33, 0.45, 0.5, 0.6, 0.67, 0.834, 1$  подтверждают критические температуры фазовых превращений и их сложную магнитную структуру.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Луцкая Л. Ф. // ФТТ, 1985. Т. 27. № 3. С. 652—655.
- [2] Луцкая Л. Ф. // ФТТ, 1988, Т. 30. № 3. С. 932—935.
- [3] Жданов Г. С. Физика твердого тела. М., 1961. 166 с.
- [4] Сидоренко Ф. А., Верещагин Ю. А., Бабанова Е. Н. и др. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. № 2. С. 628—638.
- [5] Калишевич Г. И., Луцкая Л. Ф., Гельд П. В., Путинцев Ю. В. // Изв. вузов, физика. 1977. № 2. С. 106—110.
- [6] Белов К. П., Елютин О. П., Катаев Г. И. и др. // ФММ. 1975, Т. 39, № 2. С. 284—288.
- [7] Белов К. П. Магнитные превращения М., 1959. 259 с.
- [8] Yoon S., Booth J. G. // Phys. Lett. 1974. V. 48 A. P. 381—382.
- [9] Yoon S., Booth J. G. // J. Phys. F: Met. Phys. 1977. V. 7. № 6. P. 1079—1095.
- [10] Бурханов А. М., Смородинский Я. Г., Факидов И. Г. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 2. С. 465—468.

Омский политехнический институт

Поступило в Редакцию  
4 сентября 1989 г.

© Физика твердого тела, том 32, № 7, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 7, 1990

## О МЕХАНИЗМЕ ФОТОДИФФУЗИИ ЦИНКА В ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛОБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Г. Е. Бедельбаева, А. В. Колобов

Для выяснения механизма фотодиффузии металла в халькогенидных стеклообразных полупроводниках (ХСП) [1] необходимо знать, в какой области структуры ХСП—металл поглощается свет, обеспечивающий фотодиффузию. При исследовании фотодиффузии серебра в ХСП предполагалось, что свет поглощается в полупроводнике [2] либо в металле [3, 4]. В последнее время преобладает мнение, что свет поглощается в слое продукта реакции ХСП с серебром, т. е. в легированной области [5–8].

В настоящем сообщении приводятся результаты, показывающие, что и в случае фотодиффузии другого металла — цинка [9] — свет, обеспе-